



## **ЗМІСТ**

### ***Електротехніка. Визначні події. Славенні імена***

|  |   |          |
|--|---|----------|
| <b>Баранов М.И.,<br/>Веселова Н.В.</b> | Антология выдающихся достижений в науке и технике.<br>Часть 6: Техника высоких напряжений | <b>3</b> |
|--|---|----------|

### ***Електричні машини та апарати***

|  |  |           |
|--|--|-----------|
| <b>Байда Е.И.</b>  | Расчет динамической деформации сильфона вакуумных выключателей среднего напряжения   | <b>15</b> |
| <b>Безотосный В.Ф.,<br/>Козлов В.В.,<br/>Набокова О.В.</b> | Выбор рациональной частоты тока намагничивания токовихревых преобразователей при контроле материалов                                     | <b>19</b> |
| <b>Голенков Г.М.,<br/>Пархоменко Д.І.</b>                  | Дослідження розподілу магнітної індукції в повітряному зазорі лінійного синхронного двигуна з магнітним підвісом                         | <b>22</b> |
| <b>Заблодский Н.Н.,<br/>Филатов М.А.,<br/>Грицюк В.Ю.</b>  | Численное моделирование электромагнитных полей в полифункциональных электромеханических преобразователях с полым перфорированным ротором | <b>25</b> |
| <b>Зарицкая Е.И.,<br/>Прыймак М.В.,<br/>Олейников А.М.</b> | Оценка влияния конфигурации магнитной системы на характеристики тихоходного синхронного генератора с постоянными магнитами               | <b>28</b> |
| <b>Зинченко Е.Е.,<br/>Финкельштейн В.Б.</b>                | Сравнение характеристик вентильного реактивного двигателя при его питании от коммутаторов по схемам Миллера и асимметричного моста       | <b>33</b> |
| <b>Милых В.И.,<br/>Полякова Н.В.</b>                       | Организация численного расчета магнитного поля турбогенератора в режиме нагрузки с обеспечением заданных его выходных параметров         | <b>36</b> |
| <b>Плюгин В.Е.</b>   | Математическая модель электромеханического преобразователя энергии с массивным ротором   | <b>42</b> |
| <b>Ткачук В.І.,<br/>Біляковський І.Є.,<br/>Каша Л.В.</b>   | Силовий інвертор вентильного реактивного двигуна з паралельним буфером енергії та спільним колом форсування                              | <b>45</b> |
| <b>Ярымбаш Д.С.</b>  | Идентификация электрических параметров печной петли мощных печей графитации  | <b>49</b> |

### ***Теоретична електротехніка***

|   |  |           |
|---|--|-----------|
| <b>Борисенко А.Н.,<br/>Трофименко Е.С.,<br/>Кругол Н.М.</b> | Использование векторно-топологического метода эквивалентного источника (генератора) при расчете трехфазных цепей | <b>55</b> |
|---|--|-----------|

|   |  |    |
|---|--|----|
| Пентегов И.В.,<br>Приступа А.Л.             | Усовершенствование метода Хоу для расчета частичных емкостей системы проводников | 57 |
| Чабан В.Й.,<br>Костючко С.М.,<br>Чабан О.В. | Математична модель насиченого трифазного асинхронного мотора в однофазному стані | 60 |

### **Техніка сильних електричних та магнітних полів**

|   |  |    |
|---|--|----|
| Баранов М.И.  | Уточненная математическая модель электрического источника постоянного геомагнитного поля | 62 |
| Батыгин Ю.В.,<br>Гнатов А.В.,<br>Барбашова М.В.,<br>Гаврилова Т.В.<br>Степанов А.А. | Бесконтактный способ измерения удельной электропроводности листовых металлов             | 69 |

### **Ювілеї**

|            |                            |    |
|------------|----------------------------|----|
| Сокол Е.И. | К 60-летию со дня рождения | 73 |
|------------|----------------------------|----|

### **ШАНОВНІ ЧИТАЧІ!**

*Науково-практичний журнал “Електротехніка і Електромеханіка” – передплатне видання. Звертаємо вашу увагу, що починаючи з 2006 року журнал виходить шість разів на рік. Вартість передплати на рік – 136,44 грн., на два місяці – 22,74 грн., на чотири місяці – 45,48 грн., на шість місяців – 68,22 грн., на вісім місяців – 90,96 грн., на десять місяців – 113,7 грн. Передплатний індекс: 01216.*

### **ШАНОВНІ АВТОРИ ЖУРНАЛУ!**

*Постановою президії ВАК України від 15 січня 2003 р. № 1-08/5 науково-практичний журнал «Електротехніка і Електромеханіка» внесено до Переліку наукових фахових видань України, в яких можуть публікуватися результати дисертаційних робіт на здобуття наукових ступенів доктора і кандидата наук та перереєстровано постановою президії ВАК України від 10 лютого 2010 р. № 1-05/1. Журнал зареєстровано як фаховий з № 1 2002 року.*

*Починаючи з 2005 року згідно з договором між редакцією журналу «Електротехніка і Електромеханіка» та Всеросійським інститутом наукової та технічної інформації Російської академії наук (ВИНИТИ РАН), інформація про статті з журналу за відбором експертів ВИНИТИ розміщується у Реферативному журналі (РЖ) та Базах даних (БД) ВИНИТИ. Згідно з цим договором ВИНИТИ надає редакції журналу звіт про відображення статей з журналу у РЖ та БД ВИНИТИ.*

*Починаючи з №1 за 2006 р. згідно з Наказом МОН України №688 від 01.12.2005 р. журнал надсилається до УкрІНТЕІ.*

*Електронна копія журналу «Електротехніка і Електромеханіка», який зареєстровано у Міжнародній системі реєстрації серійних (періодичних) видань під стандартизованим кодом ISSN 2074-272X, надсилається до Національної бібліотеки України ім. В.І. Вернадського. Електронна версія журналу представлена на сайті <http://nbuv.ton.gov.ua> в розділі «Інформаційні ресурси / Наукова періодика України» починаючи з 2009 року.*

*Звертаємо увагу авторів на необхідність оформлення рукописів відповідно до Вимог, які наведені на офіційному сайті НТУ «ХП» (<http://www.kpi.kharkiv.edu/eie/>). Статті, оформлені згідно з Вимогами, будуть публікуватися у першу чергу.*

М.И. Баранов, Н.В. Веселова

**АНТОЛОГИЯ ВЫДАЮЩИХСЯ ДОСТИЖЕНИЙ В НАУКЕ И ТЕХНИКЕ.  
ЧАСТЬ 6: ТЕХНИКА ВЫСОКИХ НАПРЯЖЕНИЙ***Надано короткий науково-історичний нарис про основні за останнє сторіччя вітчизняні і зарубіжні досягнення в галузі техніки високих напруг.**Приведен краткий научно-исторический очерк об основных за последнее столетие отечественных и зарубежных достижениях в области техники высоких напряжений.***ВВЕДЕНИЕ**

История становления и бурного развития такой важной для человеческого общества технической области как техника высоких напряжений (ТВН) неразрывно связана с периодом активного роста в мире в начале 20-го столетия объемов производства и передачи на расстояния электрической энергии и обусловленным всем этим процессом формирования научных школ ТВН, главным образом, в России (в бывшем СССР), Германии (в бывших ГДР и ФРГ), Австрии, Англии, США, Канаде, ЮАР, Японии и Австралии [1-4]. Считается, что датой "рождения" ТВН является 1911 год, когда впервые в мире по ТВН была издана книга – учебник В. Петерсена "Техника высоких напряжений" [2]. В России (СССР) научные школы ТВН были связаны нерушимыми научно-техническими узами с высшими техническими учебными, отраслевыми и академическими институтами. Среди отечественных научных центров в области ТВН, на взгляд автора, можно выделить следующие сформировавшиеся там за многие годы научные школы ТВН: Московская школа ТВН (Московский энергетический институт (МЭИ); Энергетический институт (ЭНИИ) АН СССР; Всесоюзный научно-исследовательский институт электроэнергетики (ВНИИЭ); Всесоюзный электротехнический институт (ВЭИ)); Ленинградская школа ТВН (Ленинградский электротехнический институт (ЛЭТИ); Ленинградский политехнический институт (ЛПИ); Северо-западный заочный политехнический институт (СЗПИ); НИИ электрофизической аппаратуры (НИИЭФА)); Томская школа ТВН, включающая новосибирских и свердловских ученых (Томский политехнический институт (ТПИ); Институт сильноточной электроники (ИСЭ) СО АН СССР; Новосибирский государственный университет (НГУ); НИИ высоких напряжений (НИИВН) при ТПИ; Институт электрофизики (ИЭФ) УО АН СССР); Киевская школа ТВН (Киевский политехнический институт (КПИ); Институт электросварки АН УССР; Институт электродинамики (ИЭД) АН УССР); Харьковская школа ТВН (Харьковский электротехнический институт (ХЭТИ); Украинский физико-технический институт (УФТИ) АН УССР, Харьковский политехнический институт (ХПИ)); Донецкая школа ТВН (Славянский НИИВН); Николаевская школа ТВН (Институт импульсных процессов и технологий (ИИПТ) АН УССР, Николаевский государственный аграрный университет (НГАУ)). Согласно высказыванию выдающегося советского ученого-химика, академика АН СССР (с 1932 года) Николая Николаевича Семенова (1896-1986 гг.), создавшего общую теорию цепных химических реакций в веществе и ставшего лауреатом Нобелевской премии по химии за 1956 год, для любой научной школы характерно следующее [5]: "Научная школа это своеобразный образ мышления и

действия в науке, в подходе к решению любых научных проблем". Что касается Германии, то ее научные школы в области ТВН также тесно связаны с высшими немецкими учебными заведениями [2, 3]: Дрезденской высшей технической школой (с ныне Дрезденским техническим университетом (ДТУ)) и Высшей технической школой г. Карлсруэ (с ныне Карлсруэским техническим университетом). Кстати, в 1991 году на базе ДТУ проводился 7-ой международный симпозиум по высоковольтной импульсной технике (ВИТ), в работе которого принял участие и автор этой статьи [6]. В Австрии научным центром в области ТВН стал Грацский технический университет, ставший в 1995 году местом проведения 9-го международного симпозиума по ВИТ [7]. В Англии одними из ведущих научных центров в области ТВН стали Кембриджский, Стаффордский и Лондонский университеты [5, 8]. В США становление и развитие ТВН связано, прежде всего, с фирмой "High Voltage Engineering Corporation" и электротехнической компанией "Westinghouse Electric Corporation" [4, 9]. Основными научными центрами в США по изучению молнии стали Майямский (штат Флорида) и Миссисипский университеты [10]. В Канаде активное развитие научной проблематики ТВН и молниезащиты проводится в Торонтском университете и Квебекской электроэнергетической компании IREQ [4, 11]. В ЮАР с ее активной грозовой деятельностью вопросам ТВН и молниезащиты уделяется большое внимание в Йоханесбургском университете [12]. В Японии передовые позиции в области ТВН и изучения эффектов молнии занимают Йокогамский, Нагойский и Токийский университеты [13]. В Австралии ведущим научным центром по ТВН и исследованию молнии стал Кюнслендский университет [14].

Указав основные современные научные центры мира в области ТВН, базирующиеся на достижениях ученых их научных школ прошлого и настоящего, нам не следует забывать о тех великих исследователях электричества высокого потенциала из далекого прошлого, которые в 18-19 веках с помощью элементарных высоковольтных устройств и измерительных средств закладывали научно-технические основы этой области знаний человечества. В этом славном ряду знаменитых ученых-первопроходцев в области ТВН того далекого от нас периода, прежде всего, следует назвать российских физиков Георга Рихмана (1711-1753 гг.), Михаила Ломоносова (1711-1765 гг.) и американского физика Бенджамина Франклина (1706-1790 гг.) [5, 15]. Поэтому с их весьма значимого и поныне для специалистов-высоковольтников пионерского вклада в ТВН следует и начать это короткое научно-историческое повествование про данную важную для человечества область электричества.

## 1. ПЕРВЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСТВА ВЫСОКОГО ПОТЕНЦИАЛА

Выдающиеся российские ученые-электрофизики Рихман Г. и Ломоносов М.В. (академики Петербургской Академии наук, ставшей впоследствии Российской Академией наук – РАН) и великий американский физик Франклин Б., заложив первые "кирпичи" в научные основы электростатики и атмосферного электричества сверхвысокого потенциала, установили идентичность электрической материи природной молнии (атмосферного сильноточного электрического разряда между облаком и землей) и искусственного электричества, получаемого на земле при помощи механического натирания тканью отдельных твердых изоляционных предметов (например, стеклянных или эбонитовых круглых стержней, а также более массивных плоских и сферических тел) или с применением в дальнейшем в лабораторных условиях более производительных (в части получения электрических зарядов) электризационных (электрофорных) машин [5, 8, 15]. В 1749 году Франклином Б. была разработана качественная "унитарная теория" электрической материи, согласно которой она (эта материя) представляет собой особо тонкую электрическую жидкость ("электрический флюид"), пронизывающую любые металлические и диэлектрические тела [5, 15]. При избытке такой жидкости в физическом теле оно заряжается положительно, а при ее недостатке в теле – отрицательно. Не имея возможности количественной оценки электрической материи в теле, он принял наугад, что наэлектризованное трением об шелковую ткань стекло заряжается положительно. Он в то далекое время писал [8, 15]: *"Электрическая материя состоит из частиц, крайне малых, способных пронизывать обычные вещества, такие плотные как металл, с такой легкостью и свободой, что они не испытывают заметного сопротивления"*. Чем не гениальное предсказание наличия в металле заряженных микрочастиц – свободных электронов с их элементарными зарядами? Заметим, что последние были открыты лишь в 1897 году выдающимся английским физиком Джозефом Томсоном (1856-1940 гг.) [5, 8, 15]. В указанной теории электричества Франклином Б. для большей определенности были впервые введены понятия положительного и отрицательного электрического заряда, которые с их обозначениями "+" и "-" и поныне применяются в электротехнике и ТВН всего мира. В 1750 году он изобрел молниеотвод для защиты различных объектов (например, зданий и находящихся в них людей) от вредного действия на них грозовых разрядов [15]. Принципиальные идеи этого простого и надежного грозозащитного средства (заостренного сверху металлического стержня, возвышающегося над объектом и хорошо электрически соединенного с землей) используются во всем мире и в настоящее время.

Рихман Г. первым в России наблюдал и описал явление электростатической индукции (процесс электризации незаряженного физического тела на расстоянии от электрически заряженного тела) [8, 15]. Он с помощью изобретенного им в 1752 году электрического указателя и сконструированной совместно с Ломоносовым М.В. "громовой машины" (большого электроскопа, улавливающего во время грозы электрические заряды от длинных искровых разрядов молнии) провел натурные опыты по исследованию природы атмосферного электричества [8, 15]. Используя идеи Франклина Б., первый российский электрофизик Рихман Г. разработал несколько конструкций молниеотводов и испытал их действие в реальной грозовой обстановке. Он в

изучении молнии и защите от нее наземных сооружений и людей видел научную-техническую задачу большой важности. В подтверждение большой опасности молнии для человека следует сказать о трагической судьбе одного из первых ее исследователей – Рихмана Г.: он погиб 6 августа 1753 года во время проведения им опыта из-за прорыва на него канала разряда от прямого удара молнии в "громовую машину" [4, 8, 9]. В 1753 году Ломоносов М.В. разработал теорию атмосферного электричества, возникновение которого связывал с восходящими и нисходящими в атмосфере потоками насыщенного водяными парами воздуха [5, 8, 15]. Эта теория, основанная на процессе электризации движущихся микрочастиц атмосферного воздуха, не претерпела принципиальных изменений и по сей час. Первый молниеотвод Франклина в России был установлен Ломоносовым М.В. на своем жилом доме в г. Петербурге [8, 15].

## 2. ДОСТИЖЕНИЯ МОСКОВСКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ ТВН

Учеными этой широко известной в мире научной школы ТВН был внесен крупный вклад в развитие отечественной и мировой электрофизики и электроэнергетики. В начале 20-го века в дореволюционной России в Народном университете им. Шанявского работавшим там известным российским физиком Владимиром Константиновичем Аркадьевым (рис. 1) был разработан и создан первый российский высоковольтный генератор импульсных напряжений (ГИН), получивший название "генератора молнии" [5, 8, 15]. Данный ГИН являлся многокаскадным генератором импульсов напряжения, построенным на основе высоковольтных конденсаторов, расположенных на полках этажерочной конструкции и запаасающих от зарядного устройства электрическую энергию. В историю ТВН и ВИТ этот генератор на выходное напряжение в сотни киловольт вошел как ГИН этажерочного типа, построенный по ставшей классической схеме Аркадьева-Маркса [2, 16, 17]. С помощью "генератора молнии" Аркадьевым В.К. и его сотрудниками были успешно проведены многолетние экспериментальные физико-химические исследования поведения твердого вещества в условиях ударного действия на него сильного электромагнитного поля, возникающего в зоне прямого удара сильноточной воздушной искры от созданного ими ГИН в испытываемый объект [15, 17].



Рис. 1. Российский физик В.К. Аркадьев (1884-1953 гг.)

Важный вклад в формирование этой школы ТВН (например, в решение задач выбора изоляции электротехнических установок высокого напряжения и определения их электрической прочности) был внесен известными российскими учеными, д.т.н., проф. Сиrotинским Л.И. и д.т.н., проф. Стекольниковым И.С., долгие годы проработавшими в МЭИ и ЭНИН АН

СССР [1]. В 1950 году под научным руководством будущего академика АН СССР Попкова В.И. в ЭНИН АН СССР на основе электрической схемы Вальтера-Синельникова (особенности работы этой оригинальной схемы харьковских ученых-физиков будут приведены ниже в разделе б), относящейся к каскадным генераторам высокого постоянного напряжения, был создан уникальный шестикаскадный генератор на напряжение  $\pm 600$  кВ [4]. В качестве выпрямителей в каскадной схеме Попкова были использованы рентгеновские кенотроны марки КР-220 с обратным напряжением в 220 кВ. Отличительной особенностью данного генератора было то, что интенсивный нагрев катодов его кенотронов выполнялся ламповым генератором с током высокой частоты в 375 кГц [4]. Этот мощный генератор сверхвысокого напряжения был использован Попковым В.И. при исследовании биполярной электрической короны на проводах воздушных линий электропередачи (ЛЭП) постоянного тока. Важных для практики создания и молниезащиты ЛЭП сверхвысокого напряжения и теории пробоя воздушных промежутков большой длины и грунта добились в конце прошлого века ученые научной группы, возглавляемой известным российским электрофизиком-энергетиком, д.т.н., проф. Эдуардом Мееровичем Базеляном [18, 19]. Значительное развитие в СССР вопросов ТВН (например, в области коронного разряда на проводах воздушных ЛЭП при постоянном и переменном напряжениях, теории волновых процессов в воздушных ЛЭП и обмотках мощных электрических машин и грозозащиты воздушных ЛЭП высокого и сверхвысокого напряжения) было осуществлено известным российским ученым, д.т.н., проф. Даниилом Всеволодовичем Разевигом, возглавлявшим с 1958 по 1972 годы кафедру "Техники высоких напряжений" МЭИ и пробывшим ряд лет директором ЭНИН АН СССР [20]. Внезапный уход его из жизни, наступивший 5 июня 1973 года, прервал его активную творческую работу над актуальными проблемами ТВН.

Дальнейшее развитие и эффективное решение проблем ТВН в МЭИ получило в работах известного российского ученого, д.т.н., проф. Владимира Петровича Ларионова [21], долгие годы возглавлявшего в этом институте кафедру "Техники высоких напряжений", и его учеников: д.т.н., проф. Верещагина И.П. (теория электрофизических процессов в воздушных движущихся микровключениях, аэрозолях и облаках земной атмосферы [22]), д.т.н., проф. Колечицкого Е.С. (методы расчета электрических полей в высоковольтных устройствах [23]), д.т.н., проф. Анненкова В.З. (методы расчета характеристик заземлителей ЛЭП с токами короткого замыкания и молнии [24]), к.т.н. Кужекина И.П. (методы измерения импульсных токов и напряжений в высоковольтных испытательных установках [25]), к.т.н. Прохорова Е.Н. (методы молниезащиты технических объектов [26]), к.т.н. Борисова Р.К. (методы диагностики заземляющих устройств ЛЭП и подстанций, оценки грозозащиты самолетов и электромагнитной совместимости объектов электроэнергетики [27,28]) и др. Важных результатов в ТВН добился д.т.н., проф. Комельков В.С. (в изучении механизмов импульсного пробоя жидкостей [29]).

Заметный научный след в деятельности данной школы ТВН оставил известный российский ученый из московского ВНИИЭ д.т.н., проф. Владимир Владимирович Бургдорф. Здесь Бургдорфом В.В. была организована крупная лаборатория для решения проблем по созданию и освоению в СССР, а затем и в России, воздушных ЛЭП сверх- и ультравысокого

напряжения [30]. Им были исследованы условия возникновения в электрических сетях грозových, коммутационных и феррорезонансных перенапряжений и разработаны мероприятия по их ослаблению. Определены условия самопогасания мощных электрических дуг в воздушных промежутках высоковольтных ЛЭП для оценки длительности паузы при их повторных включениях под напряжение. Были изучены влияния климатических факторов на надежность функционирования высоковольтных ЛЭП и определены расчетные климатические нагрузки на их элементы. Проведены важные исследования в области механики и нагрева проводов ЛЭП высокого, сверх- и ультравысокого напряжения. Развита теория динамики проводов таких ЛЭП. Разработаны методы и устройства для борьбы с вибрацией и пляской проводов высоковольтных ЛЭП. Предложены методы оценки потерь от электрической короны и создаваемых ею помех на воздушных линиях и подстанциях высокого, сверх- и ультравысокого напряжения и разработаны рекомендации по их ограничению. За большой научный вклад в создание в бывшем СССР первых ЛЭП классов напряжения 500 и 750 кВ Бургдорф В.В. был удостоен Ленинской премии и премии СМ СССР. На основе результатов его многолетних теоретических и экспериментальных исследований были разработаны нормы и правила проектирования и эксплуатации высоковольтных электроэнергетических систем и объектов в сильно гололедных районах, широко используемые в России на практике и до настоящего времени.

Весомые научные результаты в области ТВН были получены учеными московского ВЭИ: д.т.н., проф. Бондалетовым В.Н. (в разработке и создании мощных мегавольтных ГИН, испытательных трансформаторных каскадов, уникальных обострителей наносекундных импульсов сверхвысокого напряжения и индукционных ускорителей металлических проводников до гиперзвуковых скоростей порядка 1 км/с [31]), д.т.н., проф. Никифоровым М.Г. (в создании высоковольтных испытательных высокочастотных средне- и малогабаритных установок, мощных ГИТ и нестандартных измерительных средств к ним [32]) и др.

### 3. ДОСТИЖЕНИЯ ЛЕНИНГРАДСКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ ТВН

Начало процесса формирования этой всемирно известной российской школы ТВН было связано с именами таких ученых как д.т.н., проф. Смурова А.А. (ЛЭТИ, 1910 год) и электротехника-физика, академика АН СССР (с 1929 года), д.т.н., проф. Владимира Федоровича Миткевича (рис. 2), много лет проработавшего в ЭНИН АН СССР, Санкт-Петербургском политехническом институте и его правопреемнике в советское время ЛПИ на кафедре "Техники высоких напряжений" [33]. В первые десятилетия 20-го века в мире уже находились в эксплуатации ряд воздушных ЛЭП на переменное напряжение 110 кВ (например, в американском штате Мичиган длиной 80 км и мощностью 10 МВт), а также строились новые ЛЭП на 110 кВ (например, в канадском штате Онтарио длиной 500 км и мощностью 40 МВт) и проектировались более мощные по передаваемой электроэнергии воздушные ЛЭП (например, в США разрабатывалась ЛЭП на 150 кВ) [2, 33]. Создатели этих зарубежных высоковольтных ЛЭП столкнулись с острой проблемой ограничения в них коронного электрического разряда, возникающего на их металлических проводах и приводящего к значительным потерям электрической энергии.



Рис. 2. Российский ученый В.Ф. Миткевич (1872-1951 гг.)

В 1910 году (фактически 100 лет тому назад!) Миткевичем В.Ф. в известной электротехнической лаборатории проф. Шателена Санкт-Петербургского политехнического института был изобретен расщепленный провод для воздушной ЛЭП высокого, сверх- и ультравысокого напряжения [33, 34]. Идея создания такого металлического провода ЛЭП заключалась в пространственном разнесении его одинаковых жил и расположении их в вершинах правильного многоугольника (например, на общей окружности радиусом  $R_p$ , называемым радиусом расщепления [33, 34]). Сам автор этого выдающегося изобретения в области ТВН о таком проводе написал следующее [33, 34]: *"Применение повышенного рабочего напряжения налагает известные условия на выбор диаметра проводов, заставляет увеличивать этот диаметр. Здесь мы, конечно, не можем идти сколь угодно далеко, если только будем держаться обычных типов проводов. Одно из многих возможных решений этой задачи состоит в следующем. Провод состоит из ряда отдельных жил, отстоящих одна от другой и расположенных по некоторой цилиндрической поверхности в качестве образующих этой поверхности"*. Дальнейшее развитие мировой электроэнергетики показало, что эта революционная научно-техническая идея стала важнейшим принципом конструирования воздушных ЛЭП сверх- и ультравысокого напряжения.

Необходимо указать, что в 1937 году ленинградский электротехник, проф. Горев А.А. предложил использовать высоковольтные конденсаторные батареи большой мощности для моделирования процессов в высоковольтных выключателях электроэнергетических систем промышленной частоты 50 Гц в режиме их (этих систем) отключения [15, 35]. На основе этой важной научно-технической идеи в бывшем СССР впервые в мире были разработаны и созданы уникальные так называемые "контура Горева", обеспечивающие получение эквивалентных трехфазных мощностей до 400 МВт (при ЛПИ) и выше 1000 МВт (при ВЭИ, г. Москва) для проводимых натурных испытаний мощных высоковольтных электроэнергетических устройств на экспериментальную оценку их отключающих характеристик [15, 35]. Им на основе каскада трансформаторов была разработана и оригинальная схема мощной выпрямительной установки для получения сверхвысоких постоянных напряжений [4, 36].

Определенные успехи в изучении сильноточных электрических дуг, тепловых и электродинамических процессов в электрических аппаратах высокого напряжения и их коммутационных свойств были достигнуты известным российским ученым, д.т.н., проф. Осипом Борисовичем Броном (кстати, до отъезда в г. Ленинград много лет проработавшим в ХЭТИ) и его последователями на кафедре "Теоретических основ

электротехники" СЗПИ [37]. Рассматривая эту школу ТВН необходимо отметить значительный научный вклад в ее развитие известного российского ученого, чл.-корр. АН СССР, д.т.н., проф. Михаила Владимировича Костенко, длительное время плодотворно трудившегося на упомянутой кафедре ЛПИ и многие годы возглавлявшего ее [36, 38]. Им были выполнены фундаментальные теоретические исследования грозовых и коммутационных перенапряжений в воздушных ЛЭП высокого и сверхвысокого напряжения. Он заложил теоретические основы и разработал новые методы расчета волновых процессов в указанных ЛЭП. Сформулировал основные принципы и методы молниезащиты электроэнергетических объектов. История развития ТВН вобрала в себя и весомые результаты теоретических и опытных исследований по выбору воздушных изоляционных расстояний на ЛЭП и подстанциях высокого и сверхвысокого напряжения и расчета в их конструкциях электростатических и переменных электрических (магнитных) полей, выполненные академиком АН СССР, д.т.н., проф. Николаем Николаевичем Тиходеевым и его учениками [39, 40].

В ЛПИ на кафедре "Техники высоких напряжений", начиная с середины 20-го столетия, был выполнен большой комплекс научных исследований по разработке и созданию конструкций высоковольтных малоиндуктивных конденсаторов различного назначения (работы д.т.н., проф. Кучинского Г.С. и др., например, [35, 41]) и мощных генераторов импульсных токов (ГИТ) на их основе (работы д.т.н., проф. Шнеерсона Г.А., к.т.н. Дашука П.Н., к.т.н. Зайнца С.Л. и др., [35]). Кроме того, ученые этой кафедры, ЛПИ совместно с учеными НИИЭФА (д.т.н. Бурцевым В.А., д.т.н. Глухих В.А., д.т.н. Калинин Н.В. и др. [42]) образовали известный в мире научный центр СССР по созданию мощных ГИТ и получению на основе разряда их высоковольтных емкостных накопителей энергии больших импульсных токов (БИТ), а также генерированию сильных (сверхсильных) импульсных магнитных полей (ИМП) в диэлектрических средах (работы д.т.н., проф. Шнеерсона Г.А. и др., [35, 43]), нашедших в сравнительно недалекий от нас советский период времени важное научно-прикладное использование (например, в изучении поведения материалов в условиях сверхвысоких давлений и высокотемпературной плазмы в условиях, характерных для протекания управляемых термоядерных реакций). На указанной кафедре ЛПИ были выполнены необходимые для решения задач по получению БИТ и сильных (сверхсильных) ИМП прикладные исследования по повышению срока службы и надежности работы высоковольтных кабелей, конденсаторов и разрядников, работающих в импульсном режиме в сильноточных разрядных цепях ГИТ (работы к.т.н. Пильщикова В.Е., к.т.н. Шилина О.В. и др., например, [35, 44]).

Здесь долго и успешно трудился видный российский ученый в области ТВН, чл.-корр. РАН, д.т.н., проф. Георгий Николаевич Александров [33, 45]. В 60-х годах прошлого столетия под научным руководством Александрова Г.Н. (рис. 3) в ЛПИ при указанной выше учебной кафедре была создана уникальная научно-исследовательская лаборатория сверхвысоких электрических напряжений. В ее составе находились два сверхвысоковольтных каскада испытательных трансформаторов переменного тока частотой 50 Гц на выходное номинальное напряжение 2,25 МВ, ГИН на выходное номинальное напряжение 7 МВ и опытные пролеты воздушной ЛЭП на напряжение до 2 МВ [33, 45]. Наличие такого мощного высоковольтного обо-



рудования позволило небольшой научной группе Александра Г.Н. выполнить огромный комплекс экспериментальных натурных исследований, связанных с определением электрической прочности и выбором размеров конструкций основных длинномерных изоляционных элементов воздушных ЛЭП сверх- и ультравысокого напряжения (работы с участием д.т.н., проф. Иванова В.Л. и др., например, [46]). Исследования ученых ленинградской научной школы ТВН совместно с результатами второй половины 20-го столетия других научных центров мира в области ТВН позволили сделать важный вывод о том, что габаритные размеры воздушных ЛЭП (соответственно и их технико-экономические показатели) однозначно определяются уровнем внутренних коммутационных импульсных перенапряжений (причем, положительной полярности) в электроэнергетических системах и электрической прочностью воздушной изоляции при их (этих перенапряжений) воздействиях на элементы ЛЭП. В этот период здесь получило дальнейшее развитие математическое и физическое моделирование электрофизических процессов в воздушных ЛЭП с расщепленными проводами. Было достоверно установлено, что расщепленный провод линии значительно выравняет электрическое поле в воздушных изоляционных промежутках ЛЭП сверх- и ультравысокого напряжения и повышает из-за этого электрическую прочность их воздушной изоляции.



Рис. 3. Российский ученый Г.Н. Александров (1930-2008 гг.)

Ленинградцами были найдены эффективные технические решения по устранению возможного неблагоприятного воздействия сильных электрических полей на людей и животных (за счет оптимизации конструкции опор и применения зеленых низкорослых насаждений под ЛЭП), временно оказавшихся вблизи или под проводами воздушной ЛЭП сверхвысокого напряжения (работы к.т.н. Лисочкиной Т.В., к.т.н. Кашиной В.А. и др., например, [33]). В последние годы на кафедре "Энергетики и техники высоких напряжений" Санкт-Петербургского государственного политехнического университета (бывшего ЛПИ) были получены важные электрофизические результаты по созданию воздушных ЛЭП сверх- и ультравысокого напряжения повышенной пропускной способности и разработке новых способов их грозозащиты длинно-искровыми воздушными разрядниками (работы д.т.н., проф. Подпоркина Г.В. и др., например, [47]).

#### 4. ДОСТИЖЕНИЯ ТОМСКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ ТВН

В Сибири значимых успехов в области ТВН добились ученые ТПИ (ныне политехнического университета), НИИВН при ТПИ, ИСЭ СО АН СССР, ИЭФ УО АН СССР и НГУ. Формирование здесь научной школы ТВН началось в первой половине 20-го столетия с экспериментальных работ известного россий-

ского ученого, д.т.н., проф. Александра Акимовича Воробьева и его учеников [48]. Здесь в 70-е годы прошлого века важных результатов в области ВИТ и создания высоковольтных генераторов наносекундных импульсов достигла научная группа, возглавляемая д.т.н., проф. Геннадием Андреевичем Месяцем [49]. Особая концентрация творческих усилий Месяца Г.А. (рис. 4) и его коллег по работе в конце прошлого столетия была направлена в области сильноточной электроники на разработку и создание мощных источников сверхвысокого напряжения для электронных ускорителей, используемых в экспериментальной физике при изучении высокотемпературной плазмы и возможности получения управляемых импульсных термоядерных реакций [50]. В этот период ими были созданы мощные ускорители электронов с энергией до 10 МэВ при импульсном токе электронного пучка до 1 МА и при его длительности до 10 нс [15, 50, 51]. Отметим, что Месяц Г.А. в начале 21-го века стал академиком и вице-президентом РАН, лауреатом престижной международной премии по энергетике, а с 2004 года – директором всемирно известного Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Важные научные результаты учеными этой школы ТВН были получены в вопросах разработки и создания мощных наносекундных коммутаторов мегавольтного диапазона (работы д.т.н., проф. Ковальчука Б.М., д.т.н., проф. Поталицына Ю.Ф., д.т.н., проф. Коршунова Г.С., д.т.н. Евлампиева С.Б. и др., например, [52-54]).



Рис. 4. Российский ученый-электрофизик Г.А. Месяц

Широко известными в научном мире стали результаты, полученные учеными НИИВН при ТПИ, ИСЭ СО АН СССР, ИЭФ УО АН СССР и НГУ: д.т.н., проф. Дульзоном А.А. (экспериментальные данные по грозовой деятельности в сибирском регионе и измерению амплитудно-временных параметров (АВП) БИТ молнии [55]), переехавшим в США д.т.н., проф. Раковым В.А. (по ориентировке и стягиванию грозовых разрядов к техническим объектам и их молниезащите [56]), д.т.н. Котовым Ю.А. (по сильноточным импульсным ускорителям электронов и взрыву проводников [57]), д.т.н., проф. Ушаковым В.Я. и д.т.н., проф. Вершининым Ю.Н. (по импульсной электрической прочности жидких и твердых диэлектриков [58, 59]), д.ф.-м.н., проф. Ивановым В.В. (по электродинамическим процессам в сильноточных цепях ГИТ [51]) и д.т.н., проф. Рожанским И.М. (по электрической прочности газовой изоляции [18]). Перспективными для нанотехнологий являются материалы современных исследований д.т.н., проф. Лернера М.И. по электровзрывной технологии, касающиеся получения наноструктурных образований материалов за счет воздействия на них БИТ, формируемых при помощи высоковольтных электрофизических установок [60]. В настоящее время усилиями ученых Томской научной школы ТВН и ее московского представителя и науч-

ного "флагмана" – академика РАН Месяца Г.А. и сотрудниками его института активно решаются насущные проблемы импульсной энергетики России [61].

#### 5. ДОСТИЖЕНИЯ КИЕВСКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ ТВН

Данная известная в Украине и за рубежом научная школа в области ТВН стала формироваться с приходом в КПИ д.т.н., проф. Федченко И.К., началом его руководства кафедрой "Техники высоких напряжений" и его высоковольтными исследованиями там в период с 1954 по 1975 годы [4, 45]. Новый импульс к развитию эта школа ТВН получила в 1993 году, когда заведующим кафедрой "Техники и электрофизики высоких напряжений" КПИ (ныне Национальный технический университет Украины "КПИ") стал известный ученый, д.т.н., проф. Владимир Александрович Бржезицкий [4]. Здесь была разработана и изготовлена эталонная установка типа УПТН-500 с элегазовой изоляцией для проверки трансформаторов напряжения класса 500 кВ промышленной частоты 50 Гц, выпускаемых Запорожским заводом высоковольтной аппаратуры [4, 62]. Сотрудниками научной группы Бржезицкого В.А. (в частности, к.т.н. Проценко А.Р. и др.) были разработаны и созданы ряд оригинальных конструкций прецизионных делителей высокого напряжения (например, типа ВДН-75 на 75 кВ), используемых в высоковольтных электротехнологических установках и диагностических компьютерных томографах [4,63]. В 1996 году учеными указанной кафедры КПИ совместно с киевским НПО "Энерго-прогресс" Минэнерго Украины впервые в мировой практике было разработано, изготовлено и реально испытано устройство для ограничения перенапряжений при ремонте под электрическим напряжением элементов ЛЭП класса 330 кВ [4]. Данное устройство было выполнено на основе передвижного защитного воздушного промежутка (разрядника) и переносного ограничителя перенапряжений, что позволяло обеспечивать ограничение возникающего перенапряжения на месте выполнения ремонтных работ на ЛЭП [4].

В последние годы Бржезицким В.А. и его учениками (например, к.т.н. Шостаком В.А., к.т.н. Беляевым В.К. и др.) получены интересные научные данные международного уровня, касающиеся мониторинга молнии и проблемы молниезащиты объектов электроэнергетики, радио- и телевидения [64, 65]. Следует отметить, что в 1970 году в Институте электросварки им. Е.О. Патона АН УССР для осуществления электронно-лучевой сварки металлов в вакууме был разработан и изготовлен высоковольтный источник питания электронной пушки мощностью 10 кВт на выходное постоянное напряжение 200 кВ [66]. Схема данного источника высокого напряжения была построена на основе полупроводникового выпрямителя с изолированным сердечником высоковольтного трансформатора [4]. В настоящее время учеными отдела электрофизики ИЭД НАН Украины активно проводятся работы по исследованию стримерных разрядов в высоковольтных плазмохимических реакторах и их влиянию на получение озона и обеззараживание жидкостей (работы д.т.н., проф. Фальковского Н.И., к.т.н. Божко И.В., к.т.н. Петухова И.С. и др., например, [67, 68]). В этом институте под научным руководством известного украинского ученого, чл.-корр. НАНУ, д.т.н., проф. Анатолия Андреевича Щербы успешно ведутся работы по объемному электроэрозионному диспергированию металлов в технологических камерах высоковольтных установок [69, 70].

#### 6. ДОСТИЖЕНИЯ ХАРЬКОВСКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ ТВН

С 30-х годов 20-го столетия в ХЭТИ на кафедре "Передачи электрической энергии" под руководством ее заведующего д.т.н., проф. Василия Михайловича Хрущева (будущего академика и директора Института энергетики АН УССР с 1939 года, рис. 5) начали активно проводиться работы в области дуговых и механических выпрямителей переменного тока и ТВН.

Среди первых учеников-высоковольтников Хрущева В.М. был будущий руководитель мощной харьковской научно-исследовательской лаборатории ТВН и преобразователей тока (НИЛ ТВН и ПТ), переросшей с годами в бывшее конструкторское бюро ОКБ ВИТ и нынешний институт НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ", к.т.н., доц. Саул Маркович Фертик (рис. 6), внесший большой научный вклад в изучение поведения волн грозовых перенапряжений в воздушных ЛЭП сверхвысокого напряжения (СВН) [36, 71].



Рис.5. Советский ученый В.М. Хрушев (1882-1941 гг.)



Рис. 6. Советский ученый С.М. Фертик (1901-1986 гг.)

Для установления причин возникновения многочисленных аварий в электросетях "Донбассэнерго" в 1934 году научными сотрудниками отдела ТВН указанной кафедры (Фертиком С.М., Потужным А.К. и др.) был создан уникальный ГИН на напряжение 3,5 МВ (рис. 7).



Рис. 7. Внешний вид ГИН на выходное напряжение 3,5 МВ для испытаний на молниестойкость воздушных ЛЭП "Донбассэнерго" (разработка ХЭТИ), построенный в полевых условиях на деревянных опорах в 1934 году [71]

Начиная с 1939 года, в ХЭТИ под руководством к.т.н., доц. Вайнера А.Л. был выполнен важный комплекс экспериментальных работ по определению для воздушных ЛЭП СВН характеристик различных заземлителей и грунтов. В советское время в ОКБ ВИТ и затем в НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ", возглавляемом ныне д.т.н., проф. Кравченко В.И., и в ряде ведущих научных центров СССР харьковскими учеными-высоковольтниками, удостоенными в 1988 году премии СМ СССР и двух Госпремий Украины в области науки и техники за 2004 и 2006 годы, были созданы уникальные высоковольтные испытательные крупно- и среднегабаритные установки мегавольтного диапазона, предназначенные для генерации БИТ и оценки стойкости технических объектов к воздейст-



вию мощных электромагнитных полей (разработки к.т.н. Конотопа В.В., к.т.н. Нескородова Г.Ф., к.т.н. Колиушко Г.М., к.т.н. Пекаря И.Р., к.т.н. Гурина А.Г., к.т.н. Гладкова В.С., к.т.н. Баранова М.И., к.т.н. Коробко А.И., к.т.н. Бойко Н.И. и др.) [15, 51, 71, 72].

НИЛ ТВН и ПТ "ХПИ" со своей мощной высоковольтной элементной базой стала родоначальником развития в бывшем СССР новой прогрессивной электротехнологии магнитно-импульсной обработки металлов, основанной на энергосиловом действии сильных ИМП на обрабатываемые металлические детали (работы к.т.н., проф. Белого И.В., д.т.н., проф. Хименко Л.Т., д.т.н., проф. Михайлова В.М., д.т.н., проф. Батыгина Ю.В. и др. [4, 70]). Достижения харьковских ученых в этой электротехнологии были удостоены в 1982 году премии СМ СССР. Здесь произошло становление и такой новой для Украины электротехнологии как КВИВ– технологии, базирующейся на комплексе высоковольтных импульсных воздействий на обрабатываемые сыпучие и жидкие вещества (работы д.т.н., доц. Бойко Н.И. и его коллег [4, 70]). В настоящее время научной группой сотрудников НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ", руководимой Бойко Н.И., успешно проводятся работы по эффективному получению в электрофизических реакторах озона и конверсии токсичных газообразных промышленных отходов при помощи высоковольтного импульсного коронного разряда с расширенной зоной ионизации [70]. На рис. 8 приведен общий вид ГИН этажерочного типа на номинальное напряжение 1,2 МВ, созданный недавно по технической идее к.т.н. Пекаря И.Р. научной группой сотрудников НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ", возглавляемой д.т.н., проф. Барановым М.И. [15, 73].



Рис. 8. Внешний вид передвижного ГИН на номинальное напряжение 1,2 МВ и запасаемую энергию 15 кДж разработки НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ" 2006 года, работающего на открытом воздухе и формирующего стандартные грозовые и коммутационные импульсы напряжения [15, 73]

На рис. 9 показан общий вид погружного ГИН на выходное напряжение 1 МВ, созданного не так давно в НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ" научной группой сотрудников, руководимой к.т.н. Гладковым В.С. [74].

На рис. 10 представлены общие виды высоковольтных конденсаторов последних разработок научной группы сотрудников НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ", руководимой д.т.н., проф. Рудаковым В.В., который сейчас возглавляет в НТУ "ХПИ" кафедру "Инженерной электротехники" по профилю ТВН [4].

На рис. 11 приведен общий вид мощного генератора различных по АВП компонент тока искусствен-

ной молнии (до 300 кА) на энергию до 1 МДж, созданного в последние годы в НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ" (разработка научной группы сотрудников, руководимой д.т.н., проф. Кравченко В.И., к.т.н., с.н.с. Колиушко Г.М., д.т.н., проф. Барановым М.И.) [75].



Рис. 9. Внешний вид малогабаритного ГИН на 1 МВ разработки НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ" 2008 года, работающего в жидкой среде трансформаторного масла внутри металлического бака формирователя специальных наносекундных импульсов напряжения и тока [74]



Рис. 10. Внешний вид высоковольтных конденсаторов разработки НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ" 2009 года [4]



Рис. 11. Внешний вид уникального генератора тока искусственной молнии на запасаемую энергию 1 МДж разработки НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ" 2007 года [75]

Яркую страницу в историю Харьковской научной школы ТВН вписали ученые УФИ АН УССР – д.т.н., проф. Антон Карлович Вальтер (с 1951 года академик АН УССР) и д.т.н., проф. Кирилл Дмитриевич Синельников (с 1948 года академик АН УССР) [5, 15]. Ими для проведения исследований в области ядерной физики в 1932 году был создан в "металле" уникальный электростатический генератор (ЭСГ) на выходное номинальное постоянное напряжение 5 МВ, построенный по схеме американского ученого Ван де Граафа (об его генераторе и достигнутых советскими физиками ядерщиками успехах с помощью ЭСГ будет более подробно сказано ниже в разделе 9) [5, 15, 76]. Кроме того, харьковскими физиками Вальтером А.К. (рис. 12) и Синельниковым К.Д. (рис. 13), глубоко вникшими в область теории и практики высоковольтных каскадных генераторов, в 1934 году была рассчитана, спроектирована и изготовлена выпрямительная четырехступенчатая каскадная установка на выходное номинальное

электрическое напряжение  $\pm 400$  кВ [4]. Основным преимуществом этого нового типа высоковольтной выпрямительной каскадной установки по схеме Вальтера-Синельникова, генерирующей сверхвысокое постоянное напряжение, по сравнению с другими электрическими схемами ее построения (например, со схемой от 1920 года швейцарского электротехника-высоковольтника Генриха Грейнахера [77]) являлось существенное снижение в ней падения (уменьшения) и пульсации выходного постоянного напряжения в нагрузочном режиме ее работы [4].



Рис. 12. Советский физик А.К. Вальтер (1905-1965 гг.)



Рис. 13. Советский физик К.Д. Синельников (1901-1966 гг.)

Следует особо указать то, что большую помощь при создании в УФТИ АН УССР и соответственно в СССР высоковольтной научно-технической базы для ядерной физики оказывал, как известно, выдающийся физик, д.т.н., проф. Игорь Васильевич Курчатов (академик АН СССР с 1943 года, рис. 14) [5, 15, 76].



Рис. 14. Советский физик И.В. Курчатов (1903-1960 гг.)

## 7. ДОСТИЖЕНИЯ ДОНЕЦКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ ТВН

Учеными НИИВН (г. Славянск) достигнуты большие успехи в изготовлении нелинейных ограничителей перенапряжений, а также в вопросах разработки научно-технических основ и создания технологии серийного производства в Украине высоковольтных полимерных изоляторов классов напряжения от 35 до 1150 кВ, нашедших широкое применение в воздушных ЛЭП СВН и контактных сетях электрифицированного железнодорожного транспорта (рис. 15) [78]. Эту актуальную научно-производственную работу специалисты научной школы ТВН данного НИИВН, возглавляемой известным ученым, д.т.н., проф. Юрием Николаевичем Шумиловым, проводят совместно с учеными научной группы ИЭД НАН Украины, руководимой упомянутым выше чл.-корр. НАНУ, д.т.н., проф. Щербой А.А. Результатом такого успешного сотрудничества в указанной электротехнической проблематике высокого напряжения стало присуждение ряду ученых этих институтов Госпремии Украины в области науки и техники за 1998 год.

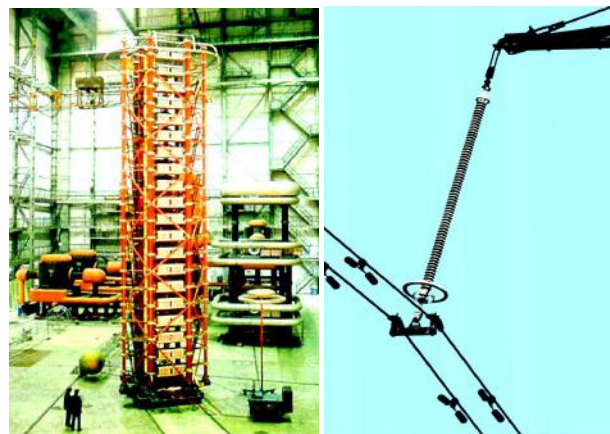


Рис. 15. Внешний вид мощного высоковольтного испытательного комплекса НИИВН и славянских полимерных изоляторов на воздушной ЛЭП класса 330 кВ [78]

## 8. ДОСТИЖЕНИЯ НИКОЛАЕВСКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ ТВН

Николаевское проектно-конструкторское бюро электрогидравлики (ПКБЭ) АН УССР оказалось ведущей организацией в бывшем СССР по технологическому применению в машиностроении и ряде других отраслей промышленности (например, для штамповки труднообрабатываемых деталей и очистки литья от формовочных смесей) явления электрогидравлического эффекта (ЭГЭ) в жидкости [70, 79]. Здесь под научным руководством известного ученого, д.т.н., проф. Григория Афанасьевича Гулого (рис. 16) были разработаны научно-технические основы этой новой прогрессивной взрывной электротехнологии, требующей использования мощных ГИТ на напряжение в десятки кВ при токе до сотен кА. Учеными и специалистами ПКБЭ, ставшего в дальнейшем ИИПТ НАН Украины, на основе изучения электрофизических процессов, протекающих в сильноточных цепях технологического оборудования и обрабатываемых при помощи ЭГЭ металлических деталей различной формы, были спроектированы и изготовлены промышленные электрогидравлические установки (ЭГУ) – электровзрывные пресса (например, их типоразмерный ряд из Т1220, Т1223 и Т1226 на запасаемую электрическую энергию от 10 до 160 кДж) для обработки в жидкости различных металлов импульсным давлением порядка  $10^4$  атмосфер при максимальной температуре в сильноточном канале подводного искрового электрического разряда порядка  $10^5$  К [70, 79].



Рис. 16. Советский ученый Г.А. Гулый (1932-2000 гг.)

В ИИПТ НАН Украины были получены фундаментальные научные данные, касающиеся физики и механики мощных электроразрядных процессов в конденсированных средах (например, работы д.т.н., проф. Гулого Г.А., д.т.н., проф. Вовченко А.И. – ны-



нешнего директора института, д.т.н. Сизоненко О.Н., к.т.н. Швеца И.С. и др. [70, 79]). Выполнены оригинальные разработки высоковольтных конденсаторов различного назначения (работы зав. отделом Онищенко Л.И. и др. [4, 79]). В последние годы в ИИПТ НАН Украины были созданы ЭГУ (например, "Скиф 4М"), предназначенные для интенсификации добычи нефти и природного газа, а также погружные ЭГУ (например, "Скиф 140") для электроимпульсной обработки водозаборных скважин при очистке призабойных зон и повышении дебита мощных скважинных водных источников [73]. В НГАУ получены важные результаты по взаимодействию ударных волн с плазмой сильноточного канала подводного искрового разряда (работы д.т.н., доц. Дубовенко К.В. и др. [80]).

## 9. ДОСТИЖЕНИЯ ЗАРУБЕЖНЫХ НАУЧНЫХ ШКОЛ ТВН

Из-за ограниченного объема данной статьи остановимся лишь на некоторых наиболее ярких и важных достижениях ведущих научных школ ТВН дальнего зарубежья. В 1931 году выдающимся американским физиком Ван де Граафом (рис. 17) была разработана конструкция генератора статического электричества, способного получать сверхвысокое постоянное напряжение до уровня 10 МВ при малом токе на электрической нагрузке (например, в пучке электронного ускорителя, запитываемого от ЭСГ) до 3 мА [4, 5, 15]. На рис. 18 приведена принципиальная схема построения ЭСГ Ван де Граафа, а на рис. 19 – внешний вид такого генератора на постоянное напряжение мегавольтного уровня, созданного в США в 1931 году [5].



Рис. 17. Американский физик Ван де Грааф (1901-1967 гг.)

Согласно данным рис. 18 положительные заряды с острых металлических электродов нижней коронирующей гребенки с потенциалом до 100 кВ вначале попадают на движущуюся снизу-вверх прорезиненную ленту. Наверху ЭСГ в области его металлического электрода сферической или иной (как на рис. 19) формы, закрепленного на вертикально установленной несущей изоляционной конструкции (обычно цилиндрической конфигурации), с помощью верхней гребенки эти заряды снимаются и поступают по токопроводу на внутреннюю и далее на внешнюю поверхность потенциального электрода этого генератора.

Накопившиеся на этом электроде заряды  $Q_0$  и определяют его электрический потенциал, равный  $U_0 = Q_0 / C_0$ , где  $C_0$  – электрическая емкость верхнего потенциального электрода ЭСГ относительно земли. Чем больший заряд  $Q_0$  был снят с ленты и поступил на этот электрод, тем будет выше и его потенциал  $U_0$ .

Советскими физиками-ядерщиками из УФТИ АН УССР в 30-х годах прошлого столетия именно подобная конструкция ЭСГ и была использована при создании на территории этого института высоковольтного генератора постоянного напряжения для искусственного ускорения положительно заряженных протонов

(ядер водорода  ${}^1_1\text{H}$ ) в проводимых ими ядерных исследованиях, направленных на первые в СССР расщепления ядер атомов щелочно-земельных металлов.

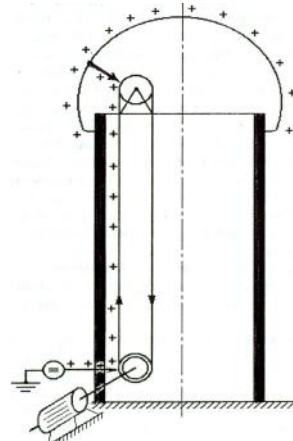


Рис. 18. Принципиальная схема построения ЭСГ Ван де Граафа на сверхвысокое постоянное напряжение [4,5]

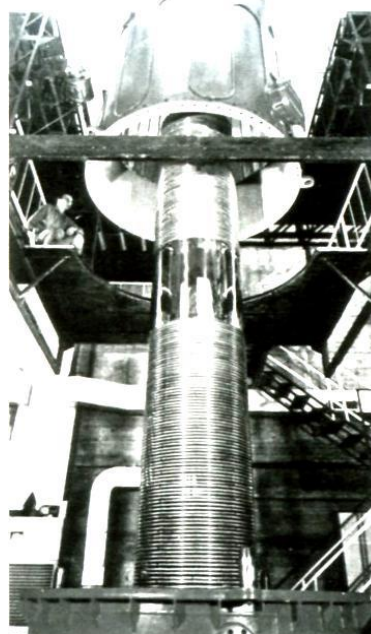
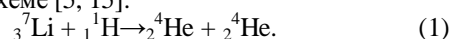


Рис. 19. Внешний вид электростатического генератора Ван де Граафа на выходное постоянное напряжение мегавольтного диапазона, построенного в США в 1931 г. [5]

В 1932 году в знаменитом Кембриджском университете (Англия) выдающимися английскими физиками Джоном Кокрофтом (1897-1967 гг.) и Эрнестом Уолтоном (1903-1995 гг.) был сконструирован высоковольтный каскадный генератор на выходное постоянное электрическое напряжение до 0,8 МВ для ускорения его сверхвысоким электрическим потенциалом (электрическим полем) положительно заряженных частиц – протонов [5, 15, 81]. На основе данного генератора Кокрофта-Уолтона (рис. 20) ими в том же году был создан уникальный ускоритель протонов на энергию до 1 МэВ, получивший в истории физики название "ускоритель Кокрофта-Уолтона" [5,8]. С помощью этого ускорителя они в апреле 1932 года осуществили первую в мире ядерную реакцию с использованием искусственно ускоренных протонов. Это была реакция по трансмутации ядер изотопа лития  ${}^7_3\text{Li}$ , происходящая с образованием  $\alpha$ -частиц (ядер гелия) по следующей классической схеме [5, 15]:



За эту научную пионерскую работу в области ядерной физики Дж. Кокрофту и Э. Уолтону была присуждена Нобелевская премия по физике за 1951 год [5, 8, 15]. Здесь важно заметить, что в октябре 1932 года аналогичная (1) ядерная реакция по расщеплению ядра щелочно-земельного лития  ${}^7\text{Li}$  (ядра атомов этого металла характеризуются малой энергией связи, составляющей 5,57 МэВ/нуклон [82]) также с применением ускоренных протонов до энергии 2,5 МэВ (с помощью сильного электрического поля высоковольтного ЭСГ-инжектора по схеме Ван де Граафа на выходное номинальное напряжение 5 МВ [15, 51, 76]) была проведена советскими физиками из УФИ АН УССР (ныне Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт" НАН Украины) [5, 15]; будущими академиками АН УССР Вальтером А.К., Синельниковым К.Д., Лейпунским А.И. и помогавшим им доц. ХЭТИ Латышевым Г.Д.

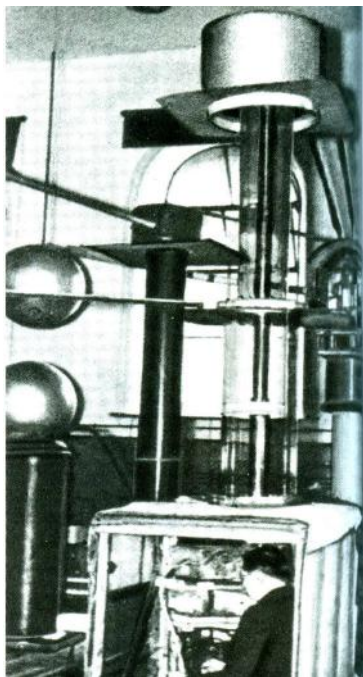


Рис. 20. Внешний вид высоковольтного каскадного генератора на выходное номинальное постоянное напряжение 0,8 МВ ускорителя Кокрофта-Уолтона, построенного в Англии по схеме Грейнахера в 1932 году (на переднем плане находится экранированная кабина – камера с исследователем электрофизических и ядерных процессов) [5, 81]

Для лучшего представления об этих работах следует указать, что созданный в то предвоенное время в УФИ АН УССР на основе схемы ЭСГ Ван де Граафа уникальный линейный ускоритель протонов на 2,5 МэВ имел следующие характеристики [8, 15]: радиус потенциального электрода ЭСГ – до 5 м; длину ускорительной трубки с фарфоровыми изоляторами и плоскими электродами – до 15 м; давление остаточного газа в ускорительной трубке – до  $4 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Техника высоких напряжений. Ч. 3 / Под ред. Л.И. Сиротинского. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1959. – 368 с.
2. Бейер М., Бёк В., Мёллер К. и др. Техника высоких напряжений: теоретические и практические основы ее применения / Пер. с нем. под ред. В.П. Ларионова. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 555 с.
3. Хаушильд В., Мош В. Статистика для электротехников в приложении к технике высоких напряжений / Пер. с нем. – Л.: Энергоатомиздат, 1989. – 312 с.

4. Бржезицкий В.О., Сакова А.В., Рудаков В.В. та ін. Техніка і електрофізика високих напруг: Навч. посібник / За ред. В.О. Бржезицького, В.М. Михайлова. – Харків: НТУ "ХПИ", – Торнадо, 2005. – 930 с.
5. Храмов Ю.А. История физики. – Киев: "Феникс", 2006. – 1176 с.
6. Baranov M.I., Bondina N.N. Nonstationary electromagnetic and thermal processes in cylindrical conductors with lightning current // Proceedings 7<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering (Dresden, Germany). – 1991. – Vol. 8. – P. 159-161.
7. Baranov M.I. Estimation of ultimate current loadings for cylindrical conductors being influenced by the lightning current // Proceedings 9<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering (Graz, Austria). – 1995. – Vol. 6. – P. 6805-1–6805-4.
8. Кудрявцев П.С. Курс истории физики. – М.: Просвещение, 1974. – 312 с.
9. Баранов М.И., Шерстюкова Т.Д. Электротехническая "война" постоянного и переменного токов: краткая история и области их современного применения // Электротехніка і електроμηχανіка. – 2010. – №4. – С. 3-9.
10. Uman M.A. Natural and artificially-initiated lightning and lightning test standards // Proceedings of the IEEE. – 1988. – Vol. 76. – № 12. – P. 1548-1565.
11. Hussein A.M., Janischewskij W.I., Chang J.S., Shostak V.A. et al. Simultaneous measurement of lightning parameters for strokes to the Toronto Canadian National Tower // Journal Geophys. Res. – 1995. – Vol. 100. – No. D5. – P. 8853-8861.
12. Jandrell I.R., Reynders J.P., Van Coller J.M. Consideration of the transient skin-effect in coaxial systems and an analysis of this effect in various types of conductor // Proceedings 7<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering (Dresden, Germany). – 1991. – Vol. 8. – P. 143-146.
13. Horii K., Wada A. Measurement of lightning current by the magnetizing effect on magnetic tape // Proceedings 7<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering (Dresden, Germany). – 1991. – Vol. 8. – P. 35-38.
14. Darveniza M., Mercer D.R., Tumma L.R. Stresses on surge arrester blocks caused by multipulse lightning currents // Proceedings 7<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering (Dresden, Germany). – 1991. – Vol. 8. – P. 233-236.
15. Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики: Монография в 2-х томах. Том 1: Электрофизика и выдающиеся физики мира. – Харьков: Изд-во НТУ "ХПИ", 2008. – 252 с.
16. Marx E. Deutsches Reichspatent №455933, 1923. – S. 4.
17. Аркадьев В.К. Искровой конденсаторный трансформатор // Труды ГЭЭИ (ВЭИ). – 1925. – № 6. – С. 75.
18. Базелян Э.М., Рожанский И.М. Искровой разряд в воздухе. – Новосибирск: Наука, 1988. – 164 с.
19. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты. – М.: Физматлит, 2001. – 319 с.
20. Техника высоких напряжений / Под ред. Д.В. Разеви́га. – М.: Энергия, 1976. – 488 с.
21. Электрофизические основы техники высоких напряжений / Под ред. И.П. Верещагина, В.П. Ларионова. – М.: Энергоатомиздат, 1993. – 541 с.
22. Antsupov K.V., Vereshchagin I.P., Koshelev M.A. et al. Discharges from cloud of charged aerosol // Proceedings 7<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering (Dresden, Germany). – 1991. – Vol. 8. – P. 15-18.
23. Колечицкий Е.С. Расчет электрических полей устройств высокого напряжения. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 168 с.
24. Анненков В.З. Расчет импульсных характеристик стержневого заземлителя с учетом нелинейности грунта // Электричество. – 1989. – № 11. – С. 9-16.
25. Кужекин И.П. Испытательные установки и измерения на высоком напряжении. – М.: Энергия, 1980. – 136 с.
26. Кужекин И.П., Ларионов В.П., Прохоров Е.Н. Молния и молниезащита. – М.: Знак, 2003. – 330 с.
27. Базуткин В.В., Борисов Р.К., Горшков А.В. и др. Оценка параметров заземлителей при воздействии импульсных токов // Электричество. – 2002. – № 6. – С. 6-12.
28. Дьяков А.Ф., Максимов Б.К., Борисов Р.К. и др. Электромагнитная совместимость в электроэнергетике и электротехнике / Под ред. А.Ф. Дьякова. – М.: Энергоатомиздат, 2003. – 768 с.
29. Комельков В.С. Механизмы импульсного пробоя жидкости // Доклады АН СССР. – 1945. – Т. 47. – № 4. – С. 56-60.
30. Памяти Владимира Владимировича Бургдорфа // Электричество. – 2010. – № 6. – С. 68.
31. Балтаханов А.М., Бондалетов В.Н. Расчет электромагнитных и электромеханических переходных процессов в индукционно-динамических системах // Электричество. – 1981. – № 1. – С. 64-67.

32. Бобиков В.Е., Домашенко Г.Д., Никифоров М.Г. Инструментальное обеспечение научных исследований и испытаний в области электромагнитной совместимости // Технологии электромагнитной совместимости. – 2004. – № 2 (9). – С. 57-62.
33. Бочаров Ю.Н., Соколов А.М. Практическое значение идеи расщепленного провода // Электричество. – 2010. – № 1. – С. 2-8.
34. Миткевич В.Ф. Явление тихого разряда в высоковольтных воздушных линиях электропередачи // Электричество. – 1910. – № 7. – С. 12-15.
35. Техника больших импульсных токов и магнитных полей / Под ред. В.С. Комелькова. – М.: Атомиздат, 1970. – 472 с.
36. Техника высоких напряжений / Под ред. М.В. Костенко. – М.: Высш. шк., 1973. – 528 с.
37. Брон О.Б. Электромагнитное давление // Сборник научных трудов "Механические взаимодействия в сильных магнитных полях". – Л.: Изд-во СЗПИ, 1974. – С. 7-13.
38. Костенко М.В. Операционная форма телеграфных уравнений многопроводной линии высокого напряжения (Допущения и область применения) // Электричество. – 1987. – № 10. – С. 6-13.
39. Миролобов Н.Н., Костенко М.В., Тиходеев Н.Н. и др. Методы расчета электростатических полей. – М.: Высш. шк., 1963. – 415 с.
40. Рудакова В.М., Тиходеев Н.Н. Учет годовых колебаний влажности, температуры и давления воздуха при выборе изоляции линий электропередачи // Известия АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1986. – № 5. – С. 3-7.
41. Техника высоких напряжений / Под ред. Г.С. Кучинского. – СПб.: Изд-во ПЭИПК, 1998. – 700 с.
42. Бурцев В.А., Литуновский В.Н., Прокопенко В.Ф. и др. Конденсаторная батарея на 1 МДж с малой постоянной времени // Приборы и техника эксперимента. – 1979. – № 4. – С. 167-170.
43. Шнееерсон Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 199 с.
44. Подпоркин Г.В., Пильщиков В.Е., Сиваев А.Д. Защита ВЛ 6-10 кВ от грозных перенапряжений посредством длинноискровых разрядников модульного типа // Энергетик. – 2003. – № 1. – С. 10-13.
45. Александров Г.Н. Сверхвысокие напряжения. – Л.: Энергия, 1973. – 181 с.
46. Александров Г.Н., Иванов В.Л., Кизеветтер В.Е. Электрическая прочность наружной высоковольтной изоляции. – Л.: Энергия, 1969. – 240 с.
47. Подпоркин Г.В., Енькин Е.Ю., Пильщиков В.Е. и др. Грозозащита ВЛ 10-35 кВ и выше с помощью мультикамерных разрядников и изоляторов-разрядников // Электричество. – 2010. – № 10. – С. 11-16.
48. Высоковольтное испытательное оборудование и измерения / Под ред. А.А. Воробьева. – М.: Госэнергоиздат, 1960. – 584 с.
49. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. – М.: Советское радио, 1974. – 256 с.
50. Кремнев В.В., Месяц Г.А. Методы умножения и трансформации импульсов в сильноточной электронике. – Новосибирск: Наука, 1987. – 226 с.
51. Баранов М.И. Ретроспектива, современное состояние и перспективы развития исследований в области создания электроустановок с мощными накопителями электрической и магнитной энергии // Электротехника і електромеханіка. – 2007. – № 5. – С. 48-60.
52. Ковальчук Б.М., Кремнев В.В., Поталицын Ю.Ф. Сильноточные наносекундные коммутаторы. – Новосибирск: Наука, 1976. – 176 с.
53. Зорин В.Б., Головина Е.Ю., Поталицын Ю.Ф. и др. Эрозия электродов при сильноточном мегавольтном разряде в элегазе // Журнал технической физики. – 1986. – Том 56. – № 5. – С. 926-929.
54. Евлампиев С.Б., Коршунов Г.С., Щербаков В.В. Устройство наносекундного запуска обостряющих мегавольтных разрядников // Приборы и техника эксперимента. – 1992. – № 1. – С. 124-127.
55. Дульзон А.А., Лопатин В.В., Носков М.Д. и др. Моделирование развития ступенчатого лидера молнии // Журнал технической физики. – 1999. – Т. 69. – № 4. – С. 48-53.
56. Uman M.A., Rakov V.A. Critical Review of Nonconventional Approaches to Lightning Protection // American Meteorological Society. – 2002. – № 12. – P. 1809-1820.
57. Ковальчук Б.М., Котов Ю.А., Месяц Г.А. Наносекундный сильноточный ускоритель электронов с индуктивным накопителем // Журнал технической физики. – 1974. – Т. 46. – № 1. – С. 215-217.
58. Ушаков В.Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. – Томск: Изд-во Томского ун-та, 1975. – 256 с.
59. Вершинин Ю.Н. Электрический пробой твердых диэлектриков. – Новосибирск: Наука, 1968. – 210 с.
60. Лернер М.И. Электровзрывные нанопорошки неорганических материалов: технология производства, характеристики, области применения. Автореферат дис... докт. техн. наук (01.04.07). – Томск, 2007. – 31 с.
61. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. – М.: Наука, 2004. – 704 с.
62. Бржезицкий В.А., Копшин В.В., Проненко В.И. / Поверочная установка для трансформаторов напряжения классов 110-500 кВ // Измерительная техника. – 1989. – № 2. – С. 24-25.
63. Проценко А.Р. Высоковольтные делители напряжения для автоматизированных систем электропитания вычислительных томографов. Дис. канд. техн. наук (05.14.12). – Киев, 1988. – 288 с.
64. Шостак В.А., Беляев В.К., Бржезицкий В.А. и др. Современные системы дистанционного определения места удара и характеристик молний // Технічна електродинаміка. – 2000. – № 5. – С. 6-13.
65. Shostak V.A., Janischewskyj W.I., Hussein A.M., Chang J.S. et al. Modeling of the electromagnetic field associated with lightning return strokes to a complex tall tower // Proceedings 26<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (Cracow, Poland). – 2002. – P. 167-172.
66. Крыштаб Г.С., Лоскутов Г.А. Источник питания на 200 кВ для электроно-лучевой сварки // Автоматическая сварка. – 1970. – № 3. – С. 42-46.
67. Фальковский Н.И., Белинский В.В. Распределение энергии в канале слабotoчного высоковольтного разряда // Технічна електродинаміка. – 2001. – № 6. – С. 15-20.
68. Божко И.В., Петухов И.С. Исследование разрядного промежутка для плазмохимического реактора на положительной стримерной короне // Технічна електродинаміка. – 2005. – № 3. – С. 8-11.
69. Щерба А.А., Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н. Трехмерное моделирование электротепловых процессов в технологическом аппарате объемного электроскрегового диспергирования электропроводящих металлов // Технічна електродинаміка. Тематичний випуск: Силовая электроника и энергоэффективность. – 1998. – Т.1. – С. 241-245.
70. Баранов М.И. Прогрессивные импульсные технологии обработки материалов: история, физические основы и технические возможности // Электротехніка і електромеханіка. – 2009. – № 1. – С. 42-54.
71. Саул Маркович Фертик. Документы. Воспоминания / Составитель И.М. Шептуг. – Харьков: НТУ "ХПИ", 2001. – 112 с.
72. Баранов М.И., Колиушко Г.М., Кравченко В.И. и др. Комплекс высоковольтного испытательного электрофизического оборудования экспериментальной базы НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ" // Вісник НТУ "ХПІ". Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Електроенергетика і перетворююча техніка. – Харків: НТУ "ХПІ". – 2004. – № 4. – С. 3-13.
73. Баранов М.И., Бочаров В.А., Зябко Ю.П. и др. Комплекс электрофизического оборудования для генерирования микро- и миллисекундных импульсов напряжения до 1,2 МВ и тока до 200 кА // Технічна електродинаміка. – 2003. – № 5. – С. 55-59.
74. Гладков В.С., Магда И.И., Рудаков В.В. и др. Мегавольтный частотный генератор импульсов длительностью на полуволне 30 нс // Приборы и техника эксперимента. – 2009. – № 3. – С. 50-53.
75. Баранов М.И., Колиушко Г.М., Кравченко В.И. и др. Генератор тока искусственной молнии для натуральных испытаний технических объектов // Приборы и техника эксперимента. – 2008. – № 3. – С. 81-85.
76. Электростатические генераторы / Сб. статей под ред. А.К. Вальтера. – М.: Гостехиздат, 1959. – 256 с.
77. Greinacher H. // Bulletin Switzerland Electrotechnik. – 1920. – H. № 11. – S. 59.
78. Шидловский А.К., Шумилов Ю.Н., Щерба А.А. и др. Высоковольтные полимерные изоляторы. – Киев: Изд-во "Сучасність", 2008. – 252 с.
79. Гулый Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий. – Киев: Наукова думка, 1990. – 208 с.
80. Щерба А.А., Дубовенко К.В. Высоковольтные электроразрядные компактные системы. – Киев: Наукова думка, 2008. – 270 с.
81. Croft J.D., Walton E.T. // Proceedings Royal Society. – 1932. – Vol. A136. – P. 619.
82. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 864 с.



**Bibliography (transliterated):** 1. Tehnika vysokih napryazhenij. Ch. 3 / Pod red. L.I. Sirovinskogo. – M.-L.: Gos'energoizdat, 1959. – 368 s. 2. Bejer M., Bek V., Meller K. i dr. Tehnika vysokih napryazhenij: teoreticheskie i prakticheskie osnovy ee primeneniya / Per. s nem. pod red. V.P. Laronova. – M.: 'Energoatomizdat, 1989. – 555 s. 3. Haushil'd V., Mosh V. Statistika dlya 'elektrotehnikov v prilozhenii k tehnike vysokih napryazhenij / Per. s nem. – L.: 'Energoatomizdat, 1989. – 312 s. 4. Brzhezickij V.O., Isakova A.V., Rudakov V.V. ta in. Tehnika i elektrofizika visokih naprug: Navch. posibnik / Za red. V.O. Brzhezickogo, V.M. Mihajlova. – Harkiv: NTU "HPI". – Tornado, 2005. – 930 s. 5. Hramov Y.A. Istoriya fiziki. – Kiev: "Feniks", 2006. – 1176 s. 6. Baranov M.I., Bondina N.N. Nonstationary electromagnetic and thermal processes in cylindrical conductors with lightning current // Proceedings 7<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering (Dresden, Germany). – 1991. – Vol. 8. – P. 159-161. 7. Baranov M.I. Estimation of ultimate current loadings for cylindrical conductors being influenced by the lightning current // Proceedings 9<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering (Graz, Austria). – 1995. – Vol. 6. – P. 6805-1-6805-4. 8. Kudryavcev P.S. Kurs istorii fiziki. – M.: Prosvetschenie, 1974. – 312 s. 9. Baranov M.I., Shervstyukova T.D. 'Elektrotehnicheskaya "vojna" postoyannogo i peremennogo tokov: kratkaya istoriya i oblasti ih sovremennoho primeneniya // Elektrotehnika i elektromekhanika. – 2010. – №4. – S. 3-9. 10. Uman M.A. Natural and artificially-initiated lightning and lightning test standards // Proceedings of the IEEE. – 1988. – Vol. 76. – № 12. – P. 1548-1565. 11. Hussein A.M., Janischewskij W.I., Chang J.S., Shostak V.A. et al. Simultaneous measurement of lightning parameters for strokes to the Toronto Canadian National Tower // Journal Geophys. Res. – 1995. – Vol. 100. – No. D5. – P. 8853-8861. 12. Jandrell I.R., Reynders J.P., Van Coller J.M. Consideration of the transient skin-effect in coaxial systems and an analysis of this effect in various types of conductor // Proceedings 7<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering (Dresden, Germany). – 1991. – Vol. 8. – P. 143-146. 13. Horii K., Wada A. Measurement of lightning current by the magnetizing effect on magnetic tape // Proceedings 7<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering (Dresden, Germany). – 1991. – Vol. 8. – P. 35-38. 14. Darveniza M., Mercer D.R., Tumma L.R. Stresses on surge arrester blocks caused by multipulse lightning currents // Proceedings 7<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering (Dresden, Germany). – 1991. – Vol. 8. – P. 233-236. 15. Baranov M.I. Izbrannye voprosy 'elektrofiziki: Monografiya v 2-h tomah. Tom 1: 'Elektrofizika i vydayushiesya fiziki mira. – Harkov: Izd-vo NTU "HPI", 2008. – 252 s. 16. Marx E. Deutsches Reichspatent №455933, 1923. – S. 4. 17. Arkad'ev V.K. Iskrovoy kondensatornyj transformator // Trudy G'EI (V'EI). – 1925. – № 6. – S. 75. 18. Bazelyan 'E.M., Rozhanskij I.M. Iskrovoy razryad v vozduhe. – Novosibirsk: Nauka, 1988. – 164 s. 19. Bazelyan 'E.M., Rajzer Yu.P. Fizika molnii i molniezaschity. – M.: Fizmatlit, 2001. – 319 s. 20. Tehnika vysokih napryazhenij / Pod red. D.V. Razevija. – M.: 'Energiya, 1976. – 488 s. 21. 'Elektrofizicheskie osnovy tehniki vysokih napryazhenij / Pod red. I.P. Vereschagina, V.P. Laronova. – M.: 'Energoatomizdat, 1993. – 541 c. 22. Antsupov K.V., Vereschagin I.P., Koshelev M.A. et al. Discharges from cloud of charged aerosol // Proceedings 7<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering (Dresden, Germany). – 1991. – Vol. 8. – P. 15-18. 23. Kolechickij E.S. Raschet 'elektrocheskich polej ustrojstv vysokogo napryazheniya. – M.: 'Energoatomizdat, 1983. – 168 s. 24. Annenkov V.Z. Raschet impul'snyh karakteristik sterzhnevoho zametil'nyja s uchetom nelinejnosti grunta // 'Elektrichestvo. – 1989. – № 11. – S. 9-16. 25. Kuzhekin I.P. Ispytatel'nye ustanovki i izmereniya na vysokom napryazhenii. – M.: 'Energiya, 1980. – 136 s. 26. Kuzhekin I.P., Laronov V.P., Prohorov E.N. Molniya i molniezaschita. – M.: Znak, 2003. – 330 s. 27. Bazutkin V.V., Borisov R.K., Gorshkov A.V. i dr. Ocenka parametrov zametil'nyja pri vozdejstvii impul'snyh tokov // 'Elektrichestvo. – 2002. – № 6. – S. 6-12. 28. D'yakov A.F., Maksimov B.K., Borisov R.K. i dr. 'Elektromagnitnaya sovmestimost' v 'elektro'energetike i 'elektrotehnike / Pod red. A.F. D'yakova. – M.: 'Energoatomizdat, 2003. – 768 s. 29. Komel'kov V.S. Mehanizmy impul'snogo probvoja zhidkosti // Doklady AN SSSR. – 1945. – T. 47. – № 4. – S. 56-60. 30. Pamyati Vladimira Vladimirovicha Burgsdorfa // 'Elektrichestvo. – 2010. – № 6. – S. 68. 31. Baltahanov A.M., Bondaletov V.N. Raschet 'elektromagnitnyh i 'elektromehanicheskich peredodnyh processov v indukcionno-dinamicheskikh sistemah // 'Elektrichestvo. – 1981. – № 1. – S. 64-67. 32. Bobikov V.E., Domashenko G.D., Nikiforov M.G. Instrumental'noe obespechenie nauchnyh issledovanij i ispytanij v oblasti 'elektromagnitnoj sovmestimosti // Tehnologii 'elektromagnitnoj sovmestimosti. – 2004. – № 2 (9). – S. 57-62. 33. Bocharov Yu.N., Sokolov A.M. Prakticheskoe znachenie idei rassheplennogo provoda // 'Elektrichestvo. – 2010. – № 1. – S. 2-8. 34. Mitkeev V.F. Yavlenie tihogo razryada v vysokovol'tnyh vozdušnyh liniyah 'elektroperedachi // 'Elektrichestvo. – 1910. – № 7. – S. 12-15. 35. Tehnika bol'shih impul'snyh tokov i magnitnyh polej / Pod red. V.S. Komel'kova. – M.: Atomizdat, 1970. – 472 s. 36. Tehnika vysokih napryazhenij / Pod red. M.V. Kostenko. – M.: Vyssh. shk., 1973. – 528 s. 37. Bron O.B. 'Elektromagnitnoe davlenie // Sbornik nauchnyh trudov "Mehaničeskije vzaimodejstviya v sil'nyh magnitnyh polyah". – L.: Izd-vo SZPI, 1974. – S. 7-13. 38. Kostenko M.V. Operacionnaya forma telegrafnyh uravnenij mnogoprovodnoj linii vysokogo napryazheniya (Dopuscheniya i oblast' primeneniya) // 'Elektrichestvo. – 1987. – № 10. – S. 6-13. 39. Miroyubov N.N., Kostenko M.V., Tihodeev N.N. i dr. Metody rascheta 'elektrostaticheskich polej. – M.: Vyssh. shk., 1963. – 415 s. 40. Rudakova V.M., Tihodeev N.N. Uchet godovyh kolebanij vlazhnosti, temperatury i davleniya vozduha pri vybore izoljatsii linij 'elektroperedachi // Izvestiya AN SSSR. 'Energetika i transport. – 1986. – № 5. – S. 3-7. 41. Tehnika vysokih napryazhenij / Pod red. G.S. Kuchinskogo. – SPb.: Izd-vo P'EI PK, 1998. – 700 s. 42. Burcev V.A., Litunovskij V.N., Prokopenko V.F. i dr. Kondensatornaya batariya na 1 MDzh s maloj postoyannoj vremeni // Pribory i tehnika 'eksperimenta. – 1979. – № 4. – S. 167-170. 43. Shneerson G.A. Polya i peredodnye procesy v apparature sverhvisokih tokov. – L.: 'Energoizdat, 1981. – 199 s. 44. Podporkin G.V., Pil'schikov V.E., Sivaev A.D. Zashchita VL 6-10 kV ot grozovyh perenapryazhenij posredstvom dlinoiskrovnyh razryadnikov modul'nogo tipa // 'Energetik. – 2003. – № 1. – S. 10-13. 45. Aleksandrov G.N. Sverhvisokie napryazheniya. – L.: 'Energiya, 1973. – 181 s. 46. Aleksandrov G.N., Ivanov V.L., Kizevetter V.E. 'Elekticheseskaya prochnost' naruzhnoj vysokovol'tnoj izoljatsii. – L.: 'Energiya, 1969. – 240 s. 47. Podporkin G.V., En'kin E.Yu., Pil'schikov V.E. i dr. Grozaschita VL 10-35 kV i vysshe s pomosh'yu multikamernykh razryadnikov i izoljatorov-razryadnikov // 'Elektrichestvo. – 2010. – № 10. – S. 11-16. 48. Vysokovol'tnoe ispytatel'noe oborudovanie i izmereniya / Pod red. A.A. Vorob'eva. – M.: Gos'energoizdat, 1960. – 584 s. 49. Mesyac G.A. Generirovanie moschnykh nanosekundnyh impul'sov. – M.: Sovetskoe radio, 1974. – 256 s. 50. Kremnev V.V., Mesyac G.A. Metody umnozheniya i transformacii impul'sov v sil'notochnoj 'elektronike. – Novosibirsk: Nauka, 1987. – 226 s. 51. Baranov M.I.

Retrospektiva, sovremennoe sostoyanie i perspektivy razvitiya issledovanij v oblasti sozdaniya 'elektrostanovok s moschnymi nakopitel'yami 'elektricheskoi i magnitnoj 'energii // Elektrotehnika i elektromekhanika. – 2007. – № 5. – S. 48-60. 52. Koval'chuk B.M., Kremnev V.V., Potalicyn Yu.F. Sil'notochnye nanosekundnye kommutatory. – Novosibirsk: Nauka, 1976. – 176 s. 53. Zorin V.B., Golovina E.Yu., Potalicyn Yu.F. i dr. 'Eroziya 'elektrodov pri sil'notochnom megavol'tnom razryade v 'elegazhe // Zhurnal tehnicheckoj fiziki. – 1986. – Tom 56. – № 5. – S. 926-929. 54. Evlampiev S.B., Korshunov G.S., Scherbakov V.V. Ustrojstvo nanosekundnogo zapuska obostroyayuschih megavol'tnyh razryadnikov // Pribory i tehnika 'eksperimenta. – 1992. – № 1. – S. 124-127. 55. Dul'zon A.A., Lopatin V.V., Noskov M.D. i dr. Modelirovanie razvitiya stupenchatogo lidera molnii // Zhurnal tehnicheckoj fiziki. – 1999. – T. 69. – № 4. – S. 48-53. 56. Uman M.A., Rakov V.A. Critical Review of Nonconventional Approaches to Lightning Protection // American Meteorological Society. – 2002. – № 12. – P. 1809-1820. 57. Koval'chuk B.M., Kotov Yu.A., Mesyac G.A. Nanosekundnyj sil'notochnyj uskoritel' 'elektronov s induktivnym nakopitelem // Zhurnal tehnicheckoj fiziki. – 1974. – T. 46. – № 1. – S. 215-217. 58. Ushakov V.Ya. Impul'snyj 'elektricheskij proboj zhidkostej. – Tomsk: Izd-vo Tomskogo un-ta, 1975. – 256 s. 59. Vershinin Yu.N. 'Elektricheskij proboj tverdyh di'elektrikov. – Novosibirsk: Nauka, 1968. – 210 s. 60. Lerner M.I. 'Elektrovzryvnye nanoporoshki neorganicheskich materialov: tehnologiya proizvodstva, karakteristiki, oblasti primeneniya. Avtoreferat dis... dokt. tehn. nauk (01.04.07). – Tomsk, 2007. – 31 s. 61. Mesyac G.A. Impul'snaya 'energetika i 'elektronika. – M.: Nauka, 2004. – 704 s. 62. Brzhezickij V.A., Kopshin V.V., Pronenko V.I. / Poverochnaya ustanovka dlya transformatorov napryazheniya klassov 110-500 kV // Izmeritel'naya tehnika. – 1989. – № 2. – S. 24-25. 63. Procenko A.R. Vysokovol'tnye deliteli napryazheniya dlya avtomatizirovannyh sistem 'elektropitaniya vychislitel'nyh tomografov. Dis... kand. tehn. nauk (05.14.12). – Kiev, 1988. – 288 s. 64. Shostak V.A., Belyaev V.K., Brzhezickij V.A. i dr. Sovremennye sistemy distancionnogo opredeleniya mesta udara i karakteristik molnii // Tehnichna elektrodinamika. – 2000. – № 5. – S. 6-13. 65. Shostak V.A., Janischewskij W.I., Hussein A.M., Chang J.S. et al. Modeling of the electromagnetic field associated with lightning return strokes to a complex tall tower // Proceedings 26<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (Cracow, Poland). – 2002. – P. 167-172. 66. Kryshab G.S., Loskutov G.A. Istochnik pitaniya na 200 kV dlya 'elektronno-luchevoj svarki // Avtomaticheskaya svarka. – 1970. – № 3. – S. 42-46. 67. Fal'kovskij N.I., Belinskij V.V. Raspreделение 'energii v kanale slabotocnogo vysokovol'tnogo razryada // Tehnichna elektrodinamika. – 2001. – № 6. – S. 15-20. 68. Bozhko I.V., Petuhov I.S. Issledovanie razryadnogo promezhutka dlya plazmohimicheskogo reaktora na polozhitel'noj strimernoj korone // Tehnichna elektrodinamika. – 2005. – № 3. – S. 8-11. 69. Scherba A.A., Podol'cev A.D., Kucheryavaya I.N. Trehmernoe modelirovanie 'elektropropylovyh processov v tehnologicheskomo apparate ob'emnogo 'elektroiskrovnyh dispergirovaniya 'elektroprovodyaschih metallov // Tehnichna elektrodinamika. Tematichnij vipusk: Silovaya 'elektronika i 'energo'effektivnost'. – 1998. – T.1. – S. 241-245. 70. Baranov M.I. Progressivnye impul'snye tehnologii obrabotki materialov: istoriya, fizicheskie osnovy i tehnicheckie vozmozhnosti // Elektrotehnika i elektromekhanika. – 2009. – № 1. – S. 42-54. 71. Saul Markovich Fertik. Dokumenty. Vospominaniya / Sostavitel' I.M. Sheptun. – Harkov: NTU "HPI", 2001. – 112 s. 72. Baranov M.I., Koliushko G.M., Kravchenko V.I. i dr. Kompleks vysokovol'tnogo ispytatel'nogo 'elektrofizicheskogo oborudovaniya 'eksperimental'noj bazy NIPKI "Molniya" NTU "HPI" // Visnik NTU "HPI". Zbirnik nauchovyh prac'. Tematichnij vipusk: Elektroenergetika i peretovoryuchaya tehnika. – Harkiv: NTU "HPI". – 2004. – № 4. – S. 3-13. 73. Baranov M.I., Bocharov V.A., Zybako Yu.P. i dr. Kompleks 'elektrofizicheskogo oborudovaniya dlya generirovaniya mikro- i millisekundnyh impul'sov napryazheniya do 1,2 MV i toka do 200 kA // Tehnichna elektrodinamika. – 2003. – № 5. – S. 55-59. 74. Gladkov V.S., Magda I.L., Rudakov V.V. i dr. Megavol'tnyj chastotnyj generator impul'sov dliitel'nost'yu na pul'vol'ne 30 ns // Pribory i tehnika 'eksperimenta. – 2009. – № 3. – S. 50-53. 75. Baranov M.I., Koliushko G.M., Kravchenko V.I. i dr. Generator toka iskusstvennoj molnii dlya natylnykh ispytanij tehnicheckich ob'ektov // Pribory i tehnika 'eksperimenta. – 2008. – № 3. – S. 81-85. 76. 'Elektrostaticheskie generatory / Sb. statej pod red. A.K. Val'tera. – M.: Gostehizdat, 1959. – 256 s. 77. Greinacher H. // Bulletin Schweizerland Electrotechnik. – 1920. – H. № 11. – S. 59. 78. Sidlovskij A.K., Shumilov Yu.N., Scherba A.A. i dr. Vysokovol'tnye polimerne izoljatory. – Kiev: Izd-vo "Suchasnist", 2008. – 252 s. 79. Gulij G.A. Nauchnye osnovy razryadno-impul'snyh tehnologij. – Kiev: Naukova dumka, 1990. – 208 s. 80. Scherba A.A., Dubovenko K.V. Vysokovol'tnye 'elektrozrazryadnye kompaktnye sistemy. – Kiev: Naukova dumka, 2008. – 270 s. 81. Crocroft J.D., Walton E.T. // Proceedings Royal Society. – 1932. – Vol. A136. – P. 619-82. Kuz'michev V.E. Zakony i formuly fiziki / Otv. red. V.K. Tartakovskij. – Kiev: Naukova dumka, 1989. – 864 s.

Поступила 04.02.2011

Баранов Михаил Иванович, д.т.н., с.н.с.  
Вeselova Надежда Викторовна  
НИПКИ "Молния"  
Национального технического университета  
"Харьковский политехнический институт".  
61013, Харьков, ул. Шевченко, 47  
тел. (057) 707-68-41, e-mail: eft@kpi.kharkov.ua

Baranov M.I., Veselova N.V.  
**An anthology of outstanding achievements in science and technology. Part 6: high-voltage engineering.**  
A brief scientific and historical essay on the basic recent-century domestic and foreign achievements in the field of high-voltage engineering is given.  
Key words – history, essay, high-voltage engineering.

## РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СИЛЬФОНА ВАКУУМНЫХ ВЫКЛЮЧАТЕЛЕЙ СРЕДНЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

*У статті розглянуто динамічну деформацію сильфона вакуумного вимикача в залежності від середньої швидкості руху контактів. Доведено, що збільшення середньої швидкості з 1 до 1.45 м/с збільшує коефіцієнт динамічного навантаження з 1.18 до 1.5 одиниць.*

*В статье рассмотрена динамическая деформация сильфона вакуумного выключателя в зависимости от средней скорости движения контактов. Показано, что увеличение средней скорости с 1 до 1.45 м/с увеличивает коэффициент динамической нагрузки с 1.18 до 1.5 единиц.*

Сильфон является неотъемлемой и наиболее ответственной частью контактной системы вакуумного выключателя. Одним из основных условий надежной и долговечной работы такого соединения является отсутствие пластических деформаций (напряжения в материале подчиняются закону Гука). Конструкция контактной системы с сильфоном была описана в [1], где показана зависимость напряжений от толщины материала стенки сильфона. Как следует из [1] увеличение толщины стенки сильфона приводит к увеличению внутренних напряжений. Но эти напряжения не являются максимальными. При операциях включения-отключения материал сильфона подвержен динамическим нагрузкам, которые могут быть значительно больше статических [2, 3]. На рис. 1 показана половина рассчитываемого сильфона и граничные условия.

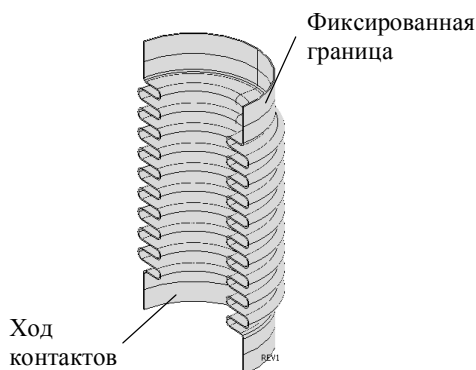


Рис. 1. Вид половины сильфона

Ход контактов является функцией времени и определяется соотношением:

$$S = \begin{cases} v(t) \cdot t, & \text{если } v(t) \cdot t < 8 \text{ мм} \\ 8 \text{ мм}, & \text{если } v(t) \cdot t \geq 8 \text{ мм} \end{cases}, \quad (1)$$

где  $S$  – путь;  $v(t)$  – скорость;  $t$  – время.

Расчет был проведен для сильфона, изготовленного из высокопрочной нержавеющей стали с модулем упругости  $200 \cdot 10^9$  Па и пределом текучести равном  $1 \cdot 10^9$  Па.

Размеры сильфона: внутренний радиус – 11.8 мм; наружный радиус – 20 мм; радиус внутреннего скругления – 1 мм; радиус наружного скругления – 1.5 мм; ход контактов – 8 мм; число полных секций – 10; толщина стенки – 0.1 мм.

Ввиду малости значений, влияние вибрации контактов при их замыкании на колебание сильфона не учитывалась.

При отсутствии объемных внутренних сил и отсутствии затухания дифференциальные уравнения, описывающие процесс динамики будут иметь вид [4, 5]:

$$-\rho \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} + (\lambda + G) \cdot \nabla \cdot \text{div}(\bar{u}) + G \cdot \nabla^2 \cdot \bar{u} = 0, \quad (2)$$

где  $\bar{u}$  – деформации;  $\lambda, G$  – константы, зависящие от модуля упругости и коэффициента Пуассона;  $\rho$  – плотность.

Уравнение (2) должно быть дополнено нулевыми начальными условиями и поверхностными силами, учитывающими действие на оболочку атмосферного давления. Формула (2) записана для общего случая и может быть упрощена для конкретных задач.

Для более точной оценки процессов, происходящих в материале в динамических режимах, необходимо учитывать процессы, связанные с рассеянием энергии.

При циклическом деформировании материала или при возбуждении в материале свободных колебаний установлено, что материал поглощает часть энергии, которая переходит в тепловую энергию и рассеивается [2, 3, 5-7]. Независимо от природы энергетических потерь, характеристикой демпфирующих свойств упругой среды считается отношение рассеянной энергии за цикл к амплитудному значению потенциальной энергии упругой системы:

$$\psi = \frac{\Delta W}{W}, \quad (3)$$

где  $\Delta W$  – величина рассеянной энергии;  $W$  – потенциальная энергия упругой системы.

Рассмотрим одномерную модель свободных колебаний системы с затуханием:

$$m \cdot y'' + \xi \cdot y' + k \cdot y = 0, \quad (4)$$

где  $m$  – масса;  $\xi$  – коэффициент демпфирования;  $k$  – жесткость материала.

При заданном единичном начальном отклонении и нулевой начальной скорости и малом затухании решение уравнения будет:

$$y = e^{-\frac{\xi}{2 \cdot m} \cdot t} \cdot \cos\left(\sqrt{\omega_0^2 - \left(\frac{\xi}{2 \cdot m}\right)^2} \cdot t\right), \quad (5)$$

где  $\omega_0^2 = k/m$  – собственная круговая частота свободных колебаний системы.

Известно [6, 7], что максимальное значение энергии пропорционально квадрату амплитуды. Тогда [7]:

$$\psi = \frac{W_1 - W_2}{W_1} = \frac{A_1^2 - A_2^2}{A_1^2}, \quad (6)$$

$A_1$  и  $A_2$  – амплитуды колебаний через период.

С учетом (5), уравнение (6) запишется:

$$\psi = \frac{e^{-\frac{\xi}{m} \cdot (t)} - e^{-\frac{\xi}{m} \cdot (t+T)}}{e^{-\frac{\xi}{m} \cdot (t)}} = 1 - e^{-\frac{\xi}{m} \cdot (T)}, \quad (7)$$

где  $T$  – период колебаний.

Согласно [6]:

$$\psi = 2 \cdot \delta, \quad (8)$$

где  $\delta$  – логарифмический декремент затухания.

Тогда

$$2 \cdot \delta = 1 - e^{-\frac{\xi}{m} \cdot (T)}. \quad (9)$$

В этом случае, зная значение декремента затухания и период (частоту) колебаний, можно определить коэффициент демпфирования.

Заменив в (9)  $\xi = k \cdot \beta$  и учитывая, что  $\omega_0^2 = k/m$ , выражение (9) можно записать:

$$2 \cdot \delta = 1 - e^{-\omega_0^2 \cdot \beta \cdot T}, \quad (10)$$

где  $\beta$  – коэффициент, имеющий размерность времени и характеризующий уменьшение амплитуды колебаний за период.

Предположим, что

$$T \approx 1/f_0, \quad (11)$$

где  $f_0$  – частота свободных колебаний.

Следовательно, определив  $\delta$  и  $f_0$  можно определить коэффициент  $\beta$ , учитывая затухание колебаний в системе.

В этой связи для определения напряжений в материале возникающих в динамических режимах, необходимо решить две задачи: определить собственную частоту свободных колебаний системы; определить динамические напряжения в материале с учетом рассеяния энергии.

В случае неизменности объема при деформации ( $\text{div} \vec{u} = 0$ ), уравнение для определения собственных свободных частот записывается в виде:

$$\rho \cdot \omega_0^2 \cdot \vec{u} + G \cdot \nabla^2 \vec{u} = 0, \quad (12)$$

где  $\rho$  – плотность материала;  $\omega_0$  – собственная круговая частота колебаний системы.

Откуда

$$f_0 = \sqrt{\omega_0^2} / (2 \cdot \pi).$$

В табл. 1 приведены основные моды (наиболее низкие частоты) для системы, показанной на рис. 1 в зависимости от толщины стенки сильфона.

Таблица 1

| Основные моды |      |       |       |       |       |
|---------------|------|-------|-------|-------|-------|
| $d$ , мм      | 0.1  | 0.15  | 0.2   | 0.25  | 0.3   |
| $f_0$ , Гц    | 99.8 | 137.7 | 174.4 | 211.3 | 248.5 |

Для определения логарифмического декремента затухания можно воспользоваться результатами, приведенными в [6]. Эта величина не является константой, а зависит от величины напряжений, вида напряжений, термообработки и т.д. Для жаропрочной нержавеющей стали логарифмический декремент изменяется при существующем виде деформаций, реального диапазона напряжений и температуры равной

100 °С в пределах (0.7-5) % и более. Так как за счет действия атмосферного давления напряжения в материале достаточно велики изначально и увеличиваются по мере деформации сильфона, можно значение логарифмического декремента принять равным 2.5 % [6].

В табл. 2 приведены значения коэффициента  $\beta$  рассчитанного по (10).

Таблица 2

| Коэффициент затухания  |     |      |      |      |      |
|------------------------|-----|------|------|------|------|
| $d$ , мм               | 0.1 | 0.15 | 0.2  | 0.25 | 0.3  |
| $\beta \cdot 10^5$ , с | 1.3 | 0.94 | 0.74 | 0.61 | 0.52 |

Систему (2) с учетом затухания Релея можно смоделировать аналогично одномерному затуханию. Расчетные уравнения динамики системы (рис. 1) при неизменности объема системы можно записать:

$$\begin{cases} -\rho \cdot \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} + \nabla \cdot (G \cdot \beta \cdot \nabla \cdot \vec{v} + G \cdot \nabla \cdot \vec{u}) = 0 \\ \vec{v} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \end{cases} \quad (13)$$

По приведенной методике были проведены расчеты динамических напряжений в сильфоне с толщиной стенки 0.1 мм, как конструкции, имеющей наименьшие внутренние напряжения [1]. На рис.2 показан ход нижней части сильфона (см. рис. 1) в зависимости от времени.

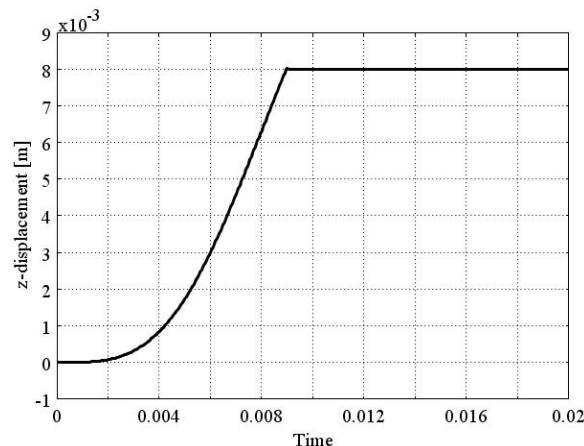


Рис. 2. Зависимость хода контактов от времени

Рассматривались три аналогичные зависимости со средними скоростями движения контактов:

1 – 1 м/с; 2 – 1.23 м/с; 3 – 1.45 м/с.

Наибольшие динамические напряжения возникают на малом радиусе внешней поверхности оболочки (рис. 3).

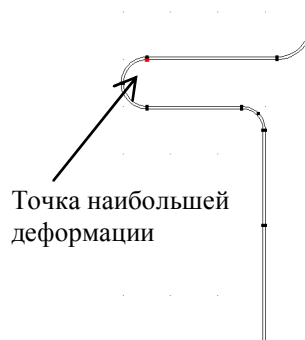


Рис. 3. Положение точки наибольшей деформации

На рис. 4-6 показаны значения динамических напряжений для разных скоростей хода контактов.

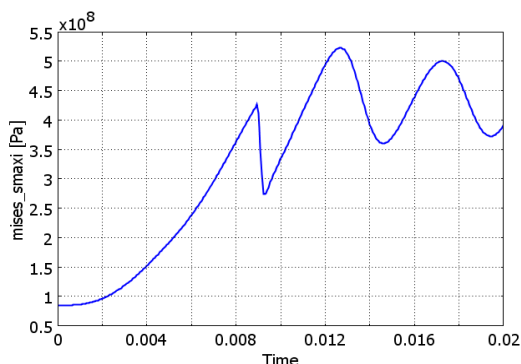


Рис. 4. Деформации при средней скорости 1 м/с

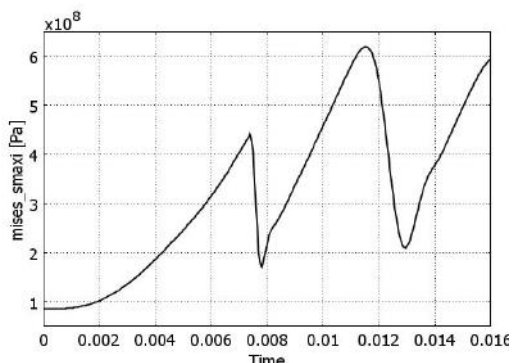


Рис. 5. Деформации при средней скорости 1.23 м/с

В статическом режиме напряжение в аналогичной точке равно  $4.4 \cdot 10^8$  Па. Следовательно, коэффициент динамической нагрузки соответственно равен:

- 1,18 – скорость 1 м/с;
- 1,4 – скорость 1.23 м/с;
- 1,5 – скорость 1.45 м/с.

Как следует из (рис. 4-6) при увеличении скорости движения контактов увеличивается не только абсолютное значение напряжения, но и амплитуда колебаний напряжений, что отрицательно сказывается на долговечности устройства. Используя значение статических напряжений в аналогичной точке, можно получить значение коэффициента динамической нагрузки, которое показано на рис. 7, в зависимости от средней скорости движения контактов. Следовательно, скорость замыкания контактов существенно влияет на напряжения в материале, увеличивая усталостные напряжения.

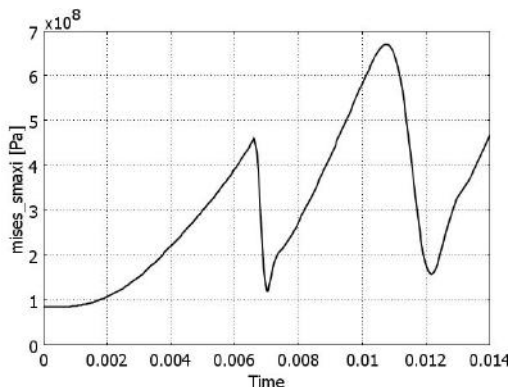


Рис. 6. Деформации при средней скорости 1.45 м/с

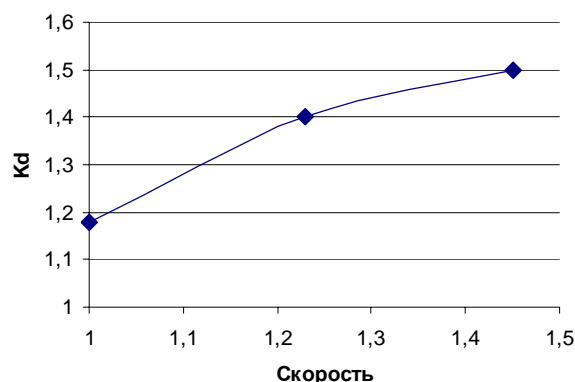


Рис. 7. Коэффициент динамической нагрузки

Полученные данные могут быть использованы для определения усталостной выносливости сильфона, которая осуществляется по результатам расчета циклических напряжений по Мизесу в наиболее опасных сечениях по [7, 8]:

$$\sigma = \frac{2 \cdot \sigma_{-1} \cdot \sigma_{+1}}{(1 - R_\sigma) \cdot \sigma_{+1} + (1 + R_\sigma) \cdot \sigma_{-1}}, \quad (14)$$

где  $\sigma_{-1} = 0.4 \cdot \sigma_B$  – предел выносливости при симметричном цикле;  $\sigma_{+1} = \sigma_T$  – предел выносливости при статической нагрузке;  $R_\sigma = \sigma_{\min} / \sigma_{\max}$  – коэффициент асимметрии цикла.

Для материала сильфона были взяты следующие значения:  $\sigma_B = 1.7 \cdot 10^9$  Па;  $\sigma_T = 1 \cdot 10^9$  Па.

Коэффициент асимметрии цикла вычислялся на основании (рис. 4-6). В табл.3 приведены значения усталостной выносливости в зависимости от средней скорости движения контактов.

Таблица 3  
Усталостная выносливость в функции средней скорости движения контактов

| V, м/с           | 1                | 1.23             | 1.45             |
|------------------|------------------|------------------|------------------|
| [ $\sigma$ ], Па | $9.2 \cdot 10^8$ | $8.7 \cdot 10^8$ | $8.5 \cdot 10^8$ |

Как следует из табл. 3, для долговечной работы сильфона условие

$$\sigma_{\max} < \sigma_T$$

должно быть заменено на условие

$$\sigma_{\max} < [\sigma]. \quad (15)$$

Как следует из табл. 3 и рис. 4-6, для сильфона с толщиной стенки 0.1 мм условие (15) выполняется до максимальной средней скорости движения контактов с некоторым запасом равным приблизительно 1.2 для скорости 1.45 м/с. Результаты расчета для сильфона с толщиной стенки 0.1 мм можно с некоторой степенью приближения распространить на конструкцию с иной толщиной.

В табл. 4 приведены данные по статическим напряжениям в материале сильфона в зависимости от толщины его стенки [1].

Таблица 4  
Статические напряжения в зависимости от толщины стенки сильфона

| d, мм                       | 0.15 | 0.2 | 0.25 | 0.3 |
|-----------------------------|------|-----|------|-----|
| $\sigma \cdot 10^{-8}$ , Па | 5.6  | 6.6 | 7.8  | 9.3 |



Результаты расчета для других толщин стенки приведены в табл. 5, где показаны максимальные напряжения в материале в зависимости от коэффициента динамической нагрузки.

Таблица 5

Результаты расчета допустимых напряжений

| $d, \text{ мм}$                                 | 0,15 | 0,2 | 0,25 | 0,3 | $K_d$ | $[\sigma] \cdot 10^{-8}, \text{ Па}$ |
|---|------|-----|------|-----|-------|--------------------------------------|
| $\sigma_{\text{max}} \cdot 10^{-8}, \text{ Па}$ | 6.6  | 7.8 | 9.2  | 11  | 1.18  | 9.2                                  |
|   | 7.8  | 9.2 | 11   | 13  | 1.4   | 8.7                                  |
|   | 8.4  | 9.7 | 12   | 14  | 1.5   | 8.5                                  |

Исходя из данных табл. 5 можно сделать вывод о том, что для определенных значений толщины стенки и средней скорости движения контактов соотношение (15) не выполняется.

На рис. 8 показаны временные зависимости напряжений в материале сиффона в наиболее нагруженных точках. На рис. 9 показана временная зависимость перемещения аналогичных точек.

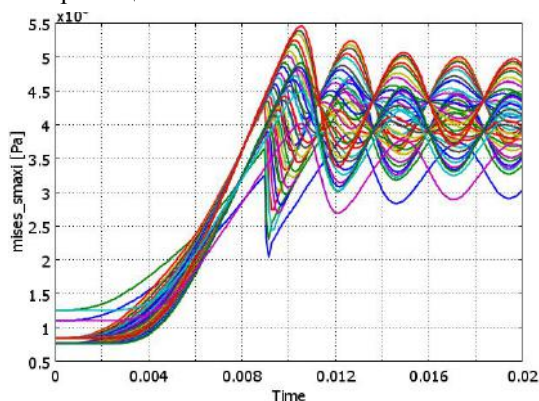


Рис. 8. Временная зависимость напряжений

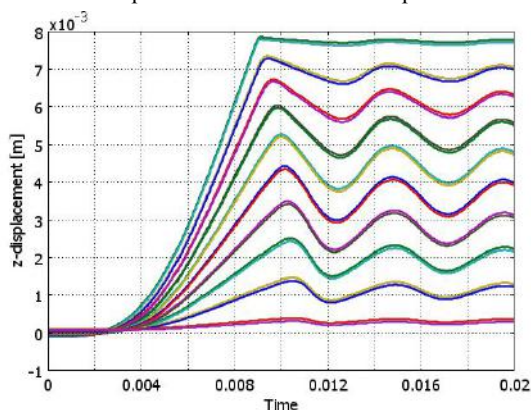


Рис. 9. Значения перемещений точек внутреннего радиуса

## ВЫВОДЫ

Напряжения, возникающие в материале, в значительной мере зависят от характера, скорости движения и хода контактной системы. При некоторых соотношениях толщины материала и средней скорости движения контактов напряжения в материале не только не удовлетворяют условиям по усталостным напряжениям, но и могут превышать предел текучести материала, что недопустимо. Следовательно, для выполнения условий ТУ по коммутационной износостойкости необходим определенный выбор параметров сиффона, которые эту износостойкость в значительной мере и обеспечивает.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Байда Е.И. Расчет статической деформации сиффона вакуумных выключателей среднего напряжения // *Электротехника і електромеханіка*. – 2011. – № 6. – С. 15-16.
2. Сиффоны. Расчет и проектирование. Под ред. Л.Е. Андреевой. – М.: Машиностроение, 1975. – 156 с.
3. Снитко Н.К. Строительная механика: Учебник для вузов. – 3 е изд., перераб. – М.: Высш. шк., 1980. – 431 с.
4. Френкель Я.И. Курс теоретической механики. – Ленинград: Типография "Красный печатник", 1939. – 386 с.
5. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости: Пер. с англ. / Под ред. Шапиро Г.С. – М.: Наука. Главная редакция физ.-мат. литературы, 1979. – 560 с.
6. Писаренко Г.С. Вибропоглощающие свойства материалов. Справочник / Писаренко Г.С., Яковлев А.П., Матвеев В.В. – Киев.: Наукова думка, 1971. – 375 с.
7. Феодосьев В.И. Сопrotивление материалов. Главная редакция физ.-мат. литературы. – М.: Наука, 1972. – 544 с.
8. Беляев Н.М. Сопrotивление материалов. – 15-е изд. – М.: Наука, 1976. – 607с.

**Bibliography (transliterated):** 1. Bajda E.I. Raschet staticheskoj deformacii sil'fona vakuumnyh vyklyuchatelej srednego napryazheniya // *Elektrotehnika i elektromehaniika*. - 2011. - № 6. - S. 15-16. 2. Sil'fony. Raschet i proektirovanie. Pod red. L.E. Andreevoj. - M.: Mashinostroenie, 1975. - 156 s. 3. Snitko N.K. Stroitel'naya mehanika: Uchebnik dlya vuzov. - 3 e izd., pererab. - M.: Vyssh. shk., 1980. - 431s. 4. Frenkel' Ya.I. Kurs teoreticheskoj mehaniki. - Leningrad: Tipografiya "Krasnyj pechatnik", 1939. - 386 s. 5. Timoshenko S.P., Gud'er Dzh. Teoriya uprugosti: Per. s angl. / Pod red. Shapiro G.S. - M.: Nauka. Glavnaya redakciya fiz.-mat. literatury, 1979. - 560 s. 6. Pisarenko G.S. Vibropogloschayushchie svoystva materialov. Spravochnik / Pisarenko G.S., Yakovlev A.P., Matveev V.V. - Kiev.: Naukova dumka, 1971. - 375 s. 7. Feodos'ev V.I. Soprotivlenie materialov. Glavnaya redakciya fiz.-mat. literatury. - M.; Nauka, 1972. - 544 s. 8. Belyaev N.M. Soprotivlenie materialov. - 15-e izd. - M.; Nauka, 1976. - 607s.

Поступила 07.11.2011

Байда Евгений Иванович, к.т.н., доц.  
 Национальный технический университет  
 "Харьковский политехнический институт"  
 кафедра "Электрические аппараты"  
 61002, г. Харьков, ул. Фрунзе 21  
 тел. (057) 707-69-76, e-mail: baida@kpi.kharkov.ua

Bayda E.I.

### Calculation of dynamic deformation of medium-voltage vacuum circuit-breaker bellows.

The paper analyzes dynamic deformation of vacuum circuit-breaker bellows versus average speed of the breaker contacts. The average speed step-up from 1 mps up to 1.45 mps is shown to increase coefficient of dynamic load from 1.18 to 1.5 points.

**Key words** – medium-voltage vacuum circuit-breaker, bellows, dynamic deformation.



## ВЫБОР РАЦИОНАЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ ТОКА НАМАГНИЧИВАНИЯ ТОКОВИХРЕВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ПРИ КОНТРОЛЕ МАТЕРИАЛОВ

*У статті розглядається одержання розрахункових співвідношень для вибору раціональної частоти струму, що намагнічує, при контролі електромагнітних властивостей матеріалів за складовими комплексного опору обмотки намагнічування. Отримано аналітичний вираз для розрахунків раціональної частоти струмовихревого перетворювача з урахуванням геометричних параметрів і електромагнітних властивостей контрольованих матеріалів.*

*В статье рассматривается получение расчетных соотношений для выбора рациональной частоты намагничивающего тока при контроле электромагнитных свойств материалов по составляющим комплексного сопротивления обмотки намагничивания. Получено аналитическое выражение для расчета рациональной частоты токовихревого преобразователя с учетом геометрических параметров и электромагнитных свойств контролируемых материалов.*

Токвихревые преобразователи нашли широкое применение для контроля электромагнитных свойств материалов, в том числе магнитной проницаемости и электропроводности [1-5]. Теория и расчет подобных преобразователей достаточно полно освещена в литературе [1-4, 6-8]. Однако вопрос выбора рациональной частоты намагничивающего тока преобразователей при проведении подобных измерений недостаточно полно исследован и до настоящего времени решается большей частью экспериментально.

Целью данной работы является получение расчетных соотношений для выбора рациональной частоты намагничивающего тока при контроле электромагнитных свойств материалов по составляющим комплексного сопротивления обмотки намагничивания. Дальнейший анализ проведен для случая контроля свойств по мнимой составляющей.

В общем случае, как показано в [6, 7, 10] мнимая составляющая вносимого импеданса определяется действительной составляющей эффективной магнитной проницаемости. При размещении контролируемого изделия в проходном преобразователе электродвижущая сила, наводимая в измерительной обмотке, определяется соотношением

$$U_{вих} = 2\pi f \frac{\pi d^2}{4} \mu_{эф} \mu H W_u, \quad (1)$$

где  $f$  – частота намагничивающего тока;  $d$  – диаметр контролируемого материала;  $\mu_{эф}$  – эффективная магнитная проницаемость;  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость материала;  $H$  – напряженность магнитного поля;  $W_u$  – число витков измерительной обмотки.

Эффективная магнитная проницаемость в соотношении (1) учитывает влияние вихревых токов и, согласно [8], определяется выражением

$$\mu_{эф} = \frac{2}{ka} \cdot \frac{I_1(ka)}{I_0(ka)}, \quad (2)$$

где  $I_0(ka)$  и  $I_1(ka)$  – функции Бесселя нулевого и первого порядков.

Аргумент функции Бесселя в (2) равен

$$ka = \sqrt{j \cdot f / f_g}. \quad (3)$$

Частота, соответствующая случаю, когда модуль аргумента равен единице, называется граничной и определяется выражением

$$f_g = \frac{5066}{\mu \gamma d^2}. \quad (4)$$

В работе [8] доказано, что эффективная магнитная проницаемость контролируемого материала с достаточной точностью описывается уравнением

$$\mu_{эф} = \frac{2 \left[ \sin \left( \frac{ka}{\sqrt{2}} - \frac{\pi}{2} \right) - j \cos \left( \frac{ka}{\sqrt{2}} - \frac{\pi}{8} \right) \right]}{\sqrt{j \frac{f}{f_g}} \left[ \cos \left( \frac{ka}{\sqrt{2}} - \frac{\pi}{2} \right) + j \sin \left( \frac{ka}{\sqrt{2}} - \frac{\pi}{8} \right) \right]}. \quad (5)$$

С учетом выражения (4), соотношение (5) примет вид

$$\mu_{эф} = \frac{142,4}{d \sqrt{j f \mu \gamma}} \frac{\sin \left( 0,01d \sqrt{f \mu \gamma} - \frac{\pi}{2} \right) - j \cos \left( 0,01d \sqrt{f \mu \gamma} - \frac{\pi}{8} \right)}{\cos \left( 0,01d \sqrt{f \mu \gamma} - \frac{\pi}{2} \right) + j \sin \left( 0,01d \sqrt{f \mu \gamma} - \frac{\pi}{8} \right)}. \quad (6)$$

Обозначив

$$\begin{aligned} U &= 0,01d \sqrt{f \mu \gamma} - \pi/2; \\ V &= 0,01d \sqrt{f \mu \gamma} - \pi/8; \end{aligned} \quad (7)$$

получим

$$\mu_{эф} = \frac{142,4}{d \sqrt{j f \mu \gamma}} \frac{\sin U - j \cos V}{\cos U + j \sin V}. \quad (8)$$

Найдем полное приращение эффективной проницаемости при изменении электромагнитных свойств контролируемого материала. Так как эти изменения происходят при фиксированной частоте намагничивающего тока, то

$$d\mu_{эф} = d\mu_{эф\mu} + d\mu_{эф\gamma}. \quad (9)$$

Дифференцируя выражение (6) по  $\gamma$  и  $\mu$ , получаем

$$\frac{\partial \mu_{эф}}{\partial \gamma} = \frac{1}{\gamma d \sqrt{j f \mu \gamma} (\cos U + j \sin V)^2} \left\{ 1,4 j d \sin \frac{3\pi}{8} \sqrt{f \mu \gamma} - 71,2 \left[ \cos \frac{3\pi}{8} \sin(U+V) + j \cos(U+V) \right] \right\}; \quad (10)$$

$$\frac{\partial \mu_{эф}}{\partial \mu} = \frac{1}{\mu d \sqrt{j f \mu \gamma} (\cos U + j \sin V)^2} \left\{ 1,4 j d \sin \frac{3\pi}{8} \sqrt{f \mu \gamma} - 71,2 \left[ \cos \frac{3\pi}{8} \sin(U+V) + j \cos(U+V) \right] \right\}. \quad (11)$$

Тогда полное приращение определится соотношением

$$\partial\mu_{\text{эф}} = \frac{d\gamma/\gamma + d\mu/\mu}{d\sqrt{jf\mu\gamma}(\cos U + j\sin V)^2} \left\{ 1,4jd \sin \frac{3\pi}{8} \sqrt{f\mu\gamma} - \right. \\ \left. - 71,2 \left[ \cos \frac{3\pi}{8} \sin(U+V) + j \cos(U+V) \right] \right\} \quad (12)$$

Приняв обозначение

$$k_1 = -71,2 \left[ \cos \frac{3\pi}{8} \sin(U+V) + j \cos(U+V) \right] + \\ + 1,4jd \sin \frac{3\pi}{8} \sqrt{f\mu\gamma} \quad (13)$$

и

$$k = d\sqrt{jf\mu\gamma}(\cos U + j\sin V)^2, \quad (14)$$

представим соотношение (12) в виде

$$\partial\mu_{\text{эф}} = \frac{k_1}{k} \left( \frac{d\gamma}{\gamma} + \frac{d\mu}{\mu} \right). \quad (15)$$

Определим рациональную частоту намагничивающего тока, соответствующую максимальному приращению эффективной магнитной проницаемости при изменении электромагнитных свойств материала, из условия

$$\frac{\partial(k_1/k)}{\partial f} = 0 \quad (16)$$

или

$$\frac{\partial k_1}{\partial f} k - \frac{\partial k}{\partial f} k_1 = 0. \quad (17)$$

С учетом соотношений (13) и (14) запишем

$$\frac{\partial k_1}{\partial f} = d\sqrt{\frac{\mu\gamma}{f}} \left\{ 0,7j \sin \frac{3\pi}{8} - \right. \\ \left. - 0,4 \left[ \cos \frac{3\pi}{8} \cos(U+V) + j \sin(U+V) \right] \right\}; \quad (18)$$

$$\frac{\partial k}{\partial f} = 0,5\sqrt{j\frac{\mu\gamma}{f}}(\cos U + j\sin V) \times \\ \times [\cos U + j\sin V + 0,02d\sqrt{f\mu\gamma}(\cos U - \sin V)]. \quad (19)$$

Соотношение (16) будет справедливо при

$$\frac{\partial k_1}{\partial f} k - \frac{\partial k}{\partial f} k_1 = 0, \quad (20)$$

поскольку при  $k^2 = 0$  теряет физический смысл отношение  $k_1/k$ , с учетом соотношений (18) – (20), для действительной составляющей можно записать

$$\text{Re} \left[ \frac{\partial k_1}{\partial f} k - \frac{\partial k}{\partial f} k_1 \right] = f\mu \left[ \frac{-0,4 \cos 3\pi/8 \cos U \cos(U+V)}{\sqrt{f\mu}} + \right. \\ + \frac{0,4 \sin V \sin(U+V)}{\sqrt{f\mu}} - \frac{0,7 \sin 3\pi/8 \sin V}{\sqrt{f\mu}} + \\ + \frac{71,2 \cos 3\pi/8 \cos U \sin(U+V)}{f\mu} + \frac{71,2 \sin V \cos(U+V)}{f\mu} - \\ - \frac{1,4d \cos 3\pi/8 \sin(U+V) \sin U}{\sqrt{f\mu}} + \frac{1,4d \cos V \cos(U+V)}{\sqrt{f\mu}} + \\ \left. + \frac{1,4 \sin 3\pi/8 \sin V}{\sqrt{f\mu}} + 0,03d^2 \sin 3\pi/8 \cos V \right] \quad (21)$$

или

$$\text{Re} \left[ \frac{\partial k_1}{\partial f} k - \frac{\partial k}{\partial f} k_1 \right] = f\mu A. \quad (22)$$

С учетом реального физического смысла произведения  $f\mu$  не равно нулю. Поэтому

$$A = 0. \quad (23)$$

Учитывая, что значение  $f\mu$  велико, а функции  $\sin$  и  $\cos$  ограничены, соотношение (23) упрощается

$$A = 0,03d^2 \sin \frac{3}{8} \pi \cos V = 0, \quad (24)$$

откуда  $\cos V = 0$  или в пределах одного периода

$$V = 0,01d\sqrt{f\mu\gamma} - \frac{\pi}{8} = \frac{\pi}{2}. \quad (25)$$

Тогда рациональная частота намагничивающего тока определится выражением

$$f = \frac{25 \cdot 10^4 \pi^2}{84d^2 \gamma \mu}. \quad (26)$$

В частном случае, при контроле электропроводности материалов, соотношение (15) примет вид

$$\partial\mu_{\text{эф}} = \frac{k_1}{k} \cdot \frac{\partial\gamma}{\gamma}, \quad (27)$$

а при контроле магнитной проницаемости

$$\partial\mu_{\text{эф}} = \frac{k_1}{k} \cdot \frac{\partial\mu}{\mu}. \quad (28)$$

Анализ соотношений (27) и (28) показывает, что рациональная частота намагничивающего тока в обоих случаях определяется выражением (26), из которого следует, что рациональная частота намагничивающего тока определяется как электромагнитными свойствами контролируемого материала, так и его диаметром. Для иллюстрации приведем пример. Контролируемый образец имеет диаметр  $d = 0,5$  (см), относительную проницаемость  $\mu = 100$  и электропроводность  $\gamma = 10$  м/Ом мм<sup>2</sup>. По соотношению (26) для рациональной частоты получим

$$f = \frac{2455}{16} \approx 153,4 \text{ Гц.}$$

При использовании для определения рациональной частоты годографов, приведенных, например в [9], рациональная частота соответствует отношению

$$\frac{f}{f_g} = 8,4.$$

По соотношению (4) получим

$$f_g = \frac{5066}{250} \approx 20,2.$$

Откуда

$$f = 8,4 \cdot 20,2 \approx 170 \text{ Гц.}$$

Как видно, результата расчета по соотношению (26) достаточно хорошо для подобных расчетов согласуются с результатами, полученными с помощью годографа комплексного сопротивления преобразователя.

Таким образом, рациональная частота намагничивающего тока проходных токовихревых преобразователей соответствует максимальному значению приращения эффективной магнитной проницаемости, вызванного изменением электромагнитных свойств контролируемого материала.

## ВЫВОДЫ

1. Получены соотношения для расчета приращенной эффективной магнитной проницаемости в зависимости от частоты намагничивающего тока с учетом электромагнитных свойств исследуемых материалов.

2. Получено аналитическое выражение для расчета рациональной частоты токовихревого преобразователя с учетом геометрических параметров и электромагнитных свойств контролируемых материалов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Безотосный В.Ф. К вопросу повышения точности расчета выходных характеристик базового многофункционального магнитоупругого датчика / В.Ф. Безотосный, В.В. Козлов, О.В. Набокова // Вестник НТУ "ХПИ". – 2010. – № 48. – С. 56-59.
2. Безотосный В.Ф. Учет энергетических факторов при расчете намагниченности ферромагнитных материалов / В.Ф. Безотосный, Э.В. Власенко // Электротехника и электроэнергетика. – 2004. – № 1. – С. 13-17.
3. Чаплыгин В.И. Электромагнитный преобразователь усилий / В.И. Чаплыгин, В.Ф. Безотосный // Изв. вузов. Электромеханика. – 1977. – № 10. – С. 1159-1163.
4. Чаплыгин В.И. Электромагнитный преобразователь с частотным выходом для контроля электромагнитных свойств ферромагнитных материалов / В.И. Чаплыгин, В.Ф. Безотосный // Дефектоскопия. – 1976. – № 5. – С. 91-94.
5. Безотосный В.Ф. Деякі актуальні напрямки неруйнівочого контролю властивостей матеріалів електромагнітними методами / В.Ф. Безотосний, Е.В. Власенко, В.В. Козлов, І.О. Афанасєва, О.В. Набокова // Електротехніка і електромеханіка. – 2008. – № 6. – С. 23-26.
6. Н.Н. Шумиловский, В.П. Ярмольчук. Метод вихревых токов. – М.: Энергия, 1966. – 161 с.
7. Дорофеев А.Л. Электроиндуктивная (индукционная) дефектоскопия. – М.: Машиностроение, 1967. – 231 с.
8. Дорофеев А.Л. Неразрушающие испытания методом вихревых токов. – М.: Оборонгиз, 1961. – 156 с.
9. Остапенко В.Д. / Исследование возможности контроля качества шлифования закаленных сталей токовихревым методом. В.Д. Остапенко, В.С. Гайдамакин, О.П. Чихаев. – М.: Энергия, 1972. – 173 с.
10. Неразрушающие испытания. Справочник. / Под ред. Мак-Мастера. – М.: Энергия, 1965. – 201 с.

**Bibliography (transliterated):** 1. Bezotosnyj V.F. K voprosu povysheniya tochnosti rascheta vyhodnykh harakteristik bazovogo mnogofunktional'nogo magnitouprugogo datchika / V.F. Bezotosnyj, V.V. Kozlov, O.V. Nabokova // Vestnik NTU "HPI". - 2010. - № 48. - S. 56-59. 2. Bezotosnyj V.F. Uchet `energeticheskikh faktorov pri raschete namagnichennosti ferromagnitnykh materialov / V.F. Bezotosnyj, E.V. Vlasenko // `Elektrotehnika i `elektro`energetika. - 2004. - № 1. - S. 13-17. 3. Chaplygin V.I. `Elektromagnitnyj preobrazovatel' usilij / V.I. Chaplygin, V.F. Bezotosnyj // Izv. vuzov. `Elektromehanika. - 1977. - № 10. - S. 1159-1163. 4. Chaplygin V.I. `Elektromagnitnyj preobrazovatel' s chastotnym vyhodom dlya kontrolya `elektromagnitnykh svoystv ferromagnitnykh materialov / V.I. Chaplygin, V.F. Bezotosnyj // Defektoskopiya. - 1976. - № 5. - S. 91-94. 5. Bezotosnyj V.F. Deyaki aktual'ni napryamki nerujnyuchogo kontrolyu vlastivostej materialiv elektromagnitnymi metodami / V.F. Bezotosnyj, E.V. Vlasenko, V.V. Kozlov, I.O. Afanas'eva, O.V. Nabokova // Elektrotehnika i elektromehanika. - 2008. - № 6. - S. 23-26. 6. N.N. Shumilovskij, V.P. Yarmol'chuk. Metod vihrevykh tokov. - M.: `Energiya, 1966. - 161 s. 7. Dorofeev A.L. `Elektroinduktivnaya (indukcionnaya) defektoskopiya. - M.: Mashinostroenie, 1967. - 231 s. 8. Dorofeev A.L. Nerazrushayushchie ispytaniya metodom vihrevykh tokov. - M.: Oborongiz, 1961. - 156 s. 9. Ostapenko V.D. / Issledovanie vozmozhnosti kontrolya kachestva shlifovaniya zakalennykh stalej tokovihrevym metodom. V.D. Ostapenko, B.C. Gajdamakin, O.P. Chihayev. - M.: `Energiya, 1972. - 173 s. 10. Nerazrushayushchie ispytaniya. Spravochnik. / Pod red. Mak-Mastera. - M.: `Energiya, 1965. - 201 s.

*Поступила 23.11.2011*

*Безотосный Владимир Федорович, к.т.н., доц.,  
Козлов Владимир Владимирович, к.т.н., доц.,  
Набокова Ольга Владимировна  
Запорожский национальный технический университет  
кафедра "Теоретична та загальна електротехніка"  
69063, Запоріжжя, вул. Жуковського, 64  
тел. (061)228-16-12*

*Bezotosny V.F., Kozlov V.V., Nabokova O.V.*

### **Rational frequency selection for magnetization current of eddy-current converters at material control.**

The paper considers obtaining analytical relations for selection of a rational frequency for magnetization current at material electromagnetic properties control through components of the magnetization winding complex impedance. An analytical expression for an eddy-current converter rational frequency calculation taking into account geometrical parameters and electromagnetic properties of controlled materials is obtained.

**Key words – eddy-current converter, current frequency, nondestructive control of materials.**

## ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗПОДІЛУ МАГНІТНОЇ ІНДУКЦІЇ В ПОВІТРЯНОМУ ЗАЗОРІ ЛІНІЙНОГО СИНХРОННОГО ДВИГУНА З МАГНІТНИМ ПІДВІСОМ

*Описано стенд для випробування лінійного синхронного двигуна з магнітним підвісом та представлено результати експериментального дослідження розподілу магнітної індукції в повітряному зазорі такого двигуна.*

*Описан стенд для испытания линейного синхронного двигателя с магнитным подвесом и представлены результаты экспериментального исследования распределения магнитной индукции в воздушном зазоре такого двигателя.*

### ВСТУП

Застосування віброзанурювачів при зануренні будівельних конструкцій (паль, шпунтів, труб, балок тощо) у ґрунт є актуальним [1]. У більшості таких вібраторів у якості збуджувача коливань використовуються асинхронні двигуни. Процес занурення будівельних конструкцій у ґрунт здійснюється, як правило, при певній резонансній частоті виконавчої системи. Резонансна частота системи занурювання залежить від конструктивних параметрів вібратора віброзанурювача.

Для підвищення ефективності роботи вібратора в різних робочих умовах необхідно щоб він працював у різних частотних діапазонах. Зміна частоти струму, що живить індуктор вібратора, призведе до зміни частоти коливань, але ефективність роботи установки зменшиться внаслідок різних значень резонансної частоти системи і фактичної частоти коливань. Значення резонансної частоти пов'язане з жорсткістю пружного елемента і масою коливальної частини:

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad (1)$$

де  $f$  – резонансна частота, Гц;  $k$  – коефіцієнт жорсткості;  $m$  – маса коливальної частини, кг.

Для швидкого проходження палею шару ґрунту необхідно зменшити лобовий та боковий опір ґрунту. Для цього необхідно змінювати резонансну частоту системи занурення.

Зміна резонансної частоти існуючих вібраторів є ускладненою через неможливість регулювання жорсткості пружин та маси рухомої частини.

У даній роботі досліджується вібратор [2] з коаксіально-лінійним синхронним двигуном (КЛСД) у якості збуджувача коливань. Для зміни резонансної частоти системи вводиться регульований пружний елемент: магнітний підвіс (МП) з постійними магнітами. Такий підвіс буде виконувати функцію електромагнітної пружини. Регулювання величини струму в обмотках збудження підвісу призведе до зміни його жорсткості [3].

У роботах [4-7] достатньо повно представлені математичні моделі для визначення електромеханічних характеристик коаксіально-лінійних синхронних двигунів, але недостатньо повно відображені результати їх експериментальних досліджень, пов'язаних з розподілом магнітної індукції в зазорі. Значення індукції в зазорі є визначальним параметром для визначення тягового зусилля.

Таким чином, метою даної роботи є дослідження розподілу магнітної індукції в повітряному зазорі КЛСД-МП.

### ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Для проведення експериментальних досліджень коаксіально-лінійного синхронного двигуна зворотно-поступального руху був розроблений стенд (рис. 1): де 1 – КЛСД-МП, 2 – якір КЛСД-МП, 3 – кронштейн, 4 – вимірювач електромагнітної індукції, 5 – вимірювальний щуп, 6 – регулюючий гвинт, 7 – підшипникові щити. В підшипникових щитах 7 КЛСД-МП попередньо просвердлюються прямокутні отвори таким чином, щоб вимірювальний щуп 5 потрапив у повітряний зазор. КЛСД-МП 1 закріплено на кронштейні 3. За допомогою регулюючого гвинта 6 встановлюється положення (А) якоря 2 (рис. 2). Вимірювання магнітної індукції в повітряному зазорі КЛСД-МП проводиться вимірювальним щупом 5 вимірювача електромагнітної індукції 4. Для визначення положення щупа на його поверхні, попередньо, була нанесена міліметрова шкала. Оскільки вимірювальний щуп 5 має обмежену довжину, вимірювання проводилося з обох сторін КЛСД-МП.

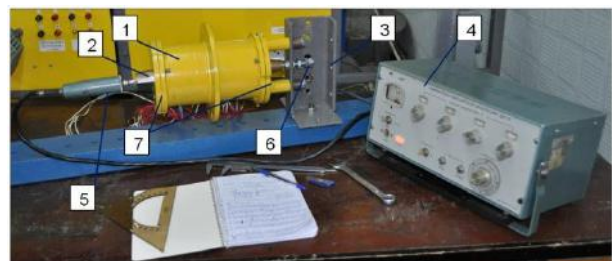


Рис. 1. Стенд для дослідження розподілу магнітної індукції в повітряному зазорі КЛСД-МП

Вимірювання значень магнітної індукції у повітряному зазорі КЛСД-МП проведено з кроком  $\Delta x = 2,5$  мм. За початок координат прийнято точку, що лежить на зовнішній поверхні лівого підшипникового щита 7. За початок вимірювання взято точку, що відповідає координаті 10 мм. Якір 2 встановлюється у початкове положення ( $A = 0$  мм).

Розріз змонтованого на стенді КЛСД-МП показаний на рис. 2,а: де 1 – корпус КЛСД-МП, 2 – котушки, 3 – магнітопровід, 4 – підшипникові щити, 5 – регулюючий гвинт, 6 – кронштейн, 7 – стрижень якоря, 8 – вимірювальний щуп, 9 – постійні магніти, 10 – концентратори, МП – активна частина індуктора магнітного підвісу, ВЗ – активна частина індуктора віброзбуджувача. В сталевому корпусі 1 розміщені котушки 2 і зібраний з листів електротехнічної сталі магнітопровід 3 індукторів магнітного підвісу та віброзбуджувача. На немагнітному стрижні якоря 7 жорстко закріплюються рідкоземельні постійні магніти

NeFeB 9 та феромагнітні концентратори 10 магнітного підвісу та вібробуджувача. Завдяки підшипниковим щитам 4 явір КЛСД-МП може вільно поздовжньо

переміщуватись при переналаштуванні регулюючого гвинта 5.

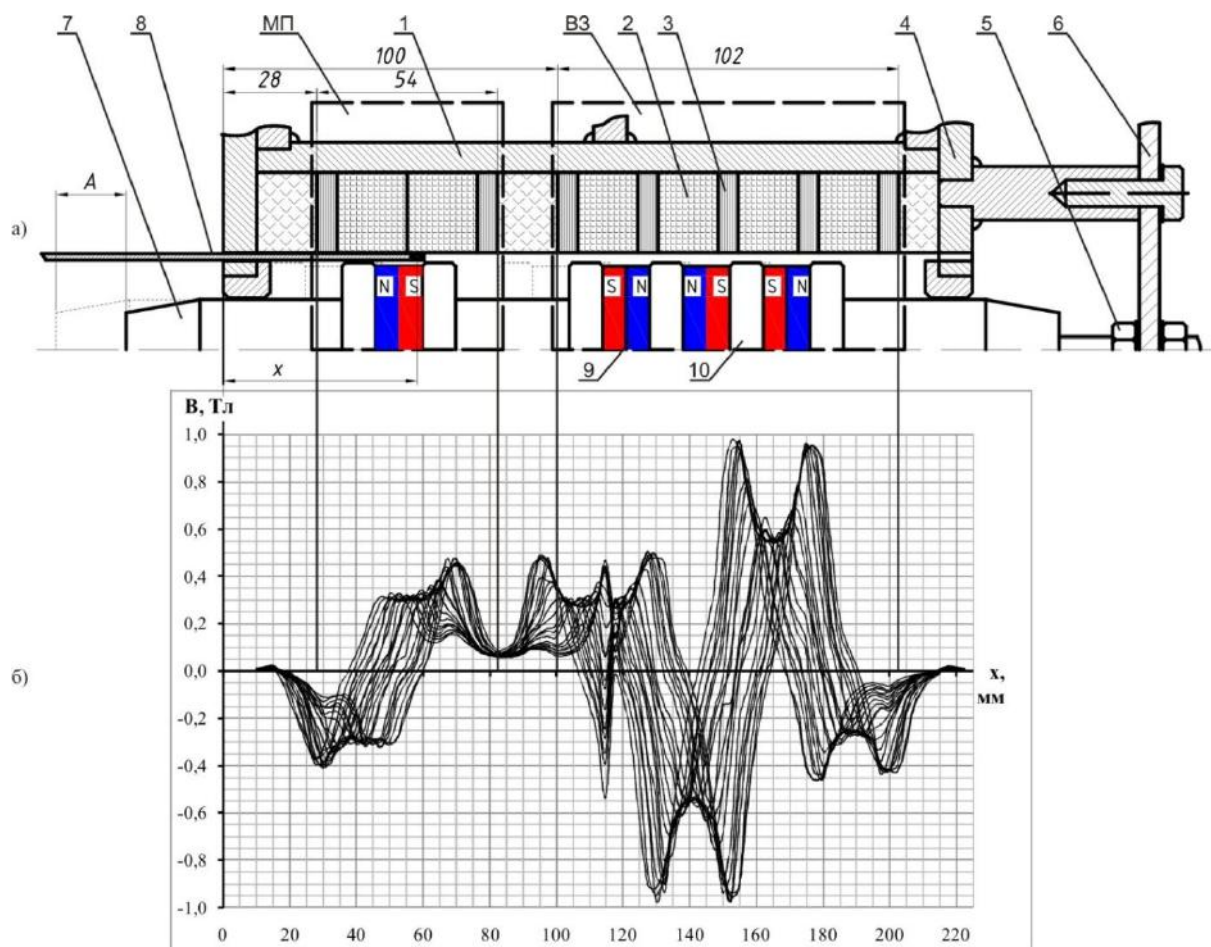


Рис. 2. Характер зміни магнітної індукції в повітряному зазорі КЛСД-МП при різних положеннях якоря

Після завершення вимірювання значень індукції по всій довжині КЛСД-МП при заданому положенні якоря, явір зміщується на 1 мм вліво і вимірювання проводиться з початку. Вимірювання завершується при досягненні положення якоря  $A = 22$  мм (значення полюсної поділки індуктора вібробуджувача).

#### АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ

По результатам дослідження було одержано залежності значень магнітної індукції від координат положень якоря  $B = f(x)$  (рис. 2,б).

Для активних зон якоря – вібробуджувача та магнітного підвісу були розраховані середні значення радіальної складової магнітної індукції  $B_{cp}$  за формулою

$$B_{cp} = \frac{\sum_{n=1}^N \frac{|B_n| + |B_{n+1}|}{2} \times \Delta x}{l}, \quad (2)$$

де  $N$  – кількість вимірних значень, що входять до активної зони;  $B_n$  – вимірне значення радіальної складової магнітної індукції у заданій точці, Тл;  $l$  – довжина активної зони, мм (для вібробуджувача  $l = 102$  мм, для магнітного підвісу  $l = 54$  мм),  $\Delta x$  – крок вимірювання (2,5 мм).

Графіки залежності середнього значення магнітної індукції  $B_{cp}$  в повітряному зазорі КЛСД-МП для

індукторів віброанурювача (1) та магнітного підвісу (2) від положення якоря наведено на рис. 3.

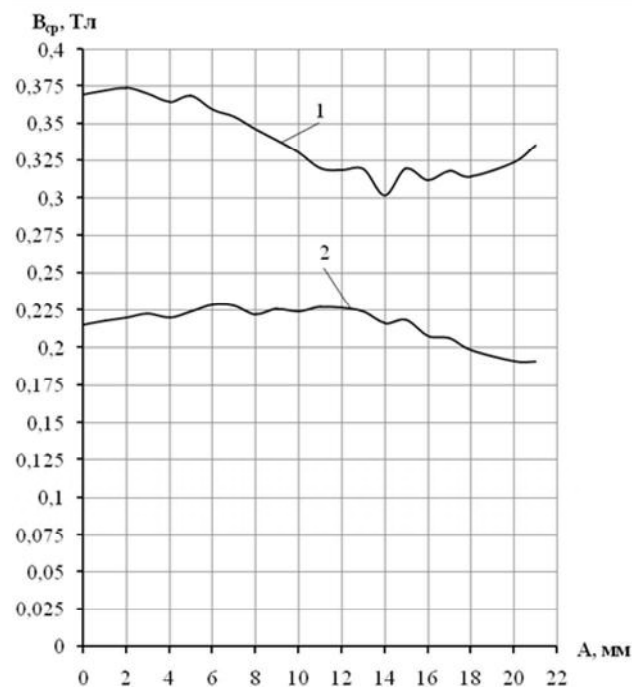


Рис. 3. Графік залежності  $B = f(A)$



## ВИСНОВКИ

Значення магнітної індукції в повітряному зазорі активної зони магнітного підвісу майже на 40 % менші ніж в активній зоні віброзанурювача. Ця відмінність пояснюється різними магнітними структурами індукторів віброзанурювача та магнітного підвісу КЛСД-МП: індуктор віброзбуджувача виконано із зубцями між полюсами, які в індукторі магнітного підвісу відсутні.

Тому для покращення характеристик магнітного підвісу пропонується проектувати його з використанням магнітної структури аналогічної індуктору віброзбуджувача.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Цейтлин М.Г., Верестов В.В., Азбель Г.Г. Вибрационная техника и технология в свайных и буровых работах. Л., 1960.
2. Патент на корисну модель №24757. Віброзанурювач. Богаєнко М.В., Голенков Г.М., Пархоменко Д.І. та інші. Видано відповідно до Закону України "Про охорону прав на винаходи і корисні моделі", 10.07.2007 р., бюл. № 10.
3. Голенков Г.М., Пархоменко Д.І., Макогон С.А., Бондар Р.П. Моделювання роботи коаксіально-лінійного синхронного вібратора з магнітним підвісом // Електротехніка і електромеханіка. – 2008. – № 1. – С. 18-20.
4. Голенков Г.М., Бондар Р.П., Макогон С.А., Подольцев А.Д. Численний расчёт магнитного поля и основных характеристик электровибратора на основе коаксиально-линейного двигателя с постоянными магнитами // Електротехніка і електромеханіка. – 2007. – № 1. – С. 8-12.
5. Бондар Р.П., Голенков Г.М., Подольцев А.Д., Розрахунок робочих характеристик лінійного двигуна зворотно-поступального руху в пакеті Matlab/Simulink // Електротехніка і електромеханіка. – 2010. – № 4. – С. 13-17.
6. Голенков Г.М., Бондар Р.П., Макогон С.А., Богаєнко М.В., Попков В.С. Моделювання роботи електричного вібратора з коаксіально-лінійним індукційним двигуном при різних законах регулювання // Технічна електродинаміка. – 2007. – № 2. – С.54-59.
7. Бондар Р.П. Електромеханічні характеристики коаксіально-лінійного синхронного вібратора установки для безтраншейної проходки горизонтальних свердловин // Технічна електродинаміка. – 2008. – № 2. – С.31-35.

**Bibliography (transliterated):** 1. Cejtin M.G., Verestov V.V., Azbel' G.G. Vibracionnaya tehnika i tehnologiya v svajnyh i burovih rabotah. L., 1960. 2. Patent na korisnu model' №24757. Vibrozanyruvach. Bogaenko M.V., Golenkov G.M., Parhomenko D.I. ta inshi. Vidano vidpovidno do Zakonu Ukraini "Pro ohoronu prav na vinahodi i korisni modeli", 10.07.2007 r., byul. № 10. 3. Golenkov G.M., Parhomenko D.I., Makogon S.A., Bondar R.P. Modelyuvannya roboti koaksial'no-linijnogo sinhronnogo vibratora z magnitnim pidvisom // Elektrotehnika i elektromehanika. - 2008. - № 1. - S. 18-20. 4. Golenkov G.M., Bondar R.P., Makogon S.A., Podol'cev A.D. Chislennyj raschet magnitnogo polya i osnovnyh harakteristik `elektrovibratora na osnove koaksial'no-linijnogo dvigatelya s postoyannymi magnitami // Elektrotehnika i elektromehanika. - 2007. - № 1. - S. 8-12. 5. Bondar R.P., Golenkov G.M., Podol'cev A.D. Rozrahunok robocnih harakteristik linijnogo dviguna zворотno-postupal'nogo ruhu v paketi Matlab/Simulink // Elektrotehnika i elektromehanika. - 2010. - № 4. - S. 13-17. 6. Golenkov G.M., Bondar R.P., Makogon S.A., Bogaenko M.V., Popkov V.S. Modelyuvannya roboti elektrichnogo vibratora z koaksial'no-linijnim indukciynim dvigunom pri riznih zakonah reguluyvannyah // Tehnichna elektrodinamika. - 2007. - № 2. - S.54-59. 7. Bondar R.P. Elektromehanični harakteristiki koaksial'no-linijnogo sinhronnogo vibratora ustanovki dlya beztranshejnoї prohodki gorizont'al'nih sverdlovin // Tehnichna elektrodinamika. - 2008. - № 2. - S.31-35.

Надійшла 27.10.2011

*Голенков Геннадій Михайлович, к.т.н., доц.*

*Пархоменко Д.І.*

Київський національний університет будівництва і архітектури  
кафедра електротехніки та електроприводу  
03680, Київ, Повітрофлотський проспект, 31  
тел. 066 4431611, 067 2336450  
e-mail: parkhomenkodm@gmail.com

*Golenkov G.M., Parkhomenko D.I.*

### **Investigations of magnetic induction distribution in the air gap of a linear synchronous motor with magnetic suspension.**

A test desk for a coaxial linear synchronous motor with magnetic suspension is described. Results of experimental investigations of magnetic induction distribution in the air gap of the motor are presented.

**Key words – synchronous motor, magnetic suspension, magnetic induction distribution.**

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПОЛИФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ С ПОЛЫМ ПЕРФОРИРОВАННЫМ РОТОРОМ

*Виконано аналіз тривимірного розподілу електромагнітного поля в активній зоні ПЕМП з порожнистим перфорированим ротором.*

*Выполнен анализ трехмерного распределения электромагнитного поля в активной зоне ПЭМП с полым перфорированным ротором.*

### ВВЕДЕНИЕ

Полифункциональные электрохимические преобразователи (ПЭМП) с полым ферромагнитным ротором, имеющим перфорированную структуру, относятся к новому классу электрохимических устройств. При их проектировании важно получить достоверную информацию о распределении электромагнитного поля в активной части, которое в отличие от традиционных электрических машин имеет весьма оригинальный характер [1]. Наличие сквозных отверстий в полым ферромагнитном роторе ПЭМП обуславливает необходимость анализа картины электромагнитного поля в трехмерной постановке.

Одним из наиболее эффективных численных методов решения трехмерных полевых задач является метод конечных элементов [2].

Целью данной работы является создание математической модели ПЭМП с полым перфорированным ротором для установления особенностей трехмерного распределения магнитного поля в его активной зоне.

### ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Расчет трехмерного распределения электромагнитного поля выполнялся для экспериментального образца ПЭМП на базе асинхронного двигателя АОЛ-21-2, с учетом реальных линейных размеров активной зоны.

Основные конструктивные параметры: наружный диаметр статора – 140 мм; внутренний диаметр статора – 88 мм; активная длина сердечника статора – 75 мм; наружный диаметр полого ротора – 85 мм; длина полого ротора – 75 мм; толщина стенки полого ротора – 3,5 мм; воздушный зазор – 1,5 мм (увеличен с целью размещения индуктивных датчиков); число зубцов статора – 24; число радиальных отверстий ротора – 24; диаметр отверстий ротора – 4 мм. Ряды отверстий выполнены равномерно по длине окружности ротора (восемь аксиальных рядов по три отверстия). Расстояние между центрами отверстий одного ряда – 19 мм.

Переменное электромагнитное поле должно быть рассчитано с учетом нелинейных характеристик стали, а так же с учетом реакции токов, индуцированных в роторе, распределение которых в массиве перфорированного ротора носит сложный характер. Модель спроектирована при помощи программы Comsol Multiphysics 3.5a, позволяющей решать задачи, в которых токи источников поля изменяются по гармоническому закону. Общий вид трехмерной модели активной части ПЭМП представлен на рис. 1.

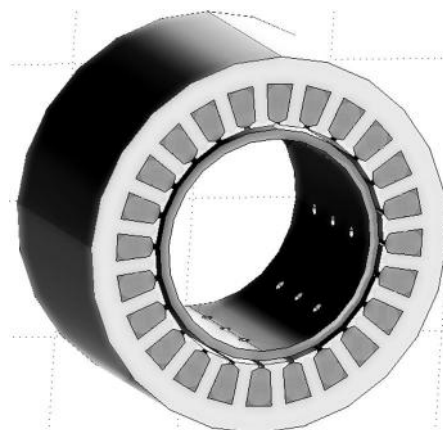


Рис. 1. Общий вид трехмерной модели активной части ПЭМП

С точки зрения численного расчета квазистационарного электромагнитного поля в асинхронном двигателе, целесообразно использовать уравнение для роторной системы координат [3]:

$$\Delta \vec{A} - j\omega_1 s \mu \gamma \vec{A} = -\mu \vec{J}, \quad (1)$$

где  $\vec{A}$  – векторный магнитный потенциал;  $\omega_1$  – угловая частота вращения поля статора;  $s$  – скольжение ротора;  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость; удельная электрическая проводимость массивного ротора;  $\vec{J}$  – вектор плотности тока источника поля.

При моделировании были заданы нелинейные характеристики стали статора (сталь 2013, сердечник шихтован) и ротора (Ст3, массив). На участках пазов (медь) задавались комплексные значения плотности тока ( $J_x$  компонента). Компоненты  $J_x$  и  $J_y$  принимались равными нулю. Плотность токов в фазах обмотки статора:

$$\begin{aligned} \vec{J}_A &= I_m \cdot u_n / S_n, \\ \vec{J}_B &= -I_m [\cos(-2\pi/3) - j \sin(-2\pi/3)] \cdot u_n / S_n, \\ \vec{J}_C &= -I_m [\cos(-4\pi/3) - j \sin(-4\pi/3)] \cdot u_n / S_n, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $I_m$  – амплитуда тока в фазе статора;  $u_n$  – число эффективных проводников в пазу;  $S_n$  – площадь сечения паза.

На рис. 2 представлена трехмерная конечно-элементная сетка модели. Конечно-элементная сетка воздушных областей, прилегающих к торцам модели, не показана. Решение задачи трехмерного распределения поля (нормальная составляющая индукции) в виде поперечного среза, проходящего через центры отверстий, представлено на рис. 3.

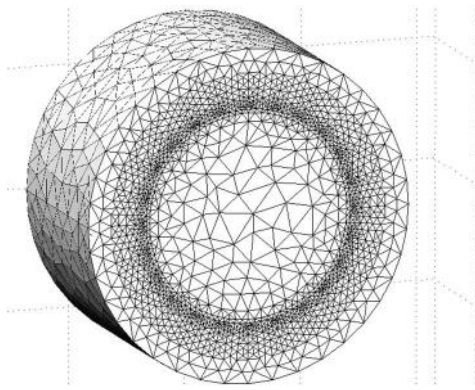


Рис. 2. Трехмерная конечно-элементная сетка модели

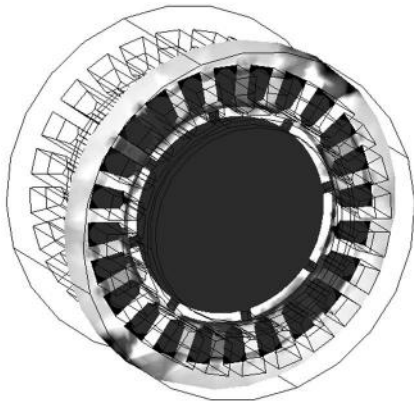


Рис. 3. Решение задачи в виде поперечного среза (нормальная составляющая индукции)

#### РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Магнитное поле в воздушном зазоре между статором и полым перфорированным ротором ПЭМП распределяется неравномерно. На рис. 4 показан фрагмент картины распределения магнитной индукции в зазоре ПЭМП в виде линий тока. Из рисунка видно, что силовые линии сгущаются в пределах сплошных участков ротора и разрежаются в пределах площади сквозного отверстия. Как результат, провалы в кривой индукции в зазоре над отверстием достигают 0,4-0,5 Тл. Силовые линии, входящие в ротор через отверстие сбоку, проходят путь, длина которого больше, чем воздушный зазор, обуславливая уменьшение зоны провала в кривой индукции.

На рис. 5 показан график распределения нормальной составляющей магнитной индукции вдоль середины воздушного зазора над отверстием, в пределах зубца статора. Зона отверстия на графике ограничена пунктирными линиями.

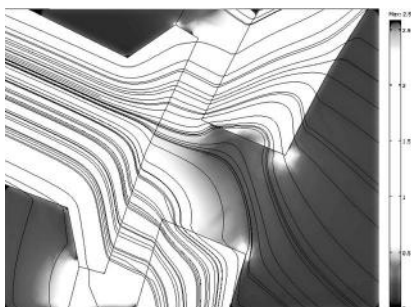


Рис. 4. Фрагмент картины распределения магнитной индукции в зазоре ПЭМП

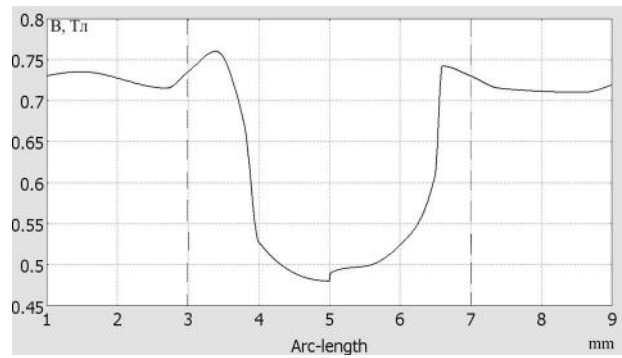


Рис. 5. Распределение нормальной составляющей магнитной индукции вдоль середины воздушного зазора над отверстием

На рис. 6 представлен график распределения нормальной составляющей индукции вдоль аксиальной линии, проходящей над центрами отверстий одного ряда, через середину воздушного зазора.

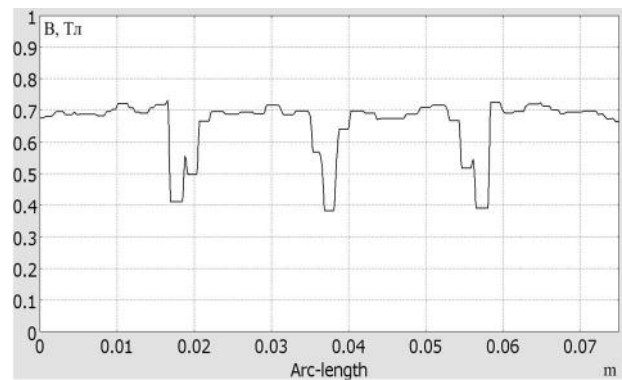


Рис. 6. Распределение нормальной составляющей магнитной индукции в зазоре вдоль аксиальной линии, проходящей над центрами отверстий одного ряда

Аналогичная кривая для сплошного участка между рядами отверстий представлена на рис. 7.

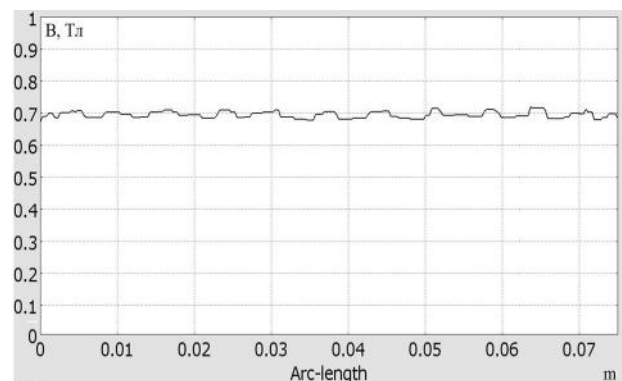


Рис. 7. Распределение нормальной составляющей магнитной индукции в зазоре вдоль сплошного участка между рядами отверстий

Фрагмент картины распределения магнитной индукции в зазоре ПЭМП для случая, когда ряд отверстий расположен между зубцами статора, представлен на рис. 8. Продольный срез выполнен на расстоянии 0,5 мм от поверхности ротора. На рисунке темным областям воздушного зазора соответствует значение индукции 0,4-0,45 Тл, светлым – 0,7-0,72 Тл.

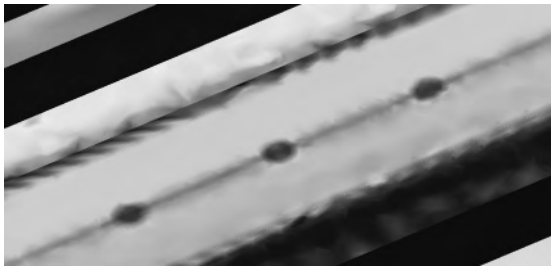


Рис. 8. Фрагмент картины распределения магнитной индукции в зазоре ПЭМП

На рис. 9 показано распределение нормальной составляющей магнитной индукции вдоль радиуса ПЭМП. В первом случае (верхний график) радиальная линия проходит от оси ПЭМП через сплошной участок ферромагнитного ротора, середину зубца и ярмо статора. Во втором, от оси через центр отверстия в роторе, середину зубца и ярмо статора. Для визуального удобства ось вдоль радиуса показана на графике не от нуля.

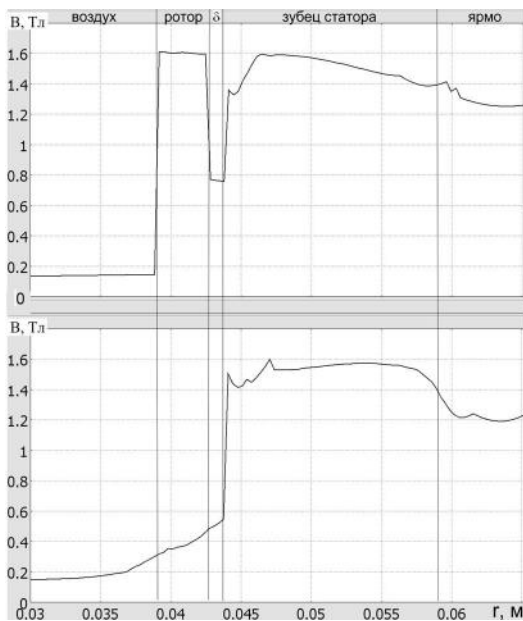


Рис. 9. Распределение нормальной составляющей магнитной индукции вдоль радиуса ПЭМП

Максимальное значение индукции в пределах сплошных участков ферромагнитного ротора ввиду его малой толщины достигает значения 2,8 Тл. Проходя вдоль стенок ротора, магнитные силовые линии как бы обтекают отверстие. Вследствие этого их плотность с двух сторон отверстия резко возрастает, а с двух других сторон – снижается (рис. 10).

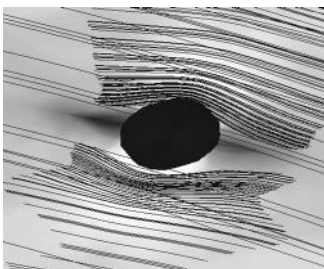


Рис. 10. Распределение силовых линий индукции вокруг отверстия в роторе ПЭМП

Фрагмент картины распределения магнитной индукции в роторе для отверстий одного ряда представлен на рис. 11. Продольный срез ротора выполнен на глубине 1 мм. Светлые участки с двух сторон отверстия – участки, на которых индукция достигает 3-4 Тл. Темным участкам соответствует индукция 0,5-1 Тл.

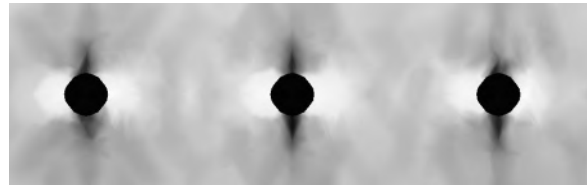


Рис. 11. Фрагмент картины распределения магнитной индукции в роторе ПЭМП

## ВЫВОДЫ

Выполнен анализ трехмерного распределения электромагнитного поля в активной зоне ПЭМП с полым перфорированным ротором. Полученные результаты исследования ПЭМП могут быть использованы для оптимизации конструкции и повышения эффективности его использования в качестве теплогенератора.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Заблодский Н.Н., Грицок В.Ю., Лукьянов Н.В. Определение коэффициента воздушного зазора для полого ротора сквозной структуры в полифункциональных электромеханических преобразователях // Сб. науч. тр. ДонГТУ. – Алчевск: ДонГТУ. – 2010. – Вып. 31. – С. 187-192.
2. Biro O., Preis K., Richter K.R. Various FEM formulations for the calculation of transient 3D eddy currents in nonlinear media. – IEEE Transactions on Magnetics. – 1995, v. 31, No. 3. – P. 1307-1312.
3. Васильковский Ю. М. Польовий аналіз електричних машин. – К.: НТУУ "КПІ", 2007. – 191 с.

**Bibliography (transliterated):** 1. Zablodskij N.N., Gricyuk V.Yu., Luk'yanov N.V. Opredelenie ko'effitsienta vozdušnogo zazora dlya pologo rotora skvoznoj struktury v polifunkcional'nyh `elektromehaničeskikh preobrazovatel'nyh // Sb. nauch. tr. DonGTU. - Alchevsk: DonGTU. - 2010. - Vyp. 31. - S. 187-192. 2. Biro O., Preis K., Richter K.R. Various FEM formulations for the calculation of transient 3D eddy currents in nonlinear media. - IEEE Transactions on Magnetics. - 1995, v. 31, No. 3. - P. 1307-1312. 3. Vas'kovskij Yu. M. Pol'ovij analiz elektrichnih mashin. - K.: NTUU "KPI", 2007. - 191 s.

Поступила 24.11.2011

*Заблодский Николай Николаевич, д.т.н., проф.,  
Филатов Максим Анатольевич,  
Грицок Владимир Юрьевич*  
Донбасский государственный технический университет  
кафедра "Электрические машины и аппараты"  
94204, Луганская обл., Алчевск, пр. Ленина, 16  
тел. (06442) 2-05-64, факс (06442) 2-68-87  
e-mail: info@dgmi.edu.ua

*Zablodskiy N.N., Filatov M.A., Gricyuk V.Yu.*  
**Numerical modeling of electromagnetic field in polyfunctional electromechanical transducers with a hollow perforated rotor**

Three-dimensional electromagnetic field distribution in the active zone of polyfunctional electromechanical transducers with a hollow perforated rotor is analyzed.

**Key words – polyfunctional electromechanical transducer, perforated rotor, three-dimensional electromagnetic field.**

## ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТИХОХОДНОГО СИНХРОННОГО ГЕНЕРАТОРА С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

*Виконано аналіз і співставлення двох типів тихохідних магнітоелектричних синхронних генераторів (з радіальним і тангенціальним намагніченням постійних магнітів на роторі) для вітросилової установки при однакових габаритних розмірах статора. Показано, що у синхронному генераторі з поверховим розташуванням і радіальним намагніченням магнітів пульсації магнітної індукції та електромагнітного моменту істотно нижчі. Наведено результати розрахунків поля і моментів такого генератора для різних співвідношень активної частини і маси постійних магнітів.*

*Выполнен анализ и сопоставление двух типов тихоходных магнитоэлектрических синхронных генераторов (с радиальным и тангенциальным намагничиванием постоянных магнитов на роторе) для ветросиловой установки при идентичных габаритных размерах статора. Показано, что в генераторе с поверхностным расположением и радиальным намагничиванием магнитов пульсации магнитной индукции и электромагнитного момента существенно ниже. Приведены результаты расчетов поля и моментов такого генератора для различных геометрических соотношений активной части и массы постоянных магнитов.*

Особенностью тихоходных СГ с постоянными магнитами, предназначенных для ветроустановок, является малое значение относительной длины  $\lambda_i = L_i/D_i$ , что связано с необходимостью увеличения диаметра расточки статора  $D_i$  в соответствии с большим числом полюсов и необходимостью размещения обмотки статора в ограниченном числе пазов при весьма малом значении  $q_1$  – числе пазов на полюс и фазу. При достаточно большом диаметре ротора  $D_p$  даже для СГ малой мощности основная масса магнитов сосредотачивается на периферии ротора, внутренний объем которого в магнитном отношении недоиспользуется, однако соображения увеличения момента инерции вращающихся масс диктуют необходимость делать сердечник ротора массивным. При этом для ротора типа "звездочка" ширина образующего полюс магнита естественным образом определяется, прежде всего, величиной полюсного деления  $\tau$  (при определенном коэффициенте полюсного перекрытия  $\alpha_\delta$ ), а его толщина  $h_m$  должна обеспечивать расчетный объем магнита  $V_m$ . Ясно поэтому, что определение оптимальных соотношений между размерами магнита, его объемом и основными геометрическими размерами расточки статора – активной длиной  $L_i$  и диаметром  $D_i$  является одной из основных задач проектирования. В эти соотношения естественным образом включаются и многие другие параметры магнитной цепи, а также обмотки статора, массогабаритные и энергетические показатели [1].

Соотношения для расчета размеров магнита и магнитной цепи ротора зависят от типа магнитной системы, а необходимый объем магнитов определяется, главным образом, задаваемой мощностью и характером нагрузки, параметрами самих магнитов и соотношениями определенных коэффициентов, характеризующих магнитную цепь. В то же время вполне взаимосвязанными с размерами магнитов выступают электромагнитные нагрузки ( $A_1$  и  $B_\delta$ ) и величина воздушного зазора  $\delta$ . Таким образом, оказывается крайне необходимым на этапе формирования исходных данных на проектирование СГ провести сравнительную оценку соотношений геометрических размеров статора и ротора, а также магнитной системы и на этом основании

выбрать вариант, при котором достигается наибольшее значение электромагнитной мощности (или момента).

В статье на примере тихоходного СГ средней мощности рассматриваются возможности проведения такой оценки на основе численного моделирования в программном комплексе ELCUT 5.6.

По аналогии с вариантом СГ с электромагнитным возбуждением, изготовленном нами для безредукторной ВЭУ средней мощности [6] и на основании предварительного расчета СГ с постоянными магнитами (ПМ) для ветросиловой установки мощностью 25 кВт были выбраны его главные геометрические размеры: наружный диаметр статора  $D_a = 740$  мм; диаметр внутренней расточки статора  $D_i = 630$  мм; наружный диаметр ротора  $D_p = 628$  мм; длина сердечника статора  $L_i = 200$  мм. При выборе типа магнитной системы рассматривались два варианта конструкции ротора – с радиальным и тангенциальным намагничиванием магнитов (рис. 1) [2, 4].

На рис. 1,а показан сегмент магнитной системы генератора с поверхностным расположением магнитов и с их радиальным намагничиванием, а на рис. 1,б – тангенциальным намагничиванием таких же магнитов.

Сердечник статора синхронного генератора набран, как обычно, из отдельных листов электротехнической стали 2212, число пазов статора  $Z_1 = 144$ . Ротор выполнен из конструкционной стали марки Ст3. Постоянные магниты располагаются в специальных выточках на роторе, количество полюсов ротора  $2p = 48$ . Для генератора по рис. 1,а магниты имеют трапециевидную форму, для генератора по рис. 1,б – прямоугольную.

На рис. 1,в представлена заготовка ротора с пазами, подготовленная к установке постоянных магнитов по варианту 1,а; количество магнитов равно числу полюсов  $n_m = 2p = 48$ , толщина магнитов  $h_m = 7$  мм; ширина  $b_{m1} = 32$  мм и  $b_{m2} = 30$  мм, аксиальная длина  $l_m = 200$  мм. Полюсное деление составляет  $\tau = 7,5^\circ$  (180 эл. град.). Марка магнитов NdFeB с паспортными данными: остаточная индукция  $B_r = 1,23$  Тл, коэрцитивная сила по индукции  $H_{cb} \geq 860$  кА/м (то же по намагниченности  $H_{cj} \geq 960$  кА/м); энергетическое произведение  $W_{max} = (BH)_{max} = 287-310$  кДж/м<sup>3</sup>.



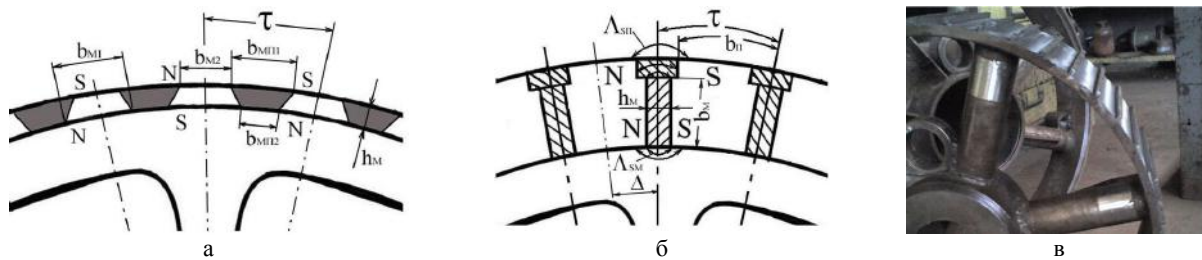


Рис. 1. Варианты магнитной системы ротора СГ с постоянными магнитами

Как видно из рис. 1, в на поверхности ротора профрезерованы осевые пазы для установки в них постоянных магнитов, а между пазами предусмотрены выступы трапецеидального сечения, предназначенные для дополнительной фиксации магнитов.

Конфигурация магнитной системы электрической машины существенным образом влияет на ее характеристики [3, 5]. На рис. 2, а приведена картина магнитного поля в поперечном сечении исследуемого генератора с радиальным намагничиванием ПМ на роторе, а на рис. 2, б – с тангенциальным. Вектор намагниченности ПМ на этом рисунке показан стрелками. При расчёте приняты граничные условия:  $A = 0$  для верхней и нижней границ расчетной области, для правой и левой границы расчетной области – четная периодичность ( $A_1 = A_2$ ).

При дискретизации расчетной области применено автоматическое разбиение в программном комплексе ELCUT 5.6, количество узлов – 18000.

На первом этапе исследовано влияние в целом конфигурации магнитной системы ротора на электромагнитный момент генератора, при этом участок магнитной цепи статора задан реальной кривой намагничивания стали 2212, а для ротора – кривой стали Ст 3. Поле реакции якоря представлено как образованное токами трех фаз для момента времени, когда ток в фазе А максимальный  $i = I_m$  и условно положительный, а в фазах В и С –  $i = 0,5I_m$  и условно отрицательный (рис. 2, в). Плотность тока задана равной  $J_r = 5 \text{ А/мм}^2$ , а коэффициент заполнения паза медью принят равным  $k_3 = 0,5$ .

Во всех расчетах коэрцитивная сила постоянных магнитов задавалась равной  $H_{CB} = 860 \text{ кА/м}$ , магнитная проницаемость магнитов –  $\mu_m = 1,05$ .

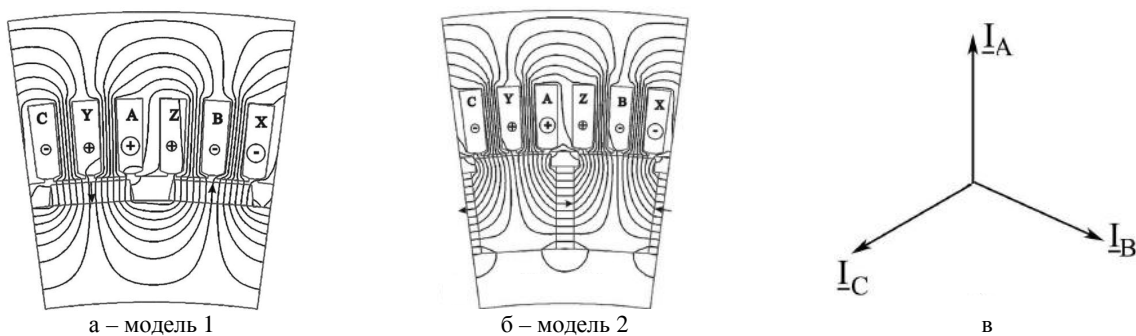


Рис. 2. Картины магнитного поля СГПМ для заданного момента времени

На рис. 3, а приведена кривая распределения нормальной (радиальной) компоненты магнитной индукции  $B = f(\vartheta)$  посередине воздушного зазора в пределах одного полюсного деления  $\tau$  для двух моделей генератора, соответственно с радиальным (модель 1) и тангенциальным (модель 2) намагничиванием ПМ.

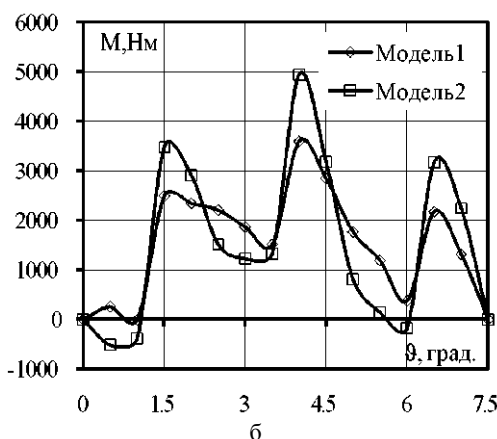
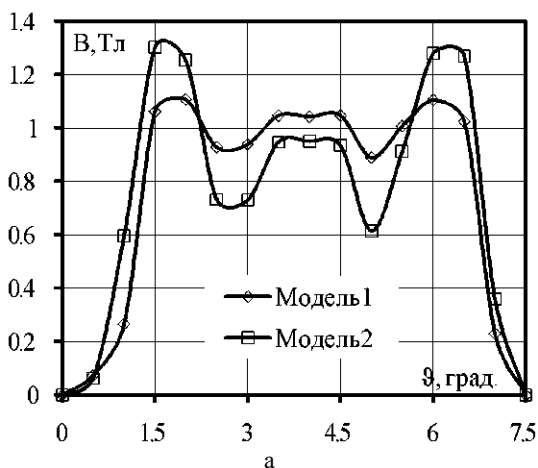


Рис. 3. Зависимости поля и момента от угла поворота в пределах полюсного деления

Как видно из рис. 3, распределение магнитной индукции в воздушном зазоре существенно зависит от конфигурации магнитной системы ротора: для модели 2 наблюдается весьма большая разница между максимальным и минимальным значениями индукции в воз-

душном зазоре, для модели 1 график распределения нормальной компоненты магнитной индукции имеет форму, более близкую к трапецеидальной, а разница между усредненными минимальными значениями индукции по двум моделям составляет в среднем 0,2 Тл.

На рис. 3,б приведена картина тормозного электромагнитного момента  $M$ , действующего при нагрузке на ротор СГ, для угла  $\vartheta = 0-7,5^\circ$ . Как видно из рис. 3,б, электромагнитный момент также существенно зависит от конфигурации магнитной системы ротора.

Для модели 1 (при радиальном намагничивании ПМ) пульсации момента существенно меньше, чем для модели 2 (при тангенциальном намагничивании ПМ). С учетом этих результатов, а также технологических особенностей сборки на втором этапе численных исследований рассматривался вариант конструкции ротора с радиальным намагничиванием магнитов при неизменной конструкции статора.

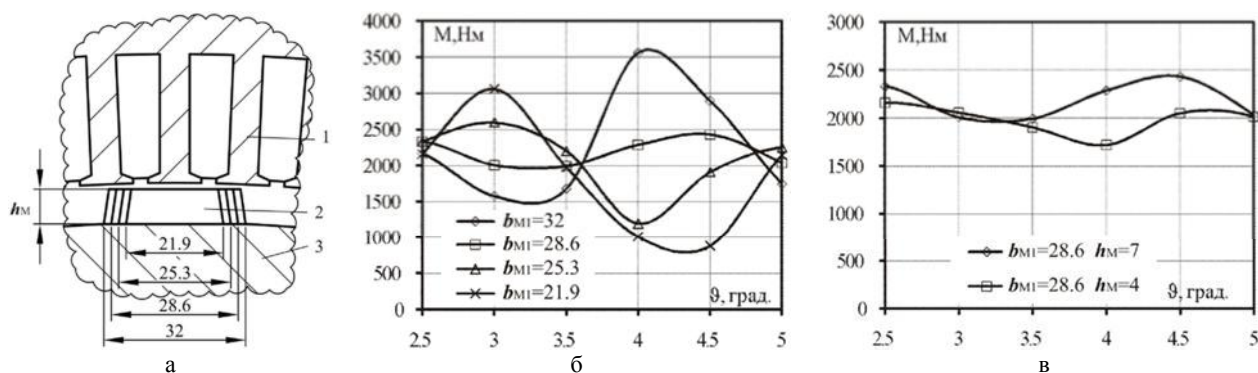


Рис. 4. Влияние размеров магнита на распределение электромагнитного момента СГПМ

Из рис. 4 ясно видно, что при ширине ПМ, равной  $b_{M1} = 32$  мм, пульсации электромагнитного момента достигают величины 2000 Н·м. Существенные пульсации электромагнитного момента наблюдаются также и при значениях ширины ПМ  $b_{M1} = 25,3$  мм и  $b_{M1} = 21,9$  мм. Наиболее приемлемой шириной с точки зрения величины электромагнитного момента и его формы является величина  $b_{M1} = 28,6$  мм, при этом размах пульсаций момента не превышает 500 Н·м в диапазоне  $\vartheta = 3-4,5^\circ$ .

Далее проводились расчеты при ширине магнитов, равной  $b_{M1} = 28,6$  мм и их толщине  $h_M = 4$  мм. Результаты расчета зависимости электромагнитного момента от угла поворота для различных значений толщины ПМ приведены на рис. 4,в.

В табл. 1 приведена масса постоянных магнитов при различной их ширине и толщине. В исходном варианте масса магнитов равна  $m_{PM} = 11,86$  кг, в рассмотренном расчетном – соответственно  $m_{PM} = 5,94$  кг. Анализируя результаты расчетов, приведенные на рис. 4,в и в табл. 1, следует отметить, что уменьшение толщины магнитов почти в 2 раза мало сказывается на значении электромагнитного момента.

Таким образом, предварительная оценка влияния на величину электромагнитного момента СГ ширины и толщины постоянных магнитов, дает возможность прогнозировать приемлемую их толщину, которая составляет  $h_M = 4$  мм. Однако из соображений обеспечения механической прочности магнитов для опытно-конструкторского варианта СГ их толщина принята равной  $h_M = 7$  мм и соответственно ширина –  $b_{M1} = 28,6$  мм.

Целью второго этапа численного исследования явилось определение влияния размеров ПМ на величину электромагнитного момента генератора по модели 1. Исходные размеры ПМ – ширина у основания  $b_{M1} = 32$  мм, толщина  $h_M = 7$  мм.

Поскольку ширина полюсного деления и коэффициент полюсного перекрытия для рассматриваемой конструкции не подлежат изменению, проведена серия расчетов для значений ширины ПМ, не превышающих исходную величину –  $b_{M1} = 28,6$  мм,  $b_{M1} = 25,3$  мм и  $b_{M1} = 21,9$  мм.

На рис. 4 показан фрагмент магнитной системы ротора с размерами магнитов и результаты расчета электромагнитного момента при различных значениях угла поворота ротора для различных размеров ПМ. Для удобства анализа названные зависимости  $M = f(\vartheta)$  для 4 вариантов толщины магнитов на рисунках 4, б и в приведены в среднем диапазоне угла от  $\vartheta = 2,5^\circ$  до  $\vartheta = 5^\circ$ .

Таблица 1

Расчетные массы магнитов в зависимости от их размеров

| $h_M$ , мм | $b_{M1}$ , мм | Масса одного магнита, кг | Масса 48-ми магнитов, кг |
|------------|---------------|--------------------------|--------------------------|
| 7          | 32            | 0,25                     | 11,86                    |
| 7          | 28,6          | 0,22                     | 10,57                    |
| 7          | 25,3          | 0,19                     | 9,27                     |
| 7          | 21,9          | 0,17                     | 7,97                     |
| 4          | 28,6          | 0,12                     | 5,94                     |

Представляет интерес определение влияния на кривую момента электрогенератора размеров ферромагнитных выступов на ярме ротора между магнитами (рис. 5,а), предназначенных для их дополнительного крепления в пазовом пространстве. При такой оценке за основу взята конфигурация магнитной системы с шириной ПМ, равной  $b_{M1} = 28,6$  мм, а в расчетах высота этих выступов варьировалась в пределах  $h_\phi = 0$  мм (между ПМ отсутствуют выступы) до  $h_\phi = 7$  мм (между ПМ выступы имеют высоту магнита).

На рис. 5,б приведена картина магнитного поля для сектора исследуемого генератора. Выбор сектора в качестве расчетной модели существенно сокращает время расчета. Как видно из рис. 5,б, наблюдается вытеснение поля в область ферромагнитного выступа.

Результаты расчета электромагнитного момента для различных значений высоты ферромагнитных выступов приведены на рис. 5,в. На этом рисунке зависимость электромагнитного момента от угла поворота ротора также приведена для диапазона изменения угла от  $\vartheta = 2,6^\circ$  до  $\vartheta = 4,6^\circ$ .

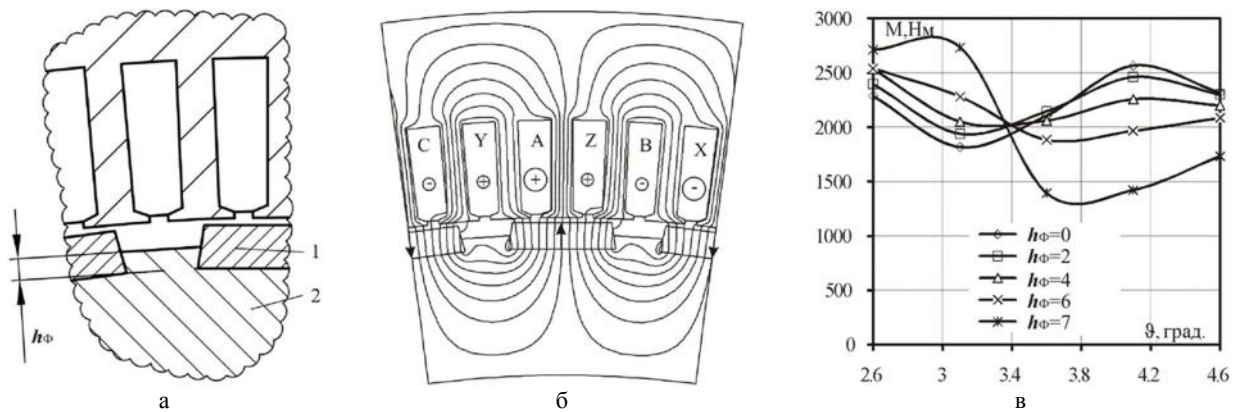


Рис. 5. Влияние размеров зубца между магнитами на распределение электромагнитного момента СГПМ

Анализируя эти зависимости, следует отметить, что электромагнитный момент существенно зависит от высоты ферромагнитных выступов, располагаемых между ПМ. При высоте ферромагнитного выступа  $h_{\phi} = 7$  мм имеют место пульсации электромагнитного момента в пределах  $\pm 750$  Н·м. При высоте ферромагнитного выступа  $h_{\phi} = 4$  мм пульсации электромагнитного момента наименьшие, поэтому эту высоту ферромагнитного выступа следует принять в качестве исходной.

С точки зрения достижения максимального использования СГПМ, выбора его геометрии в целом, включая и размеры ротора с постоянными магнитами, и конфигурацию активной зоны статора, представляет интерес рассмотреть различные варианты соотношений высоты пазов и ярма статора, а также изменения диаметра внутренней расточки статора и соответственно – наружного диаметра ротора. Это даст возможность наиболее правильного выбора основных соотношений машины на этапе формирования заказа на штамповку листов электротехнической стали и сборки пакета.

Из этих соображений для рассматриваемого варианта СГПМ при неизменных значениях наружного диаметра  $D_a$ , ширины паза  $b_n$  и активной длины  $L_i$  варьировались значения высоты паза  $h_n$  и значений  $D_i$  и  $D_p$  в следующих соотношениях: исходные значения:  $h_n = 26$  мм,  $D_i = 630$  мм,  $D_p = 628$  мм; увеличение высоты паза до значения  $h_n = 45$  мм при  $D_i = 630$  мм и  $D_p = 628$  мм; уменьшение диаметров до значений  $D_i = 592$  мм,  $D_p = 590$  мм при той же высоте  $h_n = 45$  мм; то же при увеличении высоты до значения  $h_n = 64$  мм. Речь в данном случае идет об оценке возможностей, при неизменных габаритных размерах ( $D_a$  и  $L_i$ ), увеличения активной мощности СГПМ за счет повышения линейной нагрузки статора при одновременном снижении размеров и массы (при меньшем диаметре ротора) постоянных магнитов, которые в исходном варианте из соображений сохранения механической прочности были выбраны завышенными.

На рис. 6 приведены расчетные зависимости электромагнитного момента от угла поворота ротора для всех приведенных выше моделей. За основу взята конфигурация магнитной системы с шириной ПМ  $b_{m1} = 28,6$  мм, при которой величина электромагнитного момента и его пульсации определены как приемлемые (рис. 4).

Приведенные результаты компьютерного моделирования подтверждают то, что конфигурация магнитной системы, включающая ПМ, ферромагнитные

вставки между магнитами и элементы статора с обмоткой, существенным образом влияют на характеристики синхронного генератора. На стадии предварительного проектирования генератора с ПМ важен и должен учитываться характер распределения радиальной составляющей магнитной индукции в зазоре машины на ширине полюсного деления как главный фактор, определяющий зависимость электромагнитного момента от угла поворота ротора.

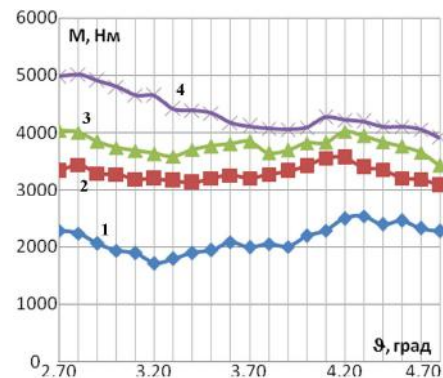


Рис. 6. Влияние геометрии статора и ротора на величину электромагнитного момента СГПМ при различных значениях угла поворота ротора:  
 1 –  $h_n = 26$  мм,  $D_p = 628$  мм; 2 –  $h_n = 45$  мм,  $D_p = 590$  мм;  
 3 –  $h_n = 45$  мм,  $D_p = 628$  мм; 4 –  $h_n = 64$  мм,  $D_p = 590$  мм

Ясно при этом, что окончательные решения по всем геометрическим и электромагнитным параметрам, обмоточным данным и размерам постоянных магнитов могут быть приняты только после полного расчета СГ, построения рабочей диаграммы магнита его характеристик, а также теплового расчета при номинальной нагрузке.

## ВЫВОДЫ

1. Анализ и сопоставление двух типов синхронных генераторов с ПМ для ветросиловой установки с радиальным и тангенциальным намагничиванием магнитов на роторе показывает, что генератор при идентичных габаритных размерах статора с радиальным намагничиванием магнитов может иметь существенно меньшие пульсации электромагнитного момента.

2. При уменьшении ширины и толщины ПМ и соответственно их массы вдвое можно добиться уменьшения пульсации электромагнитного момента при несущественном снижении среднего момента.

3. Электромагнитный момент существенно зависит от высоты ферромагнитных выступов, располагаемых между ПМ – при определенной их высоте ( $h_{\phi} = 4$  мм) пульсации электромагнитного момента могут быть наименьшими.

4. Расчетное значение мощности для рассмотренного варианта магнитной системы синхронного генератора при частоте вращения, равной 125 об/мин составляет 24 кВт, а при увеличении объема меди может быть доведено до 45-50 кВт.

5. Окончательное суждение о реальной картине поля и связанных с ней взаимодействий, а также о результатах проведенных расчетов может быть сделано по итогам экспериментального исследования опытного образца данного генератора, находящегося в процессе сборки.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балагуров В.А. Электрические генераторы с постоянными магнитами / В.А. Балагуров, Ф.Ф. Галтеев. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 280 с.
2. Пат. 88640 С2 Украина, МПК Н 02 К 15/02. Багатополюсний ротор синхронної машини з постійними магнітами. / Олейников А.М., Мартинов В.М., Мирсайтов К. М., Агафонов В.В., Зарицька О.І.; заявитель и патентообладатель Севаст. нац. техн. универ.; опубл. 10.11.2009, Бюл. № 21.
3. Гребеников В.В., Исследование влияния конфигурации магнитной системы на моментные характеристики электродвигателей с постоянными магнитами / В.В. Гребеников, М.В. Прыймак // Электротехника и электроэнергетика. – 2009. – №2. – С. 57-60.
4. Пат. 86070 Украина, МПК Н 02 К 21/00. Ротор тихоходного синхронного генератора с постоянными магнитами. / Олейников А.М., Мартынов В.Н., Терещенко П.В., Мирошниченко М.С.; заявитель и патентообладатель Севаст. нац. техн. универ.; Опубл. 25.03.2009, Бюл. № 6.
5. Гребеников В.В. Моделирование магнитных полей в электромеханических преобразователях энергии с постоянными магнитами / В.В. Гребеников, М.В. Прыймак // Вісник Кременчуцького держ. політехн. універ. ім. Михайла Остроградського. – Кременчук: Изд-во КДПУ, 2009. – №3 (56). – Ч 2. – С. 70-73.
6. Олейников А.М. Автономная безредукторная ВЭУ с тихоходным синхронным генератором средней мощности / А.М. Олейников, Е.И. Зарицкая, А.В. Пильганчук // Вестник СевНТУ. Сер. Механика, энергетика, экология: сб. науч. тр. – Севастополь: СевНТУ, 2009. – Вып. 97. – С. 103-106.

**Bibliography (transliterated):** 1. Balagurov V.A. `Elektricheskie generatory s postoyannymi magnitami / V.A. Balagurov, F.F. Galteev. - M.: `Energoatomizdat, 1988. - 280 s. 2. Pat. 88640 S2 Ukraina, MPK N 02

K 15/02. Bagatopolyusnij rotor sinhronnoї mashini z postijnimi magnitami. / Olejnikov A.M, Martynov V.M., Mirsaitov K. M., Agafonov V.V., Zari'ka O.I.; zayavitel' i patentoobladatel' Sevavast. nac. tehn. univer.; opubl. 10.11.2009, Byul. № 21. 3. Grebenikov V.V., Issledovanie vliyaniya konfiguracii magnitnoj sistemy na momentnye harakteristiki `elektrodvigatelej s postoyannymi magnitami / V.V. Grebenikov, M.V. Pryjmak // `Elektrotehnika i `elektro`energetika. - 2009. - №2. - S. 57-60. 4. Pat. 86070 Ukraina, MPK N 02 K 21/00. Rotor tihohodnogo sinhronnogo generatora s postoyannymi magnitami. / Olejnikov A.M., Martynov V.N., Tereschenko P.V., Miroshnichenko M.S.; zayavitel' i patentoobladatel' Sevast. nac. tehn. univer.; Opubl. 25.03.2009, Byul. № 6. 5. Grebenikov V.V. Modelirovanie magnitnyh polej v `elektromehaničeskikh preobrazovatelyah `energii s postoyannymi magnitami / V.V. Grebenikov, M.V. Pryjmak // Visnik Kremenčuc'kogo derzh. politehn. univer. im. Mihajla Ostrograds'kogo. - Kremenčuk: Izd-vo KDPU, 2009. - №3 (56). - Ch 2. - S. 70-73. 6. Olejnikov A.M. Avtonomnaya bezreduktornaya V`EU s tihohodnym sinhronnym generatorom srednej moschnosti / A.M. Olejnikov, E.I. Zarickaya, A.V. Pil'ganchuk // Vestnik SevNTU. Ser. Mehanika, `energetika, `ekologiya: sb. nauch. tr. - Sevastopol': SevNTU, 2009. - Vyp. 97. - S. 103-106.

Поступила 13.10.2011

*Зарицкая Елена Игоревна*

Одесский национальный морской университет  
кафедра "Электротехника и электрооборудование судов"  
65053, Одесса, пр. Шевченко д. 10/3, кв 27  
тел. 0505843936

*Прыймак Максим Васильевич*

Институт электродинамики НАН Украины  
04201, Киев, ул. Бережанская, д. 20 кв. 55  
тел. 0443310164, e-mail: maksim.prv@gmail.com  
*Олейников Александр Михайлович, д.т.н., проф.,*  
Севастопольский национальный технический университет  
кафедра судовых и промышленных электромеханических систем  
99022, Севастополь, ул. Кронштадтская, 2Д  
тел. 0999722001, e-mail: A.M.Olejnikov@sevgtu.sebastopol.ua

*Zaritskaya E.I., Pryjmak M. V., Olejnikov A.M.*

**Estimation of magnetic system configuration influence on low-speed permanent-magnet synchronous generator characteristics.**

Analysis and comparison of two low-speed magnetoelectric synchronous generators (with radial and tangential magnetization of permanent magnets on the rotor) for a wind power plant with identical stator dimensions are carried out. It is shown that, in the generator with surface location and radial magnetization of the magnets, pulsation of magnetic induction and electromagnetic moment is considerably lower. Results of the generator field and moments calculations for different geometric relations of the active part and the permanent magnet mass are given.

**Key words – synchronous generator, permanent magnet, magnetic field, magnetic induction, modulation.**



## СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕНТИЛЬНОГО РЕАКТИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ ПРИ ЕГО ПИТАНИИ ОТ КОММУТАТОРОВ ПО СХЕМАМ МИЛЛЕРА И АСИММЕТРИЧНОГО МОСТА

*Найширше застосовуються у вентильних реактивних двигунах коммутатори по схемам Міллера і асиметричного моста. Приведені порівняльні характеристики вентильного реактивного двигуна що живиться від вказаних коммутаторів*

*Наиболее широко применяются в вентильных реактивных двигателях коммутаторы по схемам Миллера и асимметричного моста. Приведены сравнительные характеристики вентильного реактивного двигателя питающегося от указанных коммутаторов.*

**Постановка задачи.** В настоящее время все чаще в различных машинах и механизмах применяются вентильные реактивные двигатели. При проектировании этих двигателей осуществляется выбор схемы коммутатора, который зависит от условий работы и требований технического задания. Наиболее часто применяются коммутаторы по схемам Миллера и асимметричного моста. Для принятия решения в части того, какую из указанных схем применить, необходимо иметь сравнительные характеристики вентильного реактивного двигателя при питании его от коммутаторов по указанным схемам.

**Анализ последних достижений и публикаций.** Существующие схемы коммутаторов рассмотрены Миллером [1], но при этом не приводятся характеристики двигателя при его питании от каждого из описанных коммутаторов.

**Цель работы.** Целью работы является сравнительный анализ характеристик вентильного реактивного двигателя при его питании от коммутаторов по схемам Миллера и асимметричного моста для возможности осуществления правильного выбора коммутатора при проектировании в зависимости от требований технического задания.

**Изложение материала исследования.** Питание ВРД от коммутатора по схеме Миллера. При включении транзисторов VT1 и VT2 напряжение подводится к фазе 1 (рис. 1). При наличии ограничения по току, в случае если ток превышает граничное значение, с микропроцессора поступает сигнал на отключение транзистора VT1. После отключения транзистора VT1 обмотка закорачивается транзистором VT2 и диодом VD2. Ток в закороченной обмотке начинает медленно уменьшаться. Как только значение тока становится меньше граничного, заранее установленного микропроцессор выдает сигнал на включение транзистора VT1 и обмотка снова подключается к источнику питания. Этим самым осуществляется модуляция импульсами переменной ширины.

Характер изменения напряжения на обмотке представлен на осциллограмме (рис. 2.). Когда угол поворота ротора  $\zeta$  достигнет значения угла отключения  $\gamma_{off1}$  оба транзистора VT1 и VT2 отключатся, практически одновременно и обмотка окажется в противовключении через диоды VD1 и VD2. Но, к сожалению, в противовключенном состоянии обмотка пребывает не долго.

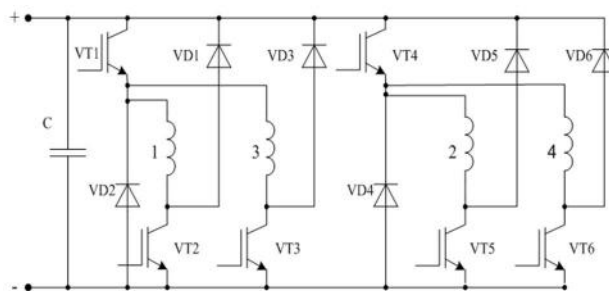


Рис. 1. Схема коммутатора Миллера

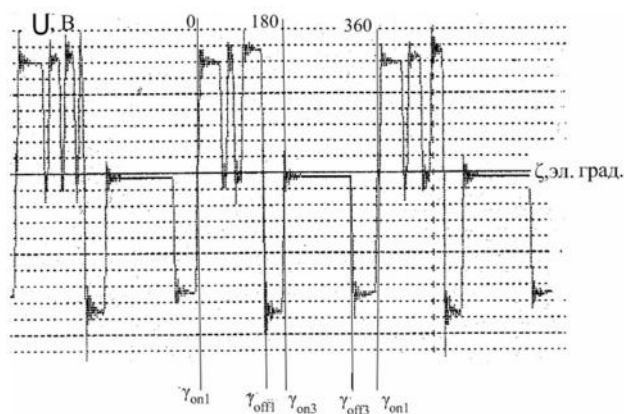


Рис. 2. Осциллограмма напряжения на обмотке двигателя питающегося от коммутатора Миллера с ограничением по току (один межстрочный интервал – 76 В) при величине угла отключения  $\gamma_{off1}$ , превышающем 90 эл. град

В коммутаторе Миллера транзистор VT1 является общим для двух фаз первой и третьей. Последняя включается через 180 ( $\gamma_{on3}$ ) электрических градусов с момента включения первой фазы. Предполагается, что за время поворота ротора на указанный угол ток в первой фазе будет равен нулю. Из того, что на естественной характеристике зависимость потока от угла поворота ротора представляет собой равнобедренный треугольник можно заключить, что ток при повороте ротора на 180 электрических градусов достигнет нулевого значения только в том случае, если угол отключения (противовключения) будет не более 90 электрических градусов. Но при длительности включения превышающей 90 электрических градусов при повороте ротора на угол равный 180 электрическим градусам ток не достигает нулевого значения. Но в этот момент для включения третьей фазы включаются транзисторы VT1 и VT3, в результате чего первая фа-

за оказывается закороченной через транзистор VT1 и диод VD1 и напряжение на ней становится равным нулю (рис. 2). Это приводит к замедленному спаду тока, ранее не затухшего до нуля (рис. 5), практически неизменной величине потокосцепления (рис. 3, рис. 4,б), созданию тормозного момента (рис. 4,а) и ухудшению энергетических показателей, относительно показателей при питании двигателя от коммутатора по схеме асимметричного моста.

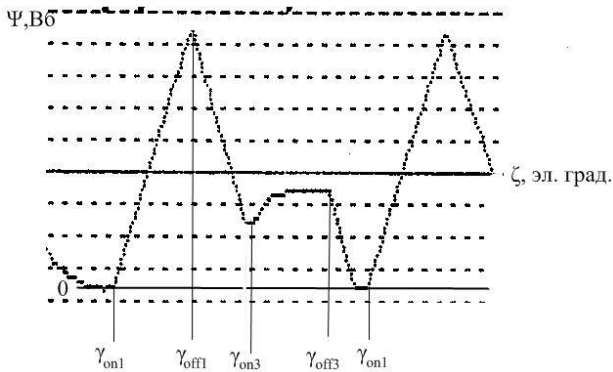
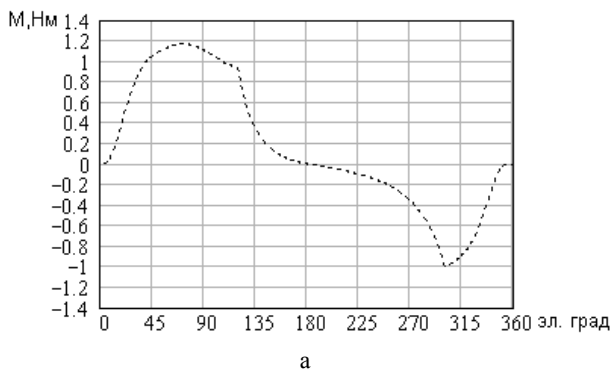
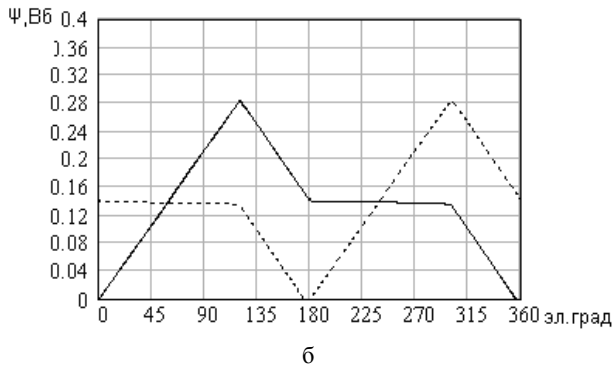


Рис. 3. Осциллограмма потокосцепления, снятая с дополнительного витка на зубце статора через интегрирующую RC цепочку,  $\gamma_{off1} = 120$  эл. град. (1 межстрочный интервал – 0,04 Вб)

Когда третья фаза по истечении времени её прямого включения переходит в режим противовключения и транзисторы VT1, VT2 и VT3 заперты, в режиме противовключения также оказывается и первая фаза (рис. 2, отрицательное напряжение перед включением первой фазы).



а



б

Рис. 4. Расчетные зависимости изменения момента (а) и потокосцеплений (б) 1-ой (сплошная линия) и 3-ей (пунктирная линия) фаз двигателя при питании его от коммутатора по схеме Миллера с ограничением по току с углом отключения 120 эл. град

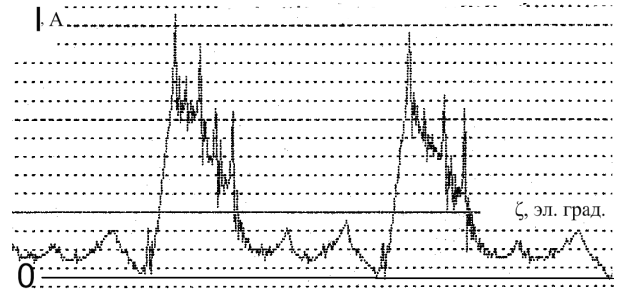


Рис. 5. Осциллограмма тока в обмотке фазы двигателя при питании его от коммутатора по схеме Миллера с ограничением по току

При питании вентильного реактивного двигателя от коммутатора по схеме асимметричного моста (рис. 6) коммутация каждой фазы не связана с остальными фазами. Благодаря этому в противовключении обмотка находится до тех пор, пока не достигается нулевое значение тока (рис. 7).

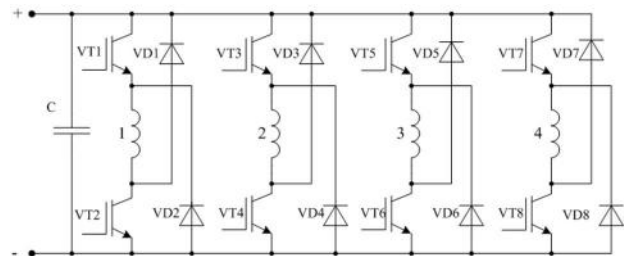


Рис. 6. Коммутатор по схеме асимметричного моста

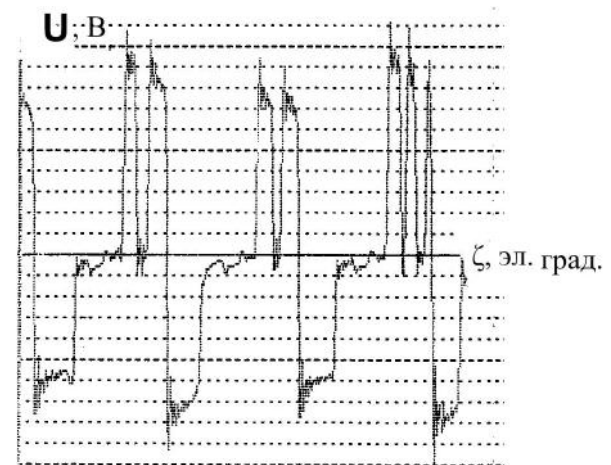


Рис. 7. Осциллограмма напряжения на обмотке двигателя питающегося от коммутатора по схеме асимметричного моста с ограничением по току (один межстрочный интервал – 76 В)

До нового включения ток в обмотке отсутствует (рис. 8) и тормозной момент не создается.

Указанные факторы обуславливают возможность увеличения мощности и снижения действующего значения тока при питании двигателя от коммутатора по схеме асимметричного моста по сравнению с его мощностью и действующим значением тока при питании от коммутатора по схеме Миллера. Сравнительные данные при частоте вращения 6000 об/мин по мощности при различных величинах угла отключения по указанным двум схемам коммутаторов приведены на рис. 9.

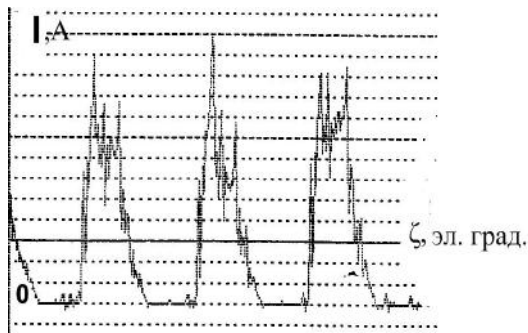


Рис. 8. Осциллограмма тока в обмотке двигателя питающегося от коммутатора по схеме асимметричного моста с ограничением по току

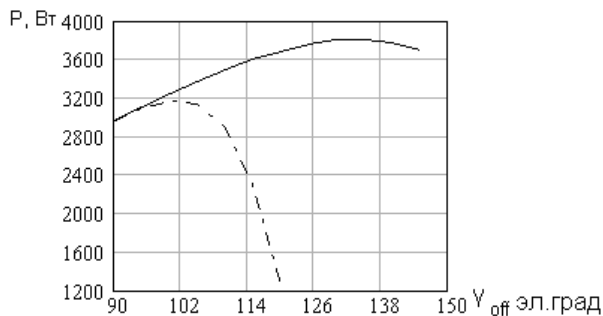


Рис. 9. Зависимость полезной мощности от угла отключения для вентильного реактивного двигателя, питающегося от коммутатора по схеме Миллера (штрихпунктирная кривая) и от коммутатора по схеме асимметричного моста (сплошная кривая)

Максимальная мощность вентильного реактивного двигателя, питающегося от коммутатора Миллера достигается при величине угла отключения 100-105 электрических градусов и составляет 3166 Вт. Максимальная мощность вентильного реактивного двигателя, питающегося от коммутатора по схеме асимметричного моста достигается при величине угла отключения 135 электрических градусов и составляет 3810 Вт, что на 20,3 % больше максимальной мощности достигаемой при питании двигателя от коммутатора Миллера. Отличие в действующих значениях тока при этом составляет 15,6 %.

Увеличение мощности вентильного реактивного двигателя, питающегося от коммутатора по схеме асимметричного моста достигается за счет того, что средняя величина момента в этом случае на указанный процент больше чем величина момента при питании от коммутатора по схеме Миллера (рис. 10). Кроме того, при питании от коммутатора по схеме Миллера в интервале углов поворота ротора 225-300 электрических градусов имеет место тормозной момент. При питании вентильного реактивного двигателя от коммутатора по схеме асимметричного моста тормозной момент практически отсутствует.

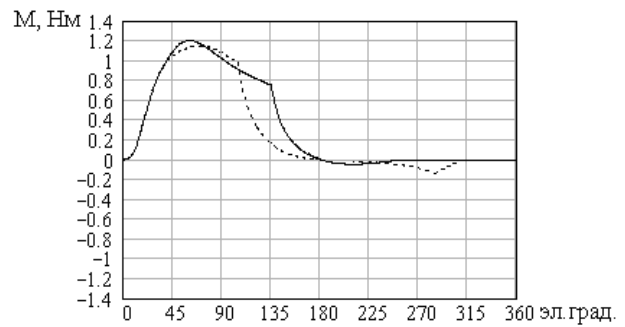


Рис. 10. Зависимость момента от угла поворота ротора вентильного реактивного двигателя при максимальной достигаемой мощности, питающегося от коммутатора по схеме Миллера (штрихпунктирная кривая) и от коммутатора по схеме асимметричного моста (сплошная кривая)

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При питании вентильного реактивного двигателя от коммутатора по схеме асимметричного моста его мощность на 20 % больше мощности двигателя при питании его от коммутатора по схеме Миллера.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. TJE. Miller. Switched reluctance motors and their control. / TJE. Miller Magna Physics Publishing and Clarendon Press. Oxford, 1993. – 194 с.

Поступила 24.11.2011

*Зинченко Елена Евгеньевна*

Украинская государственная академия железнодорожного транспорта  
кафедра электротехники и электрических машин  
61050, Харьков, пл. Фейербаха, 7  
тел. (057) 7301996, e-mail: lena.zin4enko@yandex.ru

*Финкельштейн Владимир Борисович, д.т.н., проф.*

Харьковская национальная академия городского хозяйства  
кафедра теоретической и общей электротехники  
61002, Харьков, ул. Революции, 12  
тел. (057) 731-95-28, e-mail: finalvb@gmail.com

*Zinchenko E.E., Finkelshein V.B.*

### **Performance analysis of a switched reluctance motor fed through an asymmetric half-bridge converter and a Millers bridge converter.**

The paper investigates performance of switched reluctance motors which employ asymmetric half bridge converters and Millers bridge converters. Comparison characteristics of a switched reluctance motor fed through the mentioned converters are presented.

**Key words – switched reluctance motor, converter, design of experiments.**

## ОРГАНИЗАЦИЯ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ТУРБОГЕНЕРАТОРА В РЕЖИМЕ НАГРУЗКИ С ОБЕСПЕЧЕНИЕМ ЗАДАНЫХ ЕГО ВЫХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ

*Вирішується завдання чисельного розрахунку магнітного поля в режимі навантаження турбогенератора, коли необхідно забезпечити задані його вихідні параметри: напруга, струм і коефіцієнт потужності. Запропонований ефективний алгоритм ітераційного процесу, що швидко сходиться і протягом якого знаходяться струм збудження і часова фаза струмів обмотки статора, а також показана чисельно-польова підготовка початкових значень цих величин.*

*Решается задача численного расчета магнитного поля в режиме нагрузки турбогенератора, когда необходимо обеспечить заданные его выходные параметры: напряжение, ток и коэффициент мощности. Предложен эффективный алгоритм быстро сходящегося итерационного процесса, в ходе которого находятся ток возбуждения и временная фаза токов обмотки статора, а также показана численно-полевая подготовка начальных значений этих величин.*

**Введение.** Численные расчеты магнитных полей турбогенератора (ТГ) методом конечных разностей (МКР) [1] или методом конечных элементов (МКЭ) [2] обеспечивают весьма точное отображение его конструкции и насыщения магнитопровода. В итоге можно найти с высокой точностью целый ряд электромагнитных параметров и характеристик ТГ [3].

Расчеты магнитных полей ТГ проводятся для разных режимов его возбуждения [4], а наиболее сложным является режим нагрузки [5, 6]. Для того, чтобы расчет обеспечил именно заданные выходные параметры ТГ, такие как фазное напряжение  $U_s$ , фазный ток  $I_s$  и коэффициент мощности  $\cos \varphi_s$ , а, значит, и активную электрическую мощность

$$P_a = 3U_s I_s \cos \varphi_s, \quad (1)$$

надо непосредственно в процессе полевого расчета определять два параметра – ток возбуждения  $I_f$  и начальную фазу токов статора  $\beta$  [4, 5]. Это приводит к необходимости использования итерационного процесса расчета магнитного поля в режиме нагрузки, а также необходимости предварительного использования полевых расчетов в других режимах.

**Целью работы** является представление организации расчета магнитного поля в режиме нагрузки ТГ и предшествующих режимах, а также представление разработанного строго детерминированного и быстро сходящегося процесса расчета поля вместо использовавшегося ранее длительного итерационного процесса с интуитивной организацией [4, 5].

**Объект исследования.** Для иллюстрации решения задачи используется модель электромагнитной системы ТГ, изображенная на рис. 1 в поперечном сечении. Здесь показана ориентация координат  $(r, \alpha)$  полярной системы и условные положительные направления токов в обмотках [5] (если в данный момент времени ток положителен – он направлен именно так, если отрицательный – наоборот). Из трех фазных обмоток статора затемнением проводников в пазах показаны фазные зоны одной –  $A-A'$ .

Этот ТГ подробнее представлялся в [5, 6]. Его номинальные параметры: активная мощность  $P_{aN} = 200$  МВт; фазное напряжение  $U_{sN} = 9093$  В и ток  $I_{sN} = 8625$  А; коэффициент мощности  $\cos \varphi_{sN} = 0,85$ ; частота  $f = 50$  Гц, обмотка статора укороченная, двухслойная.

**Общие аспекты расчета магнитного поля.** Стационарное магнитное поле в поперечном сечении ТГ описывается дифференциальным уравнением:

$$\operatorname{rot} \left[ \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} (\vec{k} A_z) \right] = \vec{k} J_z, \quad (2)$$

где  $A_z, J_z$  – аксиальные составляющие векторного магнитного потенциала (ВМП) и плотности тока;  $\mu$  – абсолютная магнитная проницаемость (АМП);  $k$  – орт.

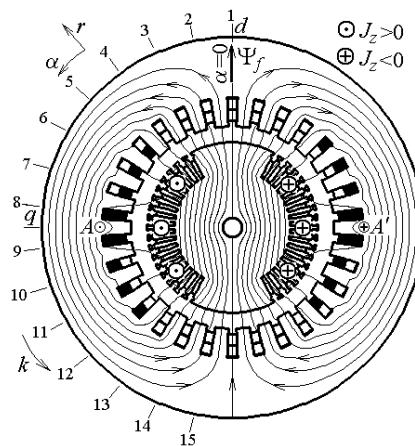


Рис. 1. Электромагнитная система турбогенератора и его магнитное поле в режиме XX ( $A_{max} = 0,4661$  Вб/м)

Общие аспекты численного расчета магнитного поля неоднократно излагались [1-6] и общеизвестны. Поэтому будем считать, что магнитное поле как функция  $A_z(r, \alpha)$  в поперечном сечении ТГ успешно рассчитано либо МКР [1] по собственной программе, либо МКЭ по общедоступной программе FEMM [2]. В обоих случаях результатом расчета является дискретное распределение ВМП в узлах сеточной или конечно-элементной структуры. Представляя структуру силовых линий магнитного поля  $A_z = const$ , будем ограничиваться указанием максимального для конкретно представляемого режима абсолютного значения ВМП  $A_{max}$ .

К важнейшим величинам при анализе электромагнитных параметров ТГ относится магнитное потокоосцепление (МПС) [3-6]. По рассчитанному распределению ВМП эта величина находится достаточно просто. Здесь будем оперировать с МПС фазной обмотки статора  $A-A'$  (рис. 1)

$$\Psi = N_s l_a \left( \frac{1}{S_A} \sum_{j=1}^{K_A} A_{z,av,j} \Delta S_j - \frac{1}{S_{A'}} \sum_{j=1}^{K_{A'}} A_{z,av,j} \Delta S_j \right), \quad (3)$$

где  $N_s$  – число витков этой обмотки;  $l_a$  – ее активная длина;  $S_A, S_{A'}$  – площади сечения по всем токнесущим элементам фазных зон  $A$  и  $A'$ ;  $K_A, K_{A'}$  – числа элементов их дискретизации;  $A_{z,av,j}$  – среднее значение ВМП в  $j$ -том элементе площадью  $\Delta S_j$ .

Основой связи между ЭДС и МПС фазной обмотки и выявления фазовых соотношений электромагнитных величин в ТГ является разложение угловой функции МПС  $\Psi(\alpha)$  в ряд Фурье [3, 5-7]. Поясним это с помощью рис. 1, где для примера представлена структура магнитного поля ТГ в режиме холостого хода (ХХ).

После расчета магнитного поля его структура (рис.1) – распределение ВМП фиксируется. Тогда остается по (3) "собрать" МПС фазной обмотки  $A-A'$  в ее разных угловых позициях.

Расположение фазной обмотки  $A-A'$ , показанное на рис. 1, соответствует позиции 1 с угловым положением  $\alpha_1=0$ . В этом положении средняя плоскость обмотки совпадает с поперечной осью  $q$ , а ее ось намагничивания ориентируется по продольной оси  $d$ .

Затем затемненные на рис. 1 фазные зоны каждый раз поворачиваются на одно зубцовое деление  $\Delta\alpha$  и вычисления МПС  $\Psi$  проводятся как минимум в 15 позициях этих зон обмотки, которые обозначены на рис. 1. Прохождения полюсного деления  $\tau_p$  [полупериода функции  $\Psi(\alpha)$ ] достаточно, ведь по условию периодичности магнитного поля

$$\Psi(\alpha + \tau_p) = -\Psi(\alpha). \quad (4)$$

В каждой позиции по формуле (3) производится определение МПС в фазных зонах  $A$  и  $A'$  и таким способом получается в численной форме угловая функция МПС на указанной ее половине периода:

$$\Psi_k(\alpha_k); \quad \alpha_k = (k-1) \cdot \Delta\alpha; \quad k = 1, 2, 3, \dots, K, \quad (5)$$

где  $k$  – номера угловых позиций фазной зоны обмотки статора (рис.1);  $K$  – число интервалов  $\Delta\alpha$  в пределах полюсного деления  $\tau_p$  (в случае рассматриваемой конструкции ТГ  $K=15$ ).

Полученная численная угловая функция МПС (5) разлагается в косинусный гармонический ряд, как это подробнее изложено в [6], и выделяется для использования первая пространственная гармоника

$$\Psi = \Psi_m \cos(\alpha + \gamma). \quad (6)$$

Здесь амплитуда и аргумент (начальная фаза)

$$\Psi_m = \sqrt{s_1^2 + c_1^2}; \quad \gamma = -\arctg \frac{s_1}{c_1}, \quad (7)$$

где синусные и косинусные амплитуды [7]:

$$s_1 = \frac{2}{K} \sum_{k=1}^K \Psi_k \sin \alpha_k; \quad c_1 = \frac{2}{K} \sum_{k=1}^K \Psi_k \cos \alpha_k.$$

С учетом того, что при вращении магнитного поля  $\alpha=\omega t$ , вместо угловой функции МПС можно оперировать с временной функцией

$$\Psi = \Psi_m \cos(\omega t + \zeta), \quad (8)$$

где  $\omega=2\pi f$  – угловая частота;  $t$  – время.

В (8) временная начальная фаза  $\zeta$  заняла место пространственной начальной фазы  $\gamma$ , причем, как показано в [5],  $\zeta = -\gamma$ .

На основе закона электромагнитной индукции можно через (8) определить функцию фазной ЭДС

$$e = -\frac{d\Psi}{dt} = \omega \Psi_m \cos(\omega t + \zeta - \pi/2) \quad (9)$$

и ее действующее значение для первой гармоники

$$E = \frac{1}{\sqrt{2}} \omega \Psi_m. \quad (10)$$

Для расчета магнитных полей ТГ в обмотке ротора задается ток возбуждения  $I_f$  и симметричная структура фазных токов обмотки статора:

$$i_A = I_m \cos(\omega t + \beta); \quad i_B = I_m \cos(\omega t - \frac{2}{3}\pi + \beta); \\ i_C = I_m \cos(\omega t + \frac{2}{3}\pi + \beta), \quad (11)$$

где  $I_m = \sqrt{2} I_s$  – амплитудное и  $I_s$  – действующее значения фазного тока;  $\beta$  – упоминавшаяся начальная фаза.

Фазовые соотношения электромагнитных величин в ТГ иллюстрирует векторная диаграмма (рис. 2). Она построена априори на основе проведенных далее расчетов для пояснения сути выполняемых действий.

Итак, в контексте поставленной задачи, перед расчетом магнитного поля в режиме нагрузки известен конкретный заданный набор упомянутых выходных параметров ТГ:  $U_s, I_s, \cos \varphi_s$ . В данной работе для числовых иллюстраций будем использовать уже приведенные их номинальные значения.

На рис. 2 вектор  $\underline{I}_s$  направлен под углом  $\beta$  по отношению к оси отсчета  $d$ , аналогичной продольной оси на рис. 1. На отдельном фрагменте диаграммы вектор напряжения  $\underline{U}_s$  проведен под углом  $\varphi_s$  относительно тока  $\underline{I}_s$ . Векторы падений напряжения  $\underline{U}_R = R_s \underline{I}_s$  и  $\underline{U}_v = jX_v \underline{I}_s$  проводим относительно тока по известным правилам, считая определенными по обычной методике [8] активное сопротивление  $R_s$  фазной обмотки и индуктивное сопротивление  $X_v$  от потока ее лобового рассеяния.

Тогда получим фазную ЭДС

$$\underline{E}_l = \underline{U}_s + \underline{U}_R + \underline{U}_v, \quad (12)$$

которую должно обеспечить результирующее магнитное поле ТГ в режиме нагрузки на его активной длине. Из геометрических соотношений (рис. 2) активная и реактивная составляющие этой ЭДС:

$$E_{l,a} = U_s \cos \varphi_s + U_R; \quad E_{l,r} = U_s \sin \varphi_s + U_v, \quad (13)$$

а в итоге – действующее значение и фазовый сдвиг  $\underline{E}_l$  относительно вектора  $\underline{I}_s$ :

$$E_l = \sqrt{E_{l,a}^2 + E_{l,r}^2}; \quad \varphi_l = \arctg \left( \frac{E_{l,r}}{E_{l,a}} \right). \quad (14)$$

При  $U_s=9093$  В;  $I_s=8625$  А,  $\cos \varphi_s=0,85$ ;  $U_R=11$  В и  $U_v=362$  В было получено  $\varphi_s=31,79^\circ$ ;  $E_{l,a}=7740$  В;  $E_{l,r}=5152$  В;  $E_l=9298$  В;  $\varphi_l=33,65^\circ$ .

Дальше можно использовать основную диаграмму на рис.2, на которой используются векторы ЭДС и МПС, определяемые по магнитному полю в пределах активной длины ТГ.



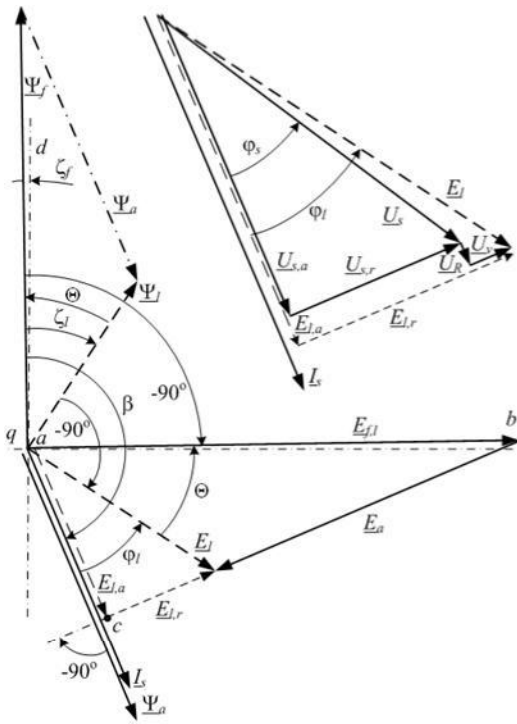


Рис. 2. Совмещенная векторная диаграмма режимов холостого хода и возбуждения от обмотки статора

**Исходные значения параметров возбуждения для расчета магнитного поля в режиме нагрузки ТГ.** Первое приближение тока возбуждения  $I_{f,l}$  и начальной фазы  $\beta$  токов статора (11) для расчета магнитного поля в режиме нагрузки основывается на раздельных расчетах магнитных полей обмотки возбуждения и трехфазной обмотки статора. При этом насыщение магнитной системы (распределение АМП  $\mu$ ) желательно приблизить к тому, что соответствует еще не рассчитанному режиму нагрузки. Насыщение магнитопровода ТГ в этом режиме предопределяется МПС  $\Psi_l$  (рис. 2), а ему соответствует ЭДС  $E_l$  (14).

В режиме холостого хода (ХХ) магнитное поле рассчитывается многократно при пошаговом изменении тока возбуждения  $I_f$ . Пример картины поля дан на рис.1. Каждый раз, начиная от (5) и в итоге по (10), определяется фазная ЭДС  $E$ , которую в данном случае обозначим как  $E_{f,o}$ . В итоге надо получить и далее использовать ток обмотки ротора  $I_{f,o}$ , при котором ЭДС  $E_{f,o}$  сравняется с уже определенной ЭДС  $E_l$  (14). При этом еще определяется из (8) начальная фаза  $\zeta$  МПС  $\Psi_f$  – ее обозначим как  $\zeta_f$ .

Расчетами магнитного поля в режиме ХХ при  $E_{f,o}=E_f=9298$  В получено  $I_{f,o}=745$  А или  $k_f=1,021$  – кратность тока возбуждения  $I_f$  по сравнению с его значением  $I_{f,o,N}$ , дающим в режиме ХХ номинальное напряжение  $U_{s,N}$ , т.е.  $k_f=I_f/I_{f,o,N}$ . А еще оказалось, что  $\zeta_f=0,9^\circ$ .

С такой начальной фазой  $\zeta_f$  на рис.2 проведен соответствующий режиму ХХ вектор МПС  $\Psi_f$  (отсчет от вертикальной оси  $d$ ). Отличие  $\zeta_f$  от нуля вызвано некоторой геометрической несимметрией двухслойной укороченной обмотки статора ТГ (см. [5]).

Вторым этапом подготовки является расчет магнитного поля обмотки статора с заданием фазных токов по (11). При этом принимается начальная фаза

$\beta=0$  и при  $t=0$  получается структура магнитного поля, ориентированного по продольной оси  $d$  (рис. 3). На этой основе по той же методике с конечной формулой (10) определяется ЭДС  $E$ , которую теперь обозначим как  $E_{a,o}$ . Серией расчетов магнитного поля, как и в режиме ХХ, следует подобрать такой ток обмотки статора  $I_{s,o}$ , при котором  $E_{a,o}$  будет равна той же ЭДС  $E_l$  (14). Это будет обеспечивать такое же примерно насыщение магнитопровода, как и в режиме ХХ, и ориентировочно такое же, как затем в режиме нагрузки при такой же ЭДС  $E_l$ .

Полученные данные позволяют определить ЭДС реакции якоря при заданном токе статора  $I_s$ :

$$E_a = E_{a,o} \frac{I_s}{I_{s,o}} \quad (15)$$

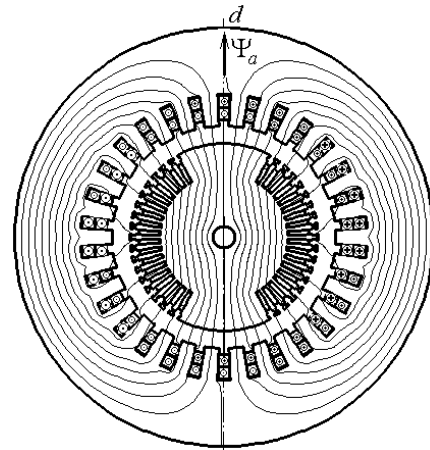


Рис. 3. Картина магнитного поля 3-х фазной обмотки статора ТГ при номинальном токе ( $A_{max}=0,7326$  Вб/м)

Быстрее определить  $E_a$  можно однократным расчетом магнитного поля обмотки статора при заданном ее токе  $I_s$  при  $\beta=0$  и  $t=0$  на фоне того распределения АМП  $\mu$  (фактически – насыщения магнитопровода), которое получено при обусловленном расчете магнитного поля в режиме ХХ (АМП уже не изменяется в процессе расчета поля). Тогда, по формуле (10) после расчета магнитного поля сразу получится фазная ЭДС  $E_a$ , вместо долгого движения к формуле (15).

Так при  $I_s=8625$  А ( $I_m=12198$  А),  $\beta=0$  и  $t=0$  после расчета магнитного поля обмотки статора при  $i_A=i_m=12198$  А;  $i_B=i_C=-0,5I_m=-6099$  А (рис. 3) на фоне распределения АМП из режима ХХ получили  $E_a=15470$  В.

Вектор МПС реакции якоря  $\Psi_a$  на рис. 2 проводится параллельно вектору тока  $I_s$ , а вектор ЭДС  $E_a$ , согласно теории, перпендикулярно им.

Вектор  $E_{f,l}$  соответствует фазной ЭДС в режиме нагрузки, вызванной непосредственно МПС  $\Psi_f$ , поэтому вектор  $E_{f,l}$  отстает от вектора  $\Psi_f$  на  $90^\circ$ . В режиме нагрузки имеет место баланс

$$\underline{E}_{f,l} = \underline{E}_l - \underline{E}_a, \quad (16)$$

поэтому эти векторы образуют конкретный треугольник, а на его основе и на базе вектора тока  $I_s$  получается прямоугольный треугольник  $abc$ .

Из него геометрически определяется с учетом (13) и действующее значение этой ЭДС:

$$E_{f,l} = \sqrt{E_{l,a}^2 + (E_a + E_{l,r})^2}. \quad (17)$$

Вектор результирующего МПС в режиме нагрузки  $\Psi_f = \Psi_f + \Psi_a$ . Связанная пара векторов  $\Psi_f$  и  $E_f$  взаимно перпендикулярна согласно теории. Поэтому треугольник векторов  $\Psi_f$ ,  $\Psi_f$  и  $\Psi_a$  подобен треугольнику векторов  $E_a$ ,  $E_{f,l}$  и  $E_f$ . В них имеет место угол нагрузки, определяемый из совокупности треугольника  $abc$  и треугольника этих ЭДС:

$$\Theta = \arctg \frac{E_a + E_{l,r}}{E_{l,a}} - \varphi_l. \quad (18)$$

Как было обусловлено, в режиме нагрузки будет присутствовать примерно такое же насыщение магнитопровода, как и в расчетном режиме ХХ при токе  $I_{f,o}$  ввиду одинаковых значений ЭДС  $E_{f,o}$  и  $E_f$ . Поэтому для рассматриваемого конкретного режима нагрузки из прямой пропорции найдется первое приближение тока возбуждения, обеспечивающего ЭДС  $E_{f,l}$ :

$$I_{f,l} = I_{f,o} \frac{E_{f,l}}{E_{f,o}}. \quad (19)$$

Из угловых соотношений на рис. 2 с учетом направлений (и знаков) углов определяется искомым углом – первое приближение начальной фазы фазного тока обмотки статора:

$$\beta = -(\varphi_l + \Theta + 90^\circ - \zeta_f). \quad (20)$$

Продолжение расчетов по новой серии формул (17)–(20) дало:  $E_{f,l} = 22027$  В;  $\Theta = 35,78^\circ$ ;  $I_{f,l} = 1764,9$  А или  $k_f = 2,4187$ ;  $\beta = -158,53^\circ$ .

**Исходный расчет магнитного поля в режиме нагрузки.** Полученных данных достаточно, чтобы задать конкретные токи в фазных обмотках статора (11) при  $t=0$  ( $i_A = -11351$  А;  $i_B = 1809$  А;  $i_C = 9542$  А) и в обмотке возбуждения  $I_{f,l} = 1764,9$  А и провести расчет магнитного поля в режиме нагрузки.

И теперь важно выяснить, насколько это магнитное поле соответствует или нет заданным выходным параметрам ТГ:  $U_s$ ,  $I_s$  и  $\cos \varphi_s$ .

Для этого после расчета поля по распределению ВМП получили угловую функцию МПС (5), соответствующую теперь режиму нагрузки. Через эту функцию определяются по (7), (8) начальная фаза МПС  $\zeta$  и по (10) ЭДС  $E$ , которые для этого режима обозначаются как  $\zeta_l$  и  $E_l$ . Получилось  $\zeta_l = -34,26^\circ$  и  $E_l = 8767$  В.

Из векторной диаграммы (рис. 2) находится и фазовый сдвиг между ЭДС  $E_l$  и током  $I_s$

$$\varphi_l = -(\beta + 90^\circ - \zeta_l), \quad (21)$$

где значения  $\beta$  и  $\zeta_l$ , естественно, берутся со своими знаками, в данном случае – отрицательными.

Конкретно получено  $\varphi_l = 34,27^\circ$ .

Из геометрических соотношений на фрагменте векторной диаграммы (рис. 2) активная и реактивная составляющие напряжения  $U_s$ , его действующее значение и фазовый сдвиг относительно вектора тока  $I_s$ :

$$\begin{aligned} U_{s,a} &= E_{l,a} - U_R = E_l \cos \varphi_l - R_s I_s; \\ U_{s,r} &= E_{l,r} - U_v = E_l \sin \varphi_l - X_v I_s; \end{aligned} \quad (22)$$

$$U_s = \sqrt{U_{s,a}^2 + U_{s,r}^2}; \quad \varphi_s = \arctg(U_{s,r}/U_{s,a}). \quad (23)$$

Числовые расчеты по (22), (23) дали  $U_s = 8559$  В;

$\varphi_s = 32,31^\circ$ , а по (1)  $P_a = 187185$  кВт. По сравнению с заданными значениями погрешности для этих величин составили 5,87; 1,64 и 6,41 %, соответственно.

Это произошло из-за изменения насыщения магнитопровода, которое все-таки отличается от тех вариантов, которые получались при отдельных расчетах полей обмотки возбуждения и обмотки статора. Ведь структура магнитных полей в разных режимах ТГ оказывается разной (рис. 1, рис. 3 и рис. 4) и при отдельных расчетах выходили на  $E_f = 9298$  В, а в режиме нагрузки только на  $E_f = 8767$  В.

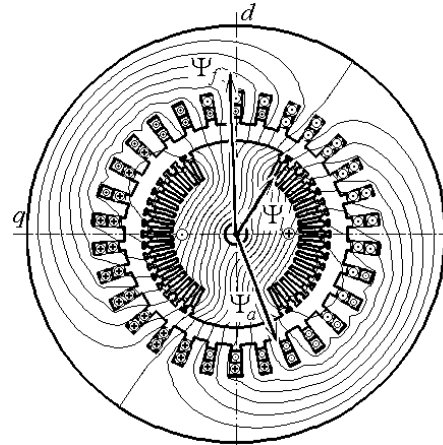


Рис. 4. Направления токов в обмотках и их МПС при номинальной нагрузке ТГ ( $A_{max} = 0,5650$  Вб/м)

**Итерационный процесс расчета магнитного поля в режиме нагрузки.** Чтобы удовлетворить исходным данным ТГ ( $U_s$ ,  $I_s$ ,  $\cos \varphi_s$ ) в режиме нагрузки, можно в принципе подобрать соответствующие значения тока обмотки ротора  $I_{f,l}$  и угла  $\beta$  для задания мгновенных значений токов (11) в обмотке статора. Простейшим вариантом этого может быть метод последовательных приближений на основе интуиции расчетчика и взаимного соответствия величин на векторной диаграмме по рис. 2. Этому соответствует итерационный процесс, который иллюстрируется блок-схемой на рис. 5.

Здесь блок 1 символизирует заданные значения расчетного режима нагрузки, блок 2 – найденные по (14) значения, блок 3 – первые приближения тока возбуждения  $I_{f,l,0}$  по (19) и начальной фазы  $\beta_0$  по (20); блок 4 – проводимый численный расчет магнитного поля в режиме нагрузки, при котором, как известно, определяются конкретные распределения ВМП  $A_z$  и АМП  $\mu$  (2) в используемой области (рис. 4).

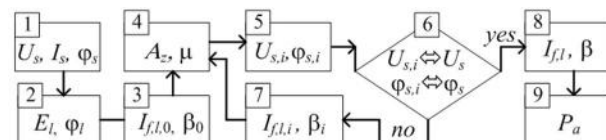


Рис. 5. Схема итерационного процесса расчета магнитного поля в режиме нагрузки ТГ

После расчета магнитного поля по распределению ВМП получается угловая функция МПС (5) и последующим набором действий вплоть до формул (23) определяются напряжение  $U_s$  и фазовый сдвиг  $\varphi_s$ .

Их обозначения  $U_{s,i}$  и  $\varphi_{s,i}$  в блоке 5 соответствуют номеру итерации  $i$ .

В блоке 6 полученные значения  $U_{s,i}$  и  $\varphi_{s,i}$  сравниваются с исходными данными из блока 1. Если бы они совпали с заданной точностью ( $yes$ ), то расчет был бы окончен и последние значения  $I_{f,i}$  и  $\beta_i$  были бы признаны окончательными для  $I_{f,l}$  и  $\beta$  с выходом в блок 8. Соответственно и последний расчет магнитного поля в режиме нагрузки соответствовал бы заданным значениям  $I_s$ ,  $U_s$ ,  $\varphi_s$  и  $P_d$  (блок 9).

При получении отрицательного ответа в блоке 6 ( $no$ ) необходимо в блоке 7 задать новые значения  $I_{f,i}$  и  $\beta_i$  и далее "крутиться" в цикле блоков 4, 5, 6 и 7, пока не будет обеспечен выход в блоки 8 и 9.

Опыт расчетов ТГ показал, что для достаточно точного удовлетворения расчетному режиму число итераций может исчисляться десятками. Сложность в том, что два варьируемых параметра  $I_{f,l}$  и  $\beta$  по-разному влияют на два результирующих параметра  $U_s$  и  $\varphi_s$ . Решением проблемы итерационного процесса стал следующий разработанный алгоритм.

**Алгоритм эффективного поиска параметров возбуждения магнитного поля в режиме нагрузки.** Во избежание длительного итерационного процесса поиска необходимых значений  $I_{f,l}$  и  $\beta$ , разработан алгоритм решения этой четырехпараметрической задачи. Для упрощения текста в его представлении переобозначим  $x=\beta$ ,  $y=I_{f,l}$  и введем условную координатную плоскость  $x, y$ , представленную на рис. 6.

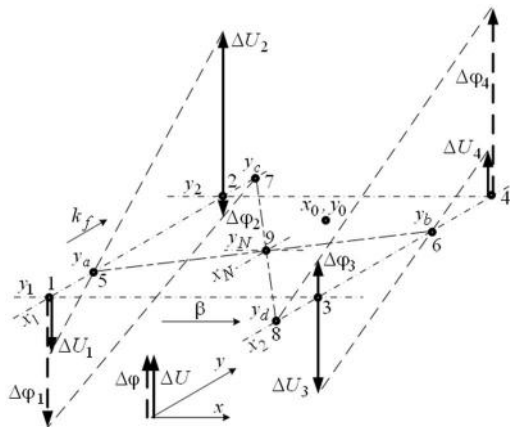


Рис. 6. Модель для поиска параметров возбуждения магнитного поля в режиме нагрузки ТГ

Первое приближение значений  $I_{f,l}$  и  $\beta$  обозначим как  $x_0$  и  $y_0$  – они находятся по приведенной выше методике, завершающейся формулами (19), (20). Тогда в окрестности точки с координатами  $x_0, y_0$  возьмем координатный прямоугольник с углами 1, 2, 3, 4. Стороны 1-2 и 3-4 имеют, соответственно, фиксированные координаты  $x_1$  и  $x_2$ , стороны 1-3 и 2-4 –  $y_1$  и  $y_2$ . Заметим, что точка  $x_0, y_0$  не обязательно должна находиться в выделенном прямоугольнике, но отличие  $x_1$  и  $x_2$  от  $x_0$ , как и  $y_1$  и  $y_2$  от  $y_0$  должны быть относительно невелики.

Для четырех пар значения возбуждающих факторов  $I_{f,l}$  и  $\beta$ , то есть при

$$x_i, y_j; i = 1; 2, j = 1; 2, \quad (24)$$

проводится расчет магнитного поля в режиме нагрузки и по известной методике извлекается четыре пары значений фазного напряжения  $U_s$  и фазового сдвига  $\varphi_s$  (23) в четырех обозначенных точках, т.е.  $U_{s,k}, \varphi_{s,k}$ , где  $k=1, 2, 3, 4$ .

Для большей наглядности далее лучше пользоваться не самими значениями  $U_{s,k}$  и  $\varphi_{s,k}$ , а их откликом от заданных значений  $U_s$  и  $\varphi_s$ , т.е.

$$\Delta U_k = U_{s,k} - U_s; \Delta \varphi_k = \varphi_{s,k} - \varphi_s, k = 1; 2; 3; 4. \quad (25)$$

Эти величины графически представлены на рис.6 векторами, перпендикулярными плоскости  $x, y$ , направление которых зависит от знака их значений.

В наиболее простой форме следующие выражения получаются на основе допущения, что в пределах координатного прямоугольника 1-2-3-4 и его окрестностях зависимости  $U_s(x, y)$  и  $\varphi_s(x, y)$  близки к линейным, что естественно ввиду принятого малого диапазона значений координат его углов (24).

Соединив концы векторов  $\Delta U_1$  и  $\Delta U_2$ , на пересечении с координатной линией  $x_1$  находим точку 5, где отклонение  $U_s$  от заданного значения равно нулю. Из уравнения прямой линии  $y$ -координата точки 5:

$$y_a = y_1 - \Delta U_1 \frac{y_2 - y_1}{\Delta U_2 - \Delta U_1}. \quad (26)$$

Аналогично, после соединения концов векторов  $\Delta U_3$  и  $\Delta U_4$ , на пересечении с координатной линией  $x_2$  находим  $y$ -координату точки 6:

$$y_b = y_1 - \Delta U_3 \frac{y_2 - y_1}{\Delta U_4 - \Delta U_3}. \quad (27)$$

Имея координаты точек 5 и 6, находим уравнение прямой, соединяющей их:

$$y = y_a + \frac{y_b - y_a}{x_2 - x_1} (x - x_1). \quad (28)$$

Все то же, что для функции  $U_s(x, y)$ , делаем и для функции  $\varphi_s(x, y)$  и находим координаты точек 7 и 8:

$$y_c = y_1 - \Delta \varphi_1 \frac{y_2 - y_1}{\Delta \varphi_2 - \Delta \varphi_1} \quad (29);$$

$$y_d = y_1 - \Delta \varphi_3 \frac{y_2 - y_1}{\Delta \varphi_4 - \Delta \varphi_3}, \quad (30)$$

а также уравнение прямой, соединяющей эти точки:

$$y = y_c + \frac{y_d - y_c}{x_2 - x_1} (x - x_1). \quad (31)$$

На линии 5-6 отклонение  $U_s$  равно нулю, на линии 7-8 отклонение  $\varphi_s$  равно нулю, которые соответствуют (25). В точке 9 с координатами  $x_N$  и  $y_N$  на пересечении этих линий утверждения  $\Delta U_9=0$  и  $\Delta \varphi_9=0$  выполняются одновременно. Подставив в (28) и (31) координаты этой точки, получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} y_N &= y_a + K_1(x_N - x_1); \\ y_N &= y_c + K_2(x_N - x_1); \end{aligned} \quad (32)$$

где  $K_1 = \frac{y_b - y_a}{x_2 - x_1}$ ;  $K_2 = \frac{y_d - y_c}{x_2 - x_1}$ .

Решение системы (32) дает координаты точки 9:

$$x_N = x_1 + \frac{y_a - y_c}{K_2 - K_1}; y_N = y_c + K_2(x_N - x_1). \quad (33)$$

Фактически найдены значения  $\beta=x_N$  и  $I_{fj}=y_N$ , которые должны обеспечивать изначально заданные выходные параметры ТГ –  $U_s$  и  $\cos \varphi_s$ .

В решаемой здесь иллюстративной задаче были использованы значения  $x$  и  $y$ , представленные в табл. 1 (рис. 6 имеет общий смысл и не соответствует этим данным). После четырех расчетов магнитного поля при соответствующих сочетаниях  $x_1, x_2$  и  $y_1, y_2$  получены четыре пары значений отклонений  $\Delta U_k$  и  $\Delta \varphi_k$  от заданных. Эти отклонения, определенные по (25) представлены также в табл. 1.

Таблица 1

Данные расчета в четырех точках

|                   | $x_1 = \beta = -157^\circ$       | $x_2 = \beta = -158^\circ$       |
|-------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| $y_1 = k_f = 2,4$ | $\Delta U_1 = -388 \text{ В}$    | $\Delta U_3 = -535 \text{ В}$    |
|                   | $\Delta \varphi_1 = -2,86^\circ$ | $\Delta \varphi_3 = -1,09^\circ$ |
| $y_2 = k_f = 2,5$ | $\Delta U_2 = -15 \text{ В}$     | $\Delta U_4 = -142 \text{ В}$    |
|                   | $\Delta \varphi_2 = 0,25^\circ$  | $\Delta \varphi_4 = 2,05^\circ$  |

По данным табл. 1 и формулам (33) конкретно вычислено:  $\beta=x_N=-156,865^\circ$  и  $k_f=y_N=2,4997$ .

Чтобы убедиться в адекватности этих значений, проводится расчет магнитного поля ТГ при них (и, естественно, при токе  $I_s$ ) и по известной уже методике (23) извлекаются значения  $U_s=9094 \text{ В}$ ,  $\varphi_s=31,80^\circ$  и по (1)  $P_a=199973 \text{ кВт}$ . Теперь погрешности относительно заданных значений составили всего 0,011; 0,031 и 0,0135%, соответственно.

Это говорит о том, что действительно рассчитано магнитное поле в режиме нагрузки, соответствующем заданным выходным данным ТГ. После этого можно "извлекать" целый ряд параметров ТГ, возможная часть которых представлена в [3].

Не исключено, что отклонение от исходно заданных величин может превысить допустимую погрешность (это возможно, если исходная точка  $x_0, y_0$  находилась слишком далеко от искомой точки  $x_N, y_N$ ). Тогда все надо повторить, но уже координатный прямоугольник (рис. 6 и табл. 1) надо выбирать в окрестностях точки с найденными координатами  $x_N, y_N$ .

Как правило, после второй серии расчетов достаточная для ТГ высокая точность определения  $\beta$  и  $I_{fj}$  будет гарантирована.

**Выводы.** Представленная организация численных расчетов магнитного поля в режиме нагрузки турбогенератора позволяет обеспечить заданные его выходные параметры: напряжение, ток и коэффициент мощности. При этом предложенный эффективный алгоритм гарантирует быстро сходящийся детерминированный процесс полевых расчетов, в ходе которых находятся ток возбуждения и временная фаза токов обмотки статора. Этому же способствует показанная численно-полевая подготовка начальных значений этих величин.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Erdelyi E.A., Fuchs E.F. Nonlinear Magnetic Field Analysis of dc Machines. Part I: Theoretical Fundamentals. Part II: Application of the improved treatment // IEEE Trans. Power Appar. and Syst. 1970. PAS-89, N7, p. 1546-1564.

2. Meeker D. Finite Element Method Magnetics. Version 4.2. User's Manual, September 26, 2006 // <http://femm.berlios.de>, 2005.
3. Милых В.И., Полякова Н.В. Определение электромагнитных параметров электрических машин на основе численных расчетов магнитных полей // Электротехника і електромеханіка. – 2006. – № 2. – С. 40-46.
4. Милых В.И., Бадовский В.А. Принципы полнофакторного численно-полевого анализа режима нагрузки турбогенератора // Электротехника і електромеханіка. – 2009. – № 4. – С. 33-37.
5. Милых, В.И., Полякова Н.В. Система направлений и фазовых соотношений электромагнитных величин при численных расчетах магнитных полей в турбогенераторе // Электротехника і електромеханіка. – 2011. – № 5. – С. 33-38.
6. Милых В.И., Полякова Н.В. Анализ фазовых соотношений электромагнитных величин в турбогенераторе на основе численных расчетов магнитных полей. // Электротехника і електромеханіка. – 2003. – № 4. – С. 59-64.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973. – 832 с.
8. Титов В.В., Хугорецкий Г.М. и др. Турбогенераторы. – Л.: Энергия, 1967. – 895 с.

**Bibliography (transliterated):** 1. Erdelyi E.A., Fuchs E.F. Nonlinear Magnetic Field Analysis of dc Machines. Part I: Theoretical Fundamentals. Part II: Application of the improved treatment // IEEE Trans. Power Appar. and Syst. 1970. PAS-89, N7, p. 1546-1564. 2. Meeker D. Finite Element Method Magnetics. Version 4.2. User's Manual, September 26, 2006 // <http://femm.berlios.de/>, 2005. 3. Milyh V.I., Polyakova N.V. Opredelenie `elektromagnitnyh parametrov `elektricheskikh mashin na osnove chislennyh raschetov magnitnyh polej // Elektrotehnika і elektromehanika. - 2006. - № 2. - S. 40-46. 4. Milyh V.I., Badovskij V.A. Principy polnofaktornogo chislennno-polevogo analiza rezhima nagruzki turbogeneratora // Elektrotehnika і elektromehanika. - 2009. - № 4. - S. 33-37. 5. Milyh, V.I., Polyakova N.V. Sistema napravlenij і fazovyh sootnoshenij `elektromagnitnyh velichin pri chislennyh raschetah magnitnyh polej v turbogeneratore // Elektrotehnika і elektromehanika. - 2011. - № 5. - S. 33-38. 6. Milyh V.I., Polyakova N.V. Analiz fazovyh sootnoshenij `elektromagnitnyh velichin v turbogeneratore na osnove chislennyh raschetov magnitnyh polej. // Elektrotehnika і elektromehanika. - 2003. - № 4. - S. 59-64. 7. Korn G., Korn T. Spravochnik po matematike dlya nauchnyh rabotnikov і inzhenerov. M.: Nauka, 1973. - 832 s. 8. Titov V.V., Hutoreckij G.M. і dr. Turbogeneratory. - L.: `Energiya, 1967. - 895 s.

Поступила 09.11.2011

Милых Владимир Иванович, д.т.н., проф.,  
Полякова Наталья Владимировна  
Национальный технический университет  
"Харьковский политехнический институт"  
кафедра "Электрические машины"  
61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21  
тел. (057) 707-65-14; e-mail: mvikpi@kpi.kharkov.ua

Milykh V.I., Polyakova N.V.

#### Organization of numerical calculation of turbogenerator magnetic field under load with specified output parameters control.

A turbogenerator magnetic field numerical calculation problem is solved for the turbogenerator load conditions with control of its specified output parameters: voltage, current, and power factor. An efficient algorithm of fast-convergent iterative process to compute excitation current and temporal phase of the stator winding currents is introduced, numerical-field preparation of the initial values of the target parameters shown.

**Key words – turbogenerator, magnetic field, numerical calculation, load conditions.**

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ С МАССИВНЫМ РОТОРОМ

*Приведені результати теоретичних досліджень, отримана математична модель електромеханічного перетворювача енергії з масивним ротором в сталому і перехідному режимах роботи.*

*Приведены результаты теоретических исследований, получена математическая модель электромеханического преобразователя энергии с массивным ротором в установившемся и переходном режимах работы.*

Электромеханические преобразователи (ЭМПЭ), предназначенные для транспортировки, нагрева рабочей нагрузочно-охлаждающей среды, представляют собой асинхронный двигатель с внешним массивным ферромагнитным ротором [1, 2]. На сегодняшний день отсутствует единый подход в моделировании такого типа машин.

В настоящей работе рассматривается формирование математической модели ЭМПЭ с массивным ротором в соответствии с теорией обобщенной электрической машины [3].

В общем случае при наличии  $n$ -магнитосвязанных контуров уравнения Кирхгофа можно записать в виде матрицы, содержащей мгновенные значения токов и напряжений, дифференцируемые полные и взаимные индуктивности обмоток [3].

Однако, такая система уравнений не позволяет непосредственно путем математических преобразований перейти к описанию конкретного ЭМПЭ, исходя из представлений о данном виде ЭМПЭ.

Так, уравнения асинхронного двигателя с короткозамкнутым ротором получают из известной обобщенной модели, записанной в двухфазной системе координат. Между тем, эта модель не имеет непосредственной связи с упомянутой выше системой уравнений.

Целью настоящей работы является получение такой системы уравнений обобщенного ЭМПЭ, которая при наличии заданных условий трансформируется или, пользуясь терминами объектно-ориентированного проектирования [4], мутирует в заданный вид ЭМПЭ. В работе [5] была сформирована модель ЭМПЭ с массивным ротором, однако результаты исследования показали, что полученные результаты нуждаются в корректировке и изменении.

Отправной точкой в получении обобщенной модели будет обобщенная модель асинхронной машины для установившегося режима [6], представляемая графически в виде Т-образной схемы замещения (рис. 1):

$$\begin{cases} \dot{U}_1 = -\dot{E}_0 + \dot{I}_1(r_1 + jx_1); \\ \dot{U}_2 = \dot{E}_0 - \dot{I}_2'(r_2' + jx_{20}') \frac{1}{s^\alpha} - \dot{I}_2' jx_{20}''; \\ \dot{I}_0 = \dot{I}_1 + \dot{I}_2', \end{cases} \quad (1)$$

где  $x'_{20}$  – индуктивное сопротивление ферромагнитного ротора;  $x''_{20}$  – индуктивное сопротивление обмотки ротора;  $\alpha$  – коэффициент, учитывающей свойства ферромагнитного материала.

Уравнения обычного асинхронного двигателя (так далее будем называть асинхронный двигатель с к.з. ротором) получаются из (1), если положить  $\alpha = 1$  и  $x'_{20} = 0$ .

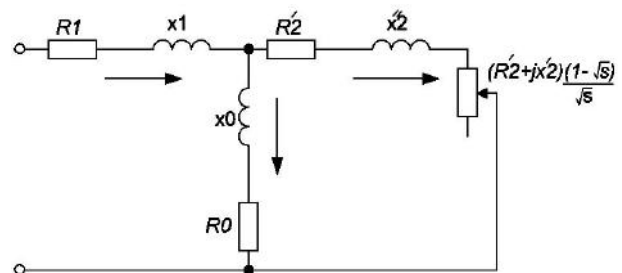


Рис. 1. Т-образная схема замещения обобщенной асинхронной машины

Уравнения асинхронного двигателя с массивным ротором получаются из (1), если положить  $\alpha = \text{var}$  (обычно принимают  $\alpha = 0,5$ ) и  $x'_{20} = 0$ .

Рассмотрим, как от обобщенной модели установившегося режима (1) перейти к системе дифференциальных уравнений режима динамического.

Интерес представляет второе уравнение системы (1), записанное для цепи ротора, поскольку для цепи статора преобразования будут аналогичны известным для обобщенного ЭМПЭ. Запишем развернутое выражение для цепи ротора (принимая  $U_2 = 0$ ):

$$0 = \dot{E}_0 - \dot{I}_2' \frac{r_2'}{s^\alpha} - j\dot{I}_2' \frac{x'_{20}}{s^\alpha} - j\dot{I}_2' x''_{20}. \quad (2)$$

Умножим обе части уравнения (2) на  $s^\alpha$ , что соответствует переходу от машины с заторможенным ротором к машине с вращающимся ротором:

$$0 = \dot{E}_0 s^\alpha - \dot{I}_2' r_2' - j\dot{I}_2' x'_{20} - j\dot{I}_2' x''_{20} s^\alpha. \quad (3)$$

При учете  $E_0 = -jx_m I_m$  и  $I_m = I_1 + I_2'$  получим

$$0 = -jx_m \dot{I}_1 s^\alpha - jx_m \dot{I}_2' s^\alpha - r_2' \dot{I}_2' - jx'_{20} \dot{I}_2' - jx''_{20} \dot{I}_2' s^\alpha. \quad (4)$$

Перейдем к следующим обозначениям:

$$\dot{I}_s = \dot{I}_1; \quad \dot{I}_r = \dot{I}_2'; \quad r_r = r_2'$$

и запишем уравнение (4) в проекции на ось  $\alpha$  двухфазной системы координат, вращающейся со скоростью ротора

$$0 = -jx_m \dot{I}_{s\alpha} s^\alpha - jx_m \dot{I}_{r\alpha} s^\alpha - r_r' \dot{I}_{r\alpha} - jx'_{20} \dot{I}_{r\alpha} - jx''_{20} \dot{I}_{r\alpha} s^\alpha. \quad (5)$$

Объединим параметры при соответствующих токах и умножим обе части уравнения на  $-1$ :

$$0 = (r_r' + jx_m s^\alpha + jx'_{20} + jx''_{20} s^\alpha) \dot{I}_{r\alpha} + jx_m \dot{I}_{s\alpha} s^\alpha. \quad (6)$$

В уравнении (6) при токе ротора входит индуктивное сопротивление  $x'_{20}$  без  $s^\alpha$ , а также отсутствуют выражения для токов статора и ротора по оси  $\beta$ . Выполним преобразования путем добавления и вычитания одноименных слагаемых, выразим скольжение  $s$  как  $1 - v$ , где  $v = \omega_r / \omega_s$  – относительная скорость.



$$0 = (r'_r + jx_m(1-v)^\alpha + jx'_{20}(1-v)^\alpha + jx''_{20}(1-v)^\alpha) \dot{i}_{r\alpha} + jx'_{20} \dot{i}_{r\alpha} - jx'_{20}(1-v)^\alpha \dot{i}_{r\alpha} + jx_m \dot{i}_{s\alpha} s^\alpha. \quad (7)$$

Введем э.д.с. вращения, добавляя в уравнение (7)  $\pm jx_m v I_{r\alpha}$ ,  $\pm jx'_{20} v I_{r\alpha}$ ,  $\pm jx''_{20} v I_{r\alpha}$ . При токе  $I_{r\alpha}$  имеем:

$$0 = (r'_r + jx_m[(1-v)^\alpha + v] + jx'_{20}[(1-v)^\alpha + v] + jx''_{20}[(1-v)^\alpha + v]) \dot{i}_{r\alpha} + (jx'_{20} - jx_m v - jx'_{20} v - jx''_{20} v - jx'_{20}(1-v)^\alpha) \dot{i}_{r\alpha}. \quad (8)$$

При учете  $I_{r\beta} = jI_{r\alpha}$ :

$$(r'_r + jx_m[(1-v)^\alpha + v] + jx'_{20}[(1-v)^\alpha + v] + jx''_{20}[(1-v)^\alpha + v]) \dot{i}_{r\alpha} + (x'_{20}[1 - (1-v)^\alpha] - (jx'_{20} + jx'_2)v) \dot{i}_{r\beta}, \quad (9)$$

где  $jx'_2 = jx_m + jx''_{20}$  – полное индуктивное сопротивление обмотки ротора.

При токе статора введем  $\pm jx_m v I_{s\alpha}$

$$jx_m [(1-v)^\alpha + v] \dot{i}_{s\alpha} - jx_m v \dot{i}_{s\alpha}. \quad (10)$$

При учете  $I_{s\beta} = jI_{s\alpha}$  из (10) получим выражения для токов статора:

$$jx_m [(1-v)^\alpha + v] \dot{i}_{s\alpha} - x_m v \dot{i}_{s\beta}. \quad (11)$$

Введя коэффициенты  $k_s = 1 - (1-v)^\alpha$  и  $k_v = (1-v)^\alpha + v$ , запишем уравнение для цепи ротора по оси  $\alpha$  с учетом (9) и (11):

$$0 = (r'_r + k_v(jx'_2 + jx'_{20})) \dot{i}_{r\alpha} + (x'_{20}k_s - (x'_{20} + x'_2)v) \dot{i}_{r\beta} + jx_m k_v \dot{i}_{s\alpha} - x_m v \dot{i}_{s\beta}. \quad (12)$$

Выражение для цепи ротора по оси  $\beta$  выводится аналогично. Запишем уравнение (12) для мгновенных значений с учетом  $x_m = \omega M$ ,  $x'_2 = \omega L_2$ ,  $x'_{20} = \omega L_{\sigma 20}$  и  $j\omega = d/dt$ :

$$\frac{d}{dt} M k_v i_{s\alpha} + \left( r_r + \frac{d}{dt} L_2 k_v + \frac{d}{dt} l_{\sigma 20} k_v \right) \dot{i}_{r\alpha} + (l_{\sigma 20} k_s - (l_{\sigma 20} + L_2) \omega) \dot{i}_{r\beta} - M \omega i_{s\beta}. \quad (13)$$

Система дифференциальных уравнений обобщенного ЭМПЭ в окончательном виде:

$$\begin{aligned} u_{s\alpha} &= \left( r_1 + \frac{d}{dt} L_1 \right) \dot{i}_{s\alpha} + \frac{d}{dt} M i_{r\alpha}; \\ 0 &= \frac{d}{dt} M k_v i_{s\alpha} + \left( r_r + \frac{d}{dt} L_2 k_v + \frac{d}{dt} l_{\sigma 20} k_v \right) \dot{i}_{r\alpha} + \\ &+ (l_{\sigma 20} k_s - (l_{\sigma 20} + L_2) \omega) \dot{i}_{r\beta} - M \omega i_{s\beta}; \\ 0 &= M \omega i_{s\alpha} + (-l_{\sigma 20} k_s + (l_{\sigma 20} + L_2) \omega) \dot{i}_{r\alpha} + \\ &+ \left( r_r + \frac{d}{dt} L_2 k_v + \frac{d}{dt} l_{\sigma 20} k_v \right) \dot{i}_{r\alpha} + \frac{d}{dt} M k_v i_{s\alpha}; \\ u_{s\beta} &= \left( r_1 + \frac{d}{dt} L_1 \right) \dot{i}_{s\beta} + \frac{d}{dt} M i_{r\beta}. \end{aligned} \quad (14)$$

При подстановке в (14)  $\alpha = 1$  и  $x'_{20} = 0$  получим систему дифференциальных уравнений для обычного асинхронного двигателя.

Система дифференциальных уравнений для ЭМПЭ с массивным ротором при учете  $x''_{20} = 0$  будет иметь вид:

$$u_{s\alpha} = \left( r_1 + \frac{d}{dt} L_1 \right) \dot{i}_{s\alpha} + \frac{d}{dt} M i_{r\alpha};$$

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{d}{dt} M k_v i_{s\alpha} + \left( r_r + \frac{d}{dt} L_2 k_v \right) \dot{i}_{r\alpha} + \\ &+ (l_{\sigma 20} k_s - L_2 \omega) \dot{i}_{r\beta} - M \omega i_{s\beta}; \\ 0 &= M \omega i_{s\alpha} + (-l_{\sigma 20} k_s + L_2 \omega) \dot{i}_{r\alpha} + \\ &+ \left( r_r + \frac{d}{dt} L_2 k_v \right) \dot{i}_{r\alpha} + \frac{d}{dt} M k_v i_{s\alpha}; \\ u_{s\beta} &= \left( r_1 + \frac{d}{dt} L_1 \right) \dot{i}_{s\beta} + \frac{d}{dt} M i_{r\beta}, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $L_{20} = l_{\sigma 20} + M$ .

Преобразуем систему (15) к удобному для моделирования виду. Раскрыв скобки и выполнив группировку, для оси  $\alpha$  получим:

$$0 = r_r i_{r\alpha} + \frac{d}{dt} (L_{20} i_{r\alpha} + M i_{s\alpha}) k_v - \omega (L_{20} i_{r\beta} + M i_{s\beta}) + l_{\sigma 20} k_s i_{r\beta}. \quad (16)$$

Аналогично для оси  $\beta$ :

$$0 = r_r i_{r\beta} + \frac{d}{dt} (L_{20} i_{r\beta} + M i_{s\beta}) k_v + \omega (L_{20} i_{r\alpha} + M i_{s\alpha}) - l_{\sigma 20} k_s i_{r\alpha}. \quad (17)$$

В (16) и (17) слагаемые, заключенные в скобках, являются потокосцеплениями ротора по осям  $\alpha$  и  $\beta$ :

$$\begin{aligned} \Psi_{r\alpha} &= L_{20} i_{r\alpha} + M i_{s\alpha}; \\ \Psi_{r\beta} &= L_{20} i_{r\beta} + M i_{s\beta}. \end{aligned} \quad (18)$$

С учетом (18), преобразуем систему (15), записав ее относительно потокосцеплений (для случая  $\omega_k = \omega_r$ ):

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi_{s\alpha}}{dt} &= u_{s\alpha} - r_1 i_{s\alpha} + \omega \Psi_{s\beta}; \\ \frac{d\Psi_{s\beta}}{dt} &= u_{s\beta} - r_1 i_{s\beta} - \omega \Psi_{s\alpha}; \\ \frac{d\Psi_{r\alpha}}{dt} &= -\frac{1}{k_v} (r_r i_{r\alpha} + k_s l_{\sigma 20} i_{r\beta}); \\ \frac{d\Psi_{r\beta}}{dt} &= -\frac{1}{k_v} (r_r i_{r\beta} - k_s l_{\sigma 20} i_{r\alpha}). \end{aligned} \quad (19)$$

Дополнив систему (19) уравнениями движения (20) и момента (21), получим полную систему дифференциальных уравнений для ЭМПЭ с массивным ротором:

$$\frac{d}{dt} \omega = p \frac{M_e \pm M_c}{J_r}. \quad (20)$$

$$M_e = \frac{3}{2} p \frac{M}{L_1 L_2 - M^2} (\Psi_{s\beta} \Psi_{r\alpha} - \Psi_{s\alpha} \Psi_{r\beta}). \quad (21)$$

Моделирование двухмодульного ЭМПЭ [1] с массивным ротором мощностью 75 кВт по уравнениям (19) – (21) было выполнено в пакете MATLAB. Результаты эксперимента, проведенного на ОАО "ПЭМЗ им. К. Маркса" и моделирования представлены на рис. 2 (электромагнитный момент и скорость).

В заключение надо отметить, что уравнения статических режимов это частный случай системы уравнений динамики. При решении новых задач электромеханики следует начинать с дифференциальных уравнений, а затем, получив из них уравнения установившегося режима, рассматривать схемы замещения и векторные диаграммы.

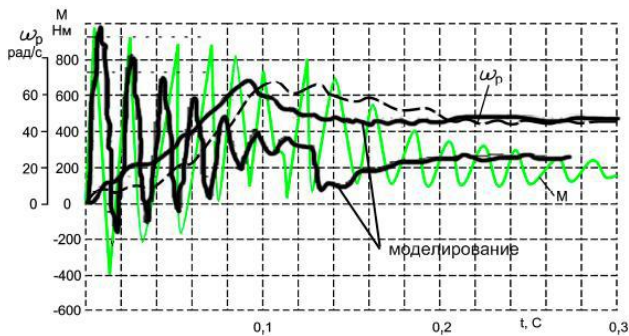


Рис. 2. Переходные характеристики пуска ЭМПЭ с массивным ротором на холостом ходу

В случае ЭМПЭ с массивным ротором, ввиду отсутствия математической модели, построенной на основании теории объектно-ориентированного ЭМПЭ, в настоящей работе был рассмотрен алгоритм обратного преобразования путем решения от частного к общему.

Дальнейшие этапы обобщения планируется выполнить в ближайшее время таким образом, чтобы получить модель, являющуюся базовым, родительским классом для основных типов машин вида цилиндрических [7].

### ВЫВОДЫ

1. Рассмотрен метод получения уравнений обобщенной математической модели ЭМПЭ с массивным ротором путем преобразований от частного к общему – от комплексных уравнений установившегося режима, до системы уравнений режима динамического.

2. Полученные уравнения обобщенной модели ЭМПЭ с массивным ротором могут быть применены для описания процессов преобразования энергии в двухфазной системе координат.

3. Анализ уравнений напряжений обобщенной модели идеализированного электромеханического преобразователя, асинхронного двигателя с короткозамкнутым ротором и ЭМПЭ с массивным ротором позволяет выделить характерные признаки, которые приводят к изменению уравнений при переходе от обобщенной машины к ее конкретной реализации. Выделенные признаки могут быть использованы в анализе мутаций электрических машин в соответствии с положениями теории эволюции электромеханических систем [7], а также в объектно-ориентированном проектировании электромеханических преобразователей [4].

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пат. № 50242 Україна, МКІ 7F26В 17/18. Шнековий сушильний апарат / Заблодський М.М., Захарченко П.І., Шинкаренко В.Ф., Плюгін В.Є. та інш.; заявник і патентовласник Донбас. держ. техн. ун-т. №2001128244; заявл. 03.12.2001; опубл. 17.01.2005, Бюл. №1. – 3 с.: іл.
2. Пат. № 75771 Україна, МПК Н05В 6/10. Пристрій для видалення парафіну зі стінок нафтогазових свердловин /

Заблодський М.М., Дорофєєв В.М., Захарченко П.І., Шинкаренко В.Ф., Плюгін В.Є. та інш.; заявник і патентовласник Донбас. держ. техн. ун-т. – №2001128246; заявл. 03.12.2001; опубл. 15.10.2004, Бюл. № 10. – 3 с.: іл.

3. Копылов И.П. Математическое моделирование электрических машин: учеб. [для студ. высш. учебн. завед.] / Копылов И.П. – М.: Высш. шк., 2001. – 327 с.
4. Объектно-ориентированное проектирование электромеханических преобразователей энергии с совмещенными функциями / Заблодский Н.Н., Плюгин В.Е. // Сб. науч. праць ДонДТУ. Алчевськ: ДонДТУ, ВПЦ "Ладо", Вип. 34. – 2011. – С. 321-327.
5. Математическая модель асинхронной машины с массивным ротором в установившихся и переходных режимах / Плюгин В.Е. // Сб. науч. праць ДонДТУ. Алчевськ: ДонДТУ, ВПЦ "Ладо", 2010. – Вип. 32. – С. 359-365.
6. Куцевалов В.М. Вопросы теории и расчета асинхронных машин с массивными роторами / Куцевалов В.М. – М.-Л.: Энергия, 1966. – 304 с.
7. Шинкаренко В.Ф. Основи теорії еволюції електромеханічних систем: [монографія] / Шинкаренко В.Ф. – К.: Наукова думка, 2002. – 288 с.

**Bibliography (transliterated):** 1. Pat. № 50242 Україна, МКІ 7F26В 17/18. Shnekovij sushil'nij aparat / Zablodskij M.M., Zaharchenko P.I., Shinkarenko V.F., Plyugin V.E. ta insh.; zavavnik i patentovlasnik Donbas. derzh. tehn. un-t. №2001128244; zavavl. 03.12.2001; opubl. 17.01.2005, Byul. №1. - 3 s.: il. 2. Pat. № 75771 Україна, МПК Н05В 6/10. Pristrij dlya vidalennya parafinu zi stinok naftogazovih sverdrovin / Zablodskij M.M., Dorofeev V.M., Zaharchenko P.I., Shinkarenko V.F., Plyugin V.E. ta insh.; zavavnik i patentovlasnik Donbas. derzh. tehn. un-t. - №2001128246; zavavl. 03.12.2001; opubl. 15.10.2004, Byul. № 10. - 3 s.: il. 3. Kopylov I.P. Matematicheskoe modelirovanie `elektricheskikh mashin: ucheb. [dlya stud. vyssh. uchebn. zaved.] / Kopylov I.P. - M.: Vyssh. shk., 2001. - 327 s. 4. Ob'ektno-orientirovannee proektirovanie `elektro-mehanicheskikh preobrazovatelej `enerгии s sovmeshchennymi funkciyami / Zablodskij N.N., Plyugin V.E. // Sb. nauk. prac' DonDTU. Alchevsk: DonDTU, VPC "Lado", Vip. 34. - 2011. - S. 321-327. 5. Matematicheskaya model' asinhronnoj mashiny s massivnym rotorom v ustanovivshihysya i perehodnyh rezhimakh / Plyugin V.E. // Sb. nauk. prac' DonDTU. Alchevsk: DonDTU, VPC "Lado", 2010. - Vip. 32. - S. 359-365. 6. Kucevalov V.M. Voprosy teorii i rascheta asinhronnykh mashin s massivnymi rotorami / Kucevalov V.M. - M.-L.: `Energiya, 1966. - 304 s. 7. Shinkarenko V.F. Osnovi teorii evolyucii elektromehaničnih sistem: [monografiya] / Shinkarenko V.F. - K.: Naukova dumka, 2002. - 288 s.

Поступила 25.10.2011

Плюгин Владислав Евгеньевич, к.т.н., доц.  
Донбасский государственный технический университет  
каф. "Электрические машины и аппараты"  
94204, Алчевск, пр. Ленина, 16  
тел. (06442) 3-82-66, e-mail: vlad.plyugin@mail.ru

Plyugin V.E.

### A mathematical model of an electromechanical energy converter with a massive rotor.

Results of theoretical research are given; a mathematical model of an electromechanical energy converter with a massive rotor in static and dynamic modes is developed.

**Key words** – mathematical model, asynchronous motor, massive rotor, electromechanical energy converter.

## СИЛОВИЙ ІНВЕРТОР ВЕНТИЛЬНОГО РЕАКТИВНОГО ДВИГУНА З ПАРАЛЕЛЬНИМ БУФЕРОМ ЕНЕРГІЇ ТА СПІЛЬНИМ КОЛОМ ФОРСУВАННЯ

*Наведено математичну модель вентильного реактивного двигуна постійного струму з паралельним буфером енергії, яка враховує дискретну зміну схеми транзисторного комутатора, насичення сталі магнітопровода, втрати в міді, в комутаторі, в сталі. Представлені результати розрахунку перехідного та квазіусталеного режимів роботи електроприводу на базі цього вентильного двигуна.*

*Представлена математическая модель вентильного реактивного двигателя с параллельным накопителем энергии, которая учитывает дискретное изменение схемы транзисторного коммутатора, насыщение стали магнитопровода, потери в меди и стали, потери в коммутаторе в целом. Представлены результаты расчета переходного и квазистационарного режимов работы электроприводов на базе таких двигателей.*

### ВСТУП

Невисокі енергетичні показники вентильних реактивних двигунів служать стримуючим фактором їх широкого застосування. Значення енергетичних показників обумовлюються необхідністю розсіювання запасеної в електромагнітному полі енергії при комутації струму в секціях транзисторними ключами з метою захисту їх від перенапруг. В [1, 3] запропоновано схемні рішення транзисторних інверторів ВРД, які дозволяють повторно використовувати цю енергію для форсованого вмикання струму в секціях, захищаючи при цьому силові транзистори від перенапруг.

Для покращення використання електричної машини збільшують електромагнітні навантаження та активну зону сигнального сектора давача положення ротора (ДПР). При цьому в різні моменти часу до джерела живлення під'єднується різна кількість секцій, що зумовлює значні пульсації струму живлення вентильного двигуна, проте це є небажаним при використанні ВД в малопотужних регульованих електроприводах, які живляться від джерел обмеженої потужності.

### МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ

#### В ТРАНЗИСТОРНОМУ КОМУТАТОРІ З ПАРАЛЕЛЬНИМ БУФЕРОМ ЕНЕРГІЇ

Поліпшити енергетичні показники й зменшити пульсації струму джерела живлення ВД з пасивним ротором дозволяє однопівперіодний комутатор з паралельним під'єднанням нагромаджувального конденсатора [1]. На рис. 1 наведено принципову електричну схему вентильного реактивного двигуна з паралельним ємнісним накопичувачем енергії (ЄНЕ).

Аналогічно можна підвищити надійність і ВД з паралельним ЄНЕ, замінивши окремі транзисторні ключі і діоди підживлення секцій спільним ключем і діодом. Схема перетворюється до вигляду, який наведений на рис. 2. В цьому комутаторі керування підживлювальним транзисторним ключем VT4 здійснюється, як і в попередньому випадку, сигналом схеми виявлення співпадіння сигналів суміжних каналів ДПР.

Заряд конденсатора тут відбувається так само, як і у ВД з послідовним ЄНЕ: через діоди VD1-VD3 і діод VD4. Відбувається форсоване спадання струму в

секції. Конденсатор заряджається до напруги, яка більша від напруги джерела живлення.

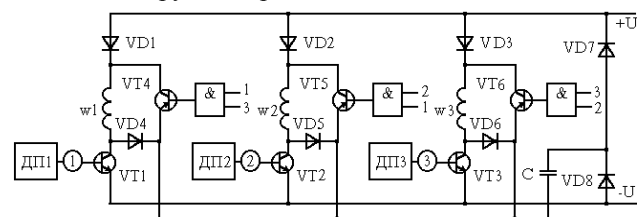


Рис. 1. Транзисторний комутатор з паралельним ЄНЕ

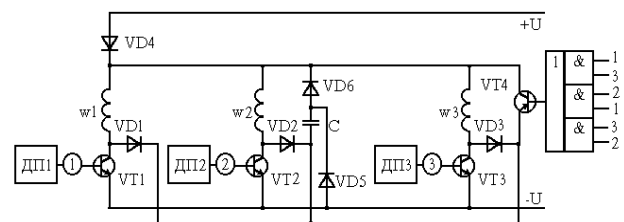


Рис. 2. ВРД з паралельним буфером й спільним колом форсування

Успішне вирішення задач аналізу та синтезу машинно-вентильних систем, а також створення досконалих схем і конструкцій в значній мірі залежить від наявності адекватних математичних моделей електромеханічних процесів в таких системах. Тому удосконалення існуючих і розроблення нових математичних моделей відомих й новостворюваних вентильних двигунів з пасивними роторами є актуальним завданням.

Для побудови математичної моделі цього вентильного двигуна приймемо допущення, які не надто спотворюючи реальні фізичні процеси дозволять отримати прості математичні залежності, що адекватно відображають електромеханічне перетворення в ньому енергії: інвертор сполучений з джерелом напруги, внутрішній опір якого дорівнює нулю; магнітні зв'язки між секціями відсутні; силові ключі комутатора – безінерційні електронні ключі, для яких можна прийняти, що, по-перше, перехідні процеси, а значить, і комутація секцій електромеханічного перетворювача (ЕМП) ВД відбуваються практично миттєво; по-друге, зворотній опір закритого ключа дорівнює безмежності; діоди в провідному стані представлені

математичною моделлю діода (вольт-амперну характеристику якого можна апроксимувати виразом

$$i_{\partial} = I_o(e^{b \cdot \Delta U_{\partial}} - 1),$$

на основі якого спадок напруги на діоді можна записати як:

$$\Delta U_{\partial} = \ln \frac{i_{\partial} + I_o}{I_o} / b,$$

де  $I_o$ ,  $b$  – зворотній струм діода і коефіцієнт температурного потенціалу, в закритому стані їх опір дорівнює безмежності.

Магнітна характеристика магнітопроводу магнітоізольованої секції представлена виразом залежності від струму і та кута положення  $\theta$  [2]; параметри обмотки статора зосереджені.

Змінний магнітний потік, замикаючись по сталевому осерддю, наводить в ньому електрорушійну силу, яка є причиною струмів Фуко в сталі, які зумовлюють втрати в ній. Перетин магнітопроводу можна розглядати як такий, що складається з елементарних замкнених контурів, які утворюють короткозамкнені витки, що пронизуються змінним магнітним потоком. Представимо їх в заступній схемі секції ВД – у вигляді гілки  $L_{\sigma}$  і  $R_s$ , яка під'єднана паралельно до гілки намагнічення. Опір сталі струмам Фуко з достатньою для інженерної практики точністю можна визначити за виразом

$$R_s = \frac{E^2}{\Delta P_s},$$

де  $E = 4.44 \cdot f \cdot w_z \cdot B \cdot s$ ,  $\Delta P = P_0 \cdot \gamma_s \cdot s \cdot l_m \cdot B^2 \cdot (f/f_0)^2$ , звідки отримуємо вираз для обчислення  $R_s$  однієї секції:

$$R_s = 4,9 \cdot 10^4 \cdot \frac{w_z^2 \cdot S \cdot q}{P_0 \cdot \gamma_s \cdot l_m},$$

де  $p_0$ ,  $\gamma_s$ ,  $l_m$ ,  $w_z$ ,  $q$  – питомі втрати в сталі, густина матеріалу магнітопроводу, довжина магнітної силової лінії, кількість витків обмотки на одному зубці, кількість зубців статора на одну секцію відповідно.

Індуктивність розсіяння  $L_{\sigma}$  контурів струмів Фуко є незначною і її величиною можна було б знехтувати. Однак для забезпечення стійкості розв'язку диференціальних рівнянь чисельними методами пропонуємо значення  $L_{\sigma}$  приймати наступним

$$L_{\sigma} \cong \frac{\Delta t}{12} \cdot R_s,$$

де  $\Delta t$  – крок інтегрування диференціальних рівнянь.

Згідно з прийнятими допущеннями, кожен із секцій  $m$ -секційного ВД можемо в електричному відношенні розглядати окремо, а зв'язувати їх тільки через створюваний ними електромагнітний момент, який діє на ротор.

Відповідно до алгоритму роботи ВРД й прийнятих допущень структура схеми під'єднання секції і рівняння напруг дискретно змінюватимуться при зміні кута  $\theta$  [4]. Для узагальнення системи диференціальних рівнянь відносно роботи транзисторних ключів введемо формальні коефіцієнти  $K_1$  та  $K_2$ .

Моделювання силових транзисторних ключів здійсню-

єно за допущення, що перехідні процеси їх вмикання і вимикання відбуваються миттєво, опір закритого ключа дорівнює безмежності, вольт-амперна характеристика насиченого ключа описується виразом (1)

$$\Delta U_T = U_{KE} = U_{KE.0} + R_{KE.нас} \cdot i, \quad (1)$$

де  $U_{KE.0}$ ,  $R_{KE.нас}$  визначають з паспорта на транзистор.

Стан транзисторних ключів електронного комутатора (ЕК) зумовлений взаємним положенням ротора й статора, тобто вони керуються сигналами давача положення ротора. Покладемо у відповідність стану цих ключів формальні коефіцієнти  $K_j$ , які набувають значення "1" – якщо ключ відкритий, і "0" – якщо ключ закритий;  $j$  – номер ключа.

На рис. 3 наведено приклад діаграми роботи ключів ЕК трифазного ВД з паралельним ЄНЕ.

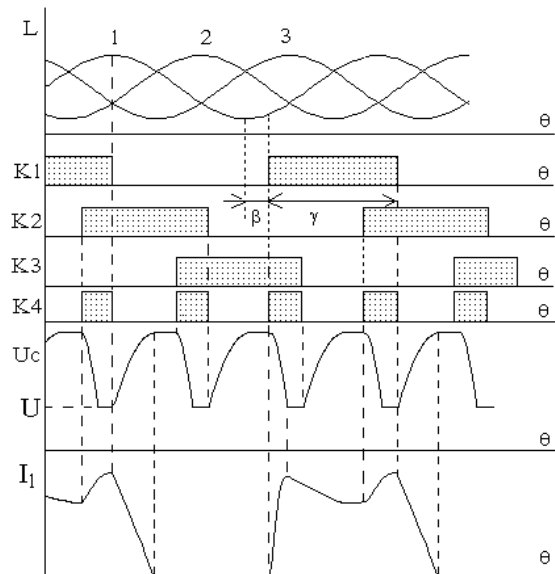


Рис. 3. Індуктивності секцій, діаграма роботи транзисторних ключів, напруга на конденсаторі та струм секції ВРД з паралельним ЄНЕ й спільним колом форсування

Значення формальних коефіцієнтів  $K_j$  залежать від положення ротора й обчислюють згідно наступної перемикальної функції (2)

$$K_j = 1, \text{ якщо } \begin{cases} \beta + 2 \cdot (N_j - 1) \cdot \pi + (j - 1) \cdot 2 \cdot \frac{\pi}{m} < \theta \leq \beta + 2 \cdot (N_j - 1) \cdot \pi + (j - 1) \cdot 2 \cdot \frac{\pi}{m} + \gamma \end{cases} \quad (2)$$

$K_j = 0$  для всіх інших значень,

де  $N_j = \frac{\theta + \pi + (j - 1) \cdot 2 \cdot \frac{\pi}{m}}{2 \cdot \pi} + 1$  – номер періоду для відповідної секції, якщо  $u_c = 0$ , то і  $K_2 = 0$ .

Відповідно до принципу роботи двигуна, керувати ключами VT4-VT6 можна за будь-яким законом. Важливо лише, щоб в момент відключення струму в будь-якій з секцій вони були закриті. Одним з найпростіших способів організації керування підживлювальними ключами є спосіб, коли сигнали керування формуються шляхом логічного перемноження сигналів суміжних каналів давача положення ротора (рис. 2). В

$m$ -секційному двигуні, на відміну від трисекційного, перемножуються сигнали не суміжних каналів, а вибір пари каналів залежить від кількості секцій двигуна й величини інтервалу комутації  $\gamma$

$$K_{j+m} = K_j \cdot K_i, \quad (3)$$

де  $i = m - l + j$  якщо  $2 \cdot (l + 1) \cdot \pi / m \geq \gamma \geq 2 \cdot l \cdot \pi / m$ ,  $l = 1, 2, 3, 4$ ; причому  $i = i - m$  якщо  $i > m$

$$K_{m+1} = \sum_{j=1}^m K_j \cdot K_i.$$

Враховуючи вищенаведене, нелінійну систему диференціальних рівнянь (н.с.д.р.), яка описує електромеханічні процеси у ВРД з паралельним ємнісним буфером, можна представити у вигляді (4).

Для розв'язку н.с.д.р. застосований метод Рунге-Кутта четвертого порядку зі сталим кроком інтегрування.

$$\begin{cases} \frac{di_j}{dt} = \left[ u_j + R \cdot i_j + \frac{A_j}{L_\sigma} \cdot (u_j - R \cdot i_j + R_s \cdot i_{sj}) - B_j \cdot \omega \right] / A_j; \\ \frac{di_{sj}}{dt} = -(R_s \cdot i_{sj} + u_j - R \cdot i_j) / L_\sigma; \\ \frac{du_{cj}}{dt} = (1 - K_j - K_{j+m}) \cdot \frac{i_j}{C}; \\ \frac{d\omega}{dt} = \left\{ \sum_{j=1}^m \left[ \frac{z_r \cdot (i_j + i_{sj}) \cdot \cos \theta_{pj} \cdot \psi_y \times}{2} \left( 1 - e^{-a \cdot (i_j + i_{sj}) \cdot \sin \theta_{pj}} - \frac{\psi_{lr} \cdot (i_j + i_{sj})}{2 \cdot \psi_y} \right) \right] - M_c \right\} \cdot \frac{z_r}{J}; \\ \frac{d\theta}{dt} = \omega; \end{cases} \quad (4)$$

де  $j = 1, 2, \dots, m$ ;  $J$  – момент інерції ротора;  $M_c$  – момент опору навантаження;

$$u_j = (U + \Delta U_D) \cdot (K_j - K_{j+m}) + u_c \cdot (K_j + K_{j+m} - 1) - \Delta U_T \cdot (K_j + K_{j+m}) - \Delta U_D \cdot (3 - K_j - K_{j+m});$$

$$A_j = \psi_{10} - \psi_{lr} \cdot \sin \theta_{pj} + \psi_y \cdot a \cdot \sin^2 \theta_{pj} \cdot e^{-a \cdot (i_j + i_{sj}) \cdot \sin \theta_{pj}};$$

$$B_j = \frac{\cos \theta_{pj}}{2} \cdot \left[ \psi_y - \psi_{lr} \cdot (i_j + i_{sj}) - \psi_y \cdot e^{-a \cdot (i_j + i_{sj}) \cdot \sin \theta_{pj}} \cdot (1 - a \cdot (i_j + i_{sj}) \cdot \sin \theta_{pj}) \right];$$

$$\theta_{pj} = \frac{\theta}{2} - (j-1) \cdot \frac{2 \cdot \pi}{m}.$$

Оскільки кут  $\theta$ , струми секцій  $i_j$  і напруга на накопичувальному конденсаторі  $u_c$  є функціями часу  $t$ , то при інтегруванні н.с.д.р. виникає необхідність застосування ітераційних методів для точного визначення моментів вмикання і вимикання силових транзисторних ключів, моментів, коли струми секцій досягають значення нуля, а також моментів, коли напруга на конденсаторі досягають значення напруги джерела живлення. Однак при використанні методів інтегрування вищих порядків точне попадання в момент комутації не є простим. Тому частіше всього задовольняються приблизним попаданням в момент комутації, користуючись ітераційними методами і задавшись деякою допустимою похибкою. Такий вихід з поло-

ження має два недоліки. По-перше, нема математично обґрунтованого критерію для визначення допустимої похибки попадання в момент комутації  $i$ , по-друге, навіть для наближеного визначення моменту комутації необхідне дроблення кроку.

Найбільш природне вирішення проблеми відшукання моментів комутації досягається шляхом застосування методу інвертування н.с.д.р. [5]. Суть цього методу стосовно до даної задачі полягає в тому, що в околі вмикання чи вимикання котрогось із силових ключів ЕК, коли на наступному кроці інтегрування за часом  $t$  його стан зміниться (був закритий і відкриється або навпаки), незалежно змінною приймають кут  $\theta$ .

На рис. 4-5 наведено графіки квазіусталених значень струмів секцій та напруги на конденсаторі для трисекційного вентилярного реактивного двигуна з паралельним ємнісним буфером енергії.

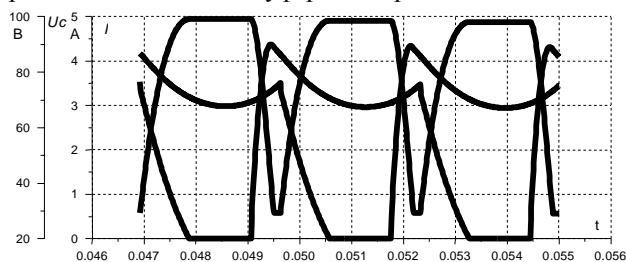


Рис. 4. Квазіусталені розрахункові значення струмів секцій та напруги на конденсаторі ВРД з паралельним ємнісним накопичувачем

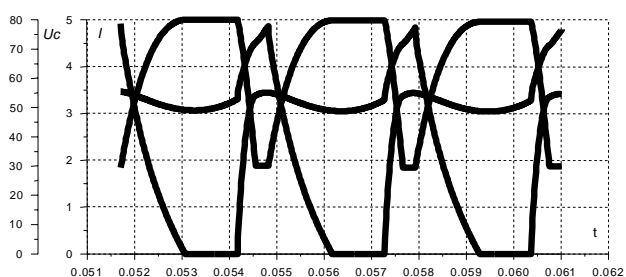


Рис. 5. Квазіусталені розрахункові значення струмів секцій та напруги на конденсаторі трисекційного ВРД з паралельним буфером енергії й спільним підживлювальним ключем

Приклад розрахунку перехідного процесу пуску трисекційного вентилярного реактивного двигуна з паралельним буфером енергії (струм однієї з секцій, електромагнітний момент, частота обертання) наведено на рис. 6-7.

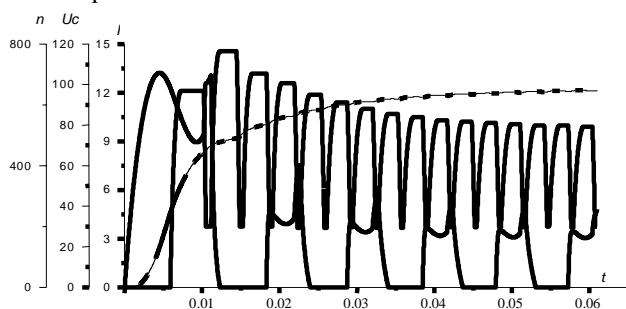


Рис. 6. Результати розрахунку пуску ВРД з паралельним ємнісним буфером енергії (струм однієї секції, напруга на конденсаторі та частота обертання)



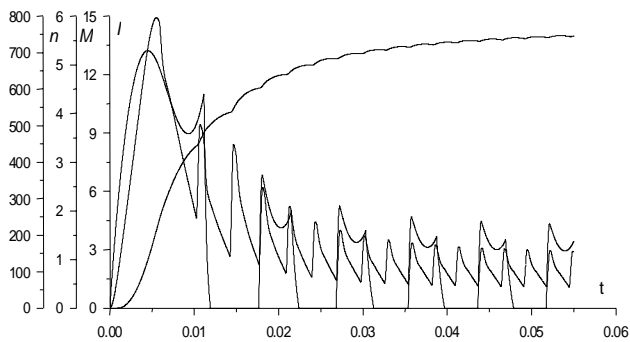


Рис. 7. Розрахункові значення струму однієї секції, електромагнітного моменту та частоти обертання трисекційного ВРД з паралельним буфером енергії під час його пуску

### ВИСНОВКИ

Порівняння результатів розрахунків з дослідними осцилограмами, а також порівняння середніх значень моменту, частоти обертання і складових втрат для макетних взірців ВРД з номінальними моментами до 20 Нм показують, що розходження не перевищують 5 %, що свідчить про адекватність математичних моделей фізичному взірцю.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Ткачук В.І., Каша Л.В., Грещук О.В. Керований вентильний реактивний двигун з паралельним буфером енергії // Науковий журнал "Технічна електродинаміка" Тематичний випуск "Силовa електроніка та енергоефективність 2004". – Ч. 3. – 2004. – С. 37-40.
2. Tkachuk V.I., Kasha L.V., Greschuk O.V. Mathematical Modeling of SRM with Buffer of Energy // Матеріали 13-го міжнародного симпозиуму з теоретичної електротехніки (ISTET'05), Львів, Україна. 2005. – Р. 308-311.
3. Ткачук В.І. Електромеханотроніка: Підручник. – Львів: Вид-во НУ "Львівська політехніка", 2006. – 440 с.
4. Ткачук В. Математична модель мехатронного перетворювача та інвертування диференційних рівнянь // Матеріали конференції TCSET'98. – Львів, Вид-во ДУ "Львівська політехніка, 1998. – С. 50-51.

5. Ткачук В.І., Осідач Ю.В. Математичне моделювання електромеханічних процесів в електроприводі з вентильним реактивним двигуном // Електроенергетичні та електромеханічні системи. Вісник ДУ "Львівська політехніка". – № 288. – 1995. – С. 83-90.

**Bibliography (transliterated):** 1. Tkachuk V.I., Kasha L.V., Greschuk O.V. Kerovaniy ventil'niy reaktivnij dvigun z paralel'nim buferom energii // Naukovij zhurnal "Tehnichna elektrodinamika" Tematichnij vipusk "Silova elektronika ta energoeftivnist' 2004". - Ch. 3. - 2004. - S. 37-40. 2. Tkachuk V.I., Kasha L.V., Greschuk O.V. Mathematical Modeling of SRM with Buffer of Energy // Materiali 13-go mizhnarodnogo simpoziumu z teoretichnoї elektrotehnikі (ISTET'05), L'viv, Ukraїna. 2005. - P. 308-311. 3. Tkachuk V.I. Elektromehanotronika: Pidruchnik. - L'viv: Vid-vo NU "L'vivs'ka politehnika", 2006. - 440 s. 4. Tkachuk V. Matematichna model' mehatronnogo peretvoryuvacha ta invertuvannya diferencijnih rivnyan' // Materiali konferencії TCSET'98. - L'viv, Vid-vo DU "L'vivs'ka politehnika, 1998. - S. 50-51. 5. Tkachuk V.I., Osidach Yu.V. Matematichne modelyuvannya elektromehanicnih procesiv v elektroprivodi z ventil'nim reaktivnim dvigunom // Elektroenergetichni ta elektromehanicni sistemi. Visnik DU "L'vivs'ka politehnika". - № 288. - 1995. - S. 83-90.

Надійшла 12.10.2011

Ткачук Василь Іванович, д.т.н., проф.  
Біляковський Ігор Євгенович, к.т.н., доц.  
Каша Лідія Володимирівна  
Національний університет "Львівська політехніка"  
кафедра "Електричні машини і апарати"  
79013, Львів, вул. С.Бандери, 12  
тел. (032) 258-21-60, e-mail: tkachuk@polynet.lviv.ua

Tkachuk V.I., Bilyakovskiy I.E., Kasha L.V.

#### A power inverter of a switched reluctance motor with parallel energy storage and a common forcing circuit.

A mathematical model of a DC switched reluctance motor with parallel energy storage is presented. The model takes into account discrete change of the transistor switch circuit, the magnetic core steel saturation, the iron and copper loss, and loss in the switch as a whole. Simulation results of transient and quasi-steady operation modes of the motor-based DC drives are given in this paper.

**Key words – switched reluctance motor, power inverter, mathematical model.**

## ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПЕЧНОЙ ПЕТЛИ МОЩНЫХ ПЕЧЕЙ ГРАФИТАЦИИ

*Запропоновано методику визначення електричних параметрів пічного кола потужних печей графітації на основі тривимірної моделі електромагнітного перетворення енергії змінного струму в теплову. Розроблено рівняння регресії з високою точністю ідентифікації опорів пічного кола з базовими і модернізованими бічними пакетами шин.*

*Предложена методика определения электрических параметров печной петли мощных печей графитации на основе трехмерной модели электромагнитного преобразования энергии переменного тока в тепловую. Разработаны уравнения регрессии с высокой точностью идентификации сопротивлений печной петли с базовыми и модернизированными боковыми пакетами шин.*

Продукция графитового производства является весьма востребованной на внутреннем рынке Украины, рынках СНГ и дальнего зарубежья. На нынешнем этапе развития электродной промышленности должны обеспечиваться высокая технологичность, качество, энергоэффективность и, следовательно, наименьшая себестоимость по сравнению с зарубежными аналогами. Основной технологический процесс графитации является весьма энергоемким (до 3-6 МВт·ч на тонну продукции). Мощность печей графитации переменного тока составляет 8-10 МВт, а продолжительность их работы на кампанию графитации достигает 2-3 суток [1, 2]. Поэтому при модернизации электротехнических комплексов графитации основное внимание должно уделяться оптимальному энергоэффективному управлению этими энергоемкими объектами, обеспечивающему значительное снижение энергопотребления.

Сложность контроля электромагнитных и электротепловых процессов преобразования энергии переменного тока в тепловую в печной петле электротехнического комплекса графитации, состоящей из токоподводов и керна печи, боковых (БШП) и торцевых шинных пакетов (ТШП), обусловлена отсутствием возможности прямого измерения электроэнергетических и теплофизических параметров керна с заготовками электродов при температурах графитации до 3000 °С, а также взаимными электромагнитными связями между керном, токоподводами, БШП и ТШП [2].

При этих ограничениях задача идентификации модели печной петли, удовлетворяющая требованиям адекватности и высокой точности описания для всех этапов кампании графитации, алгоритмической эффективности и быстродействия реализации в режиме реального времени, синтеза оптимального энергосберегающего управления электротехническим комплексом графитации является актуальной как в научном, так и в производственном плане.

В работах [1, 2] предлагается идентифицировать электрические параметры графитации на основе схемных моделей и данных измерений со стороны ВН питающих и компенсирующих трансформаторов, что не удовлетворяет требованиям точности при управлении вводом мощности графитации, увеличивая расход электроэнергии на кампанию. Поэтому возникает настоятельная потребность дополнения известных экспериментальных исследований [3] комплексными ис-

следованиями на математических моделях в широкой области варьирования конструктивных параметров объекта управления и режимных параметров графитации при их оптимизации.

Цель работы – разработка высокоэффективных и высокоточных подходов для идентификации электрических характеристик печной петли на основе взаимосвязанных нелинейных электротепловых моделей для электромагнитного преобразования энергии при графитации заготовок электродов в печах переменного тока.

Для реализации сформулированной цели рассматривается пространственная модель электромагнитного преобразования электрической энергии переменного тока в тепловую энергию в печной петле как сопряженная система уравнений Максвелла для комплексных амплитуд векторного магнитного и электрического потенциалов в геометрических областях бокового шинного пакета, токоподводов, керна, теплоизоляции и окружающей среды [4]:

$$\begin{cases} -\nabla \left[ (j\omega\sigma_i - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_{r,i}) \cdot \mathbf{A}_i \right] + \\ + \nabla \left[ (\sigma_i + j\omega \epsilon_0 \epsilon_{r,i}) \nabla V_i - \mathbf{J}_i^e \right] = 0, \\ \left( j\omega\sigma_i - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_{r,i} \right) \mathbf{A}_i + \nabla \times \left( \mu_0^{-1} \mu_{r,i}^{-1} \nabla \times \mathbf{A}_i \right) + \\ + (\sigma_i + j\omega \epsilon_0 \epsilon_{r,i}) \nabla V_i = \mathbf{J}_i^e, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\omega$  – угловая частота, рад/с;  $\sigma$  – электрическая проводимость, См/м;  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  – электрическая постоянная, Ф/м;  $\epsilon_r$  – диэлектрическая проницаемость;  $\mathbf{A}$  – векторный магнитный потенциал, Вб/м;  $V$  – комплексная амплитуда электрического потенциала, В;  $\mathbf{J}^e$  – комплексная плотность тока, А/м<sup>2</sup>;  $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$  – магнитная постоянная, Гн/м;  $\mu_r$  – магнитная проницаемость; индексы  $i = 1, 2, 3, 4, 5$  – соответствуют областям бокового шинного пакета, токоподводов, керна, теплоизоляции и окружающей среды.

Система уравнений конвективного теплообмена в приближении Буссинеска при линеаризации зависимости плотности охлаждающего воздуха от температуры  $\rho(T) = \rho_0(1 - \beta T)$  [5] имеет вид:

$$\begin{cases} (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i = -\rho_{0,i}^{-1} \nabla p_i + \nu_i \Delta \mathbf{v}_i - \beta_i T_i \mathbf{g}, \\ \mathbf{v}_i \nabla T_i = \chi_i \Delta T_i, \\ \operatorname{div} \mathbf{v}_i = 0, \quad i = 5. \end{cases} \quad (2)$$

где  $\rho_0$  – плотность газа при температуре  $T_0$ , кг/м<sup>3</sup>;  $T$  – отклонение температуры от значения  $T_0$ , °С;  $\mathbf{v}$  – век-

тор скорости свободной конвекции воздуха, м/с;  $p$  – давление, Па;  $\chi = \lambda/c \cdot \rho$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/с;  $c$  – теплоемкость, Дж/(кг·°C);  $g$  – ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>;  $\beta$  – коэффициент объемного расширения газа, 1/°C;  $\nu$  – кинематическая вязкость, м<sup>2</sup>/с.

Для областей ядра, токоподводов и ошинок применяются уравнения теплопроводности

$$\lambda_i \Delta T_i = \mathbf{j}_i \cdot (\mathbf{j}_i)^* / \sigma_i(T_i), \quad i = 1, 2, 3, \quad (3)$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м<sup>2</sup>·°C).

Система уравнений (1) замыкается условиями калибровки Кулона, граничными условиями магнитной и электрической изоляции, сопряжения сред с различными электрическими и магнитными свойствами [4].

Для уравнений конвективной теплопередачи (2) и теплопроводности (3) граничные условия определяются известными механизмами кондуктивного, конвективного и лучистого теплообмена [6].

При известной проводимости ядра печи графитации уравнение (3) в его области можно рассматривать инвариантно относительно системы уравнений (1). Как показывают исследования [7], модуль скорости при свободной конвекции охлаждающего воздуха определяется, прежде всего, ее проекцией на ось  $Oy$  и находится в пределах 0,1–0,3 м/с. Задавая значения скорости воздушного потока вдоль оси  $Oy$  можно исключить из рассмотрения первое уравнение системы (2). Указанные допущения существенно упрощают реализацию систем сопряженных дифференциальных уравнений (1)–(3) в трехмерной области печной петли с использованием известных пакетов программ **COMSOL MultyPhysics** или **ANSYS**.

При численном моделировании проводились итерации по условию равенства комплексных амплитуд токов в ядре, токоподводах и боковых шинных пакетах с заданной точностью  $\varepsilon_l \leq [\varepsilon_{\text{пл}}]$ . Принимались данные моделирования, соответствующие требованиям ПУЭ и допустимым уровням нагрева вторичных токопроводов [8]. Выполнялась визуализация распределения индукции в поперечных сечениях расчетной области печной петли с двухрядным боковым шинным пакетом из алюминиевых труб. Было установлено, что электромагнитное поле соответствует плоскопараллельному распределению в характерных сечениях перпендикулярных оси  $Oz$  для  $z = [0,8; 8,1; 15,4]$  (рис. 1,а). Относительная погрешность результатов моделирования изменяется от 0,1 % до 2,5 % при сравнении расчетных данных объемной модели (рис. 1,а) и моделей плоскопараллельного поля для выделенных характерных сечений  $z = [0,8; 15,4]$  (рис. 1,б) и  $z = 8,1$  (рис. 1,в). Это полностью удовлетворяет требованиям точности численного эксперимента. Таким образом, обоснована возможность перехода от 3D к 2D моделированию при существенном сокращении вычислительных ресурсов и затрат времени.

Индуктивное сопротивление контура печной петли определяется соотношением

$$X = \omega L, \quad (4)$$

а его индуктивность, в соответствии с [9] равна  $L = \psi / I_\Sigma$ , где

$$\psi = \int \Phi di / I_\Sigma, \quad di = \mathbf{j} \cdot d\mathbf{s}, \quad \Phi = \iint_s \mathbf{B} d\mathbf{S},$$

$\psi$  – потокосцепление, Вб;  $I_\Sigma$  – ток печной петли, А;  $\Phi$  – магнитный поток, Вб;  $\mathbf{j}$  – плотность тока, А/м<sup>2</sup>;  $\mathbf{B}$  – вектор магнитной индукции, Тл;  $d\mathbf{s} = \mathbf{n}_s \cdot d\mathbf{s}$ ,  $d\mathbf{S} = \mathbf{n}_s \cdot d\mathbf{S}$  – элементарные поверхности (с учетом векторов нормалей  $\mathbf{n}_s, \mathbf{n}_S$ ) токопроводов, м<sup>2</sup>.

Величина активного сопротивления рассчитывается как отношение активных потерь к квадрату действующего значения полного тока в печной петле

$$R = \sum_i \iiint_{V_i} \sigma_i^{-1} \mathbf{j} \cdot (\mathbf{j})^* dx dy dz / I_\Sigma^2, \quad (5)$$

и, соответственно, значения полного сопротивления и коэффициента мощности определяются как

$$Z = \sqrt{X^2 + R^2}, \quad (6)$$

$$\cos \varphi = R/Z. \quad (7)$$

Значения электрических параметров контура печной петли (4)–(7) рассчитывались по данным моделирования в среде **COMSOL MultyPhysics** и сравнивались с экспериментальными данными, полученными при регистрации напряжений и токов в токоподводах печей графитации [3]. Погрешность результатов не превысила 1,2 % для активного и 2,8 % для полного сопротивления печной петли, что подтверждает высокий уровень достоверности и точности математической модели (1)–(6) и позволяет расширить область приложения методики идентификации электрических параметров для модернизированных исполнений однорядных (рис. 2,а,б) и двухрядных (рис. 2,в,г) боковых шинных пакетов.

Выполнялась оптимизация конструктивных параметров модернизированных БШП (рис. 2) по критерию минимума активных потерь методом упорядоченного перебора путем дискретного варьирования геометрических размеров и взаимного расположения шин дифференцированных сечений. Варьирование ширины шин ограничивалось значением удвоенной глубины проникновения поля. Дифференциация сечений шин БШП определялась данными расчета распределения токов, экономической плотностью тока и допустимой температурой для шин реконструируемых токопроводов [8]. Применение шин трубчатого сечения позволило устранить перегревы крайних шин, которые превышали допустимые значения из-за локальной концентрации электромагнитного поля.

Увеличение числа шин модернизированных БШП, оптимизация их взаимного расположения и поперечного сечения, согласование конфигурации крайних шин с конфигурацией магнитного поля позволили взаимно компенсировать влияние эффекта вытеснения и внешнего поверхностного эффекта, снизить максимальные значения индукции на 9,6 % – 10,7 % и векторного магнитного потенциала на 8,1 % – 8,5 % для однорядного БШП (рис. 2,а,б), на 24,8 % – 25,1 % и на 42,6 % – 43,04 %, соответственно, для двухрядного БШП (рис. 2,в,г) по сравнению с базовой конструкцией бокового шинного пакета из алюминиевых труб (рис. 1). При этом уменьшаются токовые нагрузки шин, размеры их поперечного сечения, достигается равномерное рас-

пределение плотности тока в шинах, снижаются добавочные потери в БШП. Коэффициенты добавочных потерь составили: 8,54 – для БШП из 12 алюминиевых труб (рис. 1); 1,342 – для однорядного БШП (рис. 2,а,б); 1,352 – для двухрядного БШП (рис. 2,в,г). Применение двухрядного модернизированного пакета с 24

шинами (рис. 2,в,г.) позволяет на 36 % снизить индуктивное сопротивление БШП, на 13 % – реактивную мощность печной петли и мощность КУ, на 15 % повысить коэффициент мощности печной петли на завершающем этапе кампании графитации.

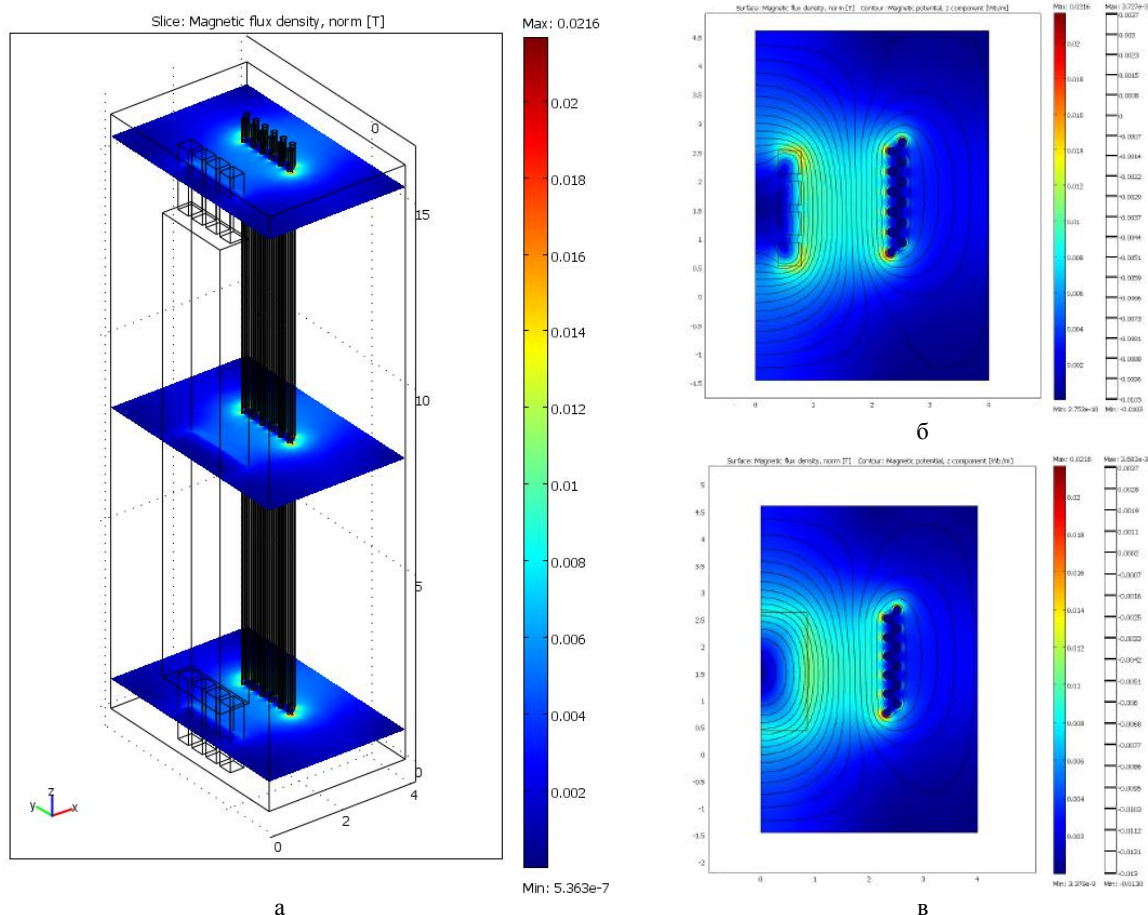


Рис. 1. Магнитное поле печной петли:

- а – пространственное распределение индукции магнитного поля в расчетной области печной петли  $z = [0,8; 8,1; 15,4]$  м;
- б – распределение индукции магнитного поля и векторного магнитного потенциала в плоскости  $xOy$  при  $z = [0,8; 15,4]$  м;
- в – распределение индукции магнитного поля и векторного магнитного потенциала в плоскости  $xOy$  при  $z = 8,1$  м

Для идентификации электрических параметров печной петли задавался интервал варьирования удельной проводимости ядра  $\bar{\sigma}_{\min} \leq \bar{\sigma} \leq \bar{\sigma}_{\max}$ , ограниченный значениями в начале  $\bar{\sigma}_{\min}$  и в конце  $\bar{\sigma}_{\max}$  кампании графитации, которые определялись по данным измерений токов, напряжений и активной мощности печи [3].

Дискретное варьирование удельной проводимости ядра печи ограничивается 6-9 значениями. Поэтому выполняется кубическая сплайн интерполяция данных моделирования и аппроксимация функций интерполяции по методу наименьших квадратов [10].

Функции кубической сплайн интерполяции, зависящие от удельной эффективной электрической проводимости ядра печи  $\bar{\sigma}$ ,

$$f_j(\bar{\sigma}) = Pf(\zeta(\bar{\sigma}), \gamma) = \varphi_0(\zeta)f(\bar{\sigma}_{i,j}) + \varphi_1(\zeta)f(\bar{\sigma}_{i+1,j}) + \varphi_2(\zeta)(\bar{\sigma}_{i+1,j} - \bar{\sigma}_{i,j})\gamma_{i,j} + \varphi_3(\zeta)(\bar{\sigma}_{i+1,j} - \bar{\sigma}_{i,j})\gamma_{i+1,j}, \quad (8)$$

могут быть представлены базисными полиномами Эрмита  $\varphi_0(\zeta) = (2\zeta+1) \cdot (1-\zeta^2)$ ,  $\varphi_1(\zeta) = (3-2\zeta) \cdot \zeta^2$ ,  $\varphi_2(\zeta) = \zeta \cdot (1-\zeta)^2$ ,  $\varphi_3(\zeta) = (\zeta-1) \cdot \zeta^2$  при  $\bar{\sigma}_{i,j} \leq \bar{\sigma} \leq \bar{\sigma}_{i+1,j}$  и

$$\zeta(\bar{\sigma}) = (\bar{\sigma} - \bar{\sigma}_{i,j}) / (\bar{\sigma}_{i+1,j} - \bar{\sigma}_{i,j}).$$

Для функций интерполяции (8) выполняется условие [10]:

$$\min J(\gamma^{(j)}) = \min \sum_{i=1}^m \int_{\tau_{i,j}}^{\tau_{i+1,j}} \left[ f_j''(\zeta(\bar{\sigma}), \gamma^{(j)}) \right]^2 d\bar{\sigma}, \quad (9)$$

где индексы  $j = 1, 2, 3$  соответствуют реактивному (4), активному (5) и полному сопротивлению печной петли (6).

Анализируя интерполяционные зависимости (8), (9) для сопротивления печной петли (рис. 3) можно допустить инвариантность реактивного сопротивления

$$X(\bar{\sigma}) = X \approx const. \quad (10)$$

Так как активное сопротивление (5) определяется коэффициентом  $k_d$ , учитывающим добавочные потери в ядре и потери в токопроводах печной петли

$$R(\bar{\sigma}) = (l_{\text{ядро}} / \bar{\sigma} S_{\text{ядро}}) \cdot k_d(\bar{\sigma}) = (l_{\text{ядро}} / \bar{\sigma} S_{\text{ядро}}) \cdot (1 + a \cdot \bar{\sigma}^b), \quad (11)$$

то выражение (6) можно преобразовать в уравнение нелинейной регрессии вида:

$$Z(\bar{\sigma}) = \sqrt{X^2 + \left[ l_{\text{кэрн}} \cdot (\bar{\sigma} \cdot S_{\text{кэрн}})^{-1} \cdot (1 + a \cdot \bar{\sigma}^b) \right]^2} \quad (12)$$

с частными производными по параметрам аппроксимации  $X, a, b$

$$\begin{bmatrix} Z_X(\sigma) \\ Z_a(\sigma) \\ Z_b(\sigma) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X \\ \sqrt{X^2 + \left[ \frac{l_{\text{кэрн}} \cdot (1 + a \cdot \sigma^b)}{\sigma \cdot S_{\text{кэрн}}} \right]^2} \\ k^2 (1 + a \sigma^b) \sigma^{b-2} \\ \sqrt{X^2 + \left[ \frac{l_{\text{кэрн}} \cdot (1 + a \cdot \sigma^b)}{\sigma \cdot S_{\text{кэрн}}} \right]^2} \\ \frac{ak^2 (1 + a \sigma^b) \sigma^{b-2} \ln(\sigma)}{\sqrt{X^2 + \left[ \frac{l_{\text{кэрн}} \cdot (1 + a \cdot \sigma^b)}{\sigma \cdot S_{\text{кэрн}}} \right]^2}} \\ \sqrt{X^2 + \left[ \frac{l_{\text{кэрн}} \cdot (1 + a \cdot \sigma^b)}{\sigma \cdot S_{\text{кэрн}}} \right]^2} \end{bmatrix} \cdot (13)$$

Вектор параметров  $X, a, b$  (табл. 1) определялся с использованием встроенной функции **genfit** в структуре средств **MathCAD**, что существенно упростило процедуру численной реализации.

Идентификация электрических параметров печной петли по соотношениям (10)-(13) позволяет существенно снизить требования к КИП, так как для определения сопротивлений печной петли в текущий момент времени технологического процесса графитации  $t_{\text{гр}}$  достаточно измерять только действующие значения напряжения на отводах главного шинного пакета  $U_{\text{д}}$  и тока на ножах подключения БШП  $I_{\text{д}}$ .

Рассчитывают полное сопротивление  $Z_{\text{д}}(t_{\text{гр}}) = U_{\text{д}}(t_{\text{гр}}) / I_{\text{д}}(t_{\text{гр}})$ .

Из условия

$$Z(\bar{\sigma}|_{t=t_{\text{гр}}}) = \sqrt{X^2 + \left[ \frac{l_{\text{кэрн}} \cdot \left( 1 + a \cdot \bar{\sigma}|_{t=t_{\text{гр}}}^b \right)}{\left( \bar{\sigma}|_{t=t_{\text{гр}}} \cdot S_{\text{кэрн}} \right)} \right]^2} = Z_{\text{д}}(t_{\text{гр}})$$

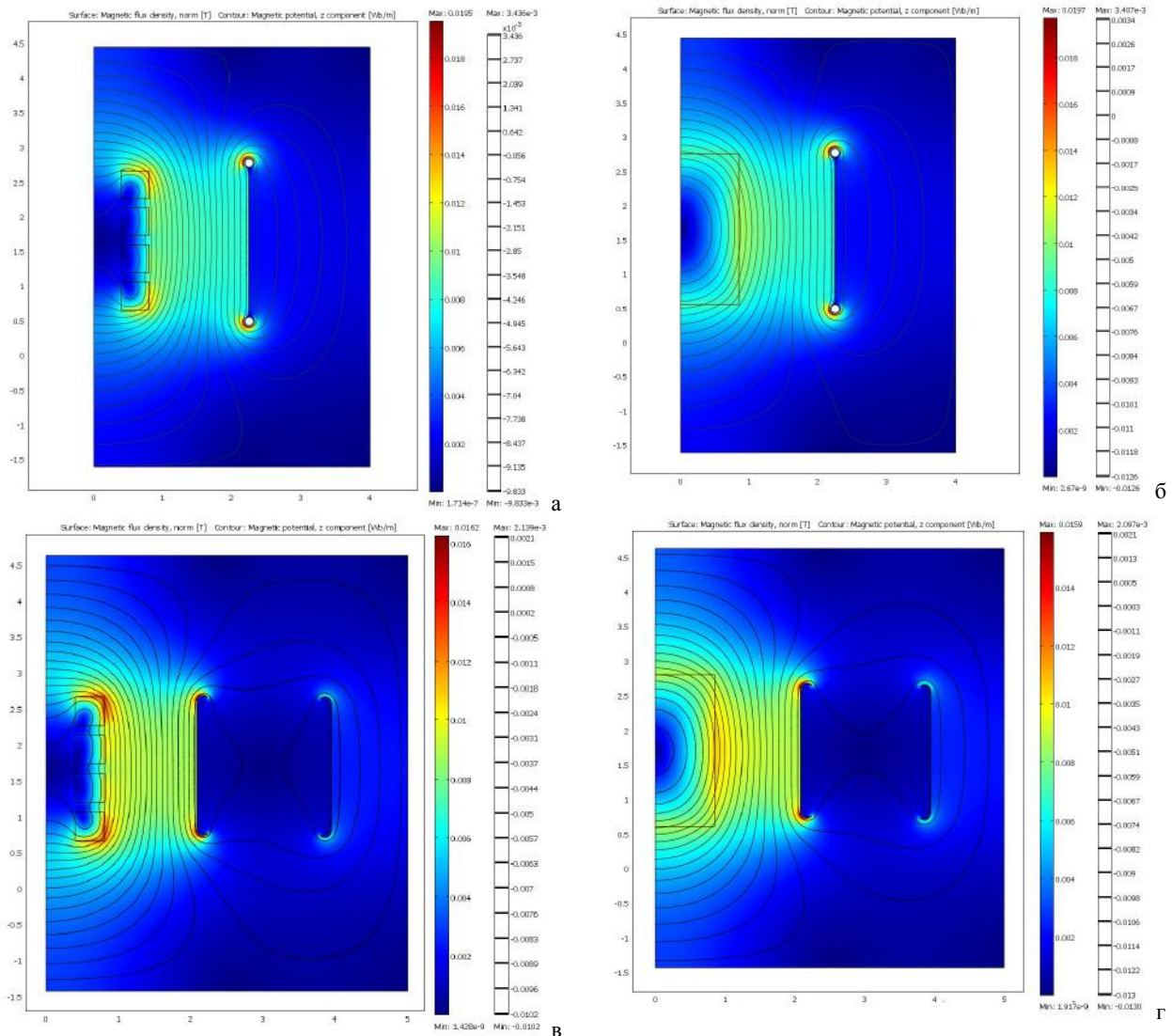


Рис. 2. Магнитное поле печной петли с однорядным (а,б) и двухрядным (в,г) БШП:

а, в – распределение индукции магнитного поля и векторного магнитного потенциала в плоскости xOy при  $z = [0.8; 15.4]$  м;  
 б, г – распределение индукции магнитного поля и векторного магнитного потенциала в плоскости xOy при  $z = 8.1$  м



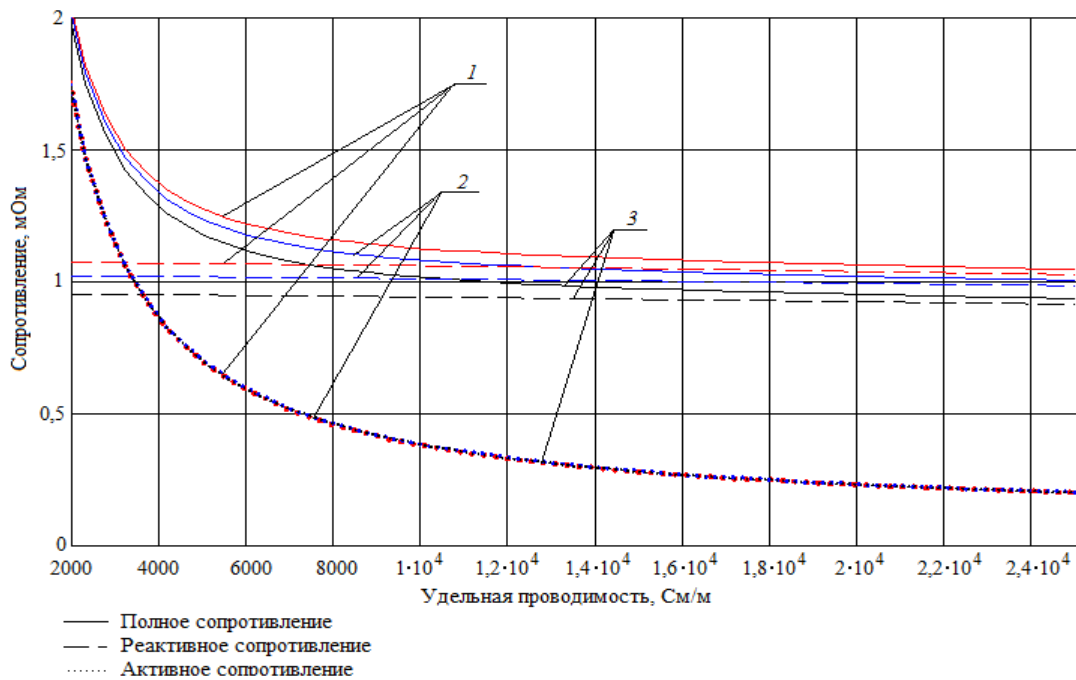


Рис. 3. Зависимость сопротивлений печной петли от удельной эффективной проводимости зерна:

1 – действующая конструкция БШП (рис. 1,б,в); 2 – однорядный БШП (рис. 2,а,б); 3 – двухрядный БШП (рис. 2,в,г)

с помощью встроенной функцией **root** в среде **MathCAD** находят значение удельной эффективной электрической проводимости зерна печи и определяют активное сопротивление печной петли

$$R(t_{гр}) = R(\bar{\sigma}|_{t=t_{гр}}) = \frac{l_{\text{кern}} \cdot \left(1 + a \cdot \bar{\sigma}|_{t=t_{гр}}^b\right)}{\left(\bar{\sigma}|_{t=t_{гр}} \cdot S_{\text{кern}}\right)},$$

и активную мощность в момент времени  $t_{гр}$

$$P(t_{гр}) = [I_d(t_{гр})]^2 \cdot R(t_{гр}).$$

Точность идентификации электрических параметров печной петли (10)-(12) оценивалась относительными погрешностями расчета реактивных, активных и полных сопротивлений (табл. 1):

$$\varepsilon_X = \max \left( \left| f_1(\bar{\sigma}) - X \right| / \max(f_1(\bar{\sigma})) \right)_{\bar{\sigma}_{\min} \leq \bar{\sigma} \leq \bar{\sigma}_{\max}},$$

$$\varepsilon_R = \max \left( \left| f_2(\bar{\sigma}) - R(\bar{\sigma}) \right| / \max(f_2(\bar{\sigma})) \right)_{\bar{\sigma}_{\min} \leq \bar{\sigma} \leq \bar{\sigma}_{\max}},$$

$$\varepsilon_Z = \max \left( \left| f_1(\bar{\sigma}) - Z(\bar{\sigma}) \right| / \max(f_1(\bar{\sigma})) \right)_{\bar{\sigma}_{\min} \leq \bar{\sigma} \leq \bar{\sigma}_{\max}}.$$

Таблица 1

Параметры и погрешности аппроксимации сопротивлений печной петли

| Исполнения БШП | Параметры аппроксимации |                   |      | Относительная погрешность |                     |                     |
|----------------|-------------------------|-------------------|------|---------------------------|---------------------|---------------------|
|                | X, мОм                  | $a \cdot 10^{-6}$ | b    | $\varepsilon_X$ , %       | $\varepsilon_R$ , % | $\varepsilon_Z$ , % |
| Рис. 1         | 1,044                   | 8,595             | 1,07 | 2,64                      | 0,79                | 2,06                |
| Рис. 2,а,б     | 0,998                   | 5,932             | 1,11 | 2,30                      | 0,64                | 1,66                |
| Рис. 2,в, г    | 0,928                   | 5,212             | 1,12 | 2,62                      | 0,82                | 1,65                |

Относительная погрешность аппроксимации реактивных сопротивлений печной петли не превышает 2,64 %, активных сопротивлений – 0,82 %, полных сопротивлений – 2,06 %. Достаточно высокая точность идентификации активного сопротивления печной петли соответствует классу точности измерений активной мощности и полностью удовлетворяет требованиям управления технологическим процессом графитации.

#### ВЫВОДЫ

Разработана обобщенная модель сопряженных электромагнитных, тепловых процессов и процессов тепломассообмена в расчетной области печной петли, учитывающая зависимость электромагнитных свойств

зерна и проводниковых материалов от температуры, эффекты вытеснения и внешний поверхностный эффект, зависимость удельной мощности тепловыделения от токов проводимости и вихревых токов. Установлена возможность перехода от 3D формулировки к модели плоскопараллельного поля и ее реализации методом конечных элементов в характерных сечениях печной петли.

Методами математического моделирования подтверждена энергоэффективность конструкций модернизированных боковых шинных пакетов, обеспечивающих снижение мощности КУ на 2 МВ·Ар и увеличение коэффициента мощности печной петли на 15 % на завершающем этапе кампании графитации.

Разработанная методика идентификации электрических параметров печной петли, основанная на комбинации полевых расчетов, методов кубической сплайн интерполяции и нелинейной регрессии, обеспечивает высокую точность определения сопротивлений печной петли и позволяет управлять вводом активной мощности графитации по данным измерений действующих значений напряжения на отводах главного шинного пакета и тока на ножах подключения БШП.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соседов В.П. Графитация углеродистых материалов / В.П. Соседов, Е.Ф. Чалых. – М.: Metallurgiya, 1987. – 176 с.
2. Чалых Е.Ф. Оборудование электродных заводов: [учебное пособие для вузов] / Е.Ф. Чалых. – М.: Metallurgiya, 1990. – 238 с.
3. Ярымбаш Д.С. Особенности контроля электрических параметров, мощности и энергопотребления во время кампании графитации в печи переменного тока / Ярымбаш Д.С., Ярымбаш С.Т., Тютюнник О.В. // Вісник Кременчуцького державного політехнічного університету. – Кременчук: КДПУ, 2006, – Вип. 3/2006(38). – С. 53-55.
4. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. Электромагнитное поле / Бессонов Л.А. – М.: Высш. шк., 2003. – 317 с.
5. Джалурия Й. Естественная конвекция. Тепло- и массообмен / Й. Джалурия. – М.: Мир, 1983. – 399 с.
6. Исаченко В.П. Теплопередача: [учебник для вузов] / В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сухомел. – [3-е изд.] – М.: Энергия, 1975. – 488 с.
7. Данцис Я.Б. Короткие сети и электрические параметры дуговых электропечей / Я.Б. Данцис, Г.М.Жилов. – М.: Metallurgiya, 1987. – 320 с.
8. Правила устройства электроустановок. ПУЭ-2009. Харьков: Форт, 2010. – 708 с.
9. Калантаров П.Л. Расчет индуктивностей: [справочная книга] / П.Л. Калантаров, Л.А. Цейтлин. – [3-е изд.] – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 488 с.
10. Математика и САПР: В 2-х кн. Кн. 1. Пер. с франц. / П. Шенен [и др.] – М.: Мир, 1988. – 204 с.

**Bibliography (transliterated):** 1. Sosedov V.P. Grafitaciya uglerodistykh materialov / V.P. Sosedov, E.F. Chalyh. - M.: Metallurgiya, 1987. - 176 s. 2. Chalyh E.F. Oborudovanie `elektrodnykh zavodov: [uchebnoe posobie dlya vuzov] / E.F. Chalyh. - M.: Metallurgiya, 1990. - 238 s. 3. Yarymbash D.S. Osobennosti kontrolya `elektricheskikh parametrov, moschnosti i `energopotrebleniya vo vremya kampanii grafitacii v pechi peremennogo toka / Yarymbash D.S., Yarymbash S.T., Tyutyunnik O.V. // Visnik Kremenchuc'kogo derzhavnogo politehnichnogo universitetu. - Kremenchuk: KDPU, 2006, - Vip. 3/2006(38). - S. 53-55. 4. Bessonov L.A. Teoreticheskie osnovy `elektrotehniki. `Elektromagnitnoe pole / Bessonov L.A. - M.: Vyssh. shk., 2003. - 317 s. 5. Dzhaluriya J. Estestvennaya konvekciya. Teplo- i massooobmen / J. Dzhaluriya. - M.: Mir, 1983. - 399 s. 6. Isachenko V.P. Teplotperedacha: [uchebnik dlya vuzov] / V.P. Isachenko, V.A. Osipova, A.S. Suhomel. - [3-e izd.] - M.: `Energiya, 1975. - 488 s. 7. Dancis Ya.B. Korotkie seti i `elektricheskie parametry dugovykh `elektropetchey / Ya.B. Dancis, G.M.Zhilov. - M.: Metallurgiya, 1987. - 320 s. 8. Pravila ustrojstva `elektrostanovok. PU`E-2009. Har'kov: Fort, 2010. - 708 s. 9. Kalantarov P.L. Raschet induktivnostej: [spravochnaya kniga] / P.L. Kalantarov, L.A. Cejtlin. - [3-e izd.] - L.: `Energoatomizdat, 1986. - 488 s. 10. Matematika i SAPR: V 2-h kn. Kn. 1. Per. s franc. / P. Shenen [i dr. ] - M.: Mir, 1988. - 204 s.

Поступила 29.09.2011

Ярымбаш Дмитрий Сергеевич, к.т.н.

Севастопольский национальный технический университет  
кафедра судовых и промышленных электромеханических систем  
99053, Севастополь, ул. Университетская, 33  
тел. (066) 9658673, e-mail: yarymbash@rambler.ru

Yarymbash D.S.

#### Identification of furnace loop electrical parameters of power graphitization furnaces.

A method of furnace loop electrical parameters identification for powerful graphitization furnaces using a three-dimensional model of AC electromagnetic-to-thermal energy conversion is introduced. Regression equations for high-accuracy calculation of furnace loop resistance with the basic and rebuilt side bus packs are developed.

**Key words – identification, mathematical model, electrical parameters, graphitization, furnace loop.**

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЕКТОРНО-ТОПОЛОГИЧЕСКОГО МЕТОДА ЭКВИВАЛЕНТНОГО ИСТОЧНИКА (ГЕНЕРАТОРА) ПРИ РАСЧЕТЕ ТРЕХФАЗНЫХ ЦЕПЕЙ

*Запропоновано векторно-топологічний метод розрахунку симетричних та несиметричних трифазних електричних кіл. Показані переваги даного методу порівняно з іншими, такими як векторний та аналітичний. Методика розрахунку викладена в даній статті ілюструється на прикладі розрахунку трифазного електричного кола.*

*Предложенный векторно-топологический метод расчета симметричных и несимметричных трехфазных электрических цепей. Показаны преимущества данного метода по сравнению с другими, такими как векторный, и аналитический. Методика расчета, изложенная в статье, иллюстрируется на примере расчета трехфазной электрической цепи.*

**Постановка проблемы.** При расчете цепей переменного тока используется два способа комплексного расчета: аналитический и векторный (векторно-топологический). Для трехфазной цепи, где источники питания и нагрузки выделяются в отдельные подсистемы, большую эффективность дает применение векторно-топологического подхода, обеспечивающего простоту и наглядность расчета.

В данной статье раскрывается суть метода. На конкретном примере иллюстрируется его практическое применение.

**Анализ литературы** показывает, что в основе расчетов цепей трехфазного тока лежит аналитический метод, в [2, 3] рассматривается векторный метод. Метод эквивалентного генератора рассматривается при расчете сложных цепей постоянного тока [1, 2]. Так, например в [4] приведена методика замещения двухполюсником части схемы, и описано применение теоремы Тэвэнна к расчету цепей переменного тока. В анализированной литературе не встречается использование векторно-топологического метода расчета трехфазных цепей.

**Цель статьи** – предложить применение векторно-топологического метода для расчета трехфазных электрических цепей синусоидального переменного тока с симметричной и несимметричной нагрузкой.

Сформулируем постановку задачи: Дана трехфазная цепь, содержащая систему источников питания и нагрузку. Трехфазные источники питания описываются с помощью фазных потенциалов  $\{\varphi_A, \varphi_B, \varphi_C\}$ . Требуется определить потенциал  $\varphi_b$  некоторой точки в нагрузке. Например, в точке  $O'$  в месте соединения сопротивлений нагрузки, по схеме звезда, и далее, используя  $\varphi_b$  как промежуточный результат, упростить решение задачи (рис. 1).

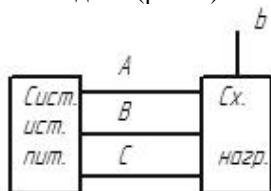


Рис. 1. Схематическое представление схемы

Методика расчета строится на основе применения теоремы эквивалентного замещения активного двухполюсника (метода эквивалентного генератора) в векторно-топологической форме.

Последовательность применения методики следующая:

1. В схеме нагрузок выбираем элемент (двухпо-

люсник)  $Z$ , который с одной стороны подключен к точке  $P$  с известным потенциалом ( $P = \{A, B, C\}$ ), а с другой стороны к точке  $b$ .

Требование к выбору элемента  $Z$  и точки  $b$ :

1. Возможность использования  $\varphi_b$  при решении поставленной задачи.
2. При отключении  $Z$  в точках  $b$  и  $P$  возможность несложного расчета  $\varphi_{bA}$ .

Рассчитываем  $\varphi_{bA}$  и отображаем его на топографической диаграмме. На рис. 2 принято  $P = A$ .

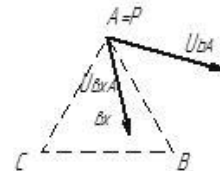


Рис. 2. Представление потенциала  $\varphi_{bA}$  на векторно-топографической диаграмме (ВТД)

2. Замещаем активный двухполюсник относительно полюсов  $b$  и  $A$  эквивалентной схемой с источником напряжения (или с источником тока). На рис. 3 показана схема замещения с источником напряжения.

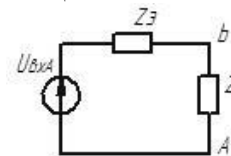


Рис. 3. Замещение активного двухполюсника эквивалентной схемой

Определяем параметры схемы замещения

1. Эквивалентное сопротивление  $Z_Э$  находим при зануленных источниках питания относительно точек  $P$  и  $bx$ .

2. Напряжение эквивалентного ЭДС  $U_{bxA}$  находим в режиме холостого хода (при отключенном сопротивлении  $Z$ ) между точками  $PO$  и  $bx$ .

Ток эквивалентного ЭДС  $I_{bxA}$  находим в режиме короткого замыкания (при закороченном сопротивлении  $Z$ ) через точки  $P$  и  $bx$ . Вектор  $U_{bxA}$  (или  $I_{bxA}$ ) отображаем на ВТД (рис. 2)

3. В схеме замещения рассчитываем вектор  $U_{bA}$  и отображаем его на ВТД.

$$U_{bA} = U_{bxA} \cdot \frac{Z}{Z + Z_Э} \quad (1)$$

Или

$$U_{bA} = I_{bxA} \cdot \frac{Z \cdot Z_Э}{Z + Z_Э} \varphi_b = \varphi_A + \varphi_{bA} \quad (2)$$

На ВТД выполняем операцию

$$\Phi_B = \Phi_A + \Phi_{BA}. \quad (3)$$

В результате находим потенциал  $\Phi_B$ .

**Пример расчета.** В трехфазной электрической цепи с симметричными источниками и прямой последовательностью фазных напряжений определить показания вольтметра  $U_V$  (рис. 4). Исходные данные:  $U_\Phi = 120$  В,  $R = 30$  Ом,  $X_C = 90\sqrt{3}$  Ом.

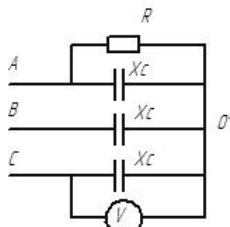


Рис. 4.

Решение.

1. В точках  $A$  и  $O'$  отключаем элемент  $R$ . В результате несимметричная нагрузка становится симметричной с потенциалом  $\Phi_{O'X}$  точки  $O'$  в центре треугольника  $ABC$  потенциалов источников напряжения (рис. 5).

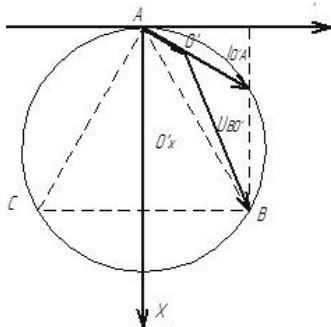


Рис. 5. ВТД для расчета задачи

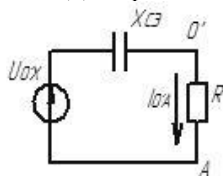


Рис. 6. Схема замещения

2. Относительно полюсов  $A$  и  $O'$  (при отключении сопротивления  $R$ ) строим схему замещения (с источником ЭДС) и определяем ее параметры (рис. 6).

а) напряжение ЭДС  $U_{O'X}$  на ВТД (рис. 5) отображаем в виде вектора между точками  $A$  и  $O'$ . Его величина (модуль) равна  $U_{O'X} = U_\Phi = 120$  В.

б) эквивалентное сопротивление относительно полюсов  $A$  и  $O'$  (при обнуленных источниках питания) находим по формуле

$$X_{C\Sigma} = \frac{X_C}{3} = \frac{90\sqrt{3}}{3} = 30\sqrt{3} \text{ Ом.}$$

3. В схеме замещения находим модуль тока

$$I_{O'A} = \frac{U_{O'XA}}{\sqrt{R^2 + X_{C\Sigma}^2}} = \frac{120}{\sqrt{30^2 + (30\sqrt{3})^2}} = 2 \text{ А.}$$

Угол между вектором тока  $I_{O'X}$

$$\alpha = \arctg \frac{X_{C\Sigma}}{R} = \arctg \frac{30\sqrt{3}}{30} = 60^\circ.$$

Модуль падения напряжения на  $R$

$$U_{O'A} = R \cdot I_{O'A} = 30 \cdot 2 = 60 \text{ В.}$$

4. На ВТД откладываем вектор  $U_{O'A}$  и выполняем операцию суммирования

$$\Phi_{O'} = \Phi_A + U_{O'A}.$$

В результате находим потенциал  $\Phi_{O'}$ , отображаем точкой  $O'$  с координатами

$$X_{O'} = 30 \text{ В, } Y_{O'} = 30\sqrt{3} \text{ В.}$$

В системе координат  $xy$ .

Для определения показания вольтметра вычисляем координаты точки  $B$ , отображаем потенциал  $\Phi_B$

$$X_B = 180 \text{ В, } Y_B = 60\sqrt{3} \text{ В.}$$

Так как вектор напряжения

$$U_{BO} = \Phi_B - \Phi_{O'},$$

то его модуль

$$U_{BO} = U_V = \sqrt{(X_B - X_{O'})^2 + (Y_B - Y_{O'})^2} = \sqrt{(180 - 30)^2 + (60\sqrt{3} - 30\sqrt{3})^2} = 60\sqrt{7} = 158.7 \text{ В.}$$

**Выводы.** Рассмотренная в статье методика расчета трехфазных электрических цепей позволяет снизить сложность расчета трехфазных цепей переменного тока и уменьшить порядок математических действий в данных расчетах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нейман Л.Р., Демирчан К.С. Теоретические основы электротехники. В 2-х т. – Л.: Энергоиздат, 1981.
2. Атабеков Г.И. Основы теории цепей. – М.: Энергия, 1969.
3. Монсуров Н.Н., Попов В.С. Теоретическая электротехника. – М.: Энергия, 1958.
4. Сборник задач по теоретическим основам электротехники: Учеб. пособие для энерг. и приборостр. Спец. Вузov. –3-е изд., перераб. / Бессонов Л.А., Демидова И.Г., Заруди М.Е. и др.: под ред. Бессонова Л.А. – М.: Высш. шк., 1988.

**Bibliography (transliterated):** 1. Neiman L.R., Demirchan K.S. Teoreticheskie osnovy `elektrotehniki. V 2-h t. - L.: `Energoizdat, 1981. 2. Atabekov G.I. Osnovy teorii cepej. - M.: `Energiya, 1969. 3. Monsurov N.N., Popov V.S. Teoreticheskaya `elektrotehnika. - M.: `Energiya, 1958. 4. Sbornik zadach po teoreticheskim osnovam `elektrotehniki: Ucheb. posobie dlya `energ. i priborostr. Spec. Vuzov. -3-e izd., pererab. / Bessonov L.A., Demidova I.G., Zarudi M.E. i dr.: pod. red. Bessonova L.A. - M.: Vyssh. shk., 1988.

Поступила 22.11.2011

*Борисенко Анатолий Николаевич, д.т.н., проф.*

*Трофименко Евгений Сергеевич, к.т.н, доц.*

*Кругол Николай Михайлович*

*Национальный технический университет*

*"Харьковский политехнический институт"*

*кафедра теоретических основ электротехники*

*61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21*

*тел. (057) 7076961, 3153637*

*Borisenko A.N., Trofimenko E.S., Krugol N.M.*

#### **Application of a vector-topological equivalent source (generator) method to three-phase circuit calculation.**

A vector-topological calculation method for balanced and unbalanced three-phase circuits is introduced. Advantages of the method presented as compared with vector and analytical methods are shown. The calculation procedure described in the article is exemplified with calculation of a three-phase circuit.

**Key words – vector-topological method, balanced and unbalanced three-phase circuits, calculation.**

## УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДА ХОУ ДЛЯ РАСЧЕТА ЧАСТИЧНЫХ ЕМКОСТЕЙ СИСТЕМЫ ПРОВОДНИКОВ

*Запропоновано новий спосіб вдосконалення методу Хоу для розрахунку часткових ємностей системи провідників. На прикладі системи паралельних циліндричних провідників показано, що даний метод є більше точним у порівнянні із класичним методом Хоу.*

*Предложено новый способ усовершенствования метода Хоу для расчета частичных емкостей системы проводников. На примере системы параллельных цилиндрических проводников показано, что данный метод является более точным по сравнению с классическим методом Хоу.*

### ВВЕДЕНИЕ

Задача нахождения частичных емкостей в системе проводников может быть строго решена на основе расчета электростатического поля рассматриваемой системы. Для расчета электростатического поля, используя группы формул Максвелла, необходимо знать распределение потенциала и заряда проводников, что не всегда возможно. Поэтому в тех случаях, когда расчет электростатического поля не может быть выполнен, используются специальные методы расчета емкости, основанные на установлении точной или приближенной связи заряда проводника непосредственно с потенциалом его поверхности, среди которых выделяют методы непосредственного определения емкости и вспомогательные методы и оценки. [1]

Методы непосредственного определения емкости применимы в тех случаях, когда проводники расположены в однородной или кусочно-однородной среде. Эти методы основаны на замене каждого из рассматриваемых проводников диэлектрическим телом, имеющим ту же форму, что и проводник, и ту же диэлектрическую проницаемость, что и окружающая среда. При этом вместо неизвестного истинного (равновесного) распределения заряда по поверхности проводника задается некоторое фиктивное распределение заряда по поверхности тела или в его объеме.

Вспомогательные методы основаны на геометрическом преобразовании проводников (при котором значения емкостей остаются постоянными или изменяются известным образом) с целью свести задачу определения емкостей к виду, доступному для расчетов либо методами непосредственного определения емкости, либо путем предварительного расчета электростатического поля; или определяют пределы, в которых находится истинное значение емкости.

Из всех методов расчета емкостей более подробно остановимся на методе средних потенциалов, который позволяет довольно просто определить значения частичных емкостей в системах цилиндрических проводников, применимых, например, в системах беспроводной передачи энергии при помощи тесловских процессов. [2-3]

### УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДА ХОУ

Метод средних потенциалов основан на задании фиктивного распределения заряда по поверхности или в объеме тел, заменяющих проводники. При этом поверхности каждого из тел приписывается постоянный потенциал, равный среднему арифметическому значений потенциала во всех точках поверхности тела ( $U = U_{cp}$ ). Эту величину ( $U_{cp}$ ) называют средним потенциалом поверх-

ности или средним потенциалом проводника.

Наиболее распространенным является допущение о том, что заряд распределен по поверхности тела равномерно. Основанный на этом допущении метод расчета емкости был предложен Г. Хоу и носит его имя.

Реальное распределение заряда вдоль проводника будет отличаться от равномерного, что вносит дополнительную погрешность в расчет частичных емкостей. Равномерное распределение в методе Хоу было принято для упрощения расчета. С развитием вычислительной техники вопросы сложности математических расчетов стоят не так остро, поэтому для увеличения точности можно задаться более сложным законом распределения заряда.

Рассмотрим для примера расчет частичных емкостей в системе проводников рис. 1.

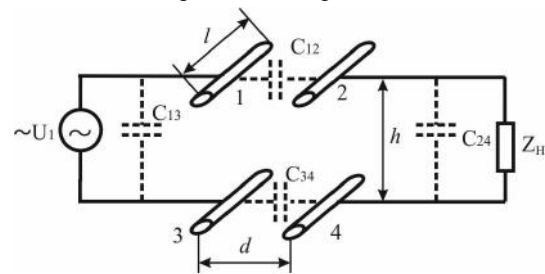


Рис. 1

Для системы проводников потенциалы на поверхности проводников связаны с их зарядами первой группой формул Максвелла:

$$\begin{aligned} U_1 &= \alpha_{11} \cdot Q_1 + \alpha_{12} \cdot Q_2 + \dots + \alpha_{1n} \cdot Q_n; \\ U_2 &= \alpha_{21} \cdot Q_1 + \alpha_{22} \cdot Q_2 + \dots + \alpha_{2n} \cdot Q_n; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\dots$$

$$U_n = \alpha_{n1} \cdot Q_1 + \alpha_{n2} \cdot Q_2 + \dots + \alpha_{nn} \cdot Q_n;$$

где потенциальные коэффициенты  $\alpha_{ij}$  определяются согласно методу средних потенциалов по формулам

$$\alpha_{ij} = -\frac{\varphi_{cp ij}}{Q_{cp i}}; \quad (2)$$

Значение частичных емкостей определяется по формулам [4]

$$C_{ik} = -\frac{\Delta_{ik}}{\Delta}; \quad C_{kk} = \sum_{j=1}^n \frac{\Delta_{kj}}{\Delta}; \quad (3)$$

где  $\Delta$  – определитель матрицы потенциальных коэффициентов;  $\Delta_{ik}$  – алгебраическое дополнение.

Как известно [5] потенциал, создаваемый проводником длиной  $l$  и радиусом  $a$  в точке А (рис.2), определяется выражением:



$$\varphi(x) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_{-l/2}^{l/2} \frac{\tau(x)dx}{\sqrt{y^2 + (x_0 - x)^2}}. \quad (4)$$

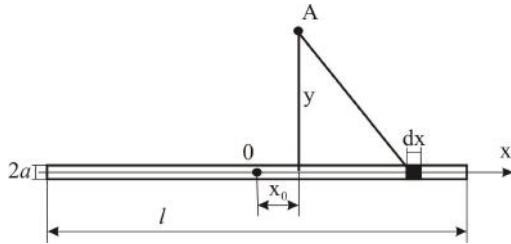


Рис. 2

Пусть линейная плотность заряда непостоянна вдоль проводника, размещенного по оси  $x$ , а определяется выражением:

$$\tau(x) = \tau_0 + \sum_{i=1}^n b_i \cdot x^{2-i} \quad (5)$$

где  $\tau_0$  – линейная плотность заряда в центре проводника;  $b_i$  – коэффициенты аппроксимации;  $n$  – количество членов ряда.

Так как распределение заряда симметрично относительно центра проводника, то при выборе функции распределения учитываем только четные степени  $x$ .

Для нахождения распределения зарядов воспользуемся условием равенства потенциала в любых точках поверхности проводника.

Заряд на малом отрезке проводника  $dx$  можно считать сосредоточенным на оси отрезка, тогда на поверхности проводника потенциал будет равен

$$\varphi(x) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_{-l/2}^{l/2} \frac{\tau(x)dx}{\sqrt{a^2 + (x_0 - x)^2}} \quad (6)$$

Для уменьшения времени затрачиваемого при машинном расчете, лучше перейти к безразмерным величинам

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x}{0,5 \cdot l}; & x'_0 &= \frac{x_0}{0,5 \cdot l}; & a' &= \frac{a}{0,5 \cdot l}; \\ b'_i &= \frac{b_i}{\tau_0}; & d' &= \frac{d}{0,5 \cdot l}; & h' &= \frac{h}{0,5 \cdot l}; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\varphi'(x') = \frac{\varphi(x')}{\tau_0 / 4\pi\epsilon_0} = \int_{-1}^1 \frac{1 + \sum_{i=1}^n b'_i \cdot x'^{2-i}}{\sqrt{a'^2 + (x'_0 - x')^2}} dx' \quad (8)$$

Для нахождения  $b_i$  необходимо задаться количеством членов ряда  $n$ , а также соответствующими координатами выбранных точек  $\bar{X}_\Gamma = (0; x_1; x_2; \dots; x_n)$ , потенциалы которых будут равны между собой. Решая систему полученных уравнений, находим значения  $b_i$

$$\begin{cases} \varphi(0) - \varphi(x_1) = 0; \\ \varphi(x_1) - \varphi(x_2) = 0; \\ \vdots \\ \varphi(x_{n-1}) - \varphi(x_n) = 0, \end{cases} \quad (9)$$

где  $\varphi(x_i)$  – потенциал на поверхности проводника в  $i$ -ой выбранной точке.

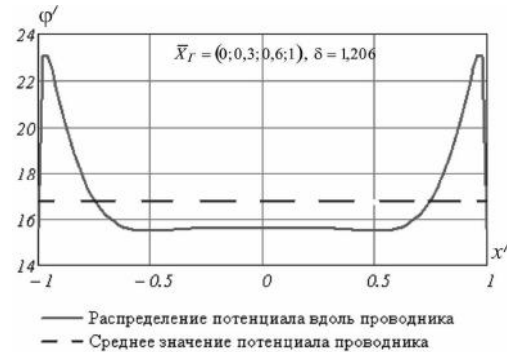
При нахождении коэффициентов  $b_i$  важную роль

играет выбор точек, в которых должно обеспечиваться равенство потенциала, а также количество членов ряда  $n$  (рис. 3).

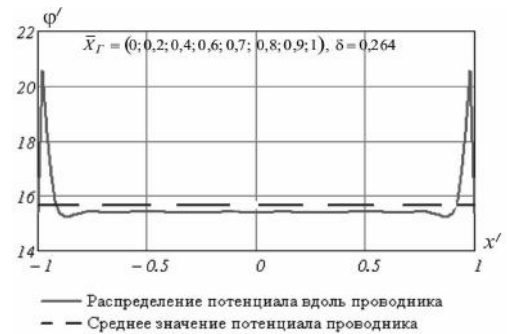
Для определения равномерности распределения потенциала по поверхности проводника воспользуемся среднеквадратичной ошибкой:

$$\delta = \int_0^1 \sqrt{(\varphi'(x') - \varphi'(0))^2} \cdot dx'. \quad (10)$$

Минимальное значение  $\delta$  соответствует наиболее рациональному размещению выбранных точек.



а



б

Рис. 3

На рис. 4 показано распределение потенциала вдоль проводника при  $n = 12$  для следующих точек  $\bar{X}_\Gamma = (0; 0,08; 0,16; 0,24; 0,32; 0,4; 0,48; 0,81; 0,86; 0,87; 0,94; 0,97)$ . В данном случае среднеквадратичная ошибка  $\delta$  не превышает 2 %, распределение потенциала по поверхности практически равномерно, а коэффициенты  $b_i$  имеют следующие значения для  $a = 1$  мм,  $l = 30$  см,  $h = 30$  см,  $d = 3$  см:

$$\begin{aligned} b'_1 &= 0,073; & b'_2 &= 0,044; & b'_3 &= 0,055; & b'_4 &= -0,552; \\ b'_5 &= 7,496; & b'_6 &= -52,493; & b'_7 &= 208,573; & b'_8 &= -474,686; \\ b'_9 &= 612,359; & b'_{10} &= -416,263; & b'_{11} &= 115,988. \end{aligned}$$

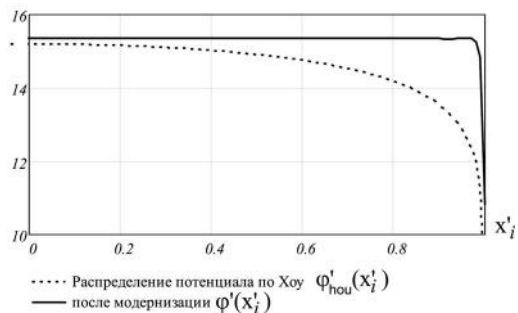


Рис. 4

После определения коэффициентов  $b_i$ ; средний заряд проводника определяется по формуле:

$$Q_{\text{ср}} = \int_{-0,5l}^{0,5l} \tau(x) \cdot dx = \tau_0 \cdot \frac{l}{2} \cdot \int_{-1}^1 \left( 1 + \sum_{i=1}^n b'_i \cdot x'^{2i} \right) dx' \quad (11)$$

График распределения заряда вдоль проводника представлен на рис. 5.

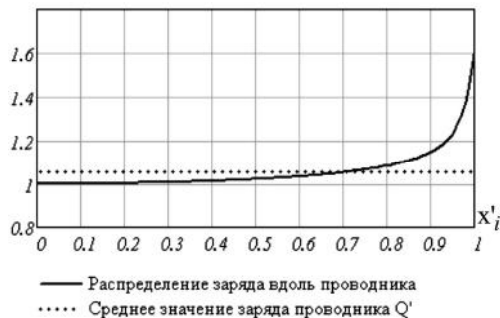


Рис. 5

Для системы проводников рис. 1, учитывая, что все проводники одинаковы и расположены параллельно друг другу, потенциал, создаваемый зарядом проводника 1 в точке  $x'_0$  на поверхности проводников 2, 3 и 4 соответственно, будет равняться

$$\begin{aligned} \Phi'_{12}(x'_0) &= \int_{-1}^1 \frac{1 + \sum_{i=1}^n b'_i \cdot x'^{2i}}{\sqrt{d'^2 + (x'_0 - x')^2}} dx'; \\ \Phi'_{13}(x'_0) &= \int_{-1}^1 \frac{1 + \sum_{i=1}^n b'_i \cdot x'^{2i}}{\sqrt{h'^2 + (x'_0 - x')^2}} dx'; \\ \Phi'_{14}(x'_0) &= \int_{-1}^1 \frac{1 + \sum_{i=1}^n b'_i \cdot x'^{2i}}{\sqrt{d'^2 + h'^2 + (x'_0 - x')^2}} dx'. \end{aligned} \quad (12)$$

Средние значения потенциалов на поверхности проводников 2, 3 и 4 соответственно, будут равняться

$$\begin{aligned} \Phi'_{\text{ср}12} &= \int_0^1 \Phi'_{12}(x'_0) dx'_0; \\ \Phi'_{\text{ср}13} &= \int_0^1 \Phi'_{13}(x'_0) dx'_0; \quad \Phi'_{\text{ср}14} = \int_0^1 \Phi'_{14}(x'_0) dx'_0. \end{aligned} \quad (13)$$

Используя полученные формулы для определения средних зарядов и потенциалов, можно определить потенциальные коэффициенты, по которым рассчитать частичные емкости.

Результаты расчета частичных емкостей для системы проводников (рис. 1) при  $a = 1$  мм,  $l = 30$  см,  $h = 30$  см,  $d = 3$  см для классического метода Хоу и усовершенствованного представлены в табл. 1.

Таблица 1

| Частичная емкость   | $C_{11}$ , пФ | $C_{12}$ , пФ | $C_{13}$ , пФ | $C_{14}$ , пФ |
|---------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| Метод Хоу           | 1,617         | 0,7066        | 0,08979       | 0,08852       |
| усовершенствованный | 1,626         | 0,7071        | 0,09062       | 0,08934       |

## ВЫВОДЫ

Предложен новый способ усовершенствования метода средних потенциалов, который предполагает использование более сложного закона распределения заряда вдоль проводника.

Предложенный способ проиллюстрирован на примере расчета частичных емкостей в системе параллельных цилиндрических проводников.

Оказалось, что величина частичных емкостей в данном случае выше, чем в классическом методе Хоу. Известно, что классический метод Хоу дает заниженное значение емкости [1], поэтому предлагаемые усовершенствования позволяют повысить точность определения частичных емкостей в системе многих проводников.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иоссель Ю.Я., Кочанов Э.С., Струнский М.Г. Расчет электрической ёмкости. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 288 с.
2. Пентегов И.В., Приступа А.Л. О возможности беспроводной передачи энергии с помощью тесловских процессов // Техническая электродинамика. – 2005. – № 3. – С. 11-15.
3. Пентегов И.В., Приступа А.Л. Аналіз теслівських процесів при передачі енергії без проводів // Вісник Чернігівського державного технологічного університету. Збірник. – 2005. – № 25. – С. 116-122.
4. Шимони К. Теоретическая электротехника. – М.: Мир, 1964. – 775 с.
5. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм. – М.: Высш. шк., 1983. – 463 с.

**Bibliography (transliterated):** 1. Iossel' Yu.Ya., Kochanov `E.S., Strunskij M.G. Raschet `elektricheskoy emkosti. - L.: `Energoizdat, 1981. - 288 s. 2. Pentegov I.V., Pristupa A.L. O vozmozhnosti besprovodnoj peredachi `energii s pomosh'yu teslovskih processov // Tehnicheskaya `elektrodinamika. - 2005. - № 3. - S. 11-15. 3. Pentegov I.V., Pristupa A.L. Analiz teslivs'kih procesiv pri peredachi energii bez provodiv // Visnik Chernigivs'kogo derzhavnogo tehnologichnogo universitetu. Zbirnik. - 2005. - № 25. - S. 116-122. 4. Shimoni K. Teoreticheskaya `elektrotehnika. - M.: Mir, 1964. - 775 s. 5. Matveev A.N. `Elektrichestvo i magnetizm. - M.: Vyssh. shk., 1983. - 463 s.

Поступила 14.10.2011

*Пентегов Игорь Владимирович, д.т.н., проф.*

Институт электросварки им. Е.О.Патона  
отдел электротермии  
03680, Киев-150, ул. Боженко, 11  
тел. (044) 287-23-88, e-mail: i.v.pentegov@gmail.com

*Приступа Анатолий Леонидович, к.т.н.*

Черниговский государственный технологический университет  
кафедра физики  
14000, Чернигов, ул. Шевченко, 95  
тел. (04622) 3-22-99, e-mail: prystol@ukr.net

*Pentegov I.V., Prystupa A.L.*

### An improved Hou method for calculation of partial capacitance of a system of conductors.

The paper presents a new procedure for improving Hou method for calculating partial capacitance of a system of conductors. With an example of a system of parallel cylindrical conductors, it is shown that this method is more accurate than the classical Hou method.

**Key words** – Tesla processes, wireless transmission, Maxwell's equations, partial capacitance.

## МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ НАСИЧЕНОГО ТРИФАЗНОГО АСИНХРОННОГО МОТОРА В ОДНОФАЗНОМУ СТАНІ

*Пропонується математична модель насиченого трифазного асинхронного мотора в однофазному стані. Диференціальні рівняння електромеханічного стану записано в нормальній формі Коші. Наводяться результати розрахунку на ЕОМ перехідних процесів.*

*Предлагается математическая модель насыщенного трехфазного асинхронного двигателя в однофазном режиме. Дифференциальные уравнения электромеханического состояния записаны в нормальной форме Коши. Приводятся результаты расчета на ЭВМ переходных процессов.*

### ВСТУП

Однофазний стан насиченого трифазного асинхронного мотора – достатньо частий випадок в практиці експлуатації електричних машин. Він може бути наперед передбачуваний за відсутності трифазного джерела живлення, а може бути як аварійний у робочому стані за трифазного живлення. Математична модель такого стану роботи призначена для аналізу роботи мотора автономно, так і як елемента складної системи. Вона узагальнює роботу [1] на випадок складнішого фізичного процесу, яким є явище насичення головного магнетного кола.

### МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ

Тут, як і в [1] математичну модель насиченого трифазного асинхронного мотора в однофазному стані одержимо, виходячи з відомої добре апробованої на практиці моделі трифазного стану мотора. Найзручнішою тут є *L*-модель у косогональних координатах [1, 2]. За таких умов диференціальні рівняння згадуваної математичної моделі в розгорнутому вигляді приймають вигляд (обмотка ротора за числом витків вважається приведеною до числа витків обмотки статора) [2]

$$\begin{matrix} \begin{matrix} l_s + l_A & l_{AB} & l_A & l_{AB} \\ l_{BA} & l_s + l_B & l_{BA} & l_B \\ l_A & l_{AB} & l_R + l_A & l_{AB} \\ l_{BA} & l_B & l_{BA} & l_R + l_B \end{matrix} & \frac{d}{dt} & \begin{matrix} i_{SA} \\ i_{SB} \\ i_{RA} \\ i_{RB} \end{matrix} = \\ \begin{matrix} u_{SA} - ((2r_{SA} + r_{SC})i_{SA} + (r_{SC} - r_{SB})i_{SB})/3 \\ u_{SB} - ((r_{SC} - r_{SA})i_{SA} + (2r_{SB} - r_{SC})i_{SB})/3 \\ -\omega(\Psi_{RA} + 2\Psi_{RB})/\sqrt{3} - r_R i_{RA} \\ \omega(2\Psi_{RA} + \Psi_{RB})/\sqrt{3} - r_R i_{RB} \end{matrix} \end{matrix} \quad (1)$$

де  $i_{SA}, i_{SB}$  – фазні струми обмотки статора за умови, що  $i_{SC} = -i_{SA} - i_{SB}$ ;  $u_{SA}, u_{SB}$  – фазні напруги обмотки статора;  $i_{RA}, i_{RB}$  – перетворені струми обмотки ротора;  $\Psi_{RA}, \Psi_{RB}$  – перетворені повні потокозчеплення обмотки ротора;  $\omega$  – кутова швидкість ротора в ел.рад./с;  $l_A, l_B, l_{AB}, l_{BA}$  – диференціальні індуктивності, вони є функціями магнетного стану мотора;  $l_s, l_r$  – індуктивності дисипації обмоток статора й ротора;  $r_s, r_r$  – резистивні опори обмотки статора й ротора, тут

$$u_{SA} = U_m \sin \omega_0 t; \quad u_{SB} = U_m \sin(\omega_0 t - 2\pi/3), \quad (2)$$

де  $U_m$  – амплітуда мережі живлення;  $\omega_0$  – її кутова частота.

Повні потокозчеплення обмотки ротора шукаємо у звичайний спосіб

$$\Psi_{Rk} (k = A, B) = (i_{Sk} + i_{Rk})/\tau + i_{Rk}/\alpha_R; \quad (3)$$

де  $\tau$  – обернена основна статична індуктивність мотора;  $\alpha_s = 1/l_s$ ;  $\alpha_r = 1/l_r$  – обернені індуктивності дисипації обмотки статора й ротора.

Алгоритм обчислення диференціальних індуктивностей ми тут не подаватимемо, бо модель (1) нами не буде на завершальному етапі використовуватись. При потребі його можна знайти в [2].

Якщо тепер від першого рядка рівняння (1) відняти другий і накласти умову обриву фази С:  $i_{SB} = -i_{SA} = -i_s$ , то одержимо рівняння електромагнетного стану мотора [1] у вигляді

$$\begin{matrix} \begin{matrix} l_A + l_B - l_{AB} - l_{BA} + 2l_s & l_A - l_{BA} & l_{AB} - l_B \\ l_A - l_{AB} & l_A + l_R & l_{AB} \\ l_{BA} - l_B & l_{BA} & l_B + l_R \end{matrix} & \frac{d}{dt} & \begin{matrix} i_s \\ i_{RA} \\ i_{RB} \end{matrix} = \end{matrix} \quad (4)$$

$$\begin{matrix} \sqrt{3}U_m \sin(\omega t + 30^\circ) - (r_{SA} + r_{SB})i_s \\ -\omega(\Psi_{RA} + 2\Psi_{RB})/\sqrt{3} - r_R i_{RA} \\ \omega(2\Psi_{RA} + \Psi_{RB})/\sqrt{3} - r_R i_{RB} \end{matrix}$$

Рівняння електромагнетного стану мотора треба доповнити рівняннями механічного руху (штивністю і дисипацією механічних ланок, – як це прийнято в теорії електричних машин, – нехтуємо) [1, 2]

$$\frac{d\omega}{dt} = p_0(M_E - M)/J, \quad (5)$$

де  $M = M(\omega, t)$  – механічний момент;  $J$  – момент інерції;  $p_0$  – кількість пар магнетних полюсів машини;  $M_E$  – електромагнетний момент [1]

$$M_E = -\sqrt{3}p_0 i_s (i_{RA} + i_{RB})/\tau. \quad (6)$$

Диференціальні рівняння (4), (5) – шукана *L*-модель однофазного стану трифазного асинхронного мотора. Незручність її в тому, що в процесі числового інтегрування за явним принципом виникає потреба на кожному часовому кроці обертати матрицю коефіцієнтів. Це не тільки ускладнює обчислювальний процес, але, що основне, приводить до суттєвого зменшення точності в результаті чого ми втрачаємо можливість аналізу тривалих перехідних процесів. Тому обернемо матрицю диференціальних індуктивностей аналітично. В результаті одержимо шукану *A*-модель

$$\frac{d}{dt} \begin{matrix} i_s \\ i_{RA} \\ i_{RB} \end{matrix} = q \begin{matrix} 1 & A_{SA} & A_{SB} \\ A_{AS} & A_A & A_{AB} \\ A_{BS} & A_{BA} & A_B \end{matrix} \times \quad (7)$$

$$\begin{matrix} \sqrt{3}U_m \sin(\omega t + 30^\circ) - (r_{SA} + r_{SB})i_s \\ -\omega(\Psi_{RA} + 2\Psi_{RB})/\sqrt{3} - r_R i_{RA} \\ \omega(2\Psi_{RA} + \Psi_{RB})/\sqrt{3} - r_R i_{RB} \end{matrix}$$

Тут  $A$ -коефіцієнти мають вигляд

$$\begin{aligned} A_{SA} &= -c_2c_5 - c_3c_8; & A_{SB} &= -c_2c_6 - c_3c_9; \\ A_{AS} &= -c_5c_4 - c_6c_7; & A_{BS} &= -c_8c_4 - c_9c_7; \\ A_A &= c_5/q + A_{AS}A_{SA}; & A_{AB} &= c_6/q + A_{AS}A_{SB}; \\ A_{BA} &= c_8/q + A_{BS}A_{SA}; & A_B &= c_9/q + A_{BS}A_{SB}; \\ q &= 1/(c_1 + c_4A_{SA} + c_7A_{SB}), \end{aligned} \quad (8)$$

де

$$\begin{aligned} \Delta &= g_1g_2; & c_1 &= c_2 - c_3 + 2/\alpha_s; & c_2 &= b(2d_1 - d_3 - d_2) + 1/\tau; \\ c_3 &= b(d_1 + d_3 - 2d_2) - 1/\tau; & c_4 &= \Delta(c_6 + c_9) - 1/\alpha_R; \\ c_5 &= b(2d_2 + d_3)/\Delta + 1/g_1; & c_6 &= -b(d_1 + 2d_3)/\Delta; \\ c_7 &= -\Delta(c_5 + c_8) + 1/\alpha_R; & c_8 &= -b(d_2 + 2d_3)/\Delta; \\ c_9 &= b(2d_2 + d_3)/\Delta + 1/g_1; & d_1 &= i_A^2, & d_2 &= i_B^2, & d_3 &= i_{A'B}; \\ b &= \frac{2}{3} \left( \frac{1}{\rho} - \frac{1}{\tau} \right) \frac{1}{i_m^2}; & g_1 &= \frac{1}{\rho} + \frac{1}{\alpha_R}; & g_2 &= \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\alpha_R}, \end{aligned} \quad (9)$$

причому  $\tau, \rho$  – обернені статична й диференціальна індуктивності, їх знаходимо за характеристикою намагнечування (холостого стану) машини як:

$$\tau = \left[ \frac{\Psi_m(i_m)}{i_m} \right]^{-1}; \quad \rho = \left[ \frac{d\Psi_m(i_m)}{di_m} \right]^{-1}, \quad (10)$$

де  $i_m$  – модуль просторового вектора намагнечувальних струмів

$$i_m = 2\sqrt{(i_A^2 + i_{A'B}^2 + i_B^2)/3}; \quad i_A = i_S + i_{RA}; \quad i_B = -i_S + i_{RB}. \quad (11)$$

Сумісному інтегруванню підлягає система диференціальних рівнянь електромеханічного стану (5), (7). Вхідними даними є:  $r_s, r_r, \alpha_s, \alpha_r, p_0, J$ , а також намагнечувальна крива  $\Psi_m(i_m)$ , і вхідні сигнали:  $U_m, \omega_0, M(\omega, t)$ .

У випадку відсутності насичення ( $\tau = \rho = \alpha_m$ ) матриця коефіцієнтів рівняння (7) зводиться до відповідної матриці [1]

$$A = \frac{T}{2} \begin{bmatrix} \alpha_s(\alpha_r + \alpha_m) & -\alpha_s\alpha_r & \dots \\ -\alpha_s\alpha_r & \frac{\alpha_r}{\alpha_r + \alpha_m} \left( \alpha_s\alpha_r + \frac{2\alpha_m}{T} \right) & \dots \\ \alpha_s\alpha_r & -\frac{\alpha_s\alpha_r^2}{\alpha_r + \alpha_m} & \dots \end{bmatrix} \quad (12)$$

$$\begin{bmatrix} \dots & \alpha_s\alpha_r \\ \dots & -\frac{\alpha_s\alpha_r^2}{\alpha_r + \alpha_m} \\ \dots & \frac{\alpha_r}{\alpha_r + \alpha_m} \left( \alpha_s\alpha_r + \frac{2\alpha_m}{T} \right) \end{bmatrix},$$

де  $T = 1/(\alpha_s + \alpha_r + \alpha_m)$ .

### РЕЗУЛЬТАТИ СИМУЛЯЦІЇ

Результати сумісного інтегрування (5), (7), ілюструють часові залежності кутової швидкості статора модельного ненавантаженого асинхронного мотора що показані на рис. 1. Перехідний стан здійснений при ненульовій початковій швидкості.

Перехідний процес засвідчує успішний запуск мотора до усталеної робочої швидкості.

### ВИСНОВОК

Запропонована математична модель дає можливість аналізувати перехідні процеси роботи мотора від однофазного живлення. Вона враховує явище

насичення. Її легко адаптувати на глибокопазні мотори, якщо доповнити рівняннями квазістационарного електромагнетного поля, що описують поверхневий процес у пазовому просторі обмотки ротора [3].

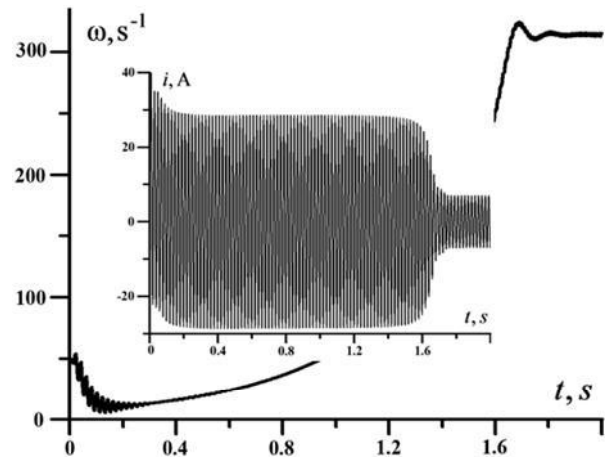


Рис. 1. Залежність  $\omega = \omega(t)$  і  $i_s = i_s(t)$ , при  $\omega(0) = 50$  рад. за с

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Чабан В.Й., Гоголь З.І. Математична модель трифазного асинхронного мотора в однофазному стані // Електротехніка й електромеханіка. – 2011. – № 3. – С. 43-45.
2. Чабан В.Й. Математичне моделювання електромеханічних процесів. – Львів, 1997. – 344 с.
3. Чабан В.Й. Математичне моделювання в електротехніці. – Л.: Вид-во Тараса Сороки, 2010. – 508 с.

**Bibliography (transliterated):** 1. Chaban V.J., Gogol' Z.I. Matematichna model' trifaznogo asinhronnogo motora v odnofaznomu stani // Elektrotehnika j elektromehaniika. - 2011. - № 3. - S. 43-45. 2. Chaban V.J. Matematichne modelyuvannya elektromehaniichnih procesiv. - L'viv, 1997. - 344 s. 3. Chaban V.J. Matematichne modelyuvannya v elektrotehnicji. -L.: Vid-vo Tarasa Soroki, 2010.-508 s.

Надійшла 28.07.2011

Чабан Василь Йосипович, д.т.н., проф.  
Національний університет "Львівська політехніка"  
й Ряшівський університет  
79021, Львів, вул. Кульпарківська, 142, кв. 33.  
тел: (067) 7202181, e-mail: vtchaban@polynet.lviv.ua

Костючко Сергій Миколайович, аспірант  
Національний університет "Львівська політехніка"  
45500, Волинська обл., Локачинський р-н., Локачі,  
вул. Польова, 4  
тел: (068) 5635757, e-mail: siriussk@mail.ru

Чабан Остап Васильович, к.т.н., доц.  
Національний університет "Львівська політехніка"  
79021, Львів, вул. Лазаренка, 38, кв. 14  
тел: (067) 6734482

Tchaban V.Y., Kostyuchko S.M., Tchaban O.V.  
**A mathematical model of a saturated three-phase asynchronous motor in a single-phase state.**

In the paper, a mathematical model of a saturated three-phase asynchronous motor in a single-phase state is presented. Differential equations of electromechanical state are given in Cauchy's normal form. Results of transient process computation are given.

**Key words – three-phase asynchronous motor, single-phase state, mathematical model.**

М.И. Баранов

## УТОЧНЕННАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА ПОСТОЯННОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

*Надано уточнена модель внутрішнього електричного джерела біполярного постійного магнітного поля (ПМП) Землі. Дана модель джерела геомагнітного поля побудована на кругових надмірних електронних струмах напіврідкої мантії Землі. На основі запропонованої моделі виконана чисельна оцінка ПМП в області магнітних полюсів і у екватора Землі. Проведено порівняння отриманих розрахункових і відомих досвідчених даних для індукції геомагнітного поля.*

*Приведена уточненная модель внутреннего электрического источника биполярного постоянного магнитного поля (ПМП) Земли. Данная модель источника геомагнитного поля построена на круговых избыточных электронных токах полужидкой мантии Земли. На основе предложенной модели выполнена численная оценка ПМП в области магнитных полюсов и у экватора Земли. Произведено сравнение полученных расчетных и известных опытных данных для индукции геомагнитного поля.*

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время согласно обширным данным геофизических наблюдений известно, что геомагнитное поле планеты Земля носит биполярный характер и характеризуется на ее экваторе усредненным значением индукции примерно в 50 мкТл [1, 2]. Земная магнитосфера, простирающаяся на расстояние около десяти радиусов Земли от ее наружной поверхности (до  $7 \cdot 10^7$  м) [2] и выполняющая роль защитного слоя (экрана) нашей планеты, подвержена электромагнитному и динамическому воздействию направленной от Солнца высококоряженной солнечной плазмы ("солнечного ветра"). Потоки солнечной плазмы могут приводить к изменению магнитной индукции геомагнитного поля до 1 мкТл, что в геофизике принято называть "магнитными бурями" [2]. Такие вариации геомагнитного поля в области высоких северных широт Земли вызывают появление полярных сияний. Как электрофизик автор склонен считать, что благодаря именно постоянному магнитному полю (ПМП) на нашей или иной планете вселенной оказывается возможным наличие атмосферы и соответственно существование живых существ на ней. Без наличия вокруг любой планеты ПМП и соответственно ее магнитосферы потоки солнечной (звездной) плазмы будут разрушать и уничтожать атмосферу планеты. А если нет атмосферы вокруг планеты, то нет на ней и биологической жизни. Чем же обуславливается геомагнитное поле? Какой электрический источник лежит в основе ПМП Земли? Вот те непростые вопросы, убедительного ответа на которые нет у человечества до сих пор. В соответствии с известными на сегодня в мире геофизическими данными внешнее ПМП планеты Земля приближенно можно представить в виде суперпозиции двух полей [1]: во-первых, практически не изменяющегося во времени ПМП, обусловленного электрическим источником, находящимся внутри Земли (*поле внутреннего источника геомагнетизма*), и, во-вторых, изменяющегося во времени поля, вызываемого электронно-ионными токами, протекающими вне Земли в области ее магнито- и ионосферы (*поле внешнего источника геомагнетизма*). Определяющей составляющей для напряженности геомагнитного по-

ля является та, которая вызвана внутренним электрическим источником ее магнетизма [2, 3]. Имеющиеся сейчас математические модели внутреннего источника земного магнетизма (например, построенные на теории гидромагнитного динамо в жидкой металлической субстанции ядра Земли [4, 5] или теории гравитационных электрических зарядов массы Земли [6]), на взгляд автора, носят явно гипотетический характер и не могут считаться единственно достоверными и адекватно отражающими электромагнитные процессы, протекающие внутри и снаружи Земли. В поисковых работах [7-9] были представлены новые приближенные модели внутреннего электрического источника ПМП Земли, базирующиеся, как показала в дальнейшем более углубленная литературная проработка в рамках рассматриваемой электромагнитной проблематики, на высказанной еще в 19 веке и долгие годы физико-математически никем не реализованной идее выдающегося французского физика Андре Ампера. Суть этой идеи заключается в том, что магнитное поле Земли вызывается ее круговыми постоянными электрическими токами [4, 6]. Автор в [7-9] свои приближенные расчетные модели ПМП Земли построил на протекающих в наружных сферических слоях полужидкой электропроводящей мантии именно круговых постоянных избыточных электронных (ионных) токов. При этом в [7-9] был описан и возможный механизм появления в полужидкой мантии этих круговых избыточных постоянных токов. Поэтому несмотря на то, что в научном мире явлению геомагнетизма посвящен большой объем исследований, до сих пор в этой геофизической области актуальным вопросом остается физический механизм возникновения и поддержания главного ПМП Земли, вызываемого внутренним электрическим источником геомагнетизма. В связи с этим определенный научный и практический интерес в области геомагнетизма представляет уточненное описание вероятного электрофизического механизма, обозначенного в [7-9] и лежащего в основе внутреннего источника земного магнетизма и появления у равномерно вращающейся вокруг своей оси и Солнца планеты Земля биполярного ПМП, стабильно генерируемого ею вот уже многие миллионы лет.



## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОСТОЯННОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим в сферической системе координат движущуюся в космическом пространстве со скоростью около  $v_3=29 \cdot 10^3$  м/с по своей геостационарной орбите планету Земля, имеющую, как известно, примерно сферическую форму. Считаем, что ось  $OZ$ , соответствующая оси кругового вращения Земли (см. рисунок) и перпендикулярная плоскости земной орбиты (плоскости эклиптики), по отношению к нормали плоскости небесного экватора составляет известный в астрономии угол, равный около  $23^\circ 27'$  [2]. На основании данных геофизики применительно к решаемой задаче магнитостатики полагаем, что внутренняя структура Земли содержит следующие три основные сферические части [1,3]: а) *твердую кору* в виде тонкой однородной немагнитной слабо электропроводной оболочки, толщина  $h_k$  смеси геологических пород и тектонических плит которой по порядку величины составляет в среднем не более  $10^5$  м и является значительно меньшей чем наружный радиус Земли  $R_3$ , равный около  $6,4 \cdot 10^6$  м [2]; б) *вязкую полужидкую (полутвердую) мантию*, содержащую электропроводящие расплавы металлов и минералов наружным радиусом  $R_p$  [4]; в) *жидкое металлическое ядро*, наружный радиус которого  $R_d$  составляет около  $3,5 \cdot 10^6$  м, а его температура равна не менее  $5 \cdot 10^3$  °С [4]. В рамках рассматриваемой модели влиянием вихревых потоков расплава мантии, мало изученных на сегодня физических процессов внутри ядра на характеристики мантии и неоднородностью ПМП снаружи Земли вблизи ее сферической поверхности пренебрегаем. В этой связи земную мантию при оценочных расчетах биполярного ПМП внутри (снаружи) планеты Земля принимаем в виде однослойного немагнитного электропроводящего полужидкого расплава сферической формы с ламинарным течением его слоев, имеющего наружный радиус  $R_p=(R_3-h_k)=6,3 \cdot 10^6$  м и характеризующегося из-за наличия высокотемпературного жидкого металлического ядра Земли своим резко неоднородным по радиусу тепловым состоянием.

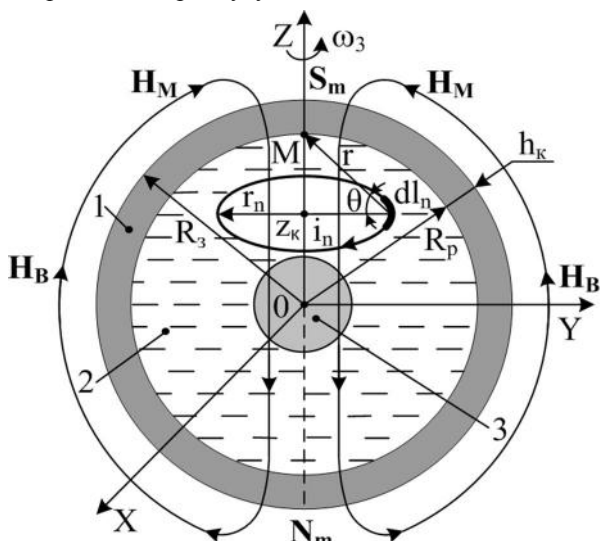


Рис. 1. Расчетная схема уточненной модели внутреннего электрического источника биполярного ПМП планеты Земля (1 – твердая кора; 2 – полужидкая мантия; 3 – жидкое ядро)

В наличии внешней твердой коры у Земли легко убеждается практически ежедневно каждый житель нашей планеты, а подтверждением наличия у Земли расплава мантии могут служить известные геофизические данные, относящиеся к повышению температуры горных пород при вертикальном опускании в глубь Земли (в среднем на  $1^\circ\text{C}$  на каждые 33 м) и извержениям ее надводных (подводных) вулканов, сопровождающимся выходом наружу мощных потоков лавы из расплавленных вулканических пород – магмы температурой примерно  $2000^\circ\text{C}$  [1, 2]. Допускаем, что из-за явления термоэлектронной эмиссии [10, 11] и возможного радиального движения от вращающегося центрального жидкого ядра Земли к периферии также вращающейся мантии нашей планеты потока свободных электронов (например, из-за действия на них силы Лоренца и резко неоднородного по радиусу мантии температурного поля) в наружном слое полужидкой электропроводящей мантии присутствуют в избытке многочисленные свободные нерелятивистские электроны. Считаем, что эти электроны хаотично перемещаются между ионами расплава мантии с тепловой скоростью, определяемой их энергией Ферми, и имеют элементарный отрицательный электрический заряд, численно равный по модулю  $e_0=1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл [12]. Пусть усредненная объемная плотность (концентрация)  $n_{e0}$  свободных электронов в наружном слое расплава земной мантии численно составляет величину, равную около  $5 \cdot 10^{27}$  м<sup>-3</sup>, что примерно в 30 раз меньше концентрации свободных электронов в твердом электропроводном железе  $Fe$  [13, 14]. Принимаем, что как твердая кора Земли совершает круговое вращение, так и сферические части ее вязкой (полужидкой) мантии и расплавленного ядра осуществляют круговое относительно оси  $OZ$  равномерное движение против часовой стрелки (с запада на восток) с постоянной круговой частотой  $\omega_3$  и с периодом обращения, соответствующим их одному полному обороту за земные сутки и численно равным  $T_3=2\pi/\omega_3=86,4 \cdot 10^3$  с. Ограничимся рассмотрением внутреннего источника постоянного геомагнитного поля, обуславливаемого радиальным дрейфом свободных электронов жидкого ядра и полужидкой мантии и предположительно расположенного в наружной сферической области полужидкой мантии Земли.

## 2. РАСЧЕТ КРУГОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ТОКОВ ПОЛУЖИДКОЙ МАНТИИ ЗЕМЛИ

В рассматриваемом нерелятивистском приближении ( $v_3 \ll v_c$ , где  $v_c=3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в вакууме [12]) исследуемые нами электрофизические процессы будут инвариантны и не будут зависеть от выбора инерциальной системы отсчета, привязанной выше к центру Земли. Расчетную модель избыточных постоянных электрических токов, круговым образом протекающих в тонком наружном сферическом слое полужидкой и вращающейся совместно с твердой корой Земли с постоянной круговой частотой  $\omega_3=2\pi/T_3$  земной мантии построим на основе кольцевого однонаправленного движения ее отрицательно заряженных избыточных свободных электронов, осуществляющих один полный оборот вокруг оси  $OZ$  за

время  $T_3=86,4 \cdot 10^3$  с. При этом примем во внимание то обстоятельство, что в теории электричества (электротехнике) за положительное направление электрического тока принимается направление движения положительно заряженных частиц [12]. Поэтому круговые избыточные электронные токи  $i_n$  реально вращающегося против часовой стрелки (с запада на восток) тонкого наружного слоя полужидкого расплава мантии Земли, пространственно локализованные под ее твердой корой на окружностях текущим радиусом  $r_n$ , при дальнейших электромагнитных расчетах будут согласно прилагаемому рисунку направлены в противоположную сторону – по часовой стрелке (с востока на запад). Выполним первоначально приближенную оценку усредненного взаимного расстояния  $a_p$  между соседними свободными электронами вращающейся с частотой  $\omega_3$  тонкой сферической оболочки полужидкого расплава мантии Земли. В рассматриваемом упрощенном случае возникновения и функционирования внутреннего электрического источника геомагнетизма для искомой величины  $a_p$  в полужидком электропроводящем расплаве мантии Земли имеем [14]:

$$a_p = n e_0^{-1/3}. \quad (1)$$

Подставив в (1) принятое для полужидкого электропроводящего расплава мантии численное значение объемной плотности его носителей электричества  $n_{e0}=5 \cdot 10^{27}$  м<sup>-3</sup>, для  $a_p$  получим величину, равную около  $0,59 \cdot 10^{-9}$  м. Далее найдем модуль величины элементарного кругового электронного тока  $i_{e0}$  во вращающемся слое полужидкого расплава мантии, обусловленного кольцевым движением вокруг оси  $OZ$  его одного свободного электрона, в следующем виде [15]:

$$i_{e0} = e_0 / T_3. \quad (2)$$

Выделив во вращающейся наружной полый сфере полужидкого электропроводящего расплава мантии толщиной  $(R_N - R_n)$  в плоскости, параллельной плоскости экватора Земли, кольцевой электрический контур с текущим радиусом  $r_n \in [R_n, R_N]$ , с учетом (2) для его кругового избыточного электронного тока проводимости  $i_n$  запишем расчетное выражение вида:

$$i_n = 2\pi r_n i_{e0} / a_p, \quad (3)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots, N$  – номер сверхтонкого круглого контура во вращающемся слое полужидкого электропроводящего расплава мантии с постоянным электронным током, начиная с внутренней поверхности этого слоя ( $n=1$ ) и заканчивая твердой корой Земли ( $n=N=(R_N - R_n)/a_p$ ;  $R_N=(R_p^2 - z_k^2)^{1/2}$ ;  $z_k$  – расстояние между параллельными плоскостями сверхтонких кольцевых электрических контуров произвольным радиусом  $r_n$  с током проводимости  $i_n$  и экватора планеты Земля).

В соответствии с исследуемой здесь приближенной моделью внутреннего электрического источника земного магнетизма вращающаяся вокруг оси  $OZ$  незначительная часть полужидкого расплава мантии, примыкающая к твердой коре Земли, будет содержать в себе по высоте этого расплава (вдоль оси  $OZ$ ) с учетом верхнего (северного) и нижнего (южного) полушарий Земли суммарное число кольцевых коаксиальных электрических контуров с электронным током  $i_n$ , примерно равное  $K=\pi R_p/a_p$ . Остановимся далее на рас-

смотрении наиболее простого для внутреннего электрического источника геомагнетизма случая, соответствующего сверхтонкой сферической оболочке вращающегося совместно с твердой корой полужидкого расплава мантии ( $r_n=R_N$ ). Тогда на основании соотношений (2) и (3) для суммарного избыточного кругового постоянного электронного тока  $i_K$  вращающейся против часовой стрелки (с запада на восток) сверхтонкой сферы принятого нами полужидкого электропроводящего расплава мантии Земли получаем:

$$i_K = \frac{2\pi^2 e_0 R_N R_p}{a_p^2 T_3}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что при усредненном значении радиуса кругового электрического контура с электронным током  $i_n$  для сверхтонкого сферического слоя вращающегося вместе с твердой корой нашей планеты расплава мантии, равном  $R_N=R_p/2=3,15 \cdot 10^6$  м, и принятых выше исходных электрофизических параметрах для твердой коры и полужидкого расплава мантии Земли ( $R_3=6,4 \cdot 10^6$  м;  $h_k=10^5$  м;  $T_3=86,4 \cdot 10^3$  с;  $e_0=1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл;  $n_{e0}=5 \cdot 10^{27}$  м<sup>-3</sup>;  $a=0,59 \cdot 10^{-9}$  м) расчетное усредненное значение суммарного кругового постоянного избыточного электронного тока проводимости  $i_K$  планеты Земля оказывается примерно равным  $2,086 \cdot 10^9$  А. Видно, что приведенные выше численные оценки для круговых токов проводимости расплава мантии свидетельствуют о том, что при равномерном вращении против часовой стрелки (с запада на восток) твердой коры Земли с круговой частотой  $\omega_3=7,27 \cdot 10^{-5}$  с<sup>-1</sup> из-за вовлечения в указанное вращение наружной части полужидкой сферы электропроводящей мантии Земли под твердой корой нашей планеты могут протекать огромные кольцевые коаксиально расположенные относительно оси вращения  $OZ$  избыточные постоянные электронные токи  $i_n$ . Важно отметить, что в остальной части вращающейся мантии избыточных круговых токов не будет. Именно эти пространственно распределенные на наружной сферической поверхности вращающегося вместе с твердой корой Земли полужидкого расплава мантии круговые избыточные электронные токи  $i_n$ , в появлении которых участвуют радиально дрейфующие электроны ядра и мантии, и определяют внутренний электрический источник геомагнетизма. Кроме того, из приближенного соотношения вида  $i_K/(2R_3+\pi R_3)$ , вытекающего из закона полного тока согласно [12, 14] для многовитковых круглых контуров вращающегося слоя земной мантии с электронными токами  $i_n$ , следует, что усредненное расчетное значение напряженности (магнитной индукции) ПМП снаружи Земли должно составлять при ее указанном суммарном постоянном токе мантии  $i_K=2,086 \cdot 10^9$  А и принятом радиусе Земли  $R_3=6,4 \cdot 10^6$  м около 63,4 А/м (79,7 мкТл).

### 3. РАСЧЕТ НАПРЯЖЕННОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ОТ КРУГОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ТОКОВ ПОЛУЖИДКОЙ МАНТИИ ЗЕМЛИ

Данную оценку осуществим в приближении того, что ось кругового вращения  $OZ$  Земли совпадает с осью ее биполярного геомагнитного поля. В действительности данные оси для нашей планеты разнесены

друг от друга на угол, составляющий около  $11,5^\circ$  [2, 16]. В рамках рассматриваемой здесь прямой задачи магнитостатики ограничимся уточненным, по сравнению с приведенной выше в разделе 2 грубой оценкой по найденному постоянному электронному току  $i_k$  силовых характеристик геомагнитного поля, расчетом напряженностей ПМП внутри Земли на оси ее вращения  $OZ$  (значение  $H_M$  в полярных точках  $M$  вблизи ее географических полюсов и значение  $H_O$  в точке  $O$  – центре Земли) и снаружи нашей планеты вблизи ее экватора – значение  $H_B$  (см. рис. 1). Воспользовавшись законом Био-Савара-Лапласа [12, 14], для напряженности ПМП в искомой точке  $M$  вблизи северного географического (южного магнитного) полюса Земли, создаваемой размещенным на высоте  $z_k$  над плоскостью земного экватора малым криволинейным элементом длиной  $dl_n$  одиночного кругового контура радиусом  $r_n=R_N=R_k$  с током электронной проводимости  $i_n$  по (3), можно в соответствии с принятыми нами обозначениями записать следующее выражение:

$$dH_{M1} = \frac{i_n \cos \theta dl_n}{4\pi r^2}, \quad (5)$$

где  $r=R_k/\cos\theta$  – расстояние от центра элемента длиной  $dl_n$  кругового контура с постоянным электронным током  $i_n$  до расчетной точки  $M$  на оси  $OZ$ .

Используя соотношение  $dl_n=R_k d\varphi$  и (4), после интегрирования в (5) по азимутальному углу  $\varphi$  в пределах от 0 до  $2\pi$  для напряженности  $H_{M1}$  ПМП Земли в исследуемой точке  $M$ , формируемой одиночным круговым контуром радиусом  $R_k$  электронного тока  $i_n$  вращающегося вместе с твердой корой против часовой стрелки (с запада на восток) сверхтонкого сферического слоя полужидкого расплава мантии верхнего (северного) полушария Земли ( $z_k \geq 0$ ), получаем:

$$H_{M1} = \frac{\pi e_0 R_k^3}{a_p T_3 [R_k^2 + (R_p - z_k)^2]^{3/2}}, \quad (6)$$

где  $R_k = [R_p^2 - z_k^2]^{1/2}$ .

При учете влияния одиночных круговых контуров радиусом  $R_k$  электронных токов  $i_n$  вращающегося сверхтонкого слоя полужидкого расплава мантии нижнего (южного) полушария Земли ( $z_k \leq 0$ ) на напряженность ПМП в рассматриваемой точке  $M$  верхнего (северного) полушария Земли с учетом (6) и принципа суперпозиции магнитных полей для ее результирующей величины  $H_{M1P}$  в этой расчетной точке будет справедлива следующая приближенная формула:

$$H_{M1P} = \frac{\pi e_0 R_k^3}{a_p T_3 [R_k^2 + (R_p - z_k)^2]^{3/2}} + \frac{\pi e_0 R_k^3}{a_p T_3 [R_k^2 + (R_p + |z_k|)^2]^{3/2}}. \quad (7)$$

Отметим, что при  $K=\pi R_p/a_p$  и принятых исходных параметрах ( $R_p=6,3 \cdot 10^6$  м;  $a_p=0,59 \cdot 10^{-9}$  м) количество одиночных круговых контуров с изменяющимся вдоль оси  $OZ$  радиусом  $R_k$  и постоянным избыточным электронным током  $i_n$  различной по высоте их размещения  $z_k$  величины для сверхтонкого под твердой корой вращающегося против часовой стрелки (с запада

на восток) сферического слоя полужидкого электропроводящего расплава мантии Земли численно составляет порядка  $K=\pi R_p/a_p=3,3 \cdot 10^{16}$ . Для обеспечения с помощью соотношения (7) при таком огромном числе круговых контуров с избыточными электронными токами  $i_n$  практической реализуемости расчетных полевых оценок, сравнительно малых затрат машинного времени и упрощения численных расчетов на ПЭВМ напряженностей ПМП в указанных точках планеты Земля с произвольной и наперед заданной точностью их вычисления  $\varepsilon_p$  автором предлагается следующий приближенный физико-математический прием.

Во-первых, задаемся возможным отличием напряженностей ПМП вдоль оси  $OZ$  на смежных уровнях высот  $z_k$  и  $z_{k+1}$  размещения рассматриваемых круглых токовых контуров радиусом  $R_k$  над плоскостью земного экватора, численно составляющим  $H(z_{k+1})/H(z_k) = \lambda$ . При заданном значении  $\lambda$  величина  $\varepsilon_p$  приближенно может быть оценена из соотношения  $\varepsilon_p=(1-\lambda)$ . Тогда исходя из (6), для толщины рассматриваемого слоя расплава мантии  $\Delta z=(z_{k+1}-z_k)$ , удовлетворяющей заданному значению  $\lambda$  отличия на его граничных плоских поверхностях нормальных составляющих напряженности ПМП, получаем оценочное соотношение, равное около  $\Delta z=R_p(1-\lambda^2)^{1/2}$ .

Во-вторых, зная количественное значение толщины  $\Delta z$  указанного слоя, находим расчетное число электрических контуров радиусом  $R_k$  с постоянным электронным током  $i_n$ , послойно размещенных на каждом макроскопическом слое полужидкого расплава земной мантии толщиной  $\Delta z$  в следующем аналитическом виде:  $\Delta z/a_p=R_p(1-\lambda^2)^{1/2}/a_p$ .

В-третьих, найденное расчетное число указанных электрических контуров  $R_p(1-\lambda^2)^{1/2}/a_p$  используем на каждом расчетном слое толщиной  $\Delta z$  (на каждом дискретном пространственном шаге вычисления значений  $H_M$  и  $H_O$  по продольной координате  $z$  при наибольшем числе таких расчетных шагов  $k_m$  в каждом полушарии Земли, равном  $R_p/\Delta z=(1-\lambda^2)^{-1/2}$ ) в качестве множителя в выражениях для результирующих значений напряженностей ПМП в той или иной принятой выше расчетной точке внутри (снаружи) Земли.

Учитывая формулу (7) и описанный нами выше физико-математический прием по упрощенному расчету биполярного ПМП Земли, для его суммарной напряженности  $H_M$  в области земного северного географического полюса (в точке  $M$  и ей идентичной по модулю величины  $H_M$  диаметрально противоположной точке в области земного южного географического полюса) от круговых контуров избыточных электронных токов  $i_n$  сверхтонкого вращающегося одновременно с твердой корой против часовой стрелки (с запада на восток) сферического слоя полужидкого электропроводящего расплава мантии Земли находим:

$$H_M = \frac{\pi e_0 R_p (1-\lambda^2)^{1/2}}{a_p^2 T_3} \cdot \left[ \sum_{k=1}^{(1-\lambda^2)^{-1/2}} \frac{R_k^3}{[R_k^2 + (R_p - z_k)^2]^{3/2}} + \sum_{k=1}^{(1-\lambda^2)^{-1/2}} \frac{R_k^3}{[R_k^2 + (R_p + |z_k|)^2]^{3/2}} \right], \quad (8)$$

где  $z_k = k \cdot R_p (1 - \lambda^2)^{1/2}$ ;  $k = 1, 2, 3, \dots, (1 - \lambda^2)^{-1/2}$ .

Аналогично (8) для суммарной напряженности  $H_O$  биполярного ПМП в центре Земли (в точке  $O$ ) от круговых контуров избыточных электронных токов  $i_n$ , размещенных в сверхтонких вращающихся сферических слоях расплава мантии северного и южного полушарий планеты Земля, приближенно получаем:

$$H_O = \frac{2\pi e_0 R_p (1 - \lambda^2)^{1/2}}{a_p^2 T_3} \cdot \sum_{k=1}^{(1 - \lambda^2)^{-1/2}} \frac{R_k^3}{[R_k^2 + z_k^2]^{3/2}}. \quad (9)$$

Из (8) и (9) следует, что уровни напряженностей  $H_M$  и  $H_O$  для биполярного ПМП внутри полужидкого (полутвердого) расплава земной мантии и у географических полюсов Земли при строго фиксированных численных значениях величин  $e_0$  и  $T_3$  могут варьироваться (изменяться) практически только в зависимости от количественных значений  $R_p$  и  $a_p$ . Видно, что чем больше геометрические размеры сферы расплава электропроводящей мантии (ее радиус  $R_p$ ), меньше значения  $a_p$  (выше электронная плотность  $n_{e0}$  в полужидком расплаве мантии) и меньше значения  $T_3$  (выше круговая частота  $\omega_3$  вращения Земли), тем будут большими значения указанных напряженностей  $H_M$  и  $H_O$  для постоянного геомагнитного поля. При резком уменьшении  $n_{e0}$  (резком возрастании  $a_p$ ) данная расчетная модель позволяет осуществлять компенсацию резкого уменьшения значений  $H_M$  и  $H_O$  за счет учета влияния на них толщины  $(R_N - R_n)$  вращающегося слоя мантии. Отметим важное свойство для напряженностей  $H_M$  и  $H_O$  биполярного ПМП Земли: они при принятом круговом вращении планеты Земля будут всегда направлены сверху вниз (от северного полушария планеты к южному), будут выходить из твердой коры в зоне южного географического полюса Земли и входить в ее твердую кору в зоне северного географического полюса Земли. Поэтому указанное вращение сверхтонкого наружного слоя полужидкой мантии Земли и ее соответствующие круговые избыточные электронные токи проводимости  $i_n$  будут вызывать появление в зоне северного географического полюса (вверху Земли) южного магнитного полюса  $S_m$  Земли, а в зоне южного географического полюса (внизу Земли) – северного магнитного полюса  $N_m$  Земли. В этой связи можно говорить о том, что в соответствии с предлагаемой уточненной математической моделью внутреннего электрического источника биполярного ПМП Земли замкнутые кольцевые постоянные избыточные электронные токи  $i_n$  ее круговым образом вращающегося с постоянной скоростью сверхтонкого слоя полужидкой электропроводящей мантии выполняют своеобразную роль отдельных сверхтонких круглых витков природного земного многовиткового сфероподобного постоянного электромагнита, имеющего верхний вход (южный магнитный полюс  $S_m$ ) и нижний выход (северный магнитный полюс  $N_m$ ) для своих замкнутых линий магнитной индукции.

Для расчетной оценки усредненной напряженности  $H_B$  биполярного ПМП снаружи Земли вблизи сферической поверхности ее твердой коры в зоне экватора используем выражения (4), (8), (9) и закон полного тока [12, 14] для исследуемого природного многовит-

кового постоянного электромагнита Земли длиной (высотой)  $2R_3$  с его сверхтонкими круглыми электрическими контурами (витками) усредненным радиусом  $R_k = R_p/2$  в количестве  $K = \pi R_p/a_p$  и согласно (4) суммарным круговым избыточным постоянным электронным током  $i_k$ . Тогда для искомой напряженности  $H_B$  биполярного ПМП у экватора планеты Земля имеем следующее приближенное расчетное соотношение:

$$H_B = \frac{\pi e_0 R_p^2}{a_p^2 T_3 R_3} - \frac{(H_M + H_O)}{\pi}. \quad (10)$$

#### 4. ПРЕДЛОЖЕННАЯ МОДЕЛЬ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И НЕКОТОРЫЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ИЗ НЕЕ

Предложенная автором уточненная математическая модель биполярного ПМП планеты Земля позволяет феноменологически представить инверсию ее магнитных полюсов в виде изменения в наружном вращающемся слое полужидкой мантии круговых избыточных электронных (отрицательных) токов на избыточные ионные (положительные) токи материала расплава мантии. Возможный гипотетический электрофизический механизм такой инверсии геомагнитного поля был в общих чертах представлен автором в его предыдущей работе [8] по земному магнетизму. Кроме того, предложенная модель позволяет установить прямую связь между наличием или отсутствием биполярного ПМП у вращающихся вокруг своих осей планет (или их спутников) солнечной или иной системы нашей галактики и внутренним построением этих небесных тел. Так, из нее, например, следует то, что наличие биполярного ПМП у вращающейся против часовой стрелки (с запада на восток) вокруг своей оси планеты с немагнитной слабо электропроводной твердой оболочкой и южным магнитным полюсом  $S_m$  наверху в ее северном полушарии может свидетельствовать о присутствии внутри нее огромной сферы расплавленного электропроводящего вещества с центральным высокотемпературным жидким ядром и многочисленным количеством избыточных свободных электронов в ее тонком наружном слое, который вращается совместно с твердой оболочкой этой планеты. Согласно данной модели геомагнитного поля присутствие у иной планеты и аналогично вращающейся Земле против часовой стрелки (с запада на восток) биполярного ПМП с северным магнитным полюсом  $N_m$  наверху в ее северном полушарии (например, как у Юпитера, обладающего самым мощным среди планет солнечной системы биполярным ПМП, магнитная индукция которого на порядок превышает соответствующее значение магнитной индукции для ПМП Земли [2]) может указывать на наличие под ее внешней твердой оболочкой огромной сферической электропроводящей структуры (субстанции) с радиальным потоком свободных электронов от ее периферии к центру, наружный слой которой вместе с немагнитной оболочкой этой планеты вращается в одну сторону и обладает при своем круговом вращении однонаправленным избыточным потоком не свободных электронов, а положительно заряженных ионов материала этой субстанции. Отсутствие у вращаю-

щейся вокруг своей оси планеты (или ее спутника) с внешней немагнитной слабо электропроводной твердой оболочкой биполярного ПМП (например, как у Венеры или Марса) в соответствии с рассматриваемой здесь моделью геомагнитного поля может говорить о том, что под твердой оболочкой внутри таких небесных тел присутствуют охлажденные с примерно одинаковой по радиусу низкой температурой твердые вещества, которые из-за практического отсутствия в их наружных слоях избыточных свободных электронов (или ионов) не способны при своем круговом вращении обеспечить протекание вокруг своих осей вращения круговых постоянных избыточных токов электронной (или ионной) проводимости и соответственно генерировать вокруг себя слабое постоянное биполярное магнитное поле. Следует подчеркнуть то, что предлагаемый автором подход по приближенному физико-математическому описанию механизма происхождения и поддержания биполярного ПМП Земли за счет естественного для нашей планеты кругового характера движения под ее твердой корой избыточных свободных электронов незначительной наружной части сферы полужидкого расплава мантии с ее резко неоднородным по радиусу температурным полем и радиальным дрейфом от ядра к периферии мантии огромного потока свободных электронов и появления из-за этого огромного количества сверхтонких коаксиально размещенных относительно оси вращения  $OZ$  и симметрично расположенных относительно земного экватора кольцевых компланарных контуров радиусом  $R_k$  с постоянными избыточными электронными токами  $i_n$  обеспечивает возникновение внутри и вокруг Земли слабого биполярного ПМП. Причем, такого ПМП как у гигантского постоянного электромагнита общей длиной  $2R_3=12,8 \cdot 10^6$  м с южным магнитным полюсом  $S_m$  в северном полушарии и с северным магнитным полюсом  $N_m$  в южном полушарии Земли.

#### 5. ПРИМЕР РАСЧЕТА НАПРЯЖЕННОСТЕЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И СРАВНЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ С ИЗВЕСТНЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

Выполним по формулам (8)–(10) приближенную численную оценку для напряженностей  $H_M$ ,  $H_O$  и  $H_B$  биполярного ПМП Земли при следующих исходных электрофизических данных:  $R_3=6,4 \cdot 10^6$  м;  $h_k=10^5$  м;  $R_p=6,3 \cdot 10^6$  м;  $T_3=86,4 \cdot 10^3$  с;  $e_0=1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл;  $n_{e0}=5 \cdot 10^{27}$  м<sup>-3</sup>;  $a_p=0,59 \cdot 10^{-9}$  м. Примем, что расчетный параметр  $\lambda=0,999$ , а соответствующая ему величина точности вычислений  $\varepsilon_p$  искомым полевым характеристик примерно составляет 0,001, то есть до третьего знака после запятой в численных значениях указанных напряженностей. При принятом значении  $\lambda$  максимальное число  $(1-\lambda^2)^{-1/2}$  членов в рядах (8) и (9) составит  $k_m=22$ . Выполненный численный эксперимент с изменением параметра  $\lambda$  показал, что при  $\varepsilon_p=10^{-5}$  ( $\lambda=0,99999$ ;  $k_m=223$ ) изменения значений напряженностей  $H_M$  и  $H_O$  по сравнению с соответствующим расчетным вариантом для  $\lambda=0,999$  не превышают 1 %. После подстановки этих данных в расчетные выражения (8)–(10) и использования стандартной программы MathCAD 13 для искомым величин напряженностей

геомагнитного поля получаем следующие оценочные результаты:  $H_M=83,30$  А/м (магнитная индукция  $V_M=\mu_0 H_M=104,68$  мкТл);  $H_O=119,48$  А/м (магнитная индукция  $V_O=\mu_0 H_O=150,14$  мкТл);  $H_B=39,23$  А/м (магнитная индукция  $V_B=\mu_0 H_B=49,29$  мкТл, где  $\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная [12,14]). Приведенные выше расчетные численные оценки для биполярного ПМП Земли свидетельствуют о том, что в области земных географических и соответственно магнитных полюсов расчетное значение напряженности  $H_M$  примерно в 2,12 раза превышает расчетное значение напряженности  $H_B$  у экватора Земли. В центре Земли расчетная напряженность  $H_O$  биполярного ПМП оказывается в 1,43 раза выше его расчетной напряженности  $H_M$  у ее магнитных (географических) полюсов. Согласно [2, 16] известно, что экспериментально зафиксированные максимальные значения для напряженности  $H_M$  ПМП у магнитных полюсов Земли составляют около 55,7 А/м (магнитная индукция  $V_M=70$  мкТл), а для напряженности  $H_B$  ПМП у земного экватора – примерно 31,8 А/м (магнитная индукция  $V_B=40$  мкТл). Сравнение полученных расчетных результатов для геомагнитного поля и опытных данных для биполярного ПМП Земли свидетельствует об их приемлемом для геомагнитной практики согласовании.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Расчетным путем показано, что в качестве внутреннего электрического источника земного магнетизма может выступать круговым образом равномерно вращающаяся с периодом суточного обращения  $T_3=86,4 \cdot 10^3$  с совместно с немагнитной слабо электропроводной твердой корой Земли радиусом  $R_3$  против часовой стрелки (с запада на восток) наружная часть огромной сферы полужидкой немагнитной электропроводящей мантии Земли радиусом  $R_p$ , содержащая избыточные свободные электроны и обеспечивающая с их помощью протекание под твердой корой Земли в тонком сферическом слое кольцевых избыточных постоянных электронных токов с переменным по высоте  $z_k$  размещения радиусом  $R_k$  их контуров и коаксиальных по отношению к ее оси вращения  $OZ$ . Установлено, что многочисленные сверхтонкие круглые компланарные витки данных избыточных токов электронной проводимости образуют гигантский сфероподобный природный постоянный электромагнит длиной (высотой) около  $2R_3=12,8 \cdot 10^6$  м, вызывающий появление внутри и снаружи планеты Земля слабого биполярного главного ПМП (с расчетной магнитной индукцией у ее магнитных полюсов  $V_M$  до 100 мкТл и у ее экватора  $V_B$  до 50 мкТл) с южным магнитным полюсом  $S_m$  в ее северном полушарии и с северным магнитным полюсом  $N_m$  в южном полушарии Земли. На основе предложенной здесь модели внутреннего электрического источника слабого биполярного главного ПМП планеты Земля выполнен оценочный численный расчет напряженностей постоянного магнитного поля в ее центре, у магнитных полюсов и у экватора, результаты которого удовлетворительно согласуются с известными данными опытных измерений напряженности ПМП как в зоне земных магнитных полюсов, так и у экватора Земли.



2. Предложенный электрофизический подход в области геомагнетизма позволил установить взаимосвязь между наличием (отсутствием) биполярного ПМП у планет (спутников) солнечной или иной системы нашей галактики и построением, направлением кругового вращения и агрегатным состоянием основных частей их внутренней сферической структуры.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яновский Б.М. Земной магнетизм / Под ред. В.В. Металловой. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1978. – 592 с.
2. Белов К.П., Бочкарев Н.Г. Магнетизм на Земле и в космосе. – М.: Наука, 1983. – 192 с.
3. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: Наука, 1984. – 208 с.
4. <http://2012new.org/?p=972>.
5. Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Гидромагнитное динамо как источник планетарного, солнечного и галактического магнетизма // Успехи физических наук. – Том 152. – Вып. 6. – 1987. – С. 263-284.
6. <http://n-t.ru/tp/mr/pmpz.htm>.
7. Баранов М.И. Постоянное магнитное поле планеты Земли. Новая гипотеза происхождения и его приближенный расчет // Электротехника и электромеханика. – 2010. – № 5. – С. 39-42.
8. Баранов М.И. Приближенная модель радиального распределения свободных электронов в мантии Земли и инверсия геомагнитного поля // Электротехника и электромеханика. – 2010. – № 6. – С. 42-45.
9. Баранов М.И. Приближенный расчет магнитного момента Земли // Электротехника и электромеханика. – 2010. – № 6. – С. 46-48.
10. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. – Киев: Наукова думка, 1981. – 339 с.
11. Баранов М.И. Термоэлектронная эмиссия из металла при нагреве и электрическом взрыве проводников под воздействием больших импульсных токов // Технічна електродинаміка. – 2008. – № 3. – С. 3-8.
12. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 864 с.
13. Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики: Монография в 2-х томах. Том 2, Кн. 1: Теория электрофизических эффектов и задач. – Харьков: Изд-во НТУ "ХПИ", 2009. – 384 с.
14. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1990. – 624 с.
15. Баранов М.И. Электродинамическое развитие квантовой теории атома Бора // Электротехника и электромеханика. – 2006. – № 5. – С. 65-73.
16. Бондина Н.Н., Хавина И.П. Физические поля в биологических объектах. Учебное пособие. – Харьков: Изд-во НТУ "ХПИ", 2001. – 185 с.

**Bibliography (transliterated):** 1. Yanovskij B.M. Zemnoj magnetizm / Pod red. V.V. Metallovoj. – L.: Izd-vo Leningr. un-ta, 1978. – 592 s. 2. Belov K.P., Bochkaev N.G. Magnetizm na Zemle i v kosmose. – M.: Nauka, 1983. – 192 s. 3. Vonsovskij S.V. Magnetizm. – M.: Nauka, 1984. – 208 s. 4. <http://2012new.org/?p=972>. 5. Zel'dovich Ya.B., Ruzmajkin A.A. Gidromagnitnoe dinamo kak istochnik planetarnogo, solnechnogo i galakticheskogo magnetizma // Uspehi fizicheskikh nauk. – Tom 152. – Vyp. 6. – 1987. – S. 263-284. 6. <http://n-t.ru/tp/mr/pmpz.htm>. 7. Baranov M.I. Postoyannoe magnitnoe pole planety Zemlya. Novaya gipoteza proishozhdeniya i ego priblizhennyj raschet // Elektrotehnika i elektromehaniika. – 2010. – № 5. – S. 39-42. 8. Baranov M.I. Priblizhennaya model' radial'nogo raspredeleniya svobodnyh `elektronov v mantii Zemli i inversiya geomagnitnogo polya // Elektrotehnika i elektromehaniika. – 2010. – № 6. – S. 42-45. 9. Baranov M.I. Priblizhennyj raschet magnitnogo momenta Zemli // Elektrotehnika i elektromehaniika. – 2010. – № 6. – S. 46-48. 10. Fomenko V.S. `Emissionnye svojstva materialov. Spravochnik. – Kiev: Naukova dumka, 1981. – 339 s. 11. Baranov M.I. Termo`elektronnaya `emissiya iz metalla pri nagreve i `elektricheskom vzryve provodnikov pod vozdejstviem bol'shix impul'snyh tokov // Tehnichna elektrodinamika. – 2008. – № 3. – S. 3-8. 12. Kuz'michev V.E. Zakony i formuly fiziki / Otv. red. V.K. Tartakovskij. – Kiev: Naukova dumka, 1989. – 864 s. 13. Baranov M.I. Izbrannye voprosy `elektrofiziki: Monografiya v 2-h tomah. Tom 2, Kn. 1: Teoriya `elektrofizicheskikh `effektov i zadach. – Har'kov: Izd-vo NTU "HPI", 2009. – 384 s. 14. Yavorskij B.M., Detlaf A.A. Spravochnik po fizike. – M.: Nauka, 1990. – 624 s. 15. Baranov M.I. `Elektrodinamicheskoe razvitie kvantovoj teorii atoma Bora // Elektrotehnika i elektromehaniika. – 2006. – № 5. – S. 65-73. 16. Bondina N.N., Havina I.P. Fizicheskie polya v biologicheskikh ob`ektah. Uchebnoe posobie. – Har'kov: Izd-vo NTU "HPI", 2001. – 185 s.

*Поступила 11.05.2011*

*Баранов Михаил Иванович, д.т.н., с.н.с.  
НИПКИ "Молния"  
Национального технического университета  
"Харьковский политехнический институт".  
61013, Харьков, ул. Шевченко, 47  
тел. (057) 707-68-41, e-mail: eft@kpi.kharkov.ua*

*Baranov M.I.*

#### **A refined mathematical model of the electric source of the permanent geomagnetic field.**

A refined model of the internal electric source of the Earth's bipolar permanent magnetic field (PMF) is presented. This model of the geomagnetic field source is based on circular excess electron currents of the Earth's semisolid mantle. With the model introduced, numerical evaluation of the PMF in the area of the magnetic poles and at the equator of the Earth is made. For induction of the geomagnetic field, calculated data obtained are compared with available experimental data.

**Key words – mathematical model, permanent geomagnetic field, internal electric source, numeral evaluation.**

## БЕСКОНТАКТНЫЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ЛИСТОВЫХ МЕТАЛЛОВ

*У статті розкрито основи безконтактного способу вимірювання питомої електропровідності листових металів, заснованого на компенсації електромагнітних полів двох соленоїдів у внутрішній порожнині системи з двома листовими металевими зразками. Наведено аналітичні співвідношення для розрахунку основних електромагнітних характеристик аналізованої системи. Конкретними чисельними оцінками показана, дієздатність запропонованого способу.*

*В статье раскрыты основы бесконтактного способа измерения удельной электропроводности листовых металлов, основанного на компенсации электромагнитных полей двух соленоидов во внутренней полости системы с двумя листовыми металлическими образцами. Приведены аналитические соотношения для расчета основных электромагнитных характеристик рассматриваемой системы. Конкретными численными оценками показана, дееспособность предлагаемого способа.*

### ВВЕДЕНИЕ.

**Анализ основных достижений и публикаций, постановка задачи.** В настоящее время известно множество способов измерения удельной электропроводности металлических образцов, но в каждом из них существуют недостатки, которые необходимо рассматривать и устранять. Одной из проблем этих методов является сравнительно невысокая точность результата измерения, которая ограничена классом точности применяемых измерительных приборов и методическая погрешность. Наиболее существенным недостатком известных способов измерения удельной электропроводности проводников является наличие сопротивления контактов и подводящих проводов, а также контактная ЭДС в измерительном контуре "прибор – объект исследования". При малых габаритах последнего, растёт значение переходного сопротивления в зоне контактов и, соответственно, погрешность в определении измеряемой величины. В связи с этим, получаемые результаты могут в несколько раз отличаться от реальных значений [1, 2].

Привлекательным простотой технической реализации и широкими возможностями представляется бесконтактный способ измерения удельной электропроводности металлов, основанный на идее о взаимодействии "встречных" магнитных полей двух соленоидов. Такие системы применялись в технике формирования плазменных струек [3] и магнитно-импульсной обработке тонкостенных металлов для подавления негативных следствий проникновения полей сквозь обрабатываемые объекты [4].

**Цель настоящей работы** – теоретическое обоснование бесконтактного способа измерения удельной электропроводности металлов, основанного на компенсации электромагнитных полей во внутренней полости системы из двух плоских листовых образцов.

### СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Принципиальная сущность предлагаемого способа заключается в следующем.

На два листовых образца с внешних сторон действуют "встречные" электромагнитные поля. Термин "встречные" означает включение источников поля, при котором вектора напряжённости направлены про-

тивноположно, а их амплитуды таковы, что в пространстве между образцами магнитный поток обращается в нуль [4].

Пусть источниками "встречных" полей являются два плоских соленоида (рис. 1,а, индуктор 1 и индуктор 2), между которыми параллельными слоями расположены два плоских листовых металла. Один из них является "контрольным". Все его параметры известны. Пусть это будет металлический лист с толщиной  $d_1$  и удельной электропроводностью  $\gamma_1$ . Для второго образца известна только его толщина  $d_2$ . Удельная электропроводность подлежит определению,  $\gamma_2$  –?

Очевидным является то, что получение нулевого магнитного потока во внутренней полости между листами обеспечиваются определённой связью между электрофизическими и геометрическими характеристиками этих листов, а также токами в обмотках индукторов. Очевидным является также априорное утверждение, в соответствии с которым определяемая неизвестная удельная электропроводность  $\gamma_2$  может быть определена из вышеупомянутой связи.

Постановка задачи предполагает принятие расчётной модели на рис. 1,б и допущений, сформулированных в пп. 1-8.

1. Приемлема прямоугольная декартова система координат, единичные орты которой представлены в верхней части рис. 1,б.

2. В измерениях  $OX$  и  $OY$  рассматриваемая система обладает настолько большой протяжённостью, что  $d/dx = d/dy \approx 0$ .

3. Индукторы-соленоиды 1 и 2 идентичны геометрически и относительно листовых металлов расположены на одинаковом достаточно малом расстоянии –  $h$  от них, так что  $h/a \ll 1$ , где  $a$  – наибольший характерный размер системы.

4. Расстояния между витками соленоидов пренебрежимо малы, а металл витков обладает идеальной проводимостью.

5. Плотность токов в соленоидах –  $J_1(t)$  и  $J_2(t)$ . Их временные параметры таковы, что в расчётах приемлемо известное условие квазистационарности происходящих электромагнитных процессов и  $\omega/a/c \ll 1$  (здесь  $\omega$  – циклическая частота,  $c$  – скорость света в вакууме).

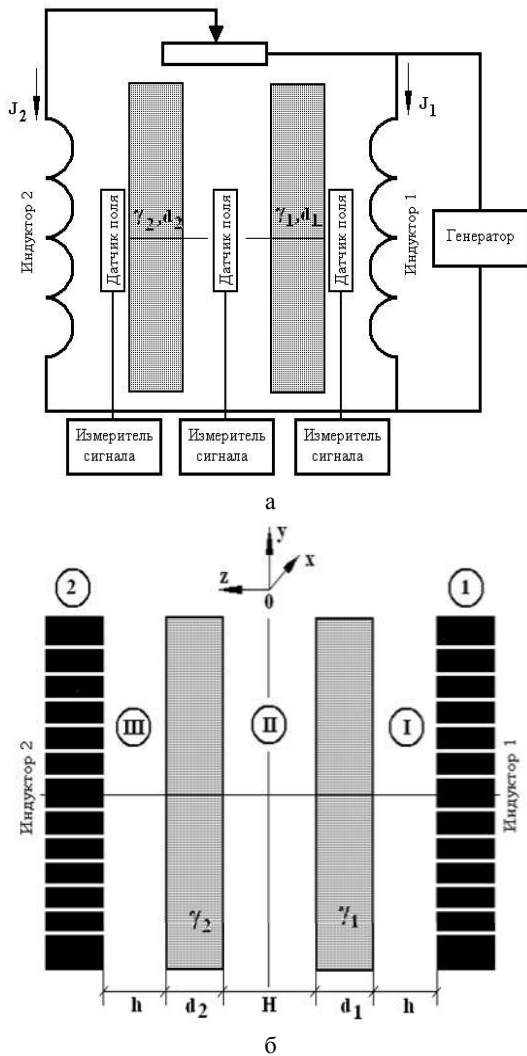


Рис. 1 Схема измерения удельной электропроводности плоских листовых металлов: а – схема практической реализации; б – расчётная модель

6. Металлические листы являются достаточно тонкостенными с геометрической –  $d_{1,2}/a \ll 1$  и электродинамической –  $\omega \cdot \tau_{1,2} \ll 1$  точек зрения ( $\tau_{1,2}$  – характерные времена проникновения поля в проводящие слои:  $\tau_1 = \mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot d_1^2$ ,  $\tau_2 = \mu_0 \cdot \gamma_2 \cdot d_2^2$ ,  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума).

7. Расстояние между листами –  $H$  достаточно мало  $H/a \ll 1$  и магнитное поле между ними однородно.

8. Система возбуждается только  $X$ -компонентами токов индуктора, вследствие чего нетривиальными составляющими вектора электромагнитного поля являются  $E_x \neq 0$ ,  $E_y \neq 0$ .

Для металлов уравнения Максвелла в пространстве  $L$ -изображений с учётом нулевых начальных условий, имеют вид [5]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_y(p, z)}{\partial z} = \gamma \cdot E_x(p, z) \\ \frac{\partial E_x(p, z)}{\partial z} = \mu_0 \cdot p \cdot H_y(p, z) \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_y(p, z)}{\partial z} = \gamma \cdot E_x(p, z) \\ \frac{\partial E_x(p, z)}{\partial z} = \mu_0 \cdot p \cdot H_y(p, z) \end{array} \right. \quad (2)$$

где  $p$  – параметр преобразования Лапласа,  $E_x(p, z) = L\{E_x(t, z)\}$ ,  $H_y(p, z) = L\{H_y(t, z)\}$ .

При решении поставленной задачи выделим сле-

дующие области с однородными электрофизическими характеристиками:

1. Полость между рабочей поверхностью первого соленоида и поверхностью листового металла со стороны индуктора 1

$$z \in \left[ -\left( d_1 + \frac{H}{2} \right), -\left( h + d_1 + \frac{H}{2} \right) \right];$$

2. Область первого листового металла

$$z \in \left[ -\frac{H}{2}, -\left( \frac{H}{2} + d_1 \right) \right];$$

3. Полость свободного пространства между листовыми металлами

$$z \in \left[ -\frac{H}{2}, \frac{H}{2} \right];$$

4. Область второго листового металла

$$z \in \left[ \frac{H}{2}, \left( d_2 + \frac{H}{2} \right) \right];$$

5. Полость между поверхностью листового металла со стороны индуктора 2 и рабочей поверхностью второго соленоида

$$z \in \left[ \left( d_2 + \frac{H}{2} \right), \left( \frac{H}{2} + d_2 + h \right) \right].$$

Из системы (1) получим уравнения для  $y$ -компоненты напряжённости магнитного поля  $H_y(p, z)$  в листовых металлах

$$\frac{\partial^2 H_y(p, z)}{\partial z^2} - k_{1,2}^2(p) \cdot H_y(p, z) = 0. \quad (3)$$

где  $k_{1,2}(p) = \sqrt{p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_{1,2}}$  – постоянная распространения поля в металлах с соответствующими электрофизическими характеристиками.

Интегрируя (3) с привлечением уравнения (2), записываем общие интегралы для компонент векторов электромагнитного поля:

а) область первого листового металла – 1

$$z \in \left[ -\frac{H}{2}, -\left( \frac{H}{2} + d_1 \right) \right];$$

$$H_y^{(1)}(p, z) = \frac{1}{sh(k_1(p) \cdot d_1)} \cdot [-H_1(p) \cdot sh\left(k_1(p) \cdot \left( z + \frac{H}{2} \right)\right) + H_2(p) \cdot sh\left(k_1(p) \cdot \left( z + \left( d_1 + \frac{H}{2} \right) \right)\right)]; \quad (4)$$

$$+ H_2(p) \cdot sh\left(k_1(p) \cdot \left( z + \left( d_1 + \frac{H}{2} \right) \right)\right)];$$

$$E_x^{(1)}(p, z) = \frac{k_1(p)}{\gamma_1} \cdot \frac{1}{sh(k_1(p) \cdot d_1)} \cdot [-H_1(p) \times$$

$$\times ch\left(k_1(p) \cdot \left( z + \frac{H}{2} \right)\right) + H_2(p) \times$$

$$\times ch\left(k_1(p) \cdot \left( z + \left( d_1 + \frac{H}{2} \right) \right)\right)]; \quad (5)$$

где  $H_1(p) = H_y^{(1)}(p, z = -(d_1 + H/2))$  – напряжённость магнитного поля на граничной поверхности листа со стороны индуктора 1;  $H_2(p) = H_y^{(1)}(p, z = -H/2) = H_y^{(2)}(p, z = H/2)$  – напряжённость однородного магнитного поля во внутренней полости между листами;

б) область второго листового металла – 2,

$$z \in \left[ \frac{H}{2}, \left( d_2 + \frac{H}{2} \right) \right];$$

$$H_y^{(2)}(p, z) = \frac{1}{sh(k_2(p) \cdot d_2)} \cdot [-H_2(p) \times sh\left(k_2(p) \cdot \left( z - \left( d_2 + \frac{H}{2} \right) \right)\right) + H_3(p) \cdot sh\left(k_2(p) \cdot \left( z - \frac{H}{2} \right)\right)]; \quad (6)$$

$$E_x^{(2)}(p, z) = \frac{k_2(p)}{\gamma_2} \cdot \frac{1}{sh(k_2(p) \cdot d_2)} \cdot [-H_2(p) \times ch\left(k_2(p) \cdot \left( z - \left( d_2 + \frac{H}{2} \right) \right)\right) + H_3(p) \cdot ch\left(k_2(p) \cdot \left( z - \frac{H}{2} \right)\right)]; \quad (7)$$

где  $H_3(p) = H_y^{(2)}(p, z = (d_2 + H/2))$  – напряжённость магнитного поля на граничной поверхности листа со стороны индуктора 2.

Для определения неизвестных –  $H_{1,2,3}(p)$  воспользуемся приближёнными соотношениями, следующими из интегральной связи между напряжённостью электрического поля на границе произвольного контура и напряжённостью магнитного поля в области, ограниченной данным контуром [6].

При выводе этих соотношений полагаем, что:

- на поверхностях идеально проводящих обмоток касательная напряжённость индукторов и электрического поля обращается в нуль, а модуль напряжённости магнитного поля будет равен плотности возбуждающего тока;

- в малых зазорах между рабочими поверхностями индукторов и металлических листов напряжённости магнитных полей не зависят от пространственной координаты и могут быть определены как средние арифметические величины соответствующих граничных значений;

- вследствие тонкостенности металлических листов  $|k_{1,2}(p) \cdot d_{1,2}| \ll 1$ , в выражениях (4-7) гиперболические функции можно заменить первыми членами их разложений в окрестности нуля.

Таким образом, с учётом направления обхода контуров интегрирования получаем,

а) первый изоляционный промежуток – I

$$z \in \left[ -\frac{H}{2}, -\left( d_1 + \frac{H}{2} \right) \right],$$

$$\frac{1}{(\gamma_1 \cdot d_1)} \cdot [H_1(p) - H_2(p)] \approx p \cdot \mu_0 \cdot h \cdot J_1(p), \quad (8)$$

где  $J_1(p) = L\{J_2(t)\}$ ;

б) второй изоляционный промежуток – II

$$z \in \left[ -\frac{H}{2}, \frac{H}{2} \right],$$

$$\frac{1}{(\gamma_1 \cdot d_1)} \cdot [H_1(p) - H_2(p)] - \frac{1}{(\gamma_2 \cdot d_2)} \cdot [H_2(p) - H_3(p)] \approx (p \cdot \mu_0 \cdot H) \cdot H_2(p), \quad (9)$$

в) третий изоляционный промежуток – III

$$z \in \left[ \frac{H}{2}, \left( d_2 + \frac{H}{2} \right) \right],$$

$$\frac{1}{(\gamma_2 \cdot d_2)} \cdot [H_2(p) - H_3(p)] \approx p \cdot \mu_0 \cdot h \cdot J_2(p), \quad (10)$$

где  $J_2(p) = L\{J_2(t)\}$ .

Примем, что во внутренней полости системы магнитное поле обращается в нуль и  $H_2(p) \approx 0$ . В этом случае, как следует из соотношения (9), между напряжённостями на граничных поверхностях листов со стороны индукторов имеет место связь:

$$\frac{H_1(p)}{H_3(p)} \approx -\frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2 \cdot d_2}, \quad (11)$$

Из выражений (8) и (10) находим, что

$$H_1(p) \approx p \cdot \mu_0 \cdot h \cdot (\gamma_1 \cdot d_1) \cdot J_1(p), \quad (12)$$

$$H_2(p) \approx -p \cdot \mu_0 \cdot h \cdot (\gamma_2 \cdot d_2) \cdot J_2(p), \quad (13)$$

Подставим (12) и (13) в соотношение (11). Получим, что  $J_1(p) \approx J_2(p)$ .

Из проведенных вычислений следует:

- если токи в обмотках соленоидов равны и одинаково направлены, поле во внутренней полости между металлическими листами обращается в нуль;

- неизвестная удельная электропроводность металлического листа толщиной  $d_2$  может быть найдена из выражения (11):

$$\gamma_2 \approx \frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2} \cdot \frac{H_{2m}}{H_{1m}}, \quad (14)$$

где  $H_{1m}$  – амплитудное значение напряжённости магнитного поля на граничной поверхности металлического листа – ( $d_1, \gamma_1$ ) со стороны индуктора 1,  $H_{2m}$  – амплитудное значение напряжённости магнитного поля на граничной поверхности металлического листа – ( $d_2, \gamma_2$ ) со стороны индуктора 2.

## ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Практически, предлагаемый способ измерения удельной электропроводности металлического листа заданной толщины можно реализовать с помощью принципиальной схемы на рис. 1,а.

Положим, в качестве "контрольного" образца выбирается, например, лист медной фольги толщиной  $d_1 = 50 \cdot 10^{-6}$  м с известной удельной электропроводностью –  $\gamma_1 \approx 6 \cdot 10^7$  [1/Ом·м].

Пусть второй диагностируемый лист выполнен из стали с неизвестной удельной электропроводностью –  $\gamma_2$  имеет толщину  $d_2 \approx 0,001$  м.

Требуемая по условиям работоспособности предлагаемой системы характерная частота токов в обмотках индукторов выбирается из соотношений:

$$f \ll \frac{1}{2\pi \cdot (\mu_0 \cdot \gamma_{1,2} \cdot d_{1,2}^2)}, \quad (15)$$

Амплитуды токов в индукторах должны быть равными, их направления одинаковыми.

Датчик поля во внутренней полости между листами позволяет контролировать нулевую величину напряжённости магнитного поля. Датчики поля на граничных поверхностях листовых металлов позволяют измерять соответствующие напряжённости магнитного поля –  $H_{1m, 2m}$ .

После подстановки известных величин в соотношение (14) получаем, что  $\gamma_2 \approx 3 \cdot 10^6 \cdot H_{2m} / H_{1m}$ . Очевидно, что при характерной удельной электропроводности известных сталей – отношение амплитуд напряжённостей должно принадлежать интервалу значений  $-H_{1m} / H_{2m} \in [0.67, 3.3]$ . Требуемый частотный диапазон токов в индукторах оценивается с помощью неравенства (15) подстановкой известных и предполагаемых величин. Вычисляя, получаем, что можно выбрать  $f \leq 6 \text{ кГц}$ .

#### ВЫВОДЫ

1. Предложен бесконтактный способ измерения удельной электропроводности металлических листов.
2. Дееспособность предлагаемого способа обоснована и проиллюстрирована конкретными численными оценками.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тер-Хачатуров А.А., Алиев Т.М. Измерительная техника. – М: Высш. шк., 1991.
2. Электрические измерения. Под ред. В.Н. Малиновского. – М: Энергоатомиздат, 1987.
3. Дашук П.Н., Зайенц С.Л., Комельков В.С. и др. Техника больших импульсных токов и магнитных полей. Под ред. проф. Комелькова В.С. – М: Атомиздат. 1970.
4. Батыгин Ю.В., Щетинская И.И., Хименко Л.Т. Магнитное поле в системе из двух соленоидов, разделенных тонкостенными проводниками // Техническая электродинамика. – 1990. – № 4.
5. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий (научная монография, издание 2-е переработанное и дополненное). Под общей ред. проф. Батыгина Ю.В. – Харьков: Изд. "МОСТ-Торнадо", 2002.
6. Шнеерсон Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов. – Л: Энергоиздат, 1981.
7. Г. Корн, Т. Корн, Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М: Наука, 1973.

**Bibliography (transliterated):** 1. Ter-Hachaturov A.A., Aliev T.M. Izmeritel'naya tehnika. - M: Vyssh. shk., 1991. 2. `Elektricheskie izmereniya. Pod red. V.N. Malinovskogo. - M: `Energoatomizdat, 1987. 3. Dashuk P.N., Zajenc S.L., Komel'kov V.S. i dr. Tehnika bol'shikh impul'snyh tokov i magnitnyh polej. Pod red. prof. Komel'kova V.S. - M: Atomizdat. 1970. 4. Batygin Yu.V., Schetinskaya I.I., Himenko L.T. Magnitnoe pole v sisteme iz dvuh solenoidov, razdelennyh tonkostennymi provodnikami // Tehnicheskaya `elektrodinamika. - 1990. - № 4. 5. Batygin Yu.V., Lavinskij V.I., Himenko L.T. Impul'snye magnitnye polya dlya progressivnyh tehnologij (nauchnaya monografiya, izdanie 2-e pererabotannoe i dopolnennoe). Pod obschej red. prof. Batygina Yu.V. - Har'kov: Izd. "MOST-Tornado", 2002. 6. Shneerson G.A. Polya i perehodnye processy v apparature sverhsil'nyh tokov. - L: `Energoizdat, 1981. 7. G. Korn, T. Korn, Spravochnik po matematike dlya nauchnyh rabotnikov i inzhenerov. - M: Nauka, 1973.

Поступила 20.06.2011

*Батыгин Юрий Викторович, д.т.н., проф.  
Барбашова Марина Викторовна,  
Гаврилова Татьяна Владимировна, к.ф.-м.н., доц.,  
Степанов Александр Александрович, к.т.н., доц.,  
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет  
кафедра физики  
61002, Харьков, ул. Петровского, 25  
тел. (057) 700-368-53, e-mail: batygin48@mail.ru.,*

*Гнатов Андрей Викторович, к.т.н., с.н.с.  
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет  
61002, Харьков, ул. Петровского, 25  
кафедра "Автомобильная электроника"  
тел. (057) 700-38-52, E-mail: kalifus@yandex.ru.*

*Batygin Yu.V., Gnatov A.V., Barbashova M.V., Gavrilova T.V.,  
Stepanov A.A.*

#### **A noncontact method of sheet metall conductivity measurement.**

The article presents the basics of a non-contact method for measuring conductivity of sheet metals. The method employs compensation of electromagnetic fields of two solenoids in the inner chamber of a system with two sheet metal samples. Analytical relations for calculation of the basic electromagnetic characteristics of the system considered are derived. Specific numerical evaluations have shown efficiency of the proposed method.

**Key words – conductivity, sheet metal, compensation of electromagnetic fields.**