

ЕЛЕКТРОТЕХНІЧНІ КОМПЛЕКСИ ТА СИСТЕМИ

УДК 621.314

DOI: <https://doi.org/10.15407/publishing2023.64.070>

АНАЛІТИЧНИЙ РОЗРАХУНОК ЗАСТУПНИМИ СХЕМАМИ МАГНІТНИХ ПОТОКІВ ТА ВТРАТ У МАГНІТНИХ СИСТЕМАХ ШУНТУВАЛЬНИХ РЕАКТОРІВ

А.В. Басова, канд. техн. наук, **В.Ф. Іванков***, канд. техн. наук

ПрАТ «Запоріжтрансформатор»,

Дніпровське шосе, 3, Запоріжжя, 69600, Україна

e-mail: awbasova@gmail.com, ivankov.viktor@gmail.com

Для високовольтних шунтувальних реакторів зі стрижнями з немагнітними проміжками розроблено шляхом обґрунтування скінченноелементним моделюванням аналітичну методику розрахунку магнітних потоків на основі заступних схем, а також уточнено розрахунок основних та додаткових втрат у магнітних системах. Результати розрахунків втрат зіставлено з їхніми оцінками під час типових випробуваннях реакторів. Бібл. 11, рис. 8, таблиця.

Ключові слова: шунтувальні реактори, магнітні системи, заступні схеми, магнітні потоки, втрати.

Вступ. Шунтувальний реактор (ШР) – це пристрій, який має обмотку, що може бути розміщена на магнітній системі (МС) або без неї і який призначений для створення значної індуктивності для забезпечення оптимального процесу передавання електричної енергії [1, 2]. У цій роботі розглянуто високовольтні ШР зі стрижнями з немагнітними проміжками двох конструкцій – із розташуванням стяжних шпильок всередині стрижнів МС та поза ними.

Втрати в МС ШР можуть складати до 50 % від загальних втрат ШР [1] і тому їхній розрахунок є важливою задачею на стадії робочого проектування [2-6]. Проте, питання ускладнюється тим, що під час вимірювань неможливо розділити втрати в електротехнічній сталі (ЕТС) та додаткові втрати в частинах конструкції ШР. Приймається, що сума втрат у сердечнику та додаткові втрати в конструкції є різницею між сумарними та омічними втратами [1].

Необхідні для розрахунку втрат в ЕТС значення магнітної індукції визначаються в [2-6] через спрощені стаціонарні моделі магнітних опорів стрижня з обмоткою однофазного реактора. Водночас вважається, що соленоїдальні трубки магнітного поля в області обмотки є рівномірними по всій висоті вікна МС. Випинання магнітного потоку в проміжках між дисками стрижня враховується певним збільшенням їхнього перерізу.

Під час розрахунку втрат у сталі в [2-6] застосовуються відомі залежності від індукції питомих втрат на перемагнічування і вихрові струми по товщині пластин відповідних марок ЕТС. Як і в [7], але наближеними постійними коефіцієнтами, враховується збільшення втрат в кутових частинах МС. Також константою збільшуються втрати через нерівномірність магнітного потоку в дисках стрижнів.

Задача ускладнюється для трифазних ШР: так само як і для трансформаторів [8], необхідно врахувати збільшення втрат на несинусоїдальність магнітного потоку. Чисельним моделюванням встановлено, що внаслідок переходу магнітного потоку з циліндричного стрижня в торцеві ярма прямокутного перерізу завантаження ярем по пакетах пластин ЕТС є нерівномірним. У торцевих ярмах біля стрижнів магнітний потік проходить впоперек прокату сталі зі значними питомими втратами [9]. У торцевих ярмах трифазних МС за наявності отворів під стяжні шпильки виникає магнітний потік, нормальний до площі пластин ЕТС, що спричиняє додаткові втрати на вихрові струми та місцеві підвищення температури.



Тому подальше вдосконалення методів розрахунку втрат в МС ШР залишається актуальною задачею. З цією метою, наприклад в [10], застосовано моделювання однофазного ШР методом скінченних елементів у режимі перехідного аналізу. Водночас зазначено розбіжність у 26 % між аналітичним та чисельним розрахунками втрат у сталі. Таким самим методом в [11] досліджено трифазний ШР, але з МС без бічних ярм.

Зазначимо, що саме аналітичні методи необхідні та ефективні для перевірних та багатоваріантних оптимізаційних розрахунків ШР. Для цього можуть бути застосовані магнітні заступні схеми. Для їх обґрунтування доцільно використати досвід [6] чисельного моделювання методами скінченно-елементного аналізу (СЕА).

Метою цієї роботи була розробка шляхом обґрунтування скінченноелементним моделюванням аналітичної методики розрахунку магнітних потоків за допомогою нелінійних магнітних заступних схем, а також уточнення розрахунку основних та додаткових втрат в магнітних системах шунтувальних реакторів.

Конструкція шунтувального реактора.

Розглянуто конструкцію, для якої спрощений ескіз обмотки, стрижня та ярм МС у випадку однофазного ШР показано на рис. 1 а. Стрижень МС складається з радіально шихтованих двох крайніх дисків та внутрішніх дисків висотою h_k та h з однаковими внутрішнім d та зовнішнім D діаметрами. Кількість внутрішніх проміжків між дисками позначено через n_z . Між ярмами і крайніми дисками є технологічні проміжки розміром δ_k , а між внутрішніми дисками – проміжки розміром δ . Обмотка має середній діаметр, радіальний розмір та висоту D_o, a_o, H_o . На рис. 1 а позначено: b_k та Δ_o – ширина каналу стрижень-обмотка та перевищення обмотки над останнім за висотою стрижня внутрішнім проміжком, MO_1 – міжосьова відстань стрижень-бокове ярмо, H_{ok} – висота вікна МС, B_p – ширина пакета ярма.

Трифазні конструкції можуть бути як з бічними ярмами, так і без них. Стяжні шпильки можуть бути розміщені в середині та поза стрижнями МС. У першому випадку в торцевих ярмах спеціальним шихтуванням пластин виконуються вертикальні отвори для проходження стяжних шпильок стрижня.

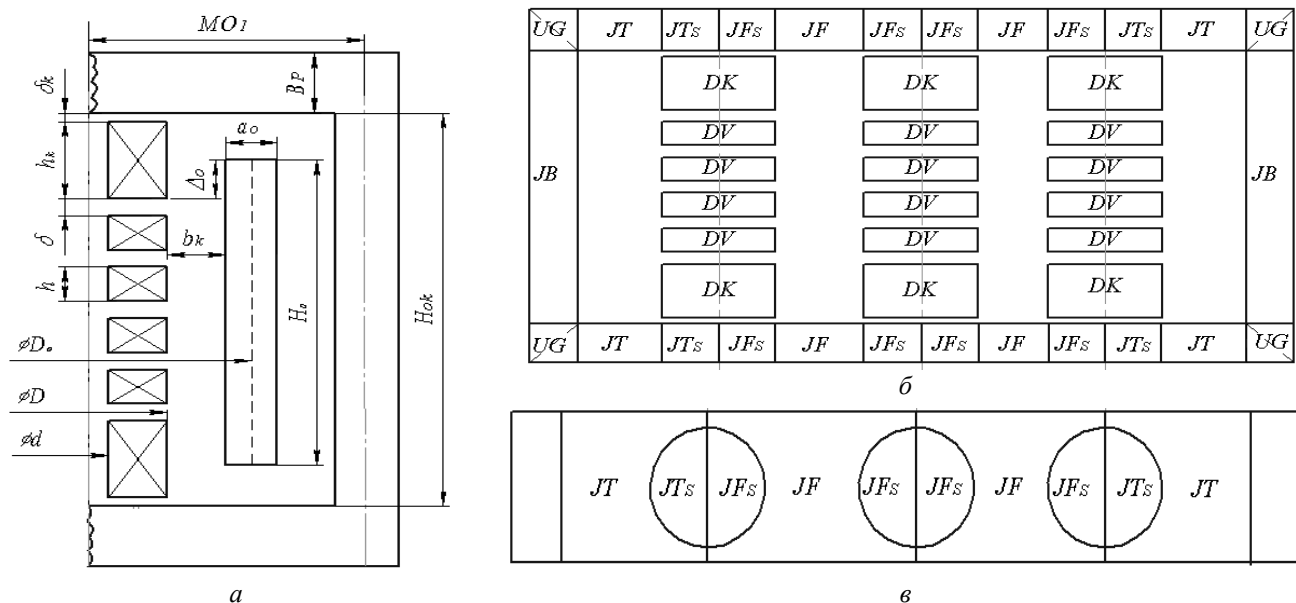


Рис. 1

На рис. 1 б, в показано ескіз найбільш розвинутої МС із боковими ярмами трифазного реактора з умовною розбивкою на частини з характерними особливостями розподілу магнітних потоків і втрат, та введено наступні умовні позначення: DV – диски внутрішні, DK –

диски крайні, JB – ярмо бокове, JT – ярмо торцеве, JF – ярмо міжфазне, UG – кути ярм, JTs – ярмо торцеве-стрижень, JFs – ярмо міжфазне-стрижень.

Розрахунок потоків в МС реакторів із використанням заступних схем.

Основні положення та припущення при розробці магнітних заступних схем:

1. величина магнітного потоку в стрижні та в каналах обмотки не залежить від опору ярм, що допустимо за відсутності насичення в робочих режимах експлуатації реакторів;
2. магнітний потік у стрижні розподіляється рівномірно за висотою обмотки, на торцях обмотки потік з обмотки каналу замикається в крайній диск і в горизонтальне ярмо;
3. магнітний потік у пакетах ярм розподіляється пропорційно площі перерізу стрижня і каналу обмотки за товщиною пакета. У крайній пакет ярма замикається потік із каналу обмотки, що знаходиться поза товщиною ярма. Потоки між сусідніми пакетами (підпакетами) відсутні;
4. у пакетах ярм трифазних МС з бічними ярмами відбувається перерозподіл потоків з урахуванням різного опору окремих ділянок гілок (крім центрального пакета з отворами під шпильку);
5. у центральному пакеті ярм з отворами під шпильку замикається лише частина потоку між сусідніми стрижнями. Решта потоку входить по нормалі до площини довгих пластин між стрижнями сусідніх фаз.

Положення про незалежність магнітного потоку в стрижні від розподілу потоків в ярмах за відсутності їхнього насичення дає змогу розглянути послідовно заступну схему стрижня з обмоткою (первинна схема) та попакетні заступні схеми (вторинні схеми) ярм МС реактора. Взаємодія вказаних заступних схем ґрунтується на нерозривності магнітного потоку в МС реактора, який генерує робочий струм в обмотці.

Заступна магнітна схема стрижня з обмоткою реактора.

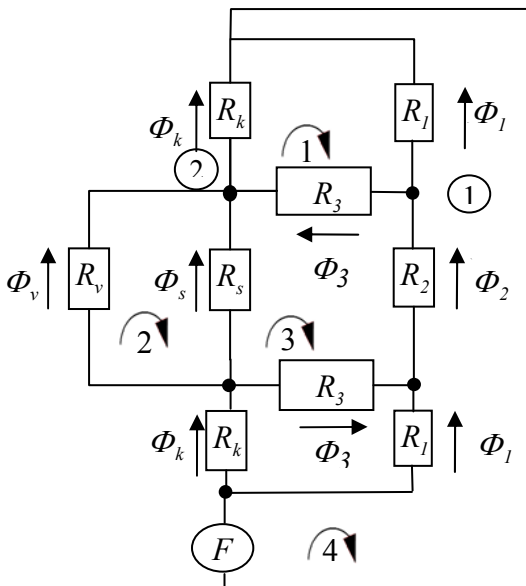


Рис. 2

На заступній схемі стрижня рис. 2 позначено: лінійні магнітні опори каналів торців обмотки-ярмо R_l , обмотка-стрижень R_2 і торцеві обмотки-крайній диск R_3 , каналу всередині стрижня R_v , а також нелінійні магнітні опори R_s сталі внутрішніх дисків і проміжків між ними і опору R_k сталі крайнього диску і проміжку між ним та ярмом.

Під час визначення параметрів магнітних опорів використано результати чисельних досліджень магнітних потоків в області обмотки та стрижня МС ШР [6], які показано на рис. 3.

Зокрема враховано, що внутрішні диски стрижня завантажуються рівномірно, крайні – більш інтенсивно (рис. 3 а).

Осьова складова магнітної індукції в каналі обмотка-торцеве ярмо (рис. 3 б) максимальна на внутрішній твірній обмотки та лінійно зменшується до зовнішньої твірної. Також осьове поле лінійно зменшується (майже до нуля) до поверхні крайнього диска.

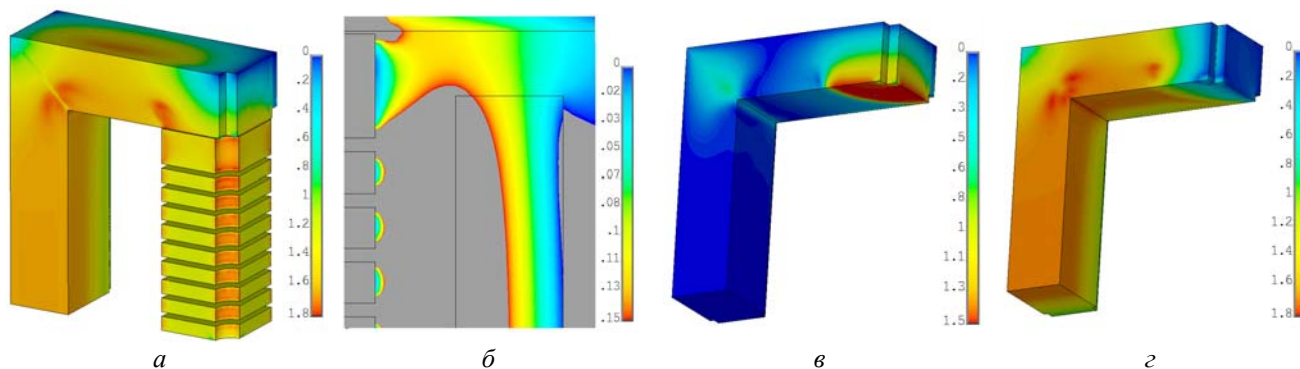


Рис. 3

Магнітний потік зі стрижня та торців обмотки входить в горизонтальні ярма поперек прокатки пластин (рис. 3 в) та замикається в торцевих та бічних частинах ярем упродовж прокатки (рис. 3 з).

Радіальний потік з обмотки в крайній диск замикається в каналі, який знаходиться в області перевищення торця обмотки над останнім внутрішнім проміжком між дисками. Закриття магнітного потоку поза обмоткою можна знехтувати по причині незначної його долі, а також внаслідок його закриття у вікні МС через бічні ярма або, поза вікном (поперечній осі симетрії реактора), – через поперечні магнітні шунти до поверхні торцевих ярем. Наведені спостереження, а також припущення 1 і 2 дають змогу визначити параметри магнітних опорів заступної схеми, зображеної на рис. 2.

Магнітний лінійний опір між торцями обмотки і ярмом обчислюється відношенням величини зазору між торцем обмотки і ярмом магнітопроводу до площі каналу, обмеженого третьою радіального розміру обмотки і каналу стрижень-обмотка у відліку від внутрішньої твірної обмотки:

$$R_1 = \frac{(H_{ok} - H_o)/2}{\mu_0 \pi \left((D_o - a_o/3)^2 - (D_o - a_o - 2/3 b_k)^2 \right) / 4} \quad (1)$$

Магнітний опір каналу стрижень-обмотка визначається висотою обмотки зчеплення витків обмотки в межах третини радіального розміру обмотки від внутрішньої поверхні обмотки за вирахуванням перерізу стрижня з поправкою на розширення проміжків [3, 4]:

$$R_2 = \frac{H_o}{\mu_0 \pi \left((D_o - a_o/3)^2 - (D + 1.5 \varepsilon)^2 \right) / 4} \quad (2)$$

Магнітний опір каналу між торцем обмотки та крайнім диском обчислюється за величиною проміжку між зовнішньою поверхнею стрижня та внутрішньою поверхнею обмотки, віднесеної до площі каналу «обмотка-крайній диск», в якому торець обмотки знаходиться вище останнього внутрішнього проміжку:

$$R_3 = \frac{b_k}{\mu_0 \pi (D_o - a_o) A_o} \quad (3)$$

Магнітний опір каналу всередині стрижня обчислюється також з поправкою на розширення проміжків:

$$R_v = \frac{H_{ok}}{\mu_0 \pi (d - 1.5 \varepsilon)^2 / 4} \quad (4)$$

Магнітні нелінійні опори у внутрішній і крайній частинах стрижня обчислюються як послідовне з'єднання нелінійних опорів сталі дисків стрижня з врахуванням залежності магнітної індукції від проникності електротехнічної сталі $\mu'(B)$ і лінійних опорів відповідних проміжків:

$$R_s = \frac{h}{\mu_0 \mu'(B) S_a} (n_z - 1) + \frac{\delta}{\mu_0 S_\varepsilon} n_z, \quad R_k = \frac{h_k}{\mu_0 \mu'(B) S_a} + \frac{\delta_k}{\mu_0 S_k}, \quad (5)$$

де S_v – площі перерізу активної сталі диска ($v = a$), внутрішніх ($v = z$) та крайніх ($v = k$) повітряних проміжків, n_z – число внутрішніх проміжків стрижня. Під час розрахунку магнітного опору проміжків між дисками враховується випинання магнітного потоку з умовним розширенням ширини диска на величину $\varepsilon = \beta / \pi \ln(1 + h / \beta)$ [3, 4]. Водночас приймається $\beta = \delta$ для внутрішніх проміжків і $\beta = 2\delta_k$ для крайніх проміжків. Еквівалентні площі перерізів визначаються як $S_v = \pi / 4 [(D + 2\varepsilon)^2 - (d - 2\varepsilon)^2]$.

Система рівнянь Кірхгофа для визначення потоків у стрижні з обмоткою за заступною схемою (рис. 2) складена для контурів 1-4 та вузлів 1-2:

$$\begin{aligned} \Phi_1 R_l - \Phi_3 R_3 - \Phi_k R_k &= 0, & \Phi_v R_v - \Phi_s R_s &= 0, & \Phi_2 R_2 + 2\Phi_3 R_3 - \Phi_s R_s &= 0, \\ \Phi_s R_s + 2\Phi_k R_k &= I_n \sin(\omega t), & \Phi_1 - \Phi_2 + \Phi_3 &= 0, & \Phi_3 + \Phi_v + \Phi_s - \Phi_k &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

де $\omega = 2\pi f$ за промислової частоти $f = 50$ або 60 Гц.

Система є нелінійною за опорами R_s і R_k , які залежать від відповідних потоків Φ_s і Φ_k . Розв'язок системи рівнянь виконується для заданого набору точок у часі $t = 0, \Delta t \dots 1/f$. На першому кроці за початкове значення приймається магнітний потік порядку 0.1 Вб. Далі проводиться розв'язок лінійної системи рівнянь щодо потоків. Потім послідовно уточнюється магнітна проникність сталі за величиною розрахованої індукції. За початкові значення на наступному часовому кроці приймаються величини, які знайдено на попередньому кроці.

Таким чином, заступна схема рис. 2 стрижня з обмоткою та алгоритм (1)–(6) забезпечує визначення магнітних потоків у внутрішніх DV і в крайніх DK дисках стрижня, а також слугує для визначення потоків стрижня з обмоткою, які замикаються в системі торцевих горизонтальних та бокових вертикальних ярм.

Попакетні магнітні заступні схеми ярм магнітної системи реактора. Користуючись припущеннями 3...5, розглянемо магнітні заступні схеми ярм МС однофазних і трифазних реакторів.

Магнітні потоки в пакетах ярм однофазних МС. Магнітний потік Φ_k крайнього диска стрижня МС і потік Φ_l з торця обмотки за схемою, зображеною на рис. 2, замикаються в пакети торцевих і бокових ярм пропорційно площі перерізу стрижня за шириною пакетів ярма (рис. 4).

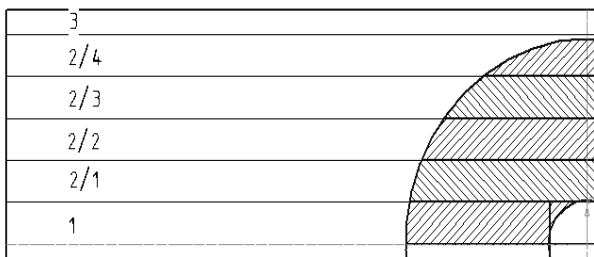


Рис. 4

На цьому рисунку виділено центральний пакет за номером 1 під стяжку шпильку стрижня (за її наявності), пакет 2 і крайній пакет 3. Здебільшого пакет 2 має значну товщину. Тому для підвищення точності розрахунку цей пакет необхідно розбити на підпакети 2/1, ..., 2/4. Таким чином, приходимо до розгляду розгалужених (попакетно) магнітних заступних схем ярм МС реактора.

Згідно з рис. 4 потоки в i -му пакеті ярма, з урахуванням прийнятого припущення 3, розраховуються за формулами

$$\Phi^i = \begin{cases} \Phi_k S_k^i / S_k + \Phi_1 S_1^i / S_1, & \text{за умови } i = 1..N-1; \\ \Phi_k S_k^i / S_k + \Phi_1 (S_1^i + S_1^0) / S_1, & \text{за умови } i = N, \end{cases} \quad (7)$$

де N – число підпакетів ярма, S_k^i , S_1^i – площа перерізу стрижня і каналу над обмоткою по i -му пакету, S_1^0 – площа каналу над обмоткою, який знаходиться за межами ярма. Повні площі S_k та S_1 визначено в виразах для опорів за формулами (1) та (3).

Магнітні потоки в пакетах ярм трифазних МС. Насамперед зупинимось на питанні завантаження магнітними потоками в центральному пакеті торцевого ярма МС з отвором під стяжку шпильку. Чисельними дослідженнями визначено, що через короткі пластини міжфазної частини ярма замикається тільки частина потоку між сусідніми стрижнями. «Над-

лишкова» частина потоку виходить у довгі пластини сусіднього пакету, майже вдвічі збільшуючи в них магнітну індукцію (рис. 5 а). Розробка відповідної заступної схеми введенням магнітного опору по нормалі до площин вказаних пакетів є складною задачею внаслідок суттєвої тривимірності конструкції ярма в досліджуваному місці.

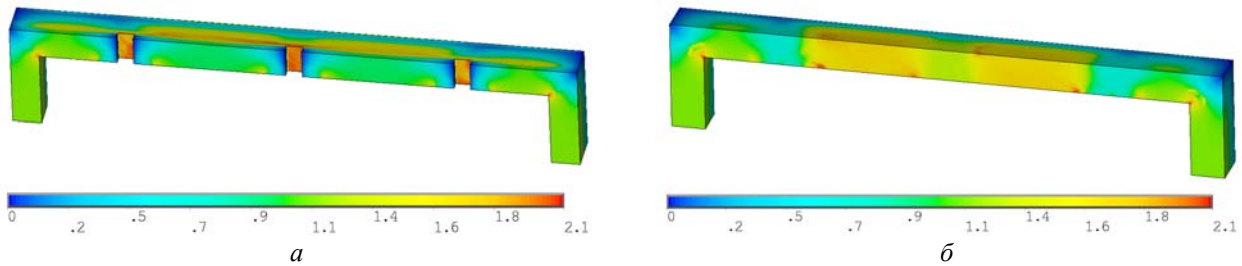


Рис. 5

Для вирішення цього питання чисельним моделюванням проведено спостереження за часовим перебігом магнітних потоків, які збуджуються стрижнями сусідніх фаз і які замикаються у вказаних пакетах (рис. 6). Позначимо потоки двох сусідніх фаз як Φ_A^I та Φ_B^I . Потік, що проходить вздовж міжфазових коротких пластин у напрямку прокатки сталі, позначено як Φ^{\parallel} , потік, який виходить по нормалі з коротких пластин, – Φ^{\perp} .

Встановлено, що між вказаними потоками справедливі такі співвідношення:

$$\Phi_{AB}^{\perp} = (\Phi_B^I + \Phi_A^I)/2, \quad \Phi_{BC}^{\perp} = (\Phi_C^I + \Phi_B^I)/2, \quad (8)$$

$$\Phi_{AB}^{\parallel} = (\Phi_B^I - \Phi_A^I)/2, \quad \Phi_{BC}^{\parallel} = (\Phi_C^I - \Phi_B^I)/2. \quad (9)$$

У МС без отворів під шпильки такі процеси відсутні, пластини горизонтальних ярм навантажуються більш рівномірно (рис. 5 б), потоки визначаються відповідно до перерізу стрижнів за виразами (7).

Магнітні заступні схеми пакетів МС із бічними ярмами без проміжків під стяжну шпильку. Відповідну магнітну заступну схему показано на рис. 7, де позначено нелінійні опори i -х пакетів торцевих, міжфазних і бічних ділянок ярм:

$$R_{jt}^i(B) = \frac{MO_1}{\mu_0 \mu'(B) S_{jt}^i}, \quad R_{jf}^i(B) = \frac{MO/2}{\mu_0 \mu'(B) S_{jf}^i}, \quad R_{jb}^i(B) = \frac{H_{ok} + B_{Pi}}{\mu_0 \mu'(B) S_{jb}^i}, \quad (10)$$

де S_{jt}^i , S_{jf}^i , S_{jb}^i – площі перерізу i -х пакетів торцевого, міжфазного та бічного ярм; B_{Pi} – ширина i -го пакету торцевого ярма.

У пакетах без проміжків під шпильку трифазних МС з бічними ярмами величини потоків визначаються за схемою заміщення (рис. 7) за заданих потоків стрижня і обмотки (Φ_A^k , Φ_B^k , Φ_C^k , $k=2, \dots, N$) і заданих потоків з коротких пластин центрального пакета ($\Phi_{AB}^{\perp k}$, $\Phi_{BC}^{\perp k}$), де N – сумарна кількість пакетів і підпакетів ярма; R_{jt}^k , R_{jf}^k , R_{jb}^k – опори k -х пакетів торцевих, міжфазних і бічних ділянок ярм.

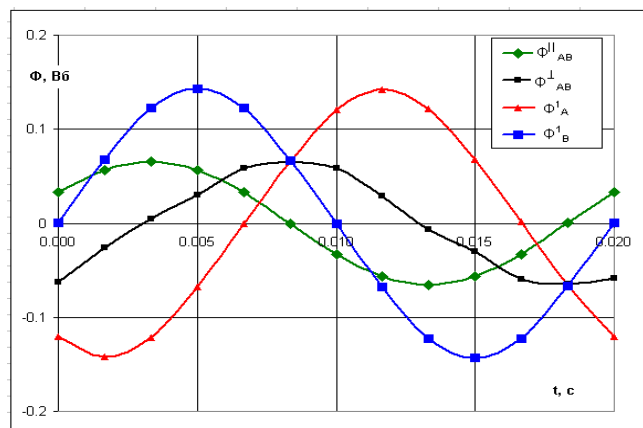


Рис. 6

$$B_j^s = 1/S_j \sum_{i=1}^N B_j^i S_j^i, \quad P_j^s = 1/S_j \sum_{i=1}^N p(B_j^i) \cdot k_{nc}^i \cdot S_j^i. \quad (13)$$

Коефіцієнт підвищення втрат залежить від співвідношення

$$k_j = P_j^s / p(B_j^s). \quad (14)$$

Для кожної частини торцевого, міжфазного, бічного ярм визначаються свої усереднені індукції B_{jt} , B_{jf} , B_{jb} і відповідно коефіцієнти k_{jt} , k_{jf} , k_{jb} .

Втрати в дисках стрижня. З розрахунку розподілу магнітних потоків у стрижні за схемою, наведеною на рис. 2, визначається середнє значення індукції B_s в об'ємі стрижня. За рахунок проміжків між дисками і випинання поля індукція магнітного поля розподіляється нерівномірно, збільшуючись до країв диска (рис. 8 а), що підвищує втрати, визначені за середнім значенням через нелінійну залежність втрат від індукції. Із співвідношення геометричного перерізу стрижня S_r до еквівалентної площі S_ε в формулі (5) визначається найменше значення $B_{min} = B_s S_r / S_\varepsilon$ (рис. 8 б).

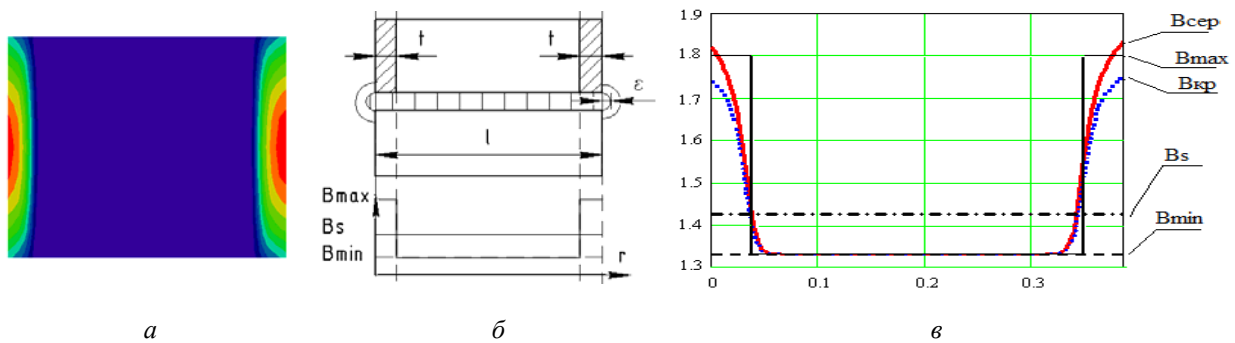


Рис. 8

Для дослідження області насичення диска розроблено двовимірну заступну схему, в якій циліндричний об'єм нижньої половини диска розбивається на кільцеві елементи, що відповідають за провідність та питомі втрати вздовж та впоперек прокату сталі ЕТС [9]. До нижніх вузлів сітки додається рівномірно розподілений потік з внутрішнього проміжку, на бічні вузли додається потік з зони випинання, який рівномірно спадає до нуля посередині висоти диска. Для прикладу, результати застосування схеми для диска реактора 110 МВАр показано на рис. 8 в у вигляді розподілу індукції на нижньому краю диска ($B_{кр}$) та посередині висоти диска $B_{ср}$. Розрахунковими дослідженнями запропонованої заступної схеми визначено, що за номінальної середньої індукції в стрижнях МС у діапазоні 1.2...1.5 Тл інтенсивність найбільшої індукції на бічній поверхні диска досягає величини 1.8 Тл. Водночас зона збільшення індукції (рис. 8 б) визначається величиною випинання і дорівнює $t = \varepsilon (B_{max} / B_{min} - 1)^{-1}$. Це дозволяє ввести коефіцієнт збільшення втрат у дисках до втрат, визначених за середнім значенням індукції, за виразом

$$k_d = (P(B_{min}) \cdot (l - 2t) + P(B_{max}) \cdot 2t) / P(B_s). \quad (15)$$

Втрати на несинусоїдальність магнітного потоку в ярмах. У ярмах трифазних МС із боковими ярмами наявна несинусоїдальність індукції внаслідок розгалуженості магнітних потоків різних фаз. Максимальним значенням B_m індукції та її гармонічними складовими B_i , ($i=1,2,3,\dots$) визначається коефіцієнт $k_u = B_m^{-1} \sqrt{\sum_i (i \cdot B_i)^2}$, а також емпірична залежність $\alpha(B_m) = 0.177 B_m^2 - 0.33 B_m + 0.66$ [8]. Коефіцієнт збільшення втрат дорівнює

$$k_{nc} = \alpha + (1 - \alpha) k_u. \quad (16)$$

Проходження магнітного потоку в горизонтальних ярмах не паралельно прокатці ЕТС. У горизонтальних ділянках ярм навпроти стрижня відбувається підвищення втрат за рахунок проходження потоку не паралельно до прокатки ЕТС. Відомо, що для потоків впоперек прокатки сталі питомі втрати зростають у кілька разів. Ступінь збільшення залежить від марки сталі, амплітуди магнітної індукції та кута між напрямком потоку та прокату [9]. Прийнято, що це збільшення в середньому становить 4 одиниці. Також враховується, що індукція впоперек прокату лінійно зменшується до нуля за висотою ярма. Тому питомі до маси втрати в ярмах навпроти стрижня обчислюються за формулою $P_{js} = 4/K \sum_{i=1}^K p(B_k i/K)$, де

K – число точок розрахунку індукції по висоті ярма; B_k – індукція в крайньому диску стрижня; $p(B)$ – питомі втрати в ЕТС в залежності від індукції за відповідним каталогом. Таким чином, коефіцієнт збільшення втрат дорівнює

$$k_{js} = P_{js} / p(B_k). \quad (17)$$

У трифазних реакторах процеси в зонах навпроти стрижня є складними внаслідок постійної зміни напрямку потоків. Шляхом порівняння з наявними результатами випробувань реактора без отворів під шпильку у цих зонах для підвищення втрат P_{js} у трифазних реакторах підібрано коефіцієнт $k_T = 2$.

Втрати від вихрових струмів у площині пластин ярм з отворами під стяжну шпильку стрижня. У ярмах тристрижневих МС з отворами під шпильку наявні потоки (8), які направлені по нормалі до пластин ЕТС тих пакетів, які суміжні з пакетами з проміжками під шпильку (рис. 5 а). Генеруються вихрові струми і відповідні втрати. Зазначимо, що розрахунок втрат в пакетах ЕТС від магнітного поля, направлено по нормалі до площини пакетів, виконується, зокрема, для крайніх пакетів стрижнів трансформаторів [6]. У результаті відповідних розрахунків за допомогою вказаної програми отримано величину втрат у пакетах ярм реакторів залежно від частоти поля f , амплітуди магнітної індукції b , довжини L та ширини H (висота ярма) пластини, товщини центрального пакету T (з отворами):

$$P_v = k_v \cdot k_p \cdot f^2 \cdot b^2 \cdot (1.2 \cdot L - 200) \cdot H^{2.88} \cdot T, \quad (18)$$

Коефіцієнт $k_v = 2.38E - 7$ отримано для характерних розмірів ярм. Коефіцієнт $k_p = 0.03$ відображає характер зміни поля по товщині пакету, який отримано за результатами чисельних розрахунків втрат в ярмах МС низки реакторів.

Сумарні втрати в магнітних системах шунтувальних реакторів

Основні втрати визначаються за масами відповідних частин МС, вказаними на рис. 1 б, в, та коефіцієнтами збільшення втрат (12)–(17)

$$P_o = P_{st} + P_{JT} + P_{JTs} + P_{UG} + P_{JB} \quad (\text{однофазні МС}), \quad (19)$$

$$P_o = P_{st} \cdot 3 + P_{JT} + P_{JF} + P_{JTs} \cdot k_T + P_{JFs} \quad (\text{трифазні МС без бічних ярм}), \quad (20)$$

$$P_o = P_{st} \cdot 3 + P_{JT} + P_{JF} + P_{JTs} \cdot k_T + P_{JFs} + P_{UG} + P_{JB} \quad (\text{трифазні МС з бічними ярмами}), \quad (21)$$

де

$$\begin{aligned} P_{st} &= k_d (p(B_k) \cdot m_{DK} \cdot 2 + p(B_s) \cdot m_{DV} \cdot (n_z - 1)); \\ P_{JT} &= k_{jt} \cdot p(B_{jt}) \cdot m_{JT} \cdot 4; & P_{JTs} &= (k_{jt} \cdot p(B_{jt}) + k_{js} \cdot p(B_k)) \cdot m_{JTs} \cdot 4; \\ P_{JF} &= k_{jf} \cdot p(B_{jf}) \cdot m_{JF} \cdot 4; & P_{JFs} &= (k_{jf} \cdot p(B_{jf}) + k_{js} \cdot p(B_k)) \cdot k_T \cdot m_{JFs} \cdot 8; \\ P_{UG} &= k_{UG} (B_{jt}) \cdot m_{UG} \cdot 4; & P_{JB} &= k_{jb} \cdot p(B_{jb}) \cdot m_{JB} \cdot 2. \end{aligned} \quad (22)$$

У випадку розташування стяжних шпильок всередині стрижнів трифазних МС до основних додаються втрати на вихрові струми (18).

Співставлення розрахункових втрат в МС з їхніми оцінками у разі типових випробувань реакторів. Під час типових електромагнітних випробувань шунтувальних реакторів за умови робочої напруги та виміряного струму і омичного опору в обмотці виміряно сумарні втрати в реакторі і активні втрати в обмотці та у відведеннях.

Розрахунковими методами визначено додаткові втрати на вихрові струми в провідниках обмотки, втрати в баку, в пресувальних ярмових балках, в стяжних шпильках. Для цього застосовано відповідне програмне забезпечення системи САПР ТЕР [6]. За різницею вимірних сумарних та всіх видів зазначених втрат оцінюють втрати в МС реактора, що в цілому відповідає положенням стандарту [1]. Позначимо їхню величину як P_{test} . Для прикладу, в таблиці подано втрати P_{test} в МС однофазних та трифазних реакторів і результати розрахунків втрат P_{calc} за представленою в цій роботі методикою. У більшості випадків похибка не перевищує 10 %.

№	Реактор	P_{test} , кВт	P_{calc} , кВт	Похибка, %
1	РТМ-29750/36	33.4	31.1	-6.9
2	РОМ-55000/525	19.5	17.9	-8.2
3	РОМ-110000/750	53.6	42.8	-20.1
4	РТМ-50000/500	40.8	30.6	-25.0
5	РТМ-65000/500	38.5	35.3	-8.3
6	РТМ-70000/500	82.9	81.8	-1.3
7	РТМ-125000/500	43.1	42.1	-2.3
8	РТДН-67000/110	45.0	42.2	-6.2
9	РТДН-120000/330	52.9	49.4	-6.6

Розроблену методику впроваджено у програмі перевірних розрахунків втрат у МС шунтувальних реакторів, також у програмі їхніх багатоваріантних оптимізаційних розрахунків у системі проектування силових трансформаторів та електричних реакторів [6].

Висновки. Послідовний розрахунок пов'язаними первинною магнітною заступною схемою стрижня з обмоткою, вторинними розгалуженими (попакетно) схемами торцевих і бокових ярм, та двовимірними схемами дисків стрижня забезпечує детальне визначення перехідних магнітних потоків в усіх частинах МС шунтувального реактора. Значення цих потоків є необхідним і достатнім для подальшого розрахунку втрат.

До традиційного розрахунку основних втрат у сталі та втрат на шихтування пластин додатково необхідно враховувати втрати на нерівномірність потоків у дисках стрижнів і в пакетах ярм, на несинусоїдальність потоків, на проходження потоку впоперек прокату сталі, а також втрати на вихрові струми в торцевих ярмах за наявності в них отворів під стяжні шпильки стрижнів.

Точність розрахунків втрат у МС шунтувальних реакторів за розробленою аналітичною методикою достатня для практики їхнього розрахункового проектування.

1. IEC 60076-6: Power transformers - Part 6: Reactors, IEC:2007, 244 p.
2. Бики М.А. Проектирование электрических реакторов для высоковольтных линий электропередач на постоянном и переменном токе. Днепропетровск: Монолит, 2014. 164 с.
3. Манькин Э.А. Расчет реакторов со стальным магнитопроводом с зазорами. *Электричество*. 1959. № 7. С. 35–41.
4. Лейтес Л.В. Электромагнитные расчеты трансформаторов и реакторов. М.: Энергия, 1981. 392 с.
5. Іванков В.Ф. Синтез і розрахунок електричних реакторів із зазорами в стрижні магнетопроводу. *Техн. електродинаміка*. 2008. № 3. С. 66–70.
6. Іванков В.Ф., Басова А.В., Хімюк І.В. Методи моделювання трансформаторів та реакторів. К.: Наш формат, 2017. 490 с.
7. Кравченко А.Н., Родионов В.Г., Шугайло А.И., Эйнгорн И.Я. Методика расчета потерь и тока холостого хода трансформаторов. *Техническая электродинамика*. 1979. № 2. С. 45-52.
8. Валкович З., Вещич П. Расчет пятистержневого сердечника при помощи цифровой вычислительной машины. «Радэ кончар». Институт Загреб, Югославия. 1974, 24 с.
9. Cheng Z, Takahashi N., Forghani B. TEAM Problem 21 Family (V.2009). International Compumag Society Board at Compumag: Florianópolis, Brazil. 2009, 16 p.
10. Minh et al., Finite Element Modeling of Shunt Reactors Used in High Voltage Power Systems, *Engineering, Technology & Applied Science Research*, Vol. 11, No. 4, 2021. Pp. 7411–7416.
11. Özüpak Y. Designing a Reactor for Use in High Voltage Power Systems and Performing Experimental and Simulation Analysis. *Journal of Engg. Research Online First Article*. 2022. 14 p. DOI: <https://doi.org/10.36909/jer.17017>

ANALYTICAL CALCULATION OF MAGNETIC FLOWS AND LOSSES IN THE MAGNETIC SYSTEMS OF SHUNTING REACTORS BY SUBSTITUTE CIRCUITS

A.V. Basova, V.F. Ivankov

PrJSC «ZTR»,

Dniprovske shose, 3, Zaporizhia, 69600, Ukraine

For high-voltage shunt reactors with rods with non-magnetic gaps, an analytical method for calculating magnetic fluxes based on substitute circuits has been developed by substantiation by finite element modeling, and the calculation of main and additional losses in magnetic systems has been refined. The results of loss calculations are compared with their estimates during type tests of reactors. Bibl. 11, fig. 8, table.

Keywords: shunt reactors, magnetic systems, backup circuits, magnetic fluxes, losses.

1. IEC 60076-6: Power transformers - Part 6: Reactors, IEC:2007, 244 p.
2. Biki M.A. Design of electric reactors for high-voltage power lines on direct and alternating current. Dnepropetrovsk: Monolit, 2014. 164 p. (Rus)
3. Man'kin Je.A. Calculation of reactors with a steel magnetic core with gaps. *Jelektrichestvo*. 1959. No 7. Pp. 35–41. (Rus)
4. Lejtes L.V. Electromagnetic calculations of transformers and reactors. M.: Jenergija, 1981. 392 p. (Rus)
5. Ivankov V.F. Synthesis and calculation of electric reactors with gaps in the magnetic circuit rod. *Tekhnichna elektrodynamika*. 2008. No 3. Pp. 66–70. (Ukr)
6. Ivankov V.F., Basova A.V., Khimyuk I.V. Transformers and reactors modeling methods. K.: Nash format, 2017. 490 p. (Ukr)
7. Kravchenko A.N., Rodionov V.G., Shugaylo A.I., Eyngorn I.YA. Method for calculating losses and no-load current of transformers. *Tekhnicheskaya elektrodinamika*. 1979. No 2. Pp. 45–52.
8. Valkovich Z., Veshich P. Calculation of a five-rod core using a digital computer. "Rade konchar". Institut Zagreb, Jugoslavija. 1974, 24 p. (Rus)
9. Cheng Z. Takahashi N., Forghani B. TEAM Problem 21 Family (V.2009). International Compumag Society Board at Compumag: Florianópolis, Brazil. 2009, 16 p.
10. Minh Tu P. et al. Finite Element Modeling of Shunt Reactors Used in High Voltage Power Systems. *Engineering, Technology & Applied Science Research*. 2021.Vol. 11. No. 4. Pp. 7411–7416. DOI: <https://doi.org/10.48084/etasr.4271>
11. Özüpak Y. Designing a Reactor for Use in High Voltage Power Systems and Performing Experimental and Simulation Analysis, *Journal of Engg. Research Online First Article*. 2022. 14 p. DOI: <https://doi.org/10.36909/jer.17017>

Надійшла: 17.04.2023
Прийнята: 02.05.2023

Submitted: 17.04.2023
Accepted: 02.05.2023