

Испит спремат по овом тексту.

Делове текста између маркера

и

прочитати информативно (из тог дела градива се неће постављати питања на испиту)

6. Прелазне појаве

У досадашњем делу излагања углавном се говорило о устаљеним процесима током рада трансформатора. Поред њих, постоје и прелазни процеси, чије је познавање од суштинског значаја и при пројектовању и при експлоатацији трансформатора. У поглављу 5. је било речи о топлотним прелазним процесима, који су били од практичног интереса због могућности оптерећивања трансформатора струјама већим од номиналних, и то захваљујући великој маси и великом топлотном капацитету трансформатора, због којих пораст температуре касни за променом оптерећења. За разлику од веома спорих прелазних топлотних процеса, код трансформатора се јављају и брзи електрични прелазни процеси, који се морају познавати како не би дошло до: а) оштећења трансформатора или б) његовог искључења због неадекватног подешавања и реаговања заштите трансформатора. У овом поглављу се говори о три таква прелазна електрична процеса:

- укључење трансформатора
- кратак спој
- пренапони

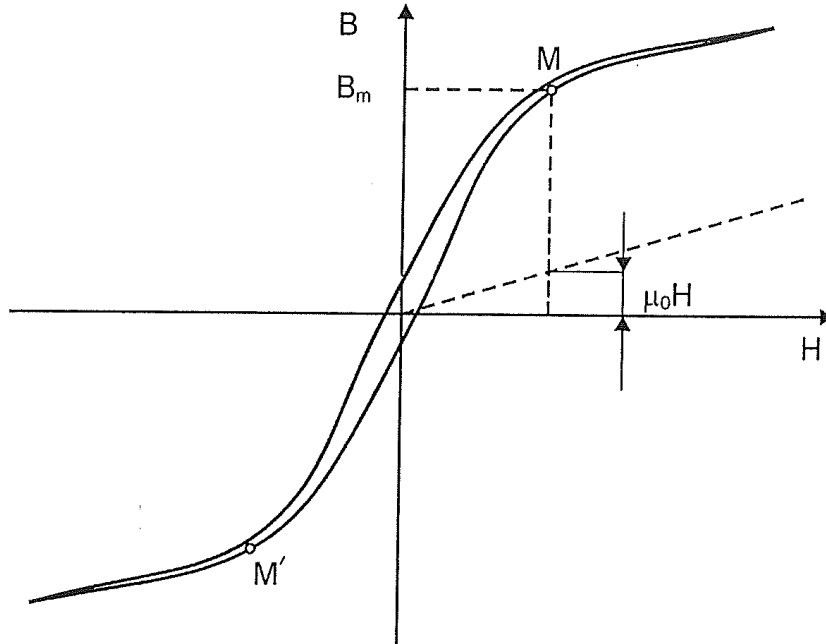
При укључењу трансформатора се јављају струје које су вишеструко (према [1], 3.5 до 40 пута, према [2] 6 до 8 пута) веће од номиналне I_n ; оријентационо, струја празног хода I_0 у стационарном стању износи око 3% I_n за мање енергетске трансформаторе, односно 0.1% I_n за веће трансформаторе, што значи да струја при укључењу трансформатора у празном ходу може да достигне вредности које су више стотина пута веће од устаљене струје празног хода I_0 . Ова појава је **последница релантног флукса** у магнетном колу и **ефекта засићења** магнетног кола, до кога долази током прелазног електромагнетног процеса при укључењу. Највећа струја при укључењу трансформатора се јавља када је трансформатор у празном ходу, односно када се на мрежу прикључује примар трансформатора коме је секундар неоптерећен. Овај случај је и једноставнији за анализу у односу на ситуацију да у тренутку укључења постоји оптерећење на секундару трансформатора. Као што ће се видети у одељку 6.1, одређивање временског тока промене струје при укључењу је тежак теоријски задатак. Са практичног становишта, најважније је да се примени таква **релејна заштита која неће реаговати при укључењу трансформатора** (када постоји прелазни период се струјом интензитета већег од номиналне). Поред тога, постоје још два техничка аспекта, која су у пракси мање критична: 1) да сам трансформатор не буде механички и термички угрожен услед протицања струје укључења и 2) да полазна струја направи пад напона на сабирницама у електроенергетској мрежи на које су прикључени и други пријемници, што се карактерише као погоршање квалитета електричне енергије. Решења ова два техничка аспекта се може решити адекватном заштитом, која треба да буде подешена тако да искључи трансформатор уколико, због неповољног тренутка укључења, полазна струја има вредности које би угрозиле трансформатор или довеле до превеликих падова напона.

У претходним излагањима је објашњено да при кратком споју на секундару трансформатора кроз трансформатор протичу велике струје ($1 / u_k$ пута веће од номиналне I_n). Током прелазног процеса након наташка кратког споја долази до појаве једносмерне компоненте струје, због чега **вршна вредност струје** (максимална тренутна вредност струје) превазилази вредност максималне наизменичне струје у устаљеном стању ($\sqrt{2} (1 / u_k) I_n$). Са практичног становишта познавање максималне тренутне вредности струје је од интереса за проверу механичких сила које се јављају у трансформатору, као и у елементима мреже кроз које ова струја протиче.

Пренапони су последица **атмосферског пражњења** (спољашњи пренапони) или настају услед погонских **комутационих процеса** (приликом укључења и искључења прекидача у електроенергетској мрежи) или **кварова** (пре свега земљоспоја или несиметричних кварова у мрежи). Проучавање пренапона је пре свега од интереса за пројектовање пренапонске заштите и проверу диелектричне издржљивости трансформатора на који наилази пренапон настао услед неког од претходно наведених узрока.

6. 1. УКЉУЧЕЊЕ НЕОПТЕРЕЂЕНОГ ТРАНСФОРМАТОРА

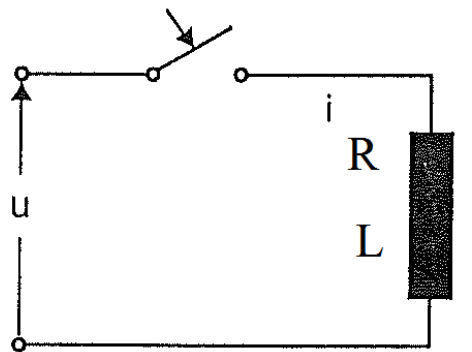
Временски ток и максимална вредност струје при укључењу трансформатора у празном ходу (без оптерећења на секундару) зависи од заосталог (реманентног) флукса у магнетном колу и максималне магнетне индукције према којој је пројектовано магнетно коло (на слици 6.1 је приказан реалан положај радне тачке (М и М') који је усвојен при пројектовању трансформатора). Као што ће се видети, магнетно коло током овог прелазног процеса улази у засићење, због чега ће математички модел који описује појаву бити нелинеаран и једначине компликоване за решавање. Квалитативно објашњење појаве се може исказати на следећи начин. Током прелазног процеса магнетна пермеабилност опада јер магнетно коло улази у засићење (за исти пораст магнетне индукције B мора да се оствари много већи пораст магнетног поља H него на линеарном делу карактеристике $B(H)$). Последица је да магнетни отпор расте, а реактанса магнећења опада. С обзиром да напонску равнотежу напона напајања мреже и пада напона који на реактанси магнећења ствара струја, доћи ће до расте струје из мреже. У наставку текста се приказује један упрошћени поступак, чија је примена довољно једноставна, а тачност прихватљива, чијом се применом долази до таласног облика струје при укључењу трансформатора.



Слика 6.1

У објашњењу појаве ће се поћи од еквивалентне шеме трансформатора у празном ходу у којој је занемарена отпорност у грани магнећења (ова отпорност моделује губитке у гвожђу); заменска шема трансформатора се тада своди на редну везу отпорности намотаја примара R и сопствене индуктивности примарног намотаја L (једнаке збиру индуктивности расипања примара $L_{l\sigma}$ и међусобне индуктивности сведене на примар L_{μ} (индуктивност у грани магнећења)). У анализама које следе се сматра да је напон мреже простопериодична функција времена:

$$u = U_m \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (6.1)$$



Слика 6.2

Имајући у виду да ће се током анализираниог процеса ући у зону засићења на магнетној карактеристици, једначину напонске равнотеже је погодније писати преко флукса (укупног флукса кроз намотај Ψ), а не преко индуктивности (реактансе), која се мења по уласку у зону засићења:

$$u - \frac{d\Psi}{dt} - R i = 0 \quad (6.2)$$

Форма у којој су раздвојене индуктивност расипања примара $L_{l\sigma}$ и индуктивност у грани магнећења L_{μ} ($L_{l\sigma}$ је приближно константна, док је L_{μ} променљива - она је одређена магнетном

пермеабилношћу, која опада када магнетска индукција (B) прелази вредност до које је магнетна карактеристика линеарна. Промена пермеабилности би се могла узети у обзир на следећи начин. Претпоставимо да постоји таква карактеристика $B(H)$ из које је могуће одредити кретање радне тачке по карактеристици магнећења $B(H)$, од почетног стања (карактерисаног заосталим магнетизмом), током прелазног процеса који следи. Из такве карактеристике може се одредити и магнетна пермеабилност (μ), за сваку од вредности магнетне индукције: $\mu = B / H$. Следећи корак је одређивање магнетног отпора ($R_m = 1/\mu l_{Fe}/S_{Fe}$), из магнетске пермеабилности и димензија језгра, а затим одређивање вредности индуктивности ($L_\mu = N^2 / R_m$).

$$u - L_{1\sigma} \frac{di}{dt} - \frac{d(L_\mu(i) i)}{dt} - R i = 0 \quad (6.3)$$

Дакле, ако би била позната магнетна карактеристика материјала која при произвољној почетној радној тачки и при произвољној промени струје (поља H) даје поље B , једначину (6.3) би било могуће решити нумерички, односно, за претпостављени престо периодични напон (6.1), добити промена струје током прелазног режима по укључењу.

На исти начин (користећи исти принцип) могуће је решити и једначину (6.2), ако се флуks раздвоји на флуks магнећења и расипања и ако се зна зависност и једног и другог од струје, при чему је зависност флуksа расипања линеарна, а флуksа магнећења нелинеарна.

Из претходно изложеног јасно је да се индуктивност у колу мења, што значи да систем није линеаран. Због тога за одређивање временске промене струје укључења треба тражити алтернативу решавању једначине (6.3). Имајући у виду израз (6.1) и $\Psi = L i$, једначина (6.2) може се написати као

$$\frac{d\Psi}{dt} + \frac{R}{L(\Psi)}\Psi = U_m \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (6.4)$$

Први сабирак на левој страни једначине је много већи од другог сабирка, па се неће учинити велика грешка ако се сматра да L не зависи од Ψ , већ да је L константно, односно да је претходна једначина линеарна. Партикуларно решење једначине (6.4) гласи (индекс s указује да се ради о симетричној престо периодичној компоненти)

$$\Psi_s(t) = \Psi_m \sin(\omega t + \varphi_0 - \varphi) \quad (6.5)$$

где је:

$$\Psi_m = \frac{U_m}{\omega} \quad (6.6)$$

$$\varphi = \arctg \frac{L}{\omega R} \quad (6.7)$$

Решење хомогене једначине гласи (индекс a указује да се ради о аperiodичној компоненти)

$$\Psi_a(t) = C e^{-\frac{R}{L}t} \quad (6.8)$$

где је C интеграциона константа, која се одређује из почетног услова да је вредност флуksа у почетном тренутку

$$\Psi(t = 0) = \Psi_r \quad (6.9)$$

Дакле,

$$\Psi(t) = \Psi_a(t) + \Psi_s(t) = C e^{-\frac{R}{L}t} + \Psi_m \sin(\omega t + \varphi_0 - \varphi) \quad (6.10)$$

$$C = \Psi_r - \Psi_m \sin(\varphi_0 - \varphi) \quad (6.11)$$

$$\Psi(t) = (\Psi_r - \Psi_m \sin(\varphi_0 - \varphi)) e^{-\frac{R}{L}t} + \Psi_m \sin(\omega t + \varphi_0 - \varphi) \quad (6.12)$$

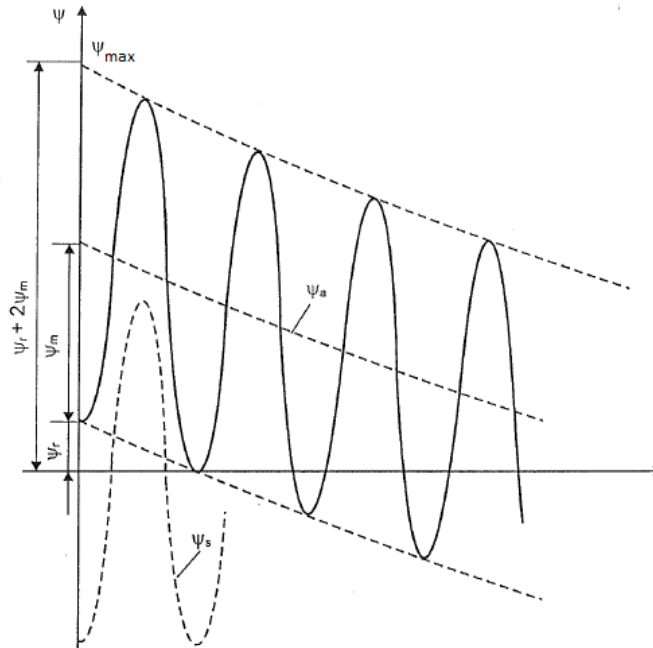
Временска константа $T = L / R$ је велика (оријентационо, за савремене велике трансформаторе 10 до 20 s), што значи да ће у првих неколико периода након укључења трансформатора члан $(\Psi_r - \Psi_m \sin(\varphi_0 - \varphi)) e^{-\frac{R}{L}t}$ бити практично константан. На основу те чињенице и чињенице да остале вредности у изразу (6.12) не зависе од L , закључује се да усвајање апроксимације да је L константно не утиче битно на вредности струје током првих неколико периода након укључења трансформатора, а самим тим ни на вршну вредност струје током прелазног периода.

Максимална вредност флукса се постиже када се трансформатор укључи у тренутку у коме је фазни став напона φ_0 такав да је $\varphi_0 - \varphi = -\pi / 2$, односно једнак $\varphi_0 = \varphi - \pi / 2$; тада је $-\sin(\varphi_0 - \varphi) = 1$, па је $(\Psi_r - \Psi_m \sin(\varphi_0 - \varphi)) = (\Psi_r + \Psi_m)$. Максимална вредност флукса се постиже у тренутку $t = 10 \text{ ms}$, када је једносмерна компонента $\Psi_r + \Psi_m$ ($t = 10 \text{ ms} \ll T$), а наизменична $\Psi_m \sin(\omega t + \varphi_0 - \varphi) = \Psi_m \sin(\pi + \varphi_0 - \varphi) = \Psi_m \sin(\pi - \frac{\pi}{2}) = \Psi_m$:

$$\Psi_{max} = (\Psi_r + \Psi_m) + (\Psi_m) = \Psi_r + 2 \Psi_m \quad (6.13)$$

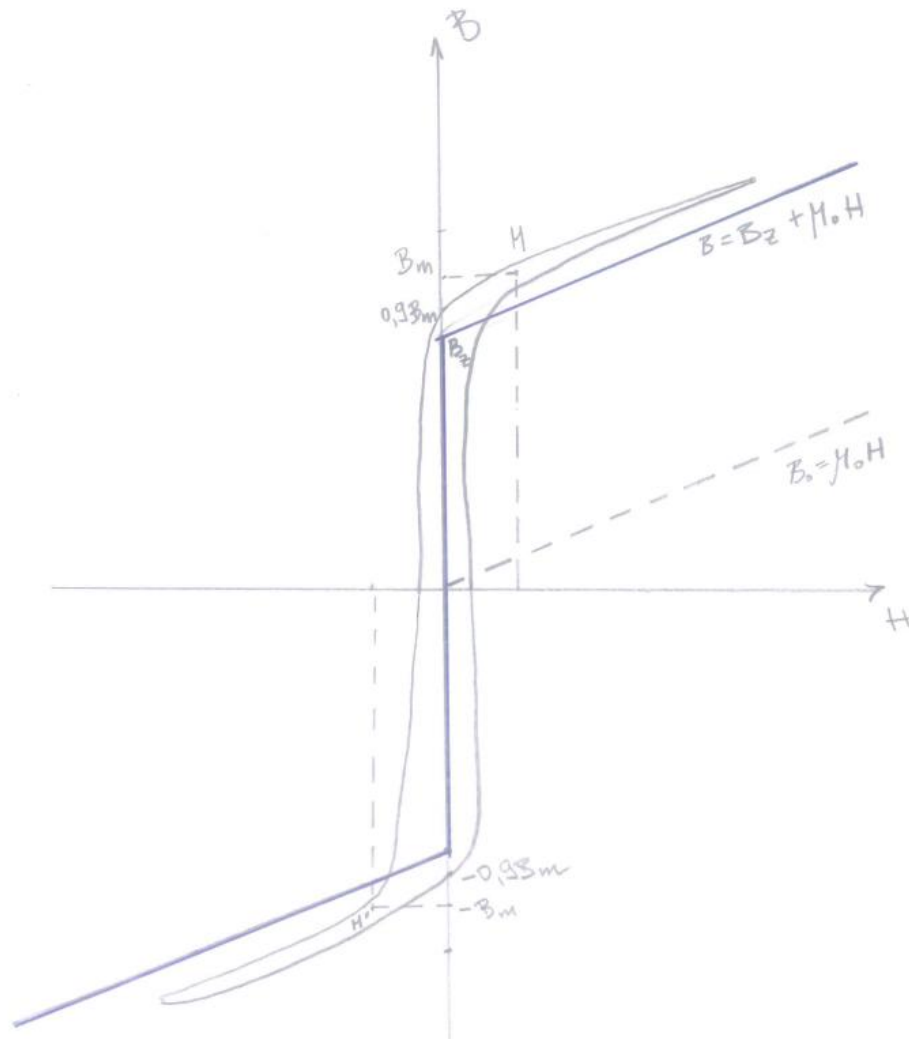
Према [4], типична вредност реманентног магнетног флукса износи $\Psi_r = 0.9 \Psi_m$, што значи да је $\Psi_{max} = 2.9 \Psi_m$.

Графички приказ временске промене апериодичне компоненте, симетричне простопериодичне компоненте и укупне струје укључења, приказан је на слици 6.3.

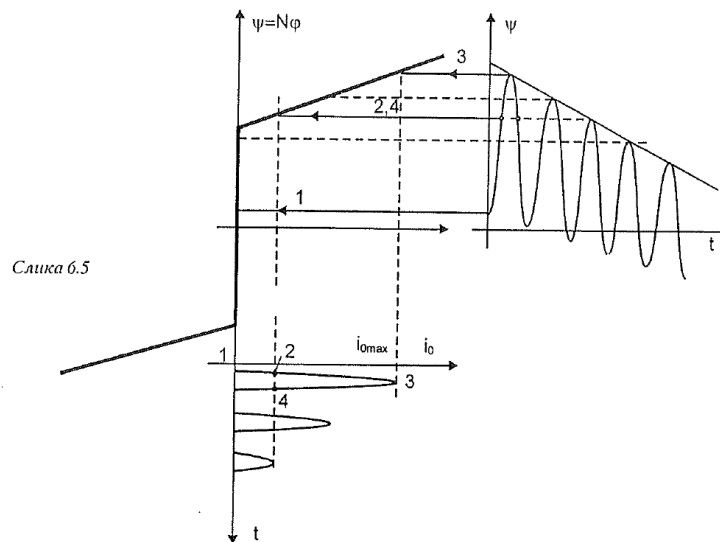


Слика 6.3

Као што је већ речено, према [4], типична вредност реманентног магнетног флуksа износи $\Psi_r = 0.9 \Psi_m$, што значи да је хистерезис релативно узак (приказ на слици 6.1 је квалитативан, док много реалнији његов облик приказан на слици 6.4 има реални облик, са $\Psi_r = 0.9 \Psi_m$). Имајући у виду реални облик хистерезиса, он се може апроксимирати са две праве линије, како је приказано на слици 6.5: вертикалном делом, $\mu_{Fe} \rightarrow \infty$ и линијом карактерисаном нагибом $\mu = \mu_0$ (ово значи да магнетно коло, због засићења, по достизању тачке на колену криве магнећења врло брзо губи феромагнетна својства, односно да је раст магнетне индукције са порастом магнетног поља исти као да је простор магнетног кола испуњен ваздухом). Полазећи од временског тока флуksа при укључењу трансформатора приказаног на слици 6.3 и наведене идеализације криве магнећења, конструкцијом приказаном на слици 6.5 може се одредити приближан ток струје укључења трансформатора.



Слика 6.4



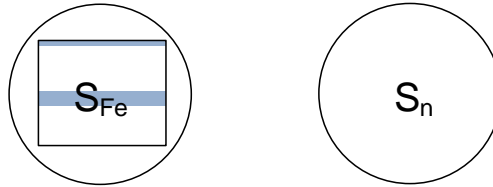
Слика 6.5

На сликама 6.3 и 6.5 је дат квалитативни приказ опадања једносмерне компоненте магнетног флукса. Њено стварно опадање је много спорије од оног које је приказаног на овим сликама. Као што је већ речено, полупериода промене низменичне компоненте је 10 ms, што је много мање од временске константе опадања једносмерне компоненте T (она оријентациони износи 10 до 20 s), што значи да се једносмерна компонента практично уопште неће променити током 10 ms, односно у тренутку 10 ms од тренутка укључења ће бити једнака вредности у тренутку укључења. Делјењем једначине (6.13) са бројем навојака N , добија се вредност магнетног флукса кроз један навојак:

$$\Phi_{max} = \Phi_r + 2 \Phi_m \quad (6.14)$$

На попречном пресеку магнетног кола, приказаном на слици 6.6 могу се уочити површина гвожђа S_{Fe} и површина попречног пресека навојка S_n (разлика површина $S_n - S_{Fe}$ представља површину ваздушног простора унутар навојка). Флукс из једначине (6.14) може се приказати и на други начин:

$$\begin{aligned} \Phi_{max} = \Phi_{Fe} + \Phi_{vaz} &= B_{Fe} S_{Fe} + \mu_0 H_{max} (S_n - S_{Fe}) \\ &= \mu_0 H_{max} S_n + (B_{Fe} - \mu_0 H_{max}) S_{Fe} \end{aligned} \quad (6.15)$$



Слика 6.6

Са слика 6.4 и 6.5 се види да је веза између магнетне индукције (B_{Fe}) и индукције потпуног засићења магнетног материјала (B_z)

$$B_z = B_{Fe} - \mu_0 H_{max} \quad (6.16)$$

Из (6.14) - (6.16) следи

$$2 \Phi_m + \Phi_r = \mu_0 H_{max} S_n + B_z S_{Fe} \quad (6.17)$$

$$2 B_m S_{Fe} + B_r S_{Fe} = \mu_0 H_{max} S_n + B_z S_{Fe} \quad (6.18)$$

Примењујући Амперов закон, односно из једнакости вредности циркулације магнетног поља (имајући у виду да се посматра случај засићеног магнетног кола, дужина l представља укупну дужину затворене контуре магнетног поља) са бројем обухваћених ампер-навојака, има се

$$2 B_m S_{Fe} + B_r S_{Fe} = \mu_0 N I_{0max} \frac{S_n}{l} + B_z S_{Fe} \quad (6.19)$$

Имајући у виду примењена упрошћења, по којима је пораст магнетне индукције једнак производу μ_0 и пораста магнетног поља (видети једначину (6.16)), може се сматрати да је вредност магнетног поља (H_{max}) иста у ваздуху и у гвожђу.

Коначно, долази се до вредности максималне струје која се јавља при укључењу

$$I_{0 \max} = S_{Fe}/S_n l \frac{2 B_m + B_r - B_z}{\mu_0 N} \quad (6.20)$$

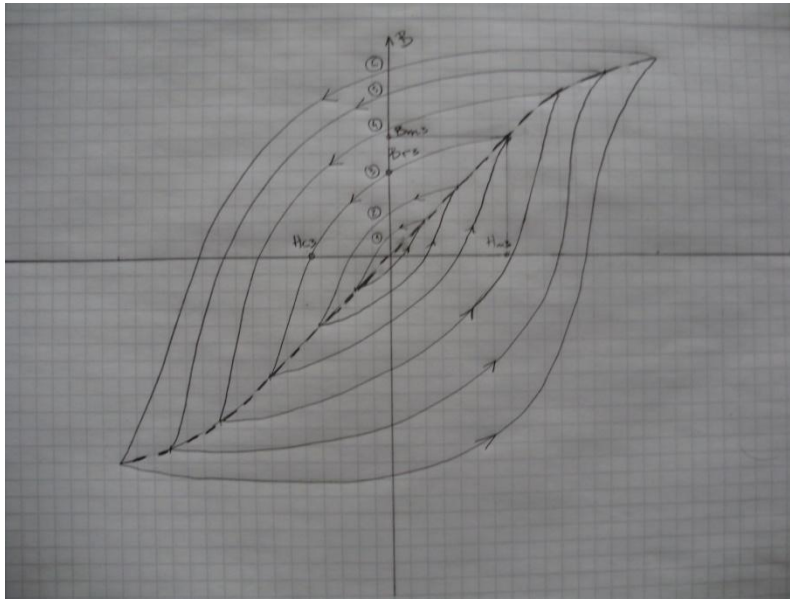
Максимална вредност зависи од односа површине попречног пресека магнетног материјала и површине попречног пресека навојка (S_{Fe}/S_n). Што је овај однос већи, већа је и вредност максималне струје. Имајући у виду да се укључење трансформатора врши са стране примара, следи закључак да ће струја укључења бити мања ако се примар изведе као спољашњи намотај (намотају секундара треба да буду ближе језгру), јер се на тај начин повећава попречни пресек навојка S_n . У случају да је напонски ниво намотаја примара виши од напонског нивоа секундара, што је најчешћи случај у пракси, додатни разлози да се примарни намотај изведе као спољашњи су да је лакше извођење његове електричне изолације, као и реализација извода за промену напонског односа. Из израза (6.20) се види и да максимална струја при укључењу расте са порастом реманентне магнетне индукције B , и дужине магнетног кола l .

Ситуација код трофазних трансформатора се донекле разликује јер је вредност напона на сваком од стубова (намотаја фаза) у тренутку укључења различита. Због тога долази до несиметрије магнетног флукса по стубовима. Крајњи ефекат је да је у случају спреге D (троугао), максимална вредност линијске струје мања од $\sqrt{3}$ · (максимална вредност струје у фази у критичном намотају). У случају спреге Y (звезда) релативне вредности струја према мрежи (у односу на номиналне) су нешто веће него код спреге D , али мање од оних које би се имале код монофазних трансформатора.



Из претходно изложеног квалитативно је јасно због чега долази до велике струје при укључењу трансформатора. Са друге стране, одређивање промене струје током прелазног процеса након укључења је компликовано; чак и да се следи приступ нумеричког решавања нелинеарне диференцијалне једначине која описује заменску шему са слике 6.2 или неке њене упрошћене варијанте, увек постоји проблем дефинисања "трајекторије" радне тачке у координатном систему зависности магнетне индукције B од јачине магнетног поља H . Наиме, за магнетни материјал обично постоји: а) статичка карактеристика, као једнозначна зависност $B(H)$, која приказује зависност вредности магнетне индукције у зависности од вредности магнетног поља, при чему се магнетно поље повећава постепено, почев од почетне тачке нултог поља и нулте индукције - испрекидана линија на слици 6.7, б) динамичка карактеристика, као зависност $B(H)$ током периоде простопериодичне промене магнетног поља - на слици 6.7 је приказано 6 таквих хистерезисних зависности, за различите максималне вредности јачине магнетног поља. Све динамичке карактеристике су дате под претпоставком да се има периодични режим (побудног напона, а последично и свих осталих електричних величина - струја и поља). Било какво одступање, типа да се на напон прикључи на трансформатор у коме постоји реманентна магнетна индукција, или да се догоди скоковита промена напона (на пример скоковита промена ефективне вредности простопериодичног напона на трансформатору), нису описане наведеним карактеристикама, односно из ових кривих не може да се добије временски ток промене струје. Примера ради, посматрајмо случај да се трансформатор прикључи на напон коме одговара динамичка карактеристика број 3, и то да је реманентна магнетна индукција у тренутку укључења позитивна и износи B_{r3} ($B_{r3} < B_{m3}$). Уколико је у тренутку укључења напон позитиван, магнетна индукција ће да расте (од вредности B_r), па ће радна тачка координатном систему $B(H)$ да крене на десно и горе, за разлику од кретања радне тачке која се има у простопериодичном режиму (тада се она креће на лево и доле).

За решавање практичних проблема, да при укључењу не долази до реаговања релејне заштите у случајевима када је струја укључења толика да не угрожава трансформатор и не изазива неприхватљиве падове напона, потребно је дефинисати алгоритме и поступке подешавања параметара релејне заштите трансформатора (данас је стандард дигитална релејна заштита, код које се врши брзо мерење вредности струје и напона и на тако добијеним вредностима спроводе алгоритми обраде сигнала и поређење са вредностима подешених критеријумских параметара на основу којих се доноси одлука да ли заштита треба да реагује). Често коришћени принцип је да релејна заштита не реагује иако се детектује струја чије је вредност већа од номиналне (I_n), али мања од дефинисаног мултипла номиналне ($I_{max} = K_{max} I_n$), уколико је други хармоник струје, карактеристичан за струју укључења, већи од задате граничне вредности. Поред ове две вредности, контролише се и топлотни импулс $Q = \int_0^t i^2(t) dt$; уколико топлотни импулс пређе дозвољену вредност, трансформатор се искључује.



Слика 6.7

При подешавању релејне заштите трансформатор не сме бити угрожен ни механички ни термички. Механичко напрезање зависи од максималне вредности струје ($I_{max} = K_{max} I_n$), односно највеће је при вршној вредности струје, док је за термичко напрезање (максимална дозвољена температура) битан и временски ток струје, односно укупни топлотни импулс $Q_{max} = \int_0^t i^2(t) dt$ који се генерише услед протицања струје укључења.

Силе које делују на намотај при укључењу трансформатора у празном ходу (прикључење на напон ВН стране) нису исте као при кратком споју, чак и ако су ефективне вредности струја укључења и кратког споја исте. Разлог је другачија расподела расутог флукса када струја постоји само у једном (ВН) намотају (случај празног хода), и када струја постоји у више (ВН и НН) намотаја (кратак спој), од које зависе силе (видети следећи одељак 6.2.).

Традиционално, сматра се да су напрезања већа при кратком споју и врши се њихова провера, али не треба искључити могућност да се код специфичних конструкција јаве и толико велике струје при укључењу трансформатора које би могле механички или термички да угрозе трансформатор; у таквим случајевима релејну заштиту треба подесити тако да искључи трансформатор ако се деси да је укључење било у тренутку при коме се јављају струје укључења које угрожавају трансформатор ($I > I_{max} = K_{max} I_n$, $Q > Q_{max} = \int_0^t i^2(t) dt$); у том случају је потребно покушати

поновно укључење, "са надом" да ће временски тренутак укључења у току мрежне периоде напона бити повољнији са становишта максималне струје укључења.

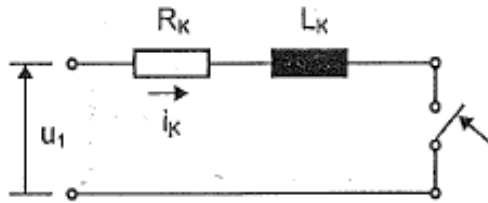
6. 2. УДАРНИ КРАТАК СПОЈ

6.2.1. Природа и максимална вредност струје кратког споја

Током прелазног електричног процеса по настанку кратког споја струја достиже вредност која је већа од максималне вредности наизменичне компоненте струје која би се имала у устаљеном простопериодичном режиму успостављеном на трансформатору у кратког споју.

Анализа ове појаве се заснива на заменској шеми трансформатора у којој је занемарена грана магнетнења (слика 6.8); образложење овог занемарења је дато у поглављу 3.4 - струја магнетнења је мања него у нормалном раду јер је флуks у магнетном колу мањи - у случају да су реактансе расипања трансформатора на примару и секундару једнаке, напон на импеданси магнетнења би био једнак половини номиналног. Приближно, флуks кроз магнетно колу и струја у грани магнетнења заменске шеме би били једнаки половини њихових вредности у нормалном радном режиму. Са друге стране, струје кроз примар и секундар при кратког споју су вишеструко веће од њихових номиналних вредности, што представља додатно оправдање да се грана магнетнења изостави из заменске шеме. Дакле, заменска шема има облик приказан на слици 6.8., а импеданса која

ограничава струју при простопериодичном напону $Z_k = \sqrt{R_k^2 + X_k^2} = \sqrt{R_k^2 + (\omega L_k)^2}$.



Слика 6.8

При простопериодичном мрежном напону важи следећа диференцијална једначина

$$L_k \frac{di_k}{dt} + L_k i_k = U_m \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (6.21)$$

где је φ_0 почетна фаза напона. Опште решење једначине је једнако решењу хомогене једначине – оно представља апериодични члан (i_a) и партикуларном решењу једначине – оно представља простопериодични члан (i_s):

$$i_k = i_a + i_s = I_a e^{-\frac{t}{T_k}} + I_{km} \sin(\omega t + \varphi_0 - \varphi_k) \quad (6.21)$$

I_a представља интеграциону константу, чија се вредност одређује из почетног услова, а I_{km} максимум простопериодичне компоненте струје, једнак $I_{km} = \frac{U_m}{\sqrt{R_k^2 + X_k^2}}$, а φ_k фазни став

простопериодичне струје у односу на фазни став простопериодичног напона $\varphi_k = \arctg\left(\frac{X_k}{R_k}\right)$.

У случају да трансформатор у тренутку настанка кратког споја није био оптерећен, почетни услов гласи $i_k(t=0) = 0$, одакле се добија вредност интеграционе константе

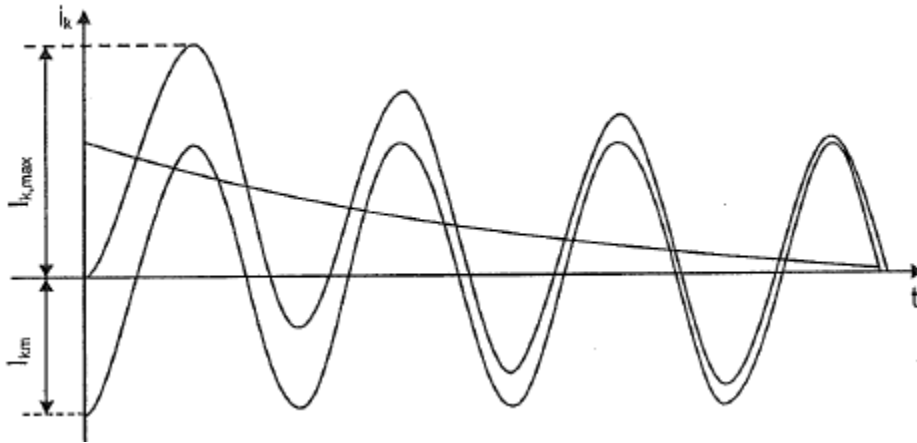
$$I_a = -I_{km} \sin(\varphi_0 - \varphi_k) \quad (6.22)$$

Уврштавањем интеграционе константе у израз (6.21) добија се

$$i_k = I_{km} \left(\sin(\omega t + \varphi_0 - \varphi_k) - \sin(\varphi_0 - \varphi_k) e^{-\frac{t}{T_k}} \right) \quad (6.23)$$

Временска константа промене једносмерне компоненте струје при краком споју износи $T_k = L_k / R_k$ (R_k је збир отпорности намотаја примара и отпорности намотаја секундара сведене на примар, а L_k је збир индуктивности расипања примара и индуктивности расипања секундара сведене на примар) и много је мања од временске константе при укључењу трансформатора, која је приближно одређена отпорношћу примара и индуктивношћу магнећења $T = L_\mu / R_l \approx 2 L_\mu / R_k$. Познато је да је X_μ много (за неколико редова величине) веће од X_k , што значи да је трајање прелазне електричне појаве током кратког споја много краће од прелазне електричне појаве током укључења трансформатора. Временска константа T_k је толико мала да једносмерна компонента значајно опадне већ у току једне полупериоде (10 ms). Максимална вредност аперидичне компоненте, а самим тим и највећа тренутна вредност струје кратког споја i_k ће се имати уколико се кратак спој деси у тренутку у коме је почетна фаза напона једнака $\varphi_0 - \varphi_k = -\pi/2$. У том случају израз (6.23) постаје

$$i_k = I_{km} \left(e^{-\frac{t}{T_k}} - \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \right) = I_{km} \left(e^{-\frac{t}{T_k}} + \cos(\omega t) \right) \quad (6.24)$$



Слика 6.9

Први, највећи, максимум функције $i_k(t)$ настаје приближно за ωt , и он износи

$$I_{k,max} = I_{km} \left(1 + e^{-\frac{\pi}{\omega T_k}} \right) = k_m I_{km} \quad (6.25)$$

при чему су типичне вредности за k_m од 1.7 до 1.8 за велике, односно 1.3 до 1.4 за мање трансформаторе. Знајући да је устаљена струја кратког споја

$$I_k = \frac{I_{km}}{\sqrt{2}} = \frac{U_n}{Z_k} \quad (6.26)$$

односно, у процентуалним вредностима

$$i_k = \frac{100}{z_{k,\%}} = \frac{100}{u_{k,\%}} \quad (6.27)$$

за максималну (ударну) струју током прелазног процеса, изражену у процентима, добија се

$$i_{k,max} = \sqrt{2} 100 \frac{k_m}{u_{k,\%}} \quad (6.28)$$

Струја кратког споја у прелазном електричном режиму након настанка кратког споја је функција две променљиве – времена, али и фазног става напона у тренутку настанка квара φ_0 (битна је разлика овог фазног става и угла фазора импедансе кратког споја: $\varphi_0 - \varphi_k$) Стриктно математички посматрано, максимална вредност струје се може посматрати као проблем тражења максимума функције две променљиве. Као што је речено, максимум се има приближно за $\varphi_0 = \varphi_k$ и $t = \pi / \omega$.

Струје кратког споја су велике – вредност струје која би се имала у устаљеном простопериодичном режиму је $1 / u_k$ пута већа од номиналне струје, а највећа тренутна вредност већа за додатних 30 до 80%. Тако велике струје изазивају велике силе на делове трансформатора, као и велика загревања и порасте температуре.

Највећа механичка напрезања, односно највеће силе се јављају при највећој тренутној вредности струје. Као што ће се видети из даљег текста, ове силе зависе од вредности струје кроз проводнике, али и од магнетног поља на позицијама проводника (од поља расипаља), које је највеће при највечим вредностима струје.

Утицај једносмерне компоненте струје на загревање није тако значајан јер једносмерна компонента брзо опада, па не ствара значајну топлотну енергију, односно не изазива значајан пораст температуре намотаја. Релејна заштита детектује кратак спој и искључује трансформатор, тако да трансформатор није током дужег времена изложен великој наизменичној струји кратког споја дуге време. Анализа дужине трајања квара, односно времена реаговања релејне заштите на старење трансформатора, може се наћи у [3] (доступно на http://term-procesi.etf.rs/dokumenti/istrzivanja/paper_8.pdf). Као стандардна провера при пројектовању је да ли је топлотни импулс у току трајања квара $\int_0^{t^*} i(t)^2 dt$ (t^* је време трајања квара) мањи од топлотног импулса који је дозвољен за трансформатор кроз који протиче струја кратког споја. До израза за дозвољени топлотни импулс се долази анализом практично адијабадског термичког процеса који настаје током кратког споја. Резултат је да дозвољени топлотни импулс зависи од карактеристика бакра (алуминијума), радне температуре и максималне температуре која се дозвољава за примењену класу изолације.

6.2.2. Правац, смер и интензитет сила

Механичке силе у нормалном раду нису опасне, односно напрезања која оне изазивају не угрожавају трансформатор. О њима се води рачуна, односно њихово израчунавање је од интереса, само при прорачуну буке - звук који се производи услед малих осцилација се суперпонира са звуком услед магнетострикције магнетног кола.

Силе су сразмерне квадрату струје, због чега се значајно повећавају при кратком споју, када је струја за ред величине већа од струје при нормалном раду. Последице су вишеструке: може да дође до пластичних деформација намотаја, ко и до померања комплетног намотаја јер сам систем намотаја није крут. Поред тога, због наизменичне природе сила (учестаност 100Hz) постоји опасност од резонансе, и свих њених последица.

Пре уопштеног приступа сила преко струје и магнетног поља на месту проводника, израз (6.30), прво ће се извршити квалитативна анализа узрока настанка сила, њиховог интензитета и правца и смера деловања.

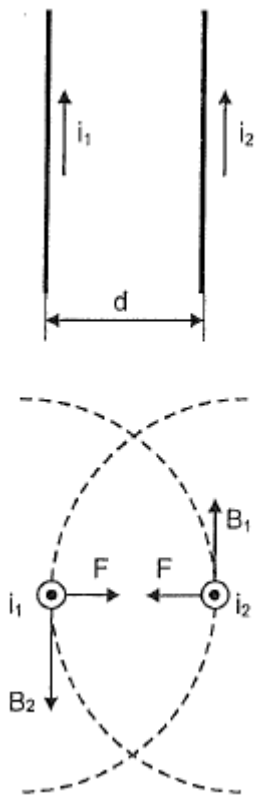
На слици 6.10 су приказана два паралелна проводника кроз које протичу струје у истом смеру. Подужна сила којом се проводници привлаче је једнака

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi d} i_1 i_2 \quad (6.29)$$

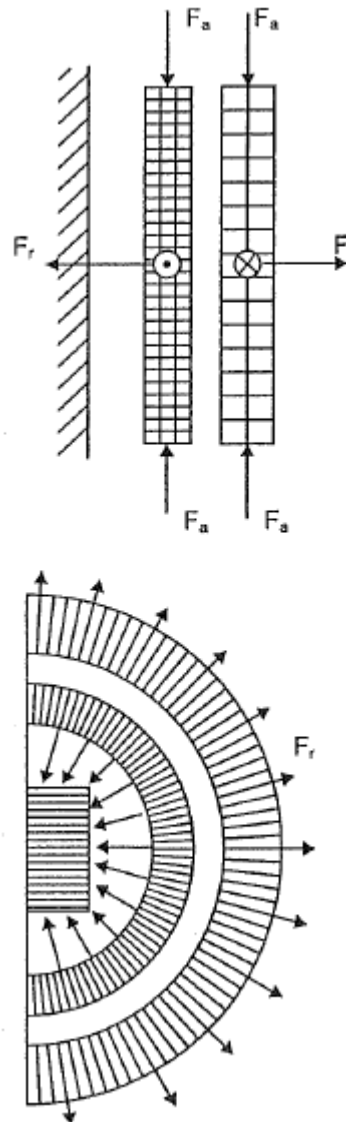
Проводници се привлаче када су струје истог смера, а одбијају када су струје супротног смера.

Пошто је у кратком споју, исто као и у нормалном раду, струја у секундару супротног смера од струје у примару, намотаји примара и секундара ће се одбијати (слика 6.11). То значи да ће унутрашњи намотај тежити да се скупи, а спољашњи да се рашири: силе су *радијалне*, и означена су на сл. 6.11 са F_r .

Ако се сад посматра сваки намотај за себе, констатоваће се да струје у појединим навојцима имају исте смерове, те долази до *привлачења*: сваки намотај тежи да се скупи, тј. да смањи своје димензије. Те силе се испољавају првенствено у *аксијалном* правцу и оне су на сл. 6.11 означене са F_a .



Слика 6.10



Слика 6.11

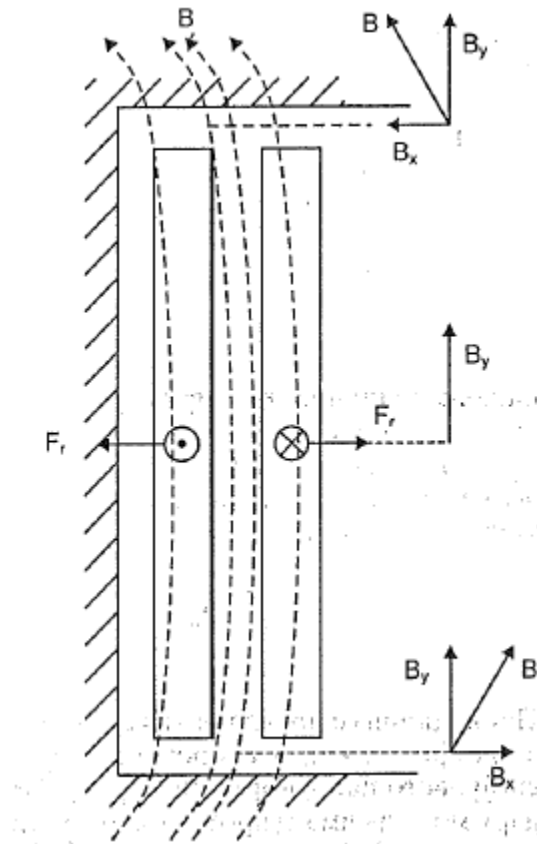
Претходни уводни текст је имао за циљ квалитативно објашњење сила. За тачно проучавање интензитета ових сила треба поћи од основног израза за силу (\vec{F}) која делује на проводник на чијој је позицији вредност магнетне индукције расутог поља \vec{B} :

$$\vec{F} = I \vec{L} \times \vec{B}, \quad (6.30)$$

где је \vec{L} вектор који је дефинисан дужи проводника усмереном у референтном смеру струје, I алгебарска вредност струје. Уколико је облик проводника "закривљен", као што је случај у намотају, законитост (6.30) се може применити на његов елементарни (бесконечно мали) део проводника, које се може посматрати као праволинијски.

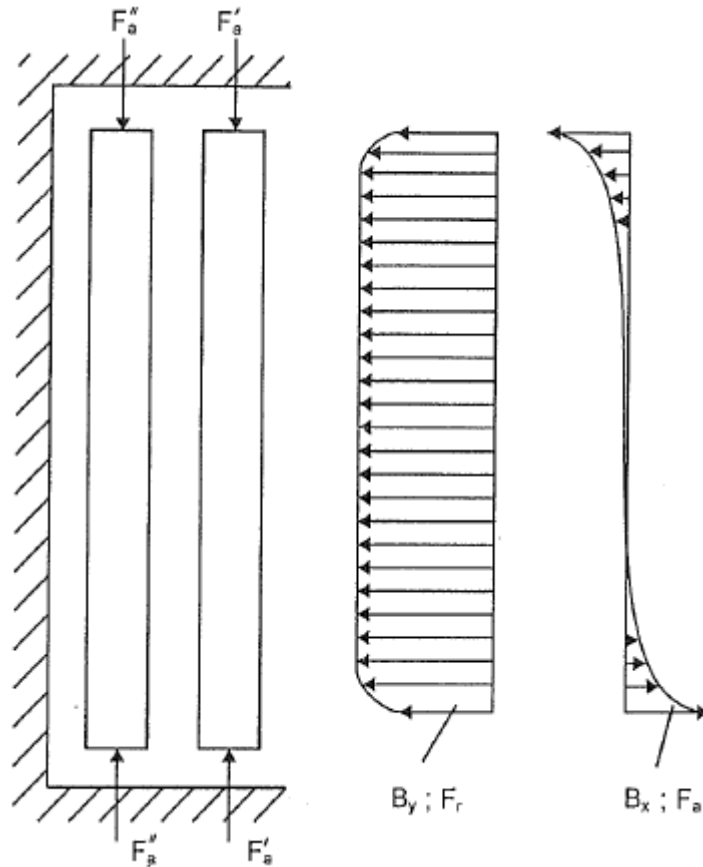
Применом векторског производа (6.30) на расподелу поља (слика 6.12) долази се до смера сила приказаног на слици 6.13; слике 6.12 и 6.13 су квалитативне, односно не приказују променљивост компоненти магнетног поља и сила по координати x - стварна расподела магнетног поља се може видети у одељку 3.5.6., слика 3.24 - Ђ. Имајући у виду да је вектор \vec{L} усмерен дуж проводнике,

односно дуж координате z , а магнетна индукција има y и z компоненту, аксијална компонента поља B_y изазива радијалну силу F_r , док радијална компонента поља B_x изазива аксијалну силу F_a .



Слика 6.12

У средишњем делу практично постоји само аксијална компонента поља, односно само радијална компонента силе, док при дну и при врху намотаја долази до закривљења линија поља, радијалне компоненте поља и аксијална компонента силе, како је то квалитативно приказано на слици 6.13. Слика 6.13 треба прихватити као квалитативни приказ и илустрацију промене интензитета радијалне и аксијалне компоненте сила по висини намотаја, док се вредности силе на сваком месту у намотају (на сваки проводник) одређују коришћењем израза (6.30) и расподеле поља приказане на слици 3.24 – Ђ.



Слика 6.13

У даљем тексту се излаже поједностављени приступ, који се заснива на Лагранжовој теореме и укупној магнетној енергији расутог флукса (одељак 3.5.4). Могло би се рећи да овај приступ прати традиционални поједностављени приступ по коме је одређивана и реактанса расипања и расподела додатних губитака у намотају.

Лагранжова теорема виртуелних помераја гласи: „Сила је једнака првом изводу енергије (у овом случају магнетне) у смеру координате коју она тежи да промени“. За координату F_z у правцу z осе важи

$$F_z = \frac{\partial W_m}{\partial z}, \quad (6.31)$$

где је W_m магнетна енергија:

$$W_m = \frac{1}{2} L i^2 \quad (6.32)$$

Одатле се добија

$$F_z = \frac{1}{2} i^2 \frac{\partial L}{\partial z} \quad (6.31)$$

Функционална зависност индуктивности расипања, која је управо и изведена из магнетне енергије расутог флукса, гласи (3.57):

$$L_k = \frac{X_k}{\omega} = \mu_0 N^2 k_R \pi D_m \left(\frac{a}{3} + \delta + \frac{b}{3} \right) \frac{1}{h} \quad (6.32)$$

Уврштавањем израза за коефицијент Роговског (3.56), $k_R \approx 1 - \frac{a + \delta + b}{\pi h}$, у претходни израз, долази се до

$$L_k = \mu_0 N^2 \pi D_m \left(\frac{a}{3} + \delta + \frac{b}{3} \right) \frac{1}{h} \left(1 - \frac{a + \delta + b}{\pi h} \right) \quad (6.33)$$

Димензија која се виртуелно мења у аксијалном правцу је висина намотаја (h). Налажењем парцијалног извода реактансе по координати аксијалног виртуелног помераја и сређивањем израза добија се

$$\frac{\partial L_k}{\partial z} = -\mu_0 N^2 \pi D_m \delta' \frac{1}{h^2} (2 k_R - 1) \quad (6.33)$$

где је $\delta' = \frac{a}{3} + \delta + \frac{b}{3}$.

Аксијална сила, којој су при ударној струји изложени и намотај примара и напон секундара, се добија из израза (6.31) и (6.33)

$$F_a = -\frac{1}{2} \left(\frac{N I_{k,max}}{h} \right)^2 \mu_0 \pi D_m \delta' (2 k_R - 1) \quad (6.34)$$

Негативан знак указује на то да силе делују у смеру скраћења намотаја ($\Delta h < 0$).

Димензија која се виртуелно мења у радијалном правцу је ширина међупростора између унутрашњег намотаја (примара) и спољашњег намотаја (секундара) (δ). Иако би теоретски као величине виртуелног помераја могле да се узму и ширине намотаја a и b , узима се δ јер ће је критично дејство силе померање читавих намотаја (сваки од намотаја је механички причврштен са другим намотајима и осталим конструкционим деловима трансформатора), а не сабијање које би настало због смањења димензија самих проводника, односно до промена димензија a и b . Налажењем парцијалног извода реактансе по координати радијалног виртуелног помераја долази се до

$$\frac{dL_k}{d\delta} = \mu_0 N^2 \pi D_m \frac{1}{h} \left(\left(1 - \frac{a + \delta + b}{\pi h} \right) + \left(\frac{a}{3} + \delta + \frac{b}{3} \right) \left(-\frac{1}{\pi h} \right) \right) \quad (6.35)$$

односно до радијалне силе којој су при ударној струји изложени спољашњи намотај (смер ка споља) и унутрашњи намотај (смер ка унутра)

$$F_r = \frac{1}{2} \left(\frac{N I_{k,max}}{h} \right)^2 \mu_0 \pi D_m h \left(\left(1 - \frac{a + \delta + b}{\pi h} \right) + \left(\frac{a}{3} + \delta + \frac{b}{3} \right) \left(-\frac{1}{\pi h} \right) \right) \quad (6.36)$$

$$F_r = \frac{1}{2} \left(\frac{N I_{k,max}}{h} \right)^2 \mu_0 \pi D_m h \left(k_R - \frac{\delta'}{\pi h} \right) \quad (6.37)$$

Из једначине (6.37) и (6.34) добија се однос радијалне и аксијалне силе

$$\frac{F_r}{|F_a|} = \frac{h \left(k_R - \frac{\delta'}{\pi h} \right)}{\delta' (2 k_R - 1)} \quad (6.38)$$

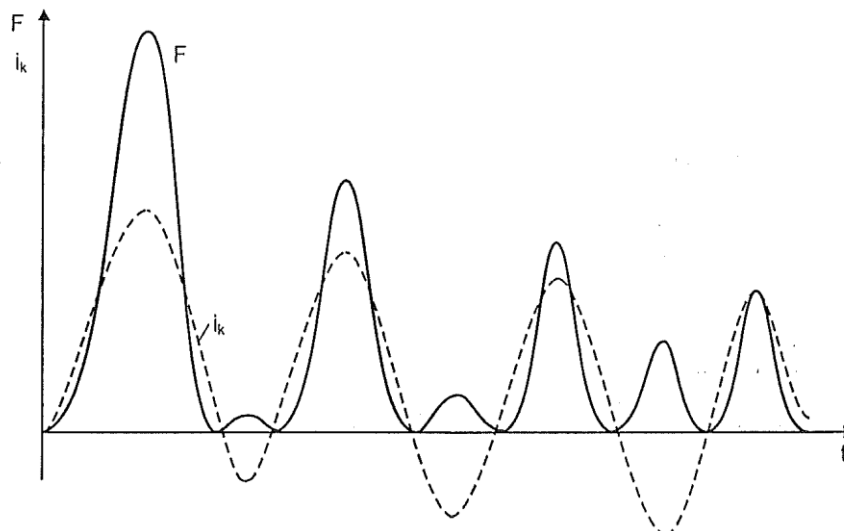
Имајући у виду да је $k_R \approx 1$ и да је $\delta' \ll h$, може се написати израз из кога се може квалитативно сагледати однос радијалне и аксијалне силе

$$\frac{F_r}{|F_a|} \approx \frac{h}{\delta'} \quad (6.39)$$

С обзиром да је ширина међупростора између намотаја примара и секундара (δ) много мања од висине намотаја (h), закључује се да је аксијална сила много мања од радијалне. То не значи да не треба разматрати аксијално напрезање проводника јер се може догодити да је напрезање конструкције које ствара аксијална сила много мање од напрезања које ствара радијална сила (основне поставке физике напрезања намотаја и могуће деформације услед дејства сила су дате у следећем одељку 6.2.3.).

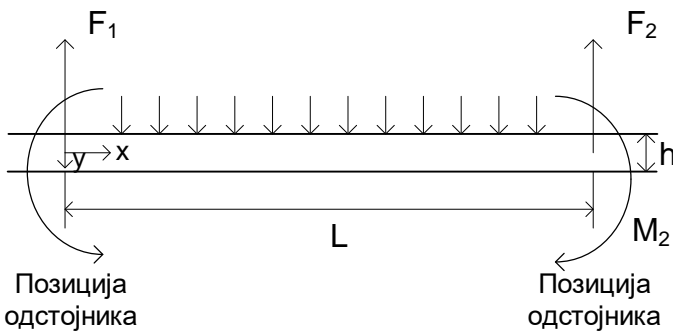
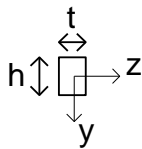
6.2.3. Типови напрезања проузрокована силама

Временска променљивост струје доводи до промене силе у времену. Највеће тренутне вредности струје, као и силе (силе су сразмерне са квадратом струје), јављају се након 10 ms од настанка кратког споја; после сваких наредних 10 ms се јављају локални максимуми струја и сила (слика 6.14). То значи да је фреквенција појаве локалних максимума силе 100 Hz, што може довести до механичке резонансе, о чему треба водити рачуна, односно проверити да ли је периода осцилације силе блиска резонантној учестаности.

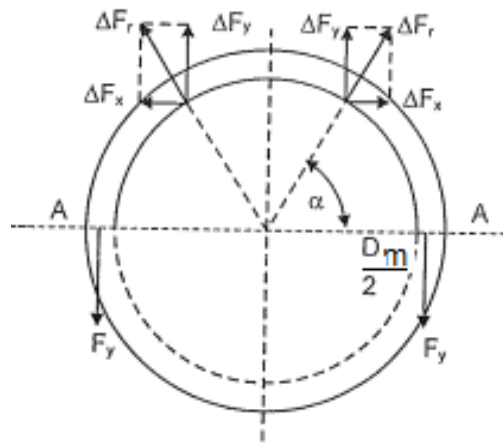


Слика 6.14

Конструкција намотаја је таква да може доћи до угибања унутрашњег намотаја и истезања спољашњег намотаја. Проводник се ослања на одстојнике којима се формирају аксијални канали за хлађење. Напрезање проводника услед радијалне силе на деоници између два суседна одстојника је слично нарезању класичне греде (слика 6.15а) на коју делује константна подужна сила¹. Означимо димензије „опште греде“ на који делује подужна сила f са h (висину греде - димензију греде у правце дејства силе) и t (ширину греде - димензију греде у правце управном на правац дејства силе). Код трансформатора, подужна вредност силе f_r (она је једнака односу елементарне силе која делује у радијалном правцу, ΔF_r , на слици 6.15б, и дужине елементарног дела Δl на коме делује елементарна сила ΔF_r , једнака је производу струје и аксијалне компоненте магнетног поља. За анализу напрезања услед радијалних сила "ширина греде" (t) је једнака висини проводника (H), а "висина греде" (h) ширини проводника (W). Растојање између два одстојника износи L .



Слика 6.15 а)



Слика 6.15 б)

Слична је ситуација за аксијалне силе, на местима одстојника којима се формирају хоризонтални (радијални) канали за хлађење; тада је "ширина греде" (t) једнака ширини проводника (W), а "висина греде" (h) висини проводника (H).

Повећањем броја одстојника (N_{ods}) којима се формирају радијални / аксијални канали смањује се укупна сила која делује на део проводника ослоњен између два одстојника, као и максималан угиб и напрезање проводника. Напрезање мора да буде такво да не пређе границу еластичности. У [4] је изведен израз за максимално напрезање на савијање које изазива аксијална сила, при чему је F_a аксијална сила која делује на један навојак пречника D_m :

$$\sigma_{max sav,axial} = \frac{100 F_a}{2 N_{ods} \pi D_m t} \left(\frac{L}{h}\right)^2 \quad (6.40)$$

где је L растојање између два одстојника (ширина одстојника W_{ods})

$$L = \frac{\pi D_m - N_{ods} W_{ods}}{N_{ods}} = \frac{\pi D_m}{N_{ods}} - W_{ods} \quad (6.41)$$

¹ F_1 , F_2 , M_1 и M_2 су силе, тј. моменти, којима одстојник делује на проводник у тачкама ослонца

Максимално напрезање на савијање ($\sigma_{max sav,axial}$) мора да буде мање од максимално дозвољене вредности за материјал од кога је сачињен проводник ($\sigma_{max sav,axial} \leq \sigma_{max sav,axial doz}$), како не би дошло до пластичне деформације, односно савијања проводника и промене карактеристика трансформатора, потенцијално и угрожавања изолационих својстава и квара (напонског пробоја) и испада трансформатора из погона.

При кратком споју постоји и опасност од кидања намотаја, услед резултантне силе по половини намотаја, која делује управно на пресек проводника и излаже га напрезању на кидање. Подужна вредност (по јединици дужине по обиму) силе f_r , која делује радијално (у правцу полупречника) је једнака количнику укупне силе по обиму и обима навојка:

$$f_r = \frac{F_r}{\pi D_m} \quad (6.42)$$

Сила која се јавља у попречном пресеку (на било ком месту дуж обима навојка) и која доводи до напрезања проводника на кидање једнака је

$$F_y = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} f_r \sin(\alpha) \frac{D_m}{2} d\alpha \quad (6.43)$$

$$F_y = \frac{1}{2} \frac{F_r}{\pi D_m} \frac{D_m}{2} \int_0^{\pi} \sin(\alpha) d\alpha \quad (6.44)$$

$$F_y = \frac{D_m}{2} \frac{F_r}{\pi D_m} \quad (6.45)$$

$$F_y = \frac{F_r}{2 \pi} \quad (6.46)$$

Оштећење трансформатора може да наступи и због оштећења изолације услед дејства великих сила које се јављају при кратком споју. Ова оштећења се могу јавити и на местима где проводник (његова изолација) налаже на одстојник (ту су силе веће), или у областима где један навојак намотаја у радијалном или аксијалном смеру налаже на други навојак (ту је већи ризик од пробоја при оштећењу изолације). Према [4], површински притисак силе на одстојнике треба да буде мањи од 310МПа. У случају одстојника који формирају аксијалне канале, овај површински притисак је једнак количнику радијалне силе по једном навојку и производа броја одстојника, ширине одстојника и висине одстојника (висина одстојника је по правилу једнака висини проводника:

$$\sigma_{ods,axial} = \frac{F_r}{N_{ods} W_{ods} H_{ods}} \quad (6.47)$$

Аналогно важи и за одстојнике којима се формирају радијални канали.

Поред наведеног, може доћи и до "смакнућа из осе" читавог намотаја услед дејства резултантне силе на читав намотај. Конструктивно, овај проблем се решава притезањем намотаја (по вертикали, користећи елементе за притезање намотаја на јарам магнетног кола).

Препоручена литература са детаљнијем разматрањем потенцијалних механичких оштећења намотаја услед дејства великих механичких сила при кратком споју:

Robert M. Del Vecchio, Bertrand Poulin, Pierre T. Feghali, Dilipkumar M. Shah, Rajendra Ahuja: "Transformer Design Principles, Third Edition", CRC Press, Taylor & Francis Group, Third Edition, 2018., ISBN-13: 978-1498787536, ISBN-10: 1498787533, референца [4].

6. 3. ПРЕНАПОНСКЕ ПОЈАВЕ

У току рада трансформатор често бива подвргнут напону који прелази номиналну вредност напона трансформатора.

Овакви пренапони могу имати простопериодичан облик мрежне учестаности, али и таласне облике кратког трајања (трајање се мери у микросекундама), са великим стрминама таласа напона на почетном делу. За таласни облик краткотрајних пренапона се уобичајено користи термин "ударни пренапонски талас".

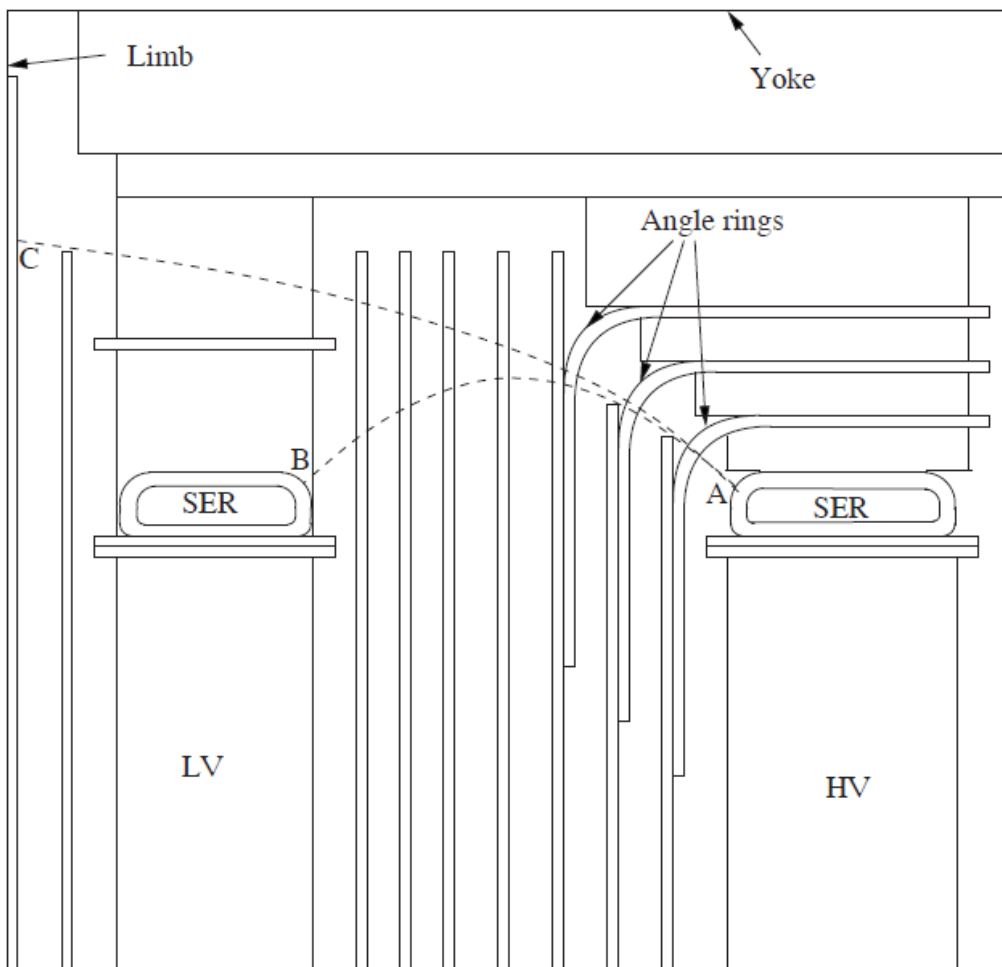
Максималне вредности напона ових пренапона зависе од узрока њиховог настанка. Проучавање тих појава је тема дела електроенергетске сруке која се бави електричним мрежама и заштитним елементима, као што су одводници пренапона. Пренапонски таласи мрежне учестаности настају пре свега као резултат кварова у мрежи, нарочито несиметричних кварова, а међу њима посебно кварова где постоји и спој са земљом. Краткотрајни пренапони настају као последица **атмосферског пражњења** (спољашњи пренапони) или погонских **комутационих процеса** (приликом укључења и искључења прекидача у електроенергетској мрежи). Максимална вредност краткотрајних пренапона је по правилу далеко већа од максималне вредности простопериодичних пренапона.

Основна мера којом се спречава да пренапон коме је изложен трансформатор пређе критичан ниво је примена одводника пренапона, који се стављају на улаз трансформатора и који реагују (проведу ка земљи) када вредност напона на прикључцима трансформатора пређе задату вредност. На тај начин се смањује вредност пренапона којима је изложен трансформатор у односу на вредност која је настала у мрежи.

Сам трансформатор мора бити тако конструисан и израђен да може да издржи стандардима предвиђене вредности пренапона. Провера издржљивости трансформатора се врши у фабричким испитивањима којима се подвргава трансформатор након производње - огледи су стандардизовани, при чему се врше напонам мрежне учестаности и ударним пренапонским таласом. За простопериодичне напона у стандардима се даје ефективна вредност напона мрежне учестаности и време у коме је трансформатор изложен том напону (на пример 1 минут). За ударни пренапонски талас специфициран је таласни облик и максимална вредност напона. Испитивања се могу вршити у испитним станицама које су опремљене одговарајућим напонским изворима (за генерисање ударних пренапонских таласа се користе такозвани ударни генератори).

Један од задатака током пројектовања је да се изолациони систем пројектује, а затим и произведе, тако да се испуне задата изолациона својства. Прва, једноставнија, група прорачуна се своди на израчунавање електричног поља мрежне учестаности у изолационим материјалима (чврста изолација и уље). При томе, вредност напона се мало мења по запремини електропроводног дела намотаја, па се узима да су електропроводни делови сваког од проводника на истом потенцијалу.

Проверава се да ли је електрично поље испод вредности при којима неће доћи до пробоја у изолационом систему (у уљу или чврстим изолационим материјалима) при максималном предвиђеном напону мрежне учестаности. У овој групи прорачуна се посматра квази-стационарно поље, односно посматра се само просторна расподела електричног поља, не и промена у времену. Остваривање потребних изолационих својстава се остварује применом различитих мера: 1) изолацијом самих проводника (произвођач трансформатора купује електрични проводник номиналног пресека електропроводног дела и номинлне дебљине изолације проводника), 2) додавање профилисаних изолационих делова који се стављају на проводник у зонама великих поља (на пример спољашњи горњи угао проводника на врху намотаја), 3. Низа изолациони цилиндар / уљни канал, који се постављају вертикално, између делова трансформатора (на пример између стуба магнетног кола и намотаја или између два намотаја), 4. Профилисаних изолационих елемената, пе свега између врха / дна намотаја и јарма трансформатора, 5.) метални (еквипотенцијални) прстенови који служе за обликовање потенцијала – на пример у зони изнад намотаја, како би се умањили ивични ефекти, односно појава великих вредности електричног поља у зони углова. На слици 6.16, преузетој из [2], приказани су неки од поменутих елемената („Angle rings,, се односе на 4., а „SER“ на 5.); С означава језго, LV намотај нижег напона и HV намотај вишег напона.



Слика 6.16 – Илустрација елемената изолационог система у високонапонском уљном трансформатору

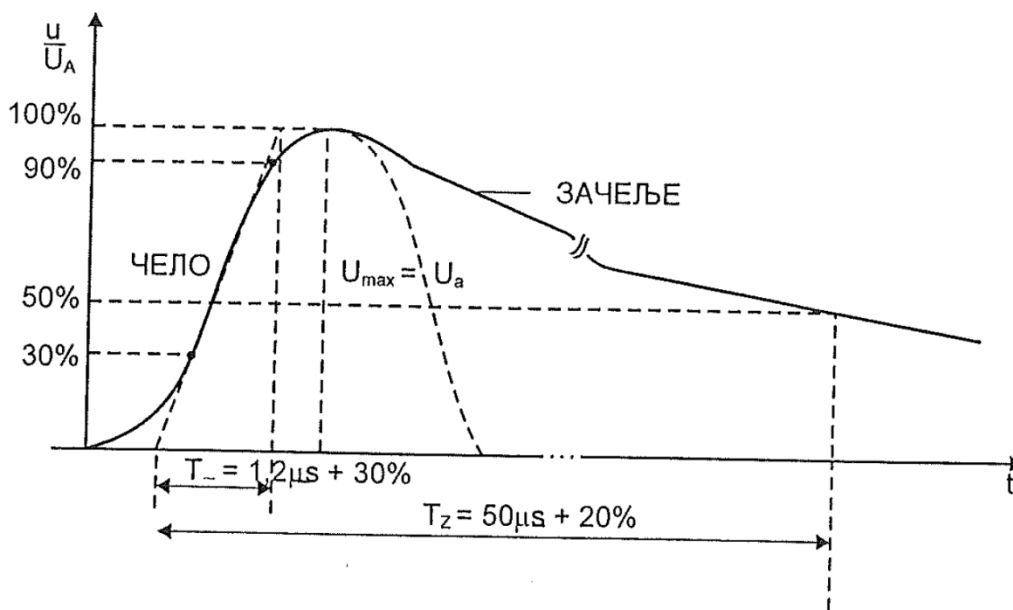
Друга врста прорачуна је везана за проверу издржљивости изолације при пренапонском таласу, када је, као што ће се видети у наставку излагања, потребно одредити просторну расподелу напона по висини намотаја, за коју су меродавни и електрични капацитети.

Стандардизовани пренапонски талас приказан је на слици 6.17. Из таласног облика се види да постоји почетни део брзог пораста напона (чело таласа), док је опадајући део криве (зачеље таласа) значајно спорији. Посматрањем чела и зачеља таласа као делова синусоида, може се приближно проценити "фреквенција" појава: са почетног дела криве (чела таласа) долази се до синусоиде амплитуде $U_{max} = U_a$, са четвртином периоде $1.25 \mu s$, чему одговара учестаност

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{4 \cdot 1.25 \mu s} = 0.2 MHz = 200 kHz. \quad (6.48)$$

У области зачеља таласа

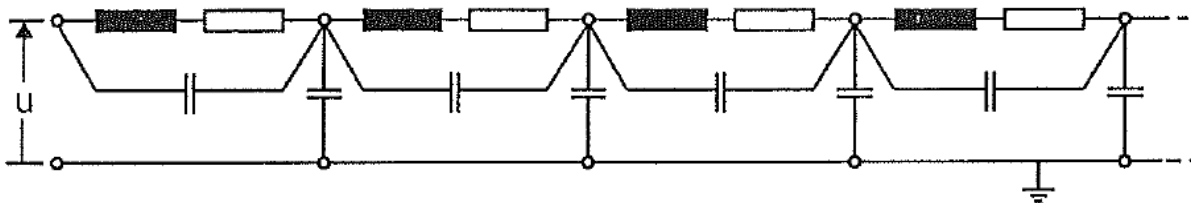
$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{4 \cdot 50 \mu s} = 5 kHz. \quad (6.49)$$



Слика 6.17

До сада коришћена заменска шема трансформатора (Т заменска шема, или њена Γ варијанта) је важила у опсегу учестаности блиских мрежној учестаности (50Hz). У до сада коришћеним шемама нису фигурисали капацитети. Из досадашњег одељка 6.3 јасно је да између делова под напоном постоје диелектрични материјали, па самим тим и електрични капацитети. При брзим електричним појавама, као што је чело пренапонског таласа, учестаност је много виша (200kHz) индуктивне реактивне се смањују и неопходно их је уважити у заменској шеми са расподељеним електричним параметрима који описују расподелу напона и струја између појединих делова трансформатора. Ниво до кога је у шеми потребно извршити моделовање је уважавање капацитета између свих делова између којих постоји напон – на пример и између два суседна вертикална навојка у једном намотају.

Заменска шема која описује појаве у комплетном фреквенцијском опсегу чела и зачеља пренапонског таласа приказана је на слици 6.18. Чворови у шеми одговарају појединим вертикалним навојцима намотаја, при чему су чворови повезани паралелним везама RL импеданси и капацитета. У гранама шеме према маси су капацитети - вредности електричне проводности према маси су мале и могу се занемарити, без да се значајно смањи тачност прорачуна. Вредности елемената шеме зависе од конструкционих параметара намотаја и могу се одредити полазећи од њих. Сврха заменске шеме на слици 6.18 је да се дође до просторне расподеле напона по висини намотаја (између вертикалних навојака намотаја). Из расподеле напона по висини се одређује електрично поље, које је величина која служи за проверу диелектричних напрезања. У [2] се разматрају конструкциона решења којима се могу смањити напонска напрезања, односно максималне вредности електричног поља.

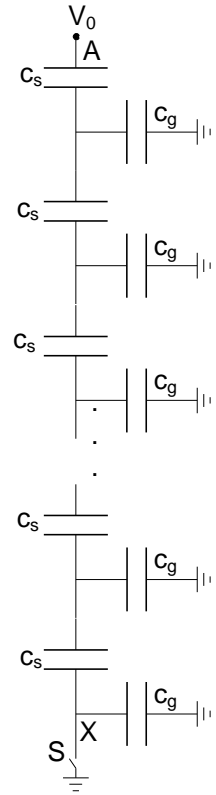


Слика 6.18

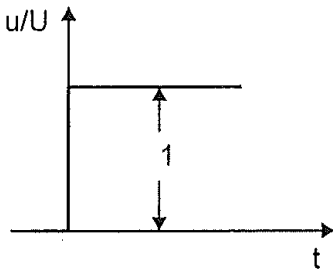
Уместо анализе комплетне шеме са слике 6.18, извршиће се упрошћена анализа, посебно за чело таласа (брза појава), посебно за стационарно стање (крајња расподела напона), док ће се средина прелазне појаве анализирати упрошћено, полазећи од резултата који се добија за чело таласа и резултата који се добија у стационарном стању.

Расподела потенцијала у стационарном стању (крајња расподела потенцијала) се одређује из шеме на слици 6.18, у којој преостају само отпори и индуктивности. Као што се види на слици, на један крај намотаја доведен је напон (u). Посматраће се два случаја: 1) да је други крај намотаја спојен на масу, 2) да је други крај намотаја отворен. У случају 1), потенцијал опада линеарно дуж намотаја, од вредности u до нуле, а у случају 2) потенцијал дуж намотаја је константан и једнак u .

На слици 6.19 је приказана заменска шема за чело таласа (брза појава). Она је настала из опште шеме на слици 6.18, из које су изостављене гране са отпорима и индуктивностима, полазећи од претпоставке да је импеданса те гране много већа од импедансе редног кондензатора. Крајеви намотаја су означени са А и Х. c_s (редни кондензатор) представља вредност капацитета између суседних вертикалних навојака намотаја, који се налазе на растојању Δx , а c_g (паралелни кондензатор) представља вредност капацитета од навојка према маси (земљи). Вредности капацитета зависе од конструкције намотаја (растојања, димензија и карактеристика изолационих материјала итд.), и могу бити променљиви дуж висине намотаја (управо због напонских напрезања, пројектом трансформатора може бити предвиђена појачана (дебља) изолација на врху намотаја, па ће у том случају редна капацитивност бити мања у том делу намотаја). Између краја намотаја А и масе се прикључује напон U_0 , за који је погодно сматрати да мења као Хевисајдова функција у времену (слика 6.20). Дакле, одзив који се добија коришћењем заменске шеме са слике 6.19 и Хевисајдове побуде напона (она се мало разликује од таласног облика на челу таласа приказаног на слици 6.16) даје квалитативну промену напона по висини намотаја у брзом прелазном процесу при наиласку ударног таласа.



Слика 6.19



Слика 6.20

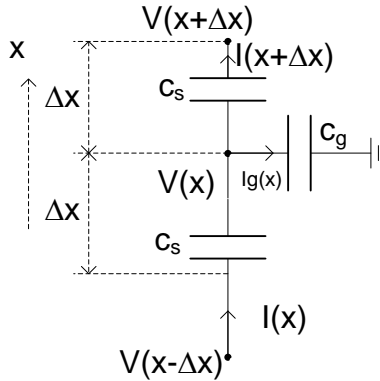
За мали део намотаја који се налази на позицији x од дна намотаја (слика (6.20)) се, према Првом Кирхофовом закону, може написати

$$I(x) - I(x + \Delta x) = I_g(x) \quad (6.50)$$

а затим, из израза за струју кроз кондензатор

$$c_s \frac{d}{dt} (V(x - \Delta x) - V(x)) - c_s \frac{d}{dt} (V(x) - V(x + \Delta x)) = c_g \frac{dV(x)}{dt} \quad (6.51)$$

$$\frac{d}{dt} (c_s (V(x + \Delta x) - 2V(x) + V(x - \Delta x))) - c_g V(x) = 0 \quad (6.52)$$



Слика 6.21

Уобичајени приступ у литератури, на пример у [2], је да се члан у загради изједначи са нулом:

$$c_s(V(x + \Delta x) - 2V(x) + V(x - \Delta x)) - c_g V(x) = 0, \quad (6.53)$$

после чега се једноставно може одредити просторна расподела пренапона по висина намотаја. Као што ће се видети, напон ће бити променљив по висини. Са друге стране, у тренутку наиласка пренапосног таласа напон на сваком од кондензатора је био нула (почетни услов). Дакле постоји прелазни режим који није обухваћен изразима који ће бити добијени решавањем једначине (6.53). Шема са слике 6.21 представља идеализацију (садржи само капацитете), што значи да би било каква разлика напона (на пример у почетном тренутку између чворова на првом серијском кондензатору – на једном крају је доведени напон, слика 6.20, а на другом нула) довела до бесконачно велике струје. Због тога не би било могуће ни решити наведену шему. Приступ који је примењен за добијање једначине (6.53) одговара моделу који би био коришћен за одређивање расподеле напона у простопериодичном режиму за било коју учестаност побудног напона доведеног на почетак намотаја.

Дељењем претходне једначине са квадратом висине малог дела намотаја Δx , који се налази на позицији x од дна намотаја, долази се до

$$\frac{V(x + \Delta x) - 2V(x) + V(x - \Delta x)}{(\Delta x)^2} = \frac{c_g}{c_s (\Delta x)^2} V(x) \quad (6.54)$$

У случају да се редни и паралелни кондензатор не мењају по висини, уз увођење ознака N - број елемената (навојака), C_s - укупан серијски капацитет намотаја ($C_s = c_s / N$, капацитети везани на ред), C_g - укупан паралелни капацитет намотаја ($C_g = N c_s$, капацитети везани паралелно), h - висина намотаја, може се написати:

$$c_s = C_s N = C_s \frac{h}{\Delta x} \quad (6.55)$$

$$c_g = \frac{C_g}{N} = C_g \frac{\Delta x}{h} \quad (6.56)$$

Из диференцне једначине (6.54) се долази до диференцијалне једначине

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \frac{C_g}{C_s h^2} V(x) = \alpha^2 V(x) \quad (6.57)$$

$$\alpha = \frac{1}{h} \sqrt{\frac{C_g}{C_s}} \quad (6.58)$$

Опште решење хомогене диференцијалне једначине (6.57) гласи

$$V(x) = A_1 e^{\alpha x} + A_2 e^{-\alpha x} \quad (6.59)$$

A_1 и A_2 су интеграционе константе које се добијају из граничних услова.

Посматраће се два случаја:

- 1) Када је крај X уземљен и
- 2) Када крај X није уземљен.

Случај 1:

Гранични услови гласе, за $t > 0$: $u(x=0) = 0$, $u(x=h) = U$. Заменом у (6.59) долази се до

$$A_1 + A_2 = 0 \quad (6.60)$$

$$A_1 e^{\alpha h} + A_2 e^{-\alpha h} = U \quad (6.61)$$

Решавањем (6.60) и (6.61) се добија

$$A_1 = -A_2 = \frac{U}{e^{\alpha h} - e^{-\alpha h}} \quad (6.62)$$

После уврштавања вредности за интеграционе константе у (6.59) добија се коначни израз за расподелу напона по висини намотаја, при чему x координата расте одоздо на горе ($x=0$ је на дну намотаја):

$$V(x) = \frac{\text{sh}(\alpha x)}{\text{sh}(\alpha h)} \quad (6.62)$$

Расподела напона зависи од α .

За $\alpha=0$, решење једначине (6.57), за наведене граничне услове, гласи

$$V(x) = U \frac{x}{h} \quad (6.63)$$

У овом случају расподела напона је линеарна.

Реална вредност α код савремених трансформатора износи 10 – 15, због чега реална расподела потенцијала дуж намотаја одступа од линеарно растуће од дна ка врху намотаја, како је то за $\alpha=0$ дато изразом (6.63).

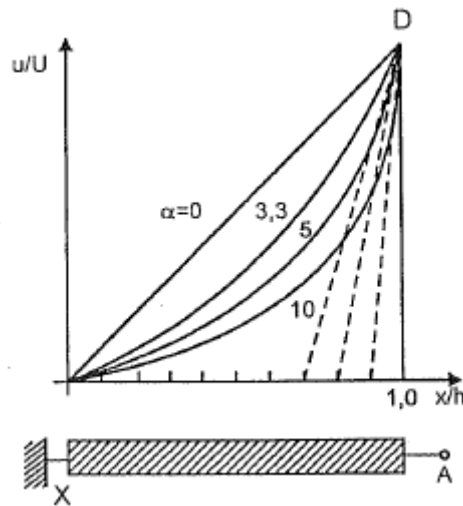
Критична вредност са становишта опасности од пробоја електричне изолације се јавља на врху намотаја, јер је тамо градијент напона ($\sim \text{ch}(\alpha x)$), који је сразмеран електричном пољу, највећи. Због тога ће се на даље посматрати вредност извода (du/dx) на координати $x=h$. Диференцирањем израза (6.62) се добија:

$$\left(\frac{dV(x)}{dx}\right)_{x=h} = U \alpha \frac{\text{ch}(\alpha h)}{\text{sh}(\alpha h)} = U \alpha \text{cth}(\alpha h) \quad (6.64)$$

Функција $\text{cth}(x) = (e^{\alpha x} + e^{-\alpha x}) / (e^{\alpha x} - e^{-\alpha x})$ опада са порастом x и постаје приближно једнака 1 за $\alpha x \geq 3$, односно, за $\alpha h \geq 3$ извод (6.64) се практично своди на

$$\left(\frac{dV(x)}{dx}\right)_{x=h} = U \alpha \quad (6.65)$$

Параметри трансформатора су по правилу такви да је $\alpha h \geq 3$, па се може закључити да је стрмина напона у тачки $x=h$ сразмерна са α , односно да су напонска напрезања критичнија при већим вредностима α . Приближан облик функција $V(x)$ је приказан на слици 6.22.



Слика 6.22

Случај 2:

Пошто крај X није уземљен, на координати $x = 0$ неће протицати никаква струја, што значи да је, за $t > 0$, извод напона на тој координати једнак нули : за $du/dt(x = 0) = 0$. Други гранични услов, остаје $u(x = h) = U$ исти као за случај 1. Заменом у (6.59) долази се до

$$\alpha A_1 - \alpha A_2 = 0 \quad (6.66)$$

$$A_1 e^{\alpha h} + A_2 e^{-\alpha h} = U \quad (6.67)$$

Решавањем (6.66) и (6.67) се добија

$$A_1 = A_2 = \frac{U}{e^{\alpha h} + e^{-\alpha h}} \quad (6.68)$$

После уврштавања вредности за интеграционе константе у (6.59) добија се коначни израз за расподелу напона по висини намотаја:

$$V(x) = \frac{e^{\alpha x} + e^{-\alpha x}}{e^{\alpha h} + e^{-\alpha h}} = \frac{\cosh(\alpha x)}{\cosh(\alpha h)} \quad (6.69)$$

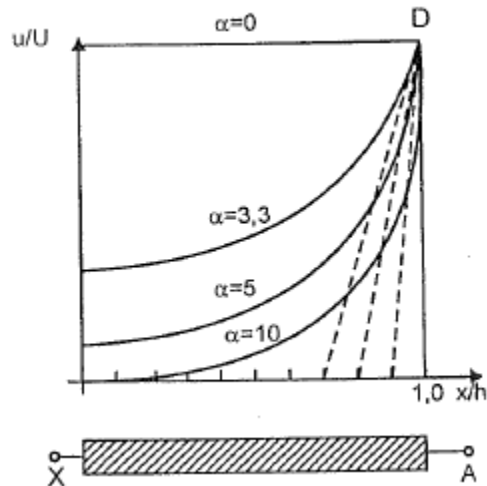
За разлику од случаја 1, овде се за $\alpha=0$ добија

$$V(x) = U \quad (6.70)$$

За гредијент напона у тачки $x = h$ се долази до сличног закључка као за случај 1, да је приближно сразмеран са α :

$$\left(\frac{dV(x)}{dx} \right)_{x=h} = U \alpha \frac{sh(\alpha h)}{ch(\alpha h)} = U \alpha th(\alpha h) \approx U \alpha \quad (6.71)$$

Изглед кривих $u(x/h)$ је дат на слици 6.23. Највећа разлика у односу на случај (1) је облик хоризонталне праве за $\alpha = 0$.



Слика 6.23

Расподела потенцијала у стационарном стању (крајња расподела потенцијала) се одређује из шеме на слици 6.18, у којој преостају само отпори и индуктивности.

У случају 1., када је крај X уземљен, потенцијал линеарно расте од $u(x=0) = 0$ до $u(x=h) = U$.

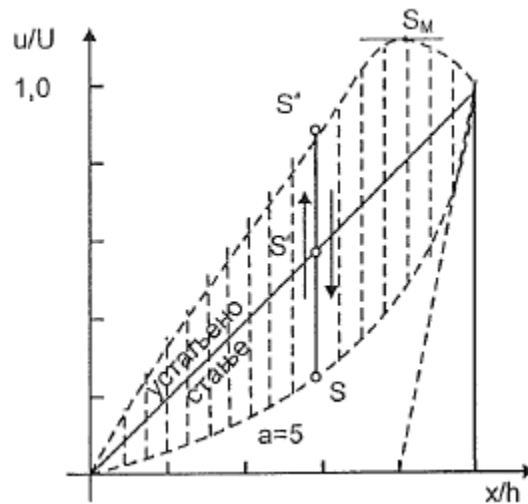
У случају 2., када крај X није уземљен, потенцијал има константну вредност $u(x) = U$.

У претходном делу текста утврђена је почетна и коначна расподела потенцијала по висина намотаја. Вредност током прелазног процеса би се могла добити решавањем шеме приказане на слици 6.18, при чему би вредност напона у почетном тренутку на сваком од кондензатора била једнака нули. Овде ће се објаснити приближан поступак, који се користи у пракси, а на основу кога се може извршити квалитативна процена промене напона по висини намотаја током читавог прелазног режима.

Приступ код овог приближног поступка је да се посматрају криве: иницијалне промене напона по висини и коначне промене напона по висини. Сматраће се да током прелазног долази до електричних осцилацију у колу, таквих да ће најмања вредност напона у свакој тачки бити једнака иницијално одређеној, а највећа једнака збиру ове минималне и двоструке разлике коначне и иницијалне разлике напона.

Пример за случај 1:

Пратећи логику поједностављеног приступа, на примеру једне тачке (наоко 60% висине намотаја) на слици 6.24 приказана је почетна тачка (S), тачка коначног потенцијала (S') и тачка максималног потенцијала (S'') у тој тачки. Пример је дат за вредност $a=5$. У првој периоди осцилације, потенцијал мења вредност од S до S' , а затим наставља да расте до S'' , при чему је $SS' = S'S''$. У наставку прелазног процеса, осцилације око тачке S' су све мање и напон на крају процеса постаје једнак устаљеној вредности S' .

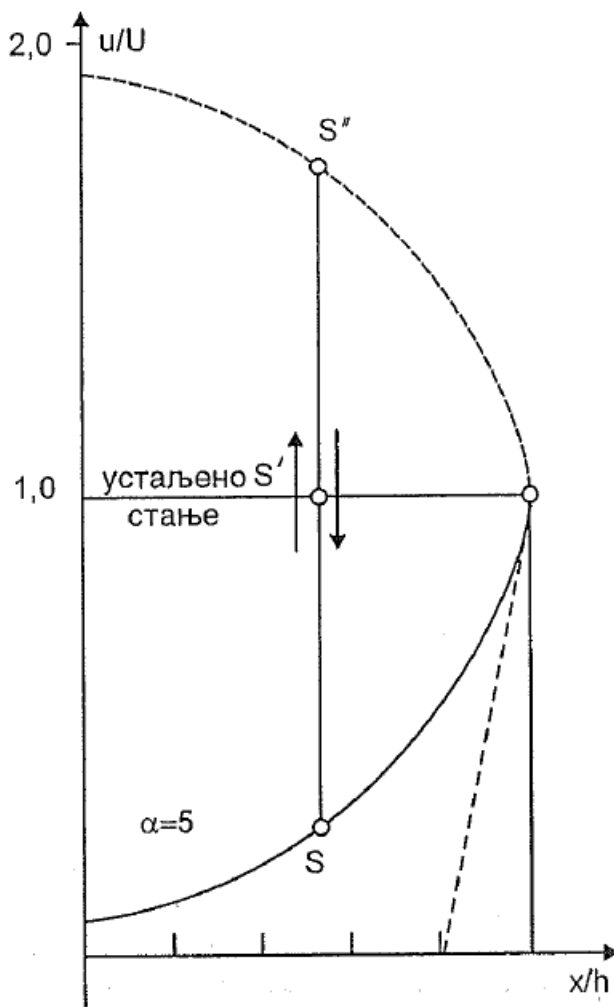


Слика 6.24

Види се да се максимални напон (у тачки S_M) постиже у тачки при врху намотаја. Његова вредност прелази вредност напона пренапонског таласа који наилази на трансформатор, и представља критичну вредност за електричну изолацију између намотаја и масе.

Пример за случај 2:

На слици 6.24 приказана је почетна тачка (S), тачка коначног потенцијала (S') и тачка максималног потенцијала (S'') у тачки која се налази мало изнад половине висине. Пример је дат за вредност $\alpha=5$. У првој периоди осцилације, потенцијал мења вредност од S до S' , а затим наставља да расте до S'' , при чему је $SS' = S'S''$. У наставку прелазног процеса, осцилације око тачке S' су све мање и напон на крају процеса постаје једнак устаљеној вредности S' . Максимални напон (у тачки S_M) се постиже у неуземљеном крају намотаја (X) и једнак је двострукој вредности напона пренапонског таласа који наилази на трансформатор. У овом случају неуземљеног краја намотаја X има се критичнија ситуација у погледу максималног напона на намотају него у случају да је крај намотаја X уземљен.



Слика 6.25

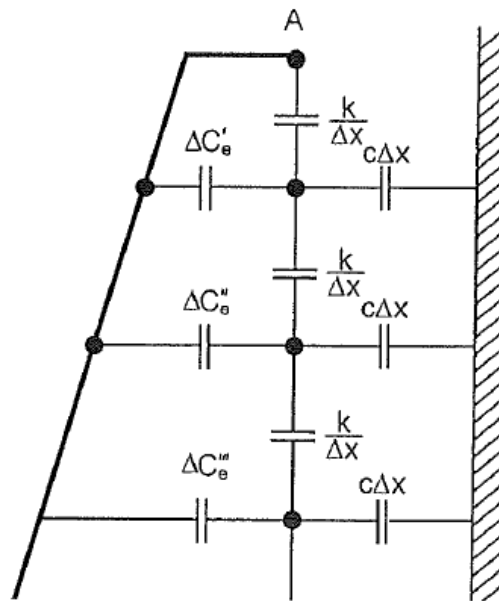
У оба случаја максимални напон који се јавља у критичној тачки намотаја током прелазног електричног процеса расте са порастом α . Стога се при конструисању треба трудити да α буде што мање. На основу израза (6.58) се закључује да се α може смањити:

- смањењем паралелног капацитета C_g
- повећањем подужног капацитета C_s

Изолациони систем је угрожен тамо где се јављају велике вредности електричног поља: на местима великог градијента напона по висини (угрожена је изолација између вертикалних навојака) и на местима где је вредност напона највећа (угрожена је изолација између навојака и масе).

Да би се пренапони смањили, и тиме смањила и потребна електрична изолација између навојака и према маси, могуће је интервенисати ван трансформатора - на пример коришћењем одводника пренапона, смањењем отпора уземљења итд. Друга могућност за смањење напона којима је изложена изолација у трансформатору је смањење осцилација до којих долази при ударном пренапонском таласу, конструкционим решењима којима се смањује α (смањењем паралелног капацитета C_g и повећањем подужног капацитета C_s).

Једна од мера за смањење пренапона при ударним таласу је примена електростатичког екрана чији је један крај спојен са почетком намотаја А (слика 6.26). Редни капацитети C_s је у даљем тексту означен као $k/\Delta x$, а попречни капацитет C_g као $c \Delta x$. ΔC_e означава капацитете између навојака и електростатичког екрана. Попречни кондензатори $c \Delta x$ у почетку се пуне углавном преко капацитета ΔC_e , а не преко $k/\Delta x$, тако да је почетни напон међу првим навојцима (односно градијент напона $du/dx=U \sqrt{(c/k)}$) значајно смањен: разлог је што је ефективно повећан капацитет $k/\Delta x$ јер је паралелно са њим везан капацитет ΔC_e . Повећање авномерности расподеле потенцијала се постиже остваривањем $\Delta C_e' > \Delta C_e'' > \Delta C_e''' \dots$, што је на слици приказано као све већи размак између навојака и екрана. На овај начин се врши наонско растеређење навојака на врху намотаја.



Слика 6.26

Примена електростатичких екрана који су се простирали дуж целе висине намотаја је у прошлости представљало класично решење за смањење осцилација при појави пренапонских таласа. Повећањем напонских нивоа за које се израђују трансформатори појавили су се практични проблеми, пре свега повећање потребног простора и материјала потребног за израду екрана. Временом, ово решење је напуштено и за смањење осцилација се прешло на примену само еквипотенцијалних прстенова, пре свега изнад и испод намотаја. Поред тога, примењују се и посебне технике мотања намотаја како би постигли електрични параметри при којима су осцилације, односно максимални напони који се појављују током осцилација услед пренапонског таласа, ограничени [2]. За прорачуне осцилација, односно прорачуне максималних напона, постоје

програмски пакети који на основу конструкције намотаја израчунавају параметре еквивалentног кола, затим решавају једначине еквивалentног кола и одређују максималне напоне који се јављају између суседних навојака и између навојака и масе.

Литература

- [1] James H. Harlow (Editor): "Electric Power Transformer Engineering", CRC Press, Third Edition, 2012.
- [2] S.V. Kulkarni, S.A. Khaparde: "Transformer Engineering: Design and Practice ", CRC Press, 2004.
- [3] Hayder, T., Radakovic, Z., Schiel, L., Feser, K. (2003): Einfluss der Kurzschlussdauer auf die Alterung eines Transformators. Elektrie, Vol. 57, No. 1 – 4, 46 – 51.
- [4] Robert M. Del Vecchio, Bertrand Poulin, Pierre T. Feghali, Dilipkumar M. Shah, Rajendra Ahuja: "Transformer Design Principles, Third Edition", CRC Press, Taylor & Francis Group, Third Edition, 2018., ISBN-13: 978-1498787536, ISBN-10: 1498787533