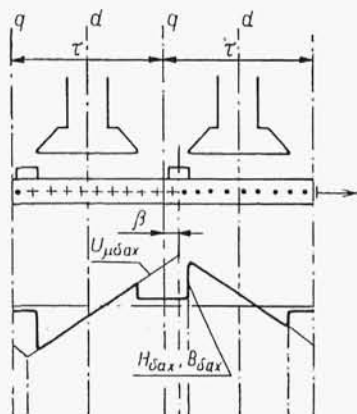


Długość drogi strumienia w powietrzu l_x pod nabiegunnikami ma stałą wartość $l_x = \delta' = k_c \delta$. Poza nabiegunnikiem wartość tej drogi zwiększa się, więc w tej strefie natężenie pola magnetycznego ma wartość bardzo małą (krzywa $H_{\delta ax}$ na rys. 3.62). Odpowiednio do tego indukcja magnetyczna w szczelinie od prądu twornika wynosi

$$B_{\delta ax} = \mu_\delta H_{\delta ax} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{A}{l_x} x \quad (3.77)$$

Pole magnetyczne od prądu twornika nazywa się *polem reakcji twornika*.



Rys. 3.63. Pole magnetyczne od prądu twornika przy szczotkach wysuniętych z osi q

Na rysunku 3.63 pokazano pole magnetyczne od prądu twornika przy szczotkach wysuniętych z osi q . Razem ze szczotkami przesuwają się krzywa napięcia magnetycznego od prądu twornika $U_{\mu \delta ax}$. Kształt szczeliny i rozkład reluktancji na obwodzie maszyny pozostaje niezmienny, więc krzywa natężenia pola magnetycznego od prądu twornika $H_{\delta ax}$ i indukcji od prądu twornika $B_{\delta ax}$ ma przy szczotkach przesuniętych inny kształt niż przy szczotkach ustawionych w osi q .

3.6.4. Pole magnetyczne wytwarzane prądem przemiennym

3.6.4.1. Uzwojenia bezkomutatorowe prądu przemiennego

Pojęcia zasadnicze. Stosuje się uzwojenia wielofazowe, w tym najczęściej trójfazowe rzadziej jednofazowe, niekiedy dwufazowe. W *uzwojeniach jednowarstwowych* jeden bok zezwoju zajmuje cały żłobek. W *uzwojeniach dwuwarstwowych* bok jednego zezwoju zajmuje jedną (np. dolną) warstwę w żłobku, a bok drugiego zezwoju zajmuje drugą (np. górną) warstwę.

Stosuje się następujące oznaczenia:

Z – liczba żłobków w obwodzie maszyny;

$2p$ – liczba biegunów, na jaką zostało uzwojenie wykonane;

m – liczba faz;

$q = \frac{Z}{2pm}$ – liczba żłobków na biegun i fazę;

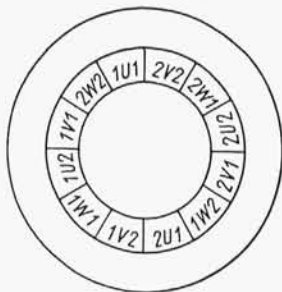
y – poskok uzwojenia (rozpiętość zezwoju), zwykle $y \leq \frac{Z}{2p}$;

$$Q = \frac{Z}{2p} = qm - \text{liczba żłobków na biegun};$$

$$\tau = \frac{\pi D}{2p} \text{ albo } \tau = \frac{Z}{2p}, \text{ albo } \tau = \frac{2\pi}{2p} - \text{podziałka biegunowa};$$

$$s_{ph} = \frac{\pi D}{2pm} \text{ albo } s_{ph} = \frac{Z}{2pm} - \text{strefa fazowa}.$$

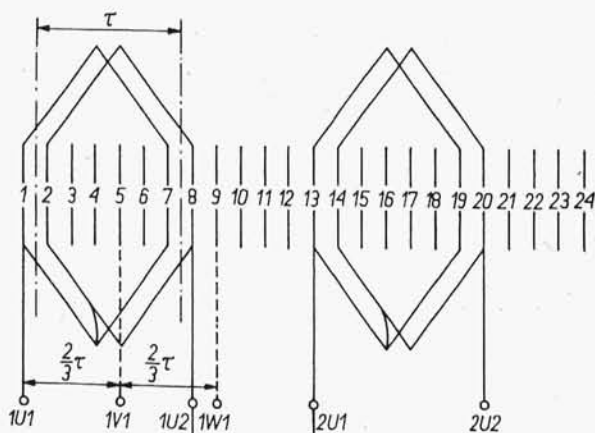
Uzwojenia jednowarstwowe. Na rysunku 3.64 pokazano rozmieszczenie stref fazowych uzwojenia jednowarstwowego trójfazowego o $2p = 4$. Jest to uzwojenie o rozpiętości zezwoju $y = \frac{\pi D}{2p} = \frac{\pi D}{4} = \tau$. W każdym uzwojeniu jest $q > 1$. Na ry-



Rys. 3.64. Rozmieszczenie stref fazowych uzwojenia jednowarstwowego

sunku odpowiednie odcinki obwodu oznaczają strefy fazowe, zajęte przez q żłobków. Grupa q zezwojów fazy U ma początki oznaczone przez $1U1$, końce przez $1U2$. Druga grupa q zezwojów tego uzwojenia ma odpowiednio oznaczenia $2U1$, $2U2$. Oznaczenia grup zezwojów faz V i W są podobne. Uzwojenia poszczególnych faz są na obwodzie rozmieszczone symetrycznie, więc ich początki (i odpowiednio końce) są względem siebie przesunięte o kąt $\frac{2\pi}{3p}$ albo o odcinek obwodu $\frac{2\tau}{3p}$.

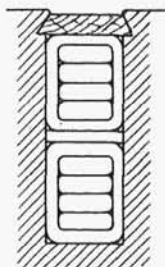
Przykładowy schemat jednej fazy uzwojenia jednowarstwowego trójfazowego o $2p = 4$; $Z = 24$; $q = 2$ przedstawiono na rys. 3.65. Koniec zezwoju wielo-



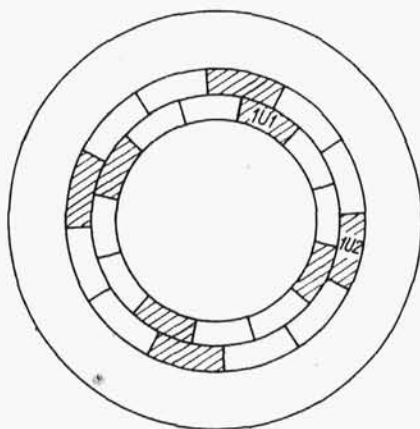
Rys. 3.65. Schemat jednej fazy uzwojenia jednowarstwowego trójfazowego

zwojnego (leżącego np. w żłobkach 1-7) jest połączony z początkiem zezwoju wielozwojnego sąsiedniego (leżącego np. w żłobkach 2-8). Koniec 1U2 grupy zezwojów jest połączony z początkiem 2U1 następnej grupy zezwojów tej samej fazy. Początki następnych faz są przesunięte odpowiednio o $\frac{2}{3}\tau$. W uzwojeniu jednowarstwowym osie grup boków zezwoju są zawsze oddalone o τ , średnia rozpiętość zezwoju jest zawsze $y = \tau$, uzwojenie jest zawsze nieskrócone, czyli średnicowe. Jest to zasadnicza cecha uzwojeń jednowarstwowych.

Uzwojenie dwuwarstwowe. Na rysunku 3.66 pokazano przekrój żłobka uzwojenia dwuwarstwowego, a na rys. 3.67 rozmieszczenie stref fazowych takiego uzwojenia.



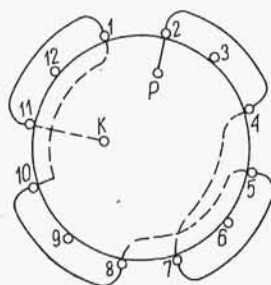
Rys. 3.66. Przekrój żłobka uzwojenia dwuwarstwowego



Rys. 3.67. Rozmieszczenie stref fazowych uzwojenia dwuwarstwowego

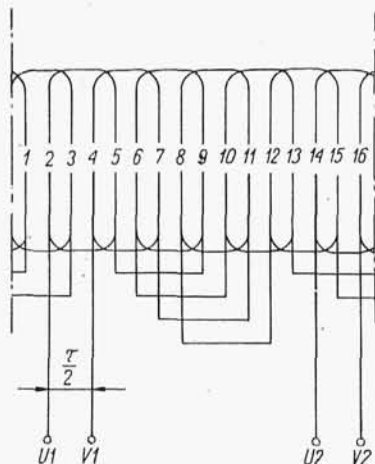
Strefy fazowe należące do jednej fazy są zakreskowane. Jedna grupa zezwojów ma początki 1U1 leżące w warstwie dolnej żłobków, a końce 1U2 leżące w warstwie górnej żłobków oddalonych o $y < \tau$ i tworzy uzwojenie skrócone. Możliwość skracania jest zasadniczą cechą uzwojenia dwuwarstwowego. Uzwojenia trójfazowe zarówno jednowarstwowe, jak i dwuwarstwowe mogą być wewnątrz maszyny połączone w gwiazdę albo w trójkąt. Wtedy do tabliczki zaciskowej wyprowadza się 3 albo 4 końcówki (czwarta końcówka — przewód zerowy). Mogą być także do tabliczki zaciskowej wyprowadzone wszystkie końcówki (sześć) uzwojenia dla umożliwienia dowolnego łączenia w gwiazdę albo w trójkąt.

Uzwojenia jednofazowe. Napięcia indukowane w prętach leżących w różnych żłobkach są względem siebie przesunięte w fazie. Przy zbyt szerokiej strefie fazowej te przesunięcia są duże, więc dodawanie napięcia indukowanego w pręcie skrajnym niewiele zwiększa napięcie indukowane wypadkowe. Dlatego w uzwojeniu jednofazowym wypełnia się uzwojeniem tylko $2/3$ ogólnej liczby żłobków, a $1/3$ żłobków jest niewykorzystana. Przykładowy schemat uzwojenia jednowarstwowego o $Z = 12$, $2p = 4$ przedstawiono na rys. 3.68.



Rys. 3.68. Schemat uzwojenia jednofazowego jednowarstwowego

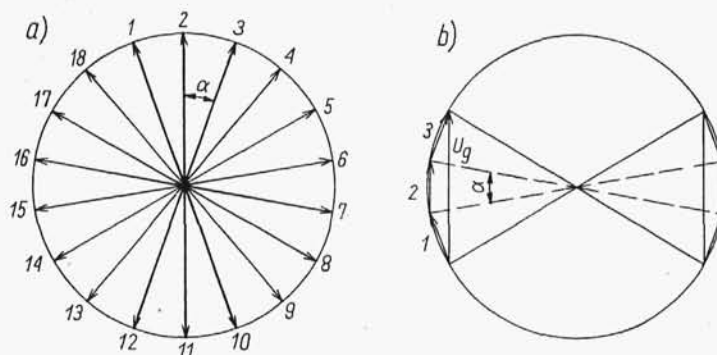
Uzwojenia dwufazowe. Na rysunku 3.69 pokazano schemat uzwojenia dwufazowego jednowarstwowego o $Z = 16$; $2p = 4$; $q = 2$. Wektory napięć dwufazowych są względem siebie prostopadłe, poszczególne uzwojenia fazowe są przesunięte względem siebie o $\pi/2$.



Rys. 3.69. Schemat uzwojenia dwufazowego jednowarstwowego

Uzwojenia klatkowe. W uzwojeniu klatkowym (rys. 3.48) każdy pręt w żłobku stanowi jedną fazę uzwojenia. Pręty są na końcach zwarte pierścieniami. Jest to więc uzwojenie wielofazowe ($m = Z/p$) zwarte. Strumień wirujący przecina uzwojenia i indukuje w nich napięcia poprzesuwane względem siebie w fazie o kąt $2\pi p/Z$. W prętach płyną prądy przesunięte względem siebie o taki sam kąt. Kąt przesunięcia przestrzennego między prętami jest przy $p = 1$ równy kątowi przesunięcia fazowego między prądami płynącymi w tych prętach.

Współczynnik uzwojenia. Na rysunku 3.70 przedstawiono gwiazdę i wielobok napięć uzwojenia trójfazowego o $Z = 18$, $2p = 2$; $q = 3$. Gwiazdę napięć (rys. 3.70a) tworzą wektory napięć indukowanych w bokach zęzwojów przez strumień wirujący. Wektory 1, 2, 3, 10, 11, 12 należą do jednej fazy. Wielobok napięć pokazuje sumę



Rys. 3.70. Gwiazda (a) i wielobok (b) napięć

wektorową napięć. Jeśli R oznacza promień koła opisanego na wieloboku napięć, to napięcie jednego boku

$$U_b = 2R \sin \frac{\alpha}{2}$$

przy czym

$$\alpha = \frac{2\pi p}{Z} = \frac{\pi}{qm}$$

Suma arytmetyczna napięć grupy boków, leżących w jednej strefie fazowej wynosi

$$qU_b = q2R \sin \frac{\alpha}{2}$$

Napięcie grupy boków, jako suma geometryczna wynosi

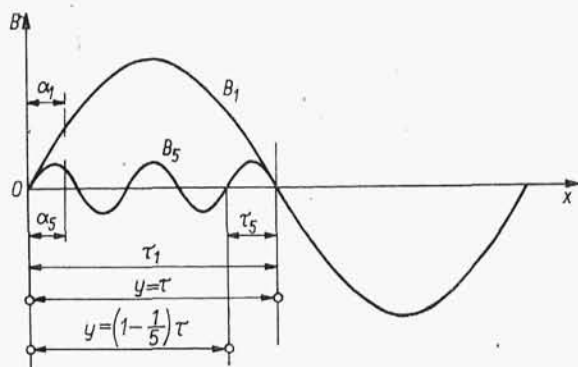
$$U_g = 2R \sin \left(q \frac{\alpha}{2} \right) \quad (3.78)$$

Współczynnik grupy

$$\xi_{g1} = \frac{U_g}{qU_b}$$

czyli

$$\xi_{g1} = \frac{\sin \left(q \frac{\alpha}{2} \right)}{q \sin \frac{\alpha}{2}} = \frac{\sin \frac{\pi}{2m}}{q \sin \frac{\pi}{2mq}} \quad (3.79)$$



Rys. 3.71. Pierwsza i piąta harmoniczna strefowa indukcji

Tak określony współczynnik grupy jest słuszny dla sinusoidalnego rozkładu indukcji albo inaczej dla pierwszej harmonicznej (stąd indeks 1) odkształconego rozkładu indukcji. Odkształcony wzdłuż obwodu maszyny przebieg indukcji można rozłożyć na pierwszą harmoniczną i wyższe harmoniczne strefowe (np. piątą, jak na rys. 3.71). Dla harmonicznej strefowej rzędu v słuszne są zależności

$$\tau_v = \frac{1}{v} \tau_1$$

$$p_v = v p_1$$

Kąt fazowy α_1 dla pierwszej harmonicznej odpowiada kątowi α_v dla v -tej harmonicznej, przy czym

$$\alpha_v = v \alpha_1 = v \frac{\pi}{q m}$$

Stąd współczynnik grupy dla v -tej harmonicznej

$$\xi_{gv} = \frac{\sin \left(v \frac{\pi}{2m} \right)}{q \sin \left(v \frac{\pi}{2mq} \right)} \quad (3.80)$$

Przy nieskończenie wielkiej liczbie zębów na biegun i fazę (uzwojenie rozłożone w sposób ciągły) współczynnik grupy oznacza stosunek cięciwy do łuku, czyli

$$\xi_{gv} = \frac{\sin \left(v \frac{\pi}{m} \right)}{v \frac{\pi}{m}} \quad (3.81)$$

Odpowiednia v -ta harmoniczna napięcia grupy boków

$$U_{gv} = q \xi_{gv} U_{bv} \quad (3.82)$$

przy czym U_{bv} – v -ta harmoniczna napięcia jednego boku. Ze wzrostem liczby żłobków q na biegun i fazę maleje wartość współczynnika grupy i to tym szybciej, im wyższy jest rząd harmoniczny. Zwiększenie liczby żłobków q ogranicza wpływ wyższych harmoniczných indukcji.

W uzwojeniu średnicowym napięcie wypadkowe grupy q zezwojów

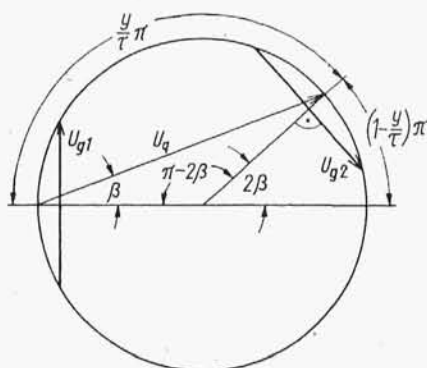
$$U_q = 2U_g \quad (3.83)$$

W zezwoju skróconym napięcie wypadkowe (zgodnie z rys. 3.72)

$$U_q = 2\xi_{yv} U_{gv}$$

gdzie *współczynnik skrótu* dla v -tej harmonicznej

$$\xi_{yv} = \sin\left(v \frac{y}{\tau} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \quad (3.84)$$



Rys. 3.72. Dodawanie napięć w zezwoju skróconym

Można dobrać taki poskok y , aby dla danej harmonicznej współczynnik $\xi_{yv} = 0$. Z rysunku 3.71 widać, że skrócenie uzwojenia o $\frac{1}{v} \tau$ powoduje, że skojarzenie zezwoju z v -tą harmoniczną strumienia (i indukcji) są równe zeru, a więc taki skrót eliminuje zjawiska v -tej harmonicznej.

Ostatecznie v -ta harmoniczna napięcia wypadkowego grupy q zezwojów

$$U_{qv} = 2q\xi_v U_{bv}$$

przy czym

$$\xi_v = \xi_{gv} \xi_{yv} \quad (3.85)$$

oznacza *współczynnik uzwojenia* dla v -tej harmonicznej.

3.6.4.2. Napięcie magnetyczne i indukcja magnetyczna

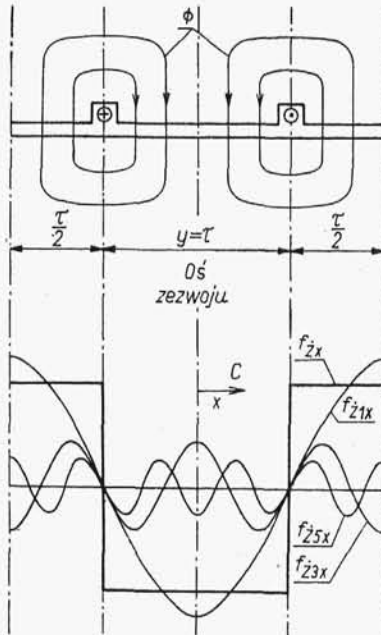
Przy z_z zwojach w jednym żłobku, rozpiętości zezwoju $y = \tau$ i prądzie $i = I_m \sin \omega t$ przepływ żłobkowy

$$\mathcal{G}_z = z_z I_m \sin \omega t \quad (3.86)$$

a napięcie magnetyczne żłobkowe na szczelinie ma przebieg czasowy określony zależnością

$$f_z = \frac{1}{2} z_z I_m \sin \omega t \quad (3.87)$$

To napięcie magnetyczne jest na obwodzie maszyny rozłożone według krzywej prostokątnej. Krzywą prostokątną f_{zx} rozkłada się na harmoniczne przestrzenne (rys. 3.73), przy czym podziałki biegunowe i liczby par biegunów pierwszej i v -tej



Rys. 3.73. Harmoniczne przestrzenne napięcia magnetycznego żłobkowego

harmonicznej są związane zależnościami $\tau_v = \tau_1/v$, $p_v = p_1 v$. W chwili t w punkcie C odległym o x od osi zezwoju napięcie magnetyczne

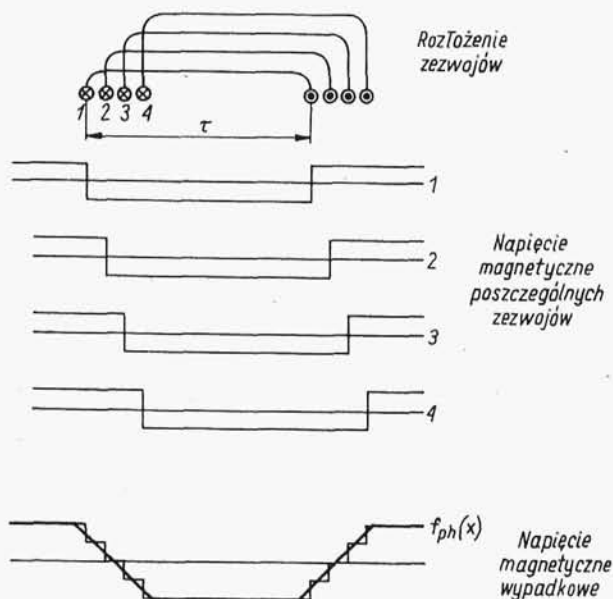
$$f_z(x, t) = \sum_v f_{zv}(x, t) = \frac{4}{\pi} \frac{\sqrt{2}}{2} z_z I \sum_v \text{sign } v \frac{1}{v} \cos \left(v \frac{\pi}{\tau} x \right) \sin \omega t \quad (3.88)$$

przy czym: $v = 1, 3, 5, 7$ itd.

$\text{sign } v = +, -, +, -$ itd.

Napięcie magnetyczne grupy zezwojów obrazuje krzywa schodkowa (rys. 3.74), powstała z dodania przesuniętych względem siebie prostokątów, obrazujących napięcia magnetyczne zezwojów. Krzywą schodkową zastępuje się z pewnym przybliżeniem krzywą trapezową (pomija się w rozważaniach harmoniczne przestrzenne żłobkowe a uwzględnia się tylko harmoniczne przestrzenne strefowe, zwane

krótko *harmonicznymi strefowymi*). Przesunięcia napięć magnetycznych na rys. 3.74 odpowiadają przesunięciom napięć elektrycznych grupy boków (rys. 3.70), co w dodawaniu można uwzględnić przez zastosowanie współczynnika, grupy ξ_{gv} [wzór (3.80)]. Jeśli jest to uzwojenie skrócone, to należy ponadto uwzględnić współczynnik skrótu, czyli ostatecznie przy dodawaniu napięć magnetycznych należy uwzględnić



Rys. 3.74. Napięcie magnetyczne grupy zezwojów

współczynnik uzwojenia ξ_v [wzór (3.85)]. Przy q żłobkach w strefie fazowej i z zwojach w fazie liczba zwojów w strefie fazowej wynosi

$$z \geq q = \frac{z}{p}$$

Stąd napięcie magnetyczne od jednej fazy

$$f_{ph}(x, t) = \frac{4}{\pi} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{z}{p} I \sum_v \text{sign } v \frac{1}{v} \xi_v \cos\left(v \frac{\pi}{\tau} x\right) \sin \omega t \quad (3.89)$$

lub

$$f_{ph}(x, t) = \frac{1}{2} \frac{4}{\pi} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{z}{p} I \sum_v \text{sign } v \frac{1}{v} \cdot \left[\sin\left(\omega t - \frac{v\pi}{\tau} x\right) + \sin\left(\omega t + \frac{v\pi}{\tau} x\right) \right] \quad (3.90)$$

Wzór (3.90) określa dwie fale o amplitudach równych połowie amplitudy ze wzoru (3.89), z których harmoniczne strefowe fali związanej z funkcją

$\sin\left(\omega t - \frac{v\pi}{\tau}x\right)$ wirują (w kierunku umownie dodatnim) z prędkościami obwodowymi

$$v_v = + \frac{\omega\tau_1}{v\pi} \quad (3.91)$$

czyli

$$v_v = +2\tau_v f = + \frac{2\tau_1 f}{v} = \frac{v_1}{v} \quad (3.92)$$

a harmoniczne strefowe fali związanej z funkcją $\sin\left(\omega t + \frac{v\pi}{\tau}x\right)$ wirują (w kierunku umownie ujemnym) z prędkościami obwodowymi

$$v_v = -2\tau_v f = - \frac{2\tau_1 f}{v} = - \frac{v_1}{v} \quad (3.93)$$

Prędkość v -tej harmonicznej strefowej jest v razy mniejsza od prędkości pierwszej harmonicznej. Ponieważ prędkość obwodowa

$$v = \Omega \frac{D}{2}$$

oraz prędkość kątowna

$$\Omega = 2\pi n$$

przy czym: $D = \frac{2p\tau}{\pi}$ – średnica; n – prędkość obrotowa; zatem

$$n_1 = \pm \frac{f}{p_1} \quad (3.94)$$

$$n_v = \pm \frac{f}{p_v} = \pm \frac{1}{v} \frac{f}{p_1} = \pm \frac{n_1}{v} \quad (3.95)$$

$$\Omega_1 = \frac{\omega}{p_1} \quad (3.96)$$

W uzwojeniu o jednej parze biegunów prędkość kątowna pierwszej harmonicznej równa się pulsacji.

W uzwojeniu trójfazowym napięcie magnetyczne jest sumą napięć magnetycznych od trzech faz, których uzwojenia przy $p = 1$ są przesunięte względem siebie odpowiednio o kąty (geometryczne) $2\pi/3$ oraz $4\pi/3$ i w których przy obciążeniu symetrycznym płyną prądy przesunięte względem siebie w fazie odpowiednio o kąty $2\pi/3$ i $4\pi/3$. Stąd

$$\begin{aligned} f(x, t) = & \frac{4}{\pi} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{z}{p} I \sum_v \text{sign } v \frac{1}{v} \xi_v \left\{ \cos\left(v \frac{\pi}{\tau} x\right) \sin \omega t + \right. \\ & + \cos\left[v\left(\frac{\pi}{\tau} x - \frac{2\pi}{3}\right)\right] \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) + \\ & \left. + \cos\left[v\left(\frac{\pi}{\tau} x - \frac{4\pi}{3}\right)\right] \sin\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) \right\} \quad (3.97) \end{aligned}$$

Każdą z harmoniczných rozkłada się na dwie fale, wirujące w kierunkach przeciwnych. Po wykonaniu działań okazuje się, że w polu wypadkowym znikają wszystkie harmoniczne strefowe rzędu trzeciego i wielokrotności trzech. Ponadto, znikają wszystkie fale wirujące w kierunku umownie ujemnym. Wobec tego

$$f(x, t) = \frac{3}{2} \frac{4}{\pi} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{z}{p} I \sum_v \text{sign } a \frac{1}{v} \cdot \xi_v \sin \left(\omega t - \text{sign } v \frac{v\pi}{\tau} x \right) \quad (3.98)$$

przy czym rzędy v oraz znaki $\text{sign } a$ i $\text{sign } v$ podano w tabl. 3.1, a ξ_v ma znak wynikający z jego definicji określonej wzorem (3.85).

Tablica 3.1. Znaki współczynników a oraz v

v	1	5	7	11	13	17
$\text{sign } a$	+	+	−	−	+	+
$\text{sign } v$	+	−	+	−	+	−

Prąd trójfazowy symetryczny, przepływający przez uzwojenie trójfazowe symetryczne wywołuje pole magnetyczne, w którym są zawarte harmoniczne nieparzyste niepodzielne przez 3. Każda z tych harmoniczných oznacza pole wirujące kołowe, to znaczy, że wektor napięcia magnetycznego ma stałą wartość i wiruje ze stałą prędkością. Kierunki wirowania poszczególnych harmoniczných są na przemian przeciwne, a prędkości ich wirowania są odpowiednio v razy mniejsze od prędkości pierwszej harmoniczných. Ogólnie można stwierdzić, że pole wirujące kołowe powstaje przy równych amplitudach fazowych przepływu, jeśli kąt przestrzenny pomiędzy poszczególnymi harmonicznymi wznieconymi w poszczególnych fazach (czyli kąt $v \frac{2\pi}{3}$) jest równy kątowi czasowemu pomiędzy prądami płynącymi w tych fazach (czyli kątowi $\frac{2\pi}{3}$) albo różni się od niego o wielokrotność okresu (czyli o kąt $k2\pi$). Stąd

$$\frac{v2\pi}{3} = \frac{2\pi}{3} \pm k2\pi$$

czyli

$$v = 1 \pm 3k, \quad \text{gdzie } k = 0, 1, 2, 3, 4, 5 \dots$$

Przy k parzystym jest v nieparzyste. Z rozkładu krzywych napięcia magnetycznego na szereg Fouriera wynika, że v może być tylko nieparzyste, więc k może być tylko parzyste. Mogą więc powstać tylko harmoniczne podane w tabl. 3.2. Znak + przy v

Tablica 3.2. Znaki harmoniczných

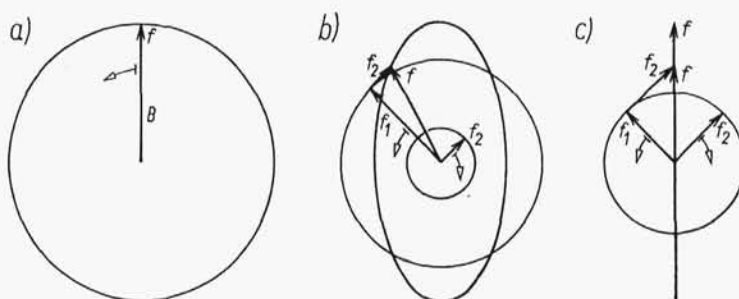
k	0	2	4	6	8
v	1	−5 +7	−11 +13	−17 +19	−23 +25

oznacza umownie dodatni kierunek wirowania danej harmonicznej, znak $-$ oznacza kierunek umownie ujemny.

Indukcja magnetyczna w szczelinie może być wyznaczona według wzoru

$$B_s(x, t) = \frac{\mu_s}{k_C \delta} f(x, t) \quad (3.99)$$

Odpowiednio do wirujących fal napięcia magnetycznego f (albo przepływu Θ) powstają wirujące fale indukcji B . Przy symetrycznych przepływach fazowych powstają wirujące fale kołowe. Pierwsza harmoniczna indukcji może być przedstawiona za pomocą wirującego wektora indukcji B , jak na rys. 3.75a. Układ nie-



Rys. 3.75. Różne przypadki pola wirującego

symetrycznych napięć magnetycznych fazowych można rozłożyć na układ zgodny f_1 i układ przeciwny f_2 , wirujące w kierunkach przeciwnych (rys. 3.75b). Dodanie tych napięć daje napięcie magnetyczne wypadkowe f , którego wektor przy wirowaniu zakreśla swoim końcem elipsę. Przy rozkładzie napięcia magnetycznego fazowego otrzymuje się układ zgodny i przeciwny o wartościach równych ($f_1 = f_2$). Dodawanie tych napięć daje napięcie oscylujące (rys. 3.75c), co jest ilustracją wzoru (3.90).

Graficzną ilustracją powstawania strumienia wirującego jest rys. 3.44.

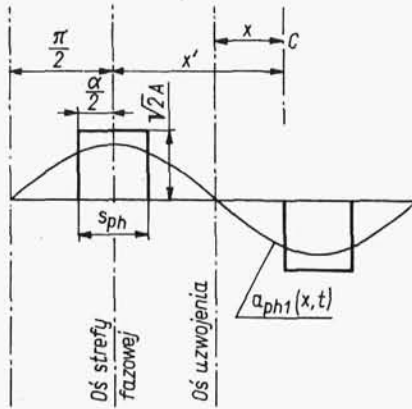
3.6.4.3. Okład prądu

W żłobkach jednej strefy fazowej o szerokości s_{ph} jest z/p prętów, przez które płynie prąd o wartości skutecznej I . Skuteczna wartość okładu prądu

$$A = \frac{zI}{s_{ph} p} = \frac{2mzI}{\pi D} \quad (3.100)$$

Wartość maksymalna okładu prądu jest równa $\sqrt{2} A$. Na obwodzie maszyny okład jednej fazy jest rozłożony jak prostokąty zaznaczone na rys. 3.76. Taką krzywą (prostokątną) rozkłada się według szeregu Fouriera. Amplituda pierwszej harmonicznej strefowej okładu fazowego

$$A_1 = \frac{4}{\pi} A \sqrt{2} \sin \frac{\alpha}{2} \quad (3.101)$$



Rys. 3.76. Okład prądu jednofazowego i jego pierwsza harmoniczna przestrzenna

Na podstawie wzorów (3.100), (3.101) i (3.81), po uwzględnieniu, że

$$\frac{\alpha}{2} = \frac{s_{ph}}{\tau} \cdot \frac{\pi}{2}$$

oraz, że w przypadku uzwojenia skróconego zamiast współczynnika grupy należy uwzględnić współczynnik uzwojenia, otrzymuje się wyrażenie na amplitudę pierwszej harmonicznej strefowej okładu fazowego

$$A_1 = 2 \sqrt{2} \frac{z}{p} \frac{1}{\tau} \xi_1 I \quad (3.102)$$

oraz v -tej harmonicznej

$$A_v = 2 \sqrt{2} \frac{z}{p} \frac{1}{\tau} \xi_v I \quad (3.103)$$

W punkcie C odległym o x' od osi strefy fazowej okład jednofazowy

$$a_{ph}(x', t) = 2 \sqrt{2} \frac{z}{p} \frac{1}{\tau} I \sum_v \xi_v \cos \left(v \frac{\pi}{\tau} x' \right) \sin(\omega t) \quad (3.104)$$

albo

$$a_{ph}(x', t) = \frac{1}{2} 2 \sqrt{2} \frac{z}{p} \frac{1}{\tau} I \sum_v \xi_v \left[\sin \left(\omega t - v \frac{\pi}{\tau} x' \right) + \sin \left(\omega t + \frac{v\pi}{\tau} x' \right) \right] \quad (3.105)$$

Okład trójfazowy

$$a(x', t) = \frac{3}{2} 2 \sqrt{2} \frac{z}{p} \frac{1}{\tau} I \sum_v \xi_v \sin \left(\omega t - v \frac{\pi}{\tau} x' \right) \quad (3.106)$$

Jeśli odległość liczyć od osi uzwojenia, to

$$a(x, t) = \frac{3}{2} 2 \sqrt{2} \frac{z}{p} \frac{1}{\tau} I \sum_v \xi_v \cos \left(\omega t - v \frac{\pi}{\tau} x \right) \quad (3.107)$$

Po oznaczeniu amplitudy v -tej harmonicznej trójfazowego okładu wirującego przez

$$A_{vm} = \frac{3}{2} 2 \sqrt{2} \frac{z}{p} \cdot \frac{1}{\tau} I \xi_v \quad (3.108)$$

można napisać

$$a(x, t) = \sum_v A_{vm} \cos \left(\omega t - v \frac{\pi}{\tau} x \right) \quad (3.109)$$

Prędkości wirowania harmonicznych okładu są analogiczne jak harmonicznych napięcia magnetycznego.

3.7. MOMENT ELEKTROMAGNETYCZNY

W ogólnym przypadku moment elektromagnetyczny maszyny elektrycznej wirującej można wyznaczyć jako pochodną energii elektromagnetycznej E_e względem kąta obrotu, czyli

$$M_e = \frac{dE_e}{d\theta} \quad (3.110)$$

W maszynach elektrycznych pracujących przy częstotliwościach technicznych pojemności odgrywają rolę pomijalnie małą w stosunku do indukcyjności. Wtedy E_e oznacza energię pola magnetycznego i wynosi

$$E_e = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^l \Psi_k i_k \quad (3.111)$$

przy czym: Ψ_k – strumień magnetyczny skojarzony z k -tym obwodem maszyny; i_k – prąd w k -tym obwodzie.

Moment elektromagnetyczny może być także wyznaczony na podstawie prawa Biota-Savarta. Elementarny moment

$$dM_e = \frac{D}{2} B l d i \quad (3.112)$$

przy czym: D – średnica umieszczenia przewodów z prądem; l – długość czynna przewodów; B – indukcja w szczelinie w danym punkcie obwodu; $d i = a dx$ – elementarny prąd; a – okład prądu w danym punkcie maszyny.

Całkowity moment jest określony wzorem

$$M_e = p M_{2\tau} = p \int_0^{2\tau} dM_e \quad (3.113)$$