

Adam RÓŻYCKI

Instytut Maszyn i Urządzeń Elektrycznych  
Politechniki ŚląskiejWPLYW WŁASNOŚCI OBWODU MAGNETYCZNEGO KRIOGENERATORA  
SYNCHRONICZNEGO NA WARTOŚĆ I MIEJSCE WYSTĘPOWANIA  
MAKSYMALNEJ INDUKЦИИ W NADPRZEWODNIKOWYM UZWOJENIU WZBUDZENIA

**Streszczenie.** Przedstawiono analizę rozkładu indukcji pola magnetycznego w nadprzewodnikowym uzwojeniu wzbudzenia kriogeneratora w stanie jałowym.

Badano wpływ własności materiałów użytych na budowę rdzenia wirnika i stojana ( $\mu_r = 0,1, \infty$ ) na wielkość i miejsce występowania maksymalnej indukcji w nadprzewodnikowym uzwojeniu wzbudzenia.

Najbardziej efektywna jest konstrukcja krioturbogeneratora z powietrznym rdzeniem wirnika i magnetycznym jarzmem (ekranem) stojana.

## 1. Wstęp

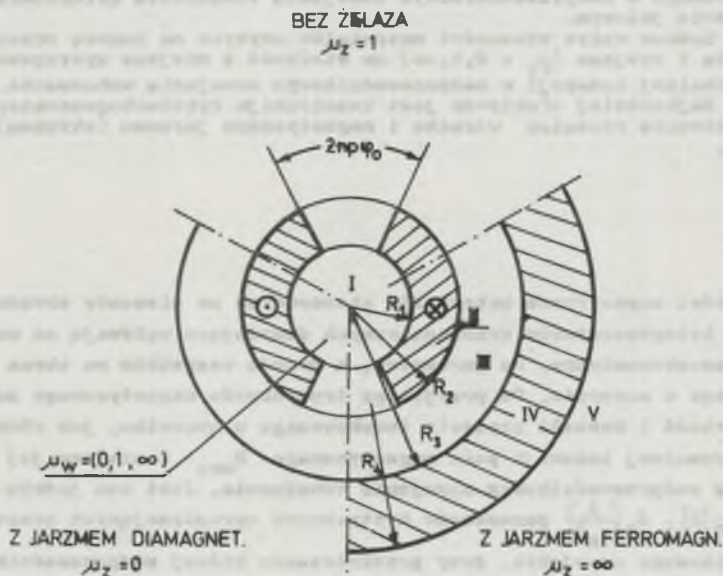
Własności magnetyczne materiałów stosowanych na elementy obwodu magnetycznego kriogeneratorów synchronicznych decydująco wpływają na wskaźniki techniczno-ekonomiczne, na parametry, a przede wszystkim na obraz pola magnetycznego w maszynie. Od przyjętego typu obwodu magnetycznego należy zarówno wartość i kształt napięcia indukowanego w tworniku, jak również wartość maksymalnej indukcji pola magnetycznego  $B_{max}$  i miejsce jej występowania w nadprzewodnikowym uzwojeniu wzbudzenia. Jest ona jednym z trzech  $B_k [T]$ ,  $T_k [K]$ ,  $J_k \left[ \frac{A}{m^2} \right]$  parametrów krytycznych ograniczających pracę nadprzewodnikowego uzwojenia, przy przekroczeniu której nadprzewodnik przechodzi w stan normalnego przewodzenia.

Określenie już w fazie wstępnej projektowania maszyny najniebezpieczniejszych miejsc o ekstremalnej wartości indukcji pola magnetycznego w strefie nadprzewodnikowego uzwojenia [1] [2] pozwoli na dobór odpowiedniego typu nadprzewodnika oraz zastosowanie środków zaradczych, jak np. wzmoczonego obciążenia oszłonki chłodzącej, wzmocnienia mechanicznego uzwojenia itp., zmniejszających stopień zagrożenia pracy uzwojenia.

Opracowane dotychczas modele kriomaszyn synchronicznych wyróżniają się dwiema charakterystycznymi cechami budowy obwodu magnetycznego, a mianowicie: nieferromagnetycznym rdzeniem wirnika i ferromagnetycznym jarzmem stożkowym baszyletkowe uzwojenie twornika. Tylko w pierwszej fazie roz-

woju tych maszyn analizowane były konstrukcje bezżelazne, tj. całkowicie pozbawiona elementów ferromagnetycznych w obwodzie magnetycznym maszyny.

Dla wyrobienia sobie pełnego poglądu o wpływie materiału stosowanego w charakterze obwodu magnetycznego na obraz pola magnetycznego w maszynie należy rozpatrzeć kilka wariantów budowy kriogeneratora synchronicznego. Można wyróżnić 9 wariantów (rys. 1), w których zarówno obwód magnetyczny wirnika, jak i stojana może być wykonany z trzech odmiennych materiałów, wykazujących w polu magnetycznym maszyny własności idealnego diamagnetyka ( $\mu_r = 0$ ), paramagnetyka ( $\mu_r = 1$ ) względnie ferromagnetyka, dla którego w skrajnym przypadku względna przenikalność magnetyczna jest równa nieskończoność ( $\mu_r = \infty$ ).



Rys. 1. Różne warianty rozwiązań obwodu magnetycznego kriogeneratora synchronicznego

Szczególne znaczenie ma obliczenie pola magnetycznego w samym nadprzewodnikowym uzwojeniu wzbudzenia. Wyznaczenie w tym uzwojeniu maksymalnej wartości indukcji pola magnetycznego i powiązanie jej z wartością składowej promieniowej indukcji w strefie uzwojeń twornika pozwoli na wybór najodpowiedniejszych materiałów na budowę obwodu magnetycznego stojana i wirnika kriomaszyny synchronicznej.

## 2. Wyznaczenie zależności opisujących pole magnetyczne w kriogeneratorze synchronicznym w stanie jałowym

Obliczanie pól elektromagnetycznych w kriogeneratorach synchronicznych było przedmiotem szeregu publikacji. Z ważniejszych należy wymienić [3] [4] [5] [6]. We wcześniejszej [7] i aktualnej pracy wyznaczenie pola magnetycznego rozszerzone zostało na większy obszar gabarytowy maszyny przy uwzględnieniu dowolnej wartości przenikalności magnetycznej elementów obwodu magnetycznego.

Dla przyjętego modelu kriomaszyny synchronicznej (rys. 1), w którym wyróżniono 5 obszarów:

obszar I	wnętrze wirnika $\mu_w$	$0 < r < R_1$
obszar II	uzwojenie wzbudzające $\mu_0$	$R_1 < r < R_2$
obszar III	szelima powietrzna z uzwojeniem twornika $\mu_0$	$R_2 < r < R_3$
obszar IV	jarzmo lub ekran zewnętrzny $\mu_z$	$R_3 < r < R_4$
obszar V	otoczenie maszyny $\mu_0$	$r > R_4$

wyprowadzono zależności dla składowych: promieniowej  $B_r$  i stycznej  $B_\varphi$  wektora indukcji magnetycznej w polu płasko-równoległym wytworzonych przez

układ wzbudzający 
$$j_{wm}(r, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k j_{wz} \cos np\varphi_0}{n\delta} \sin np\varphi.$$

Dla obszaru I obowiązują:

$$\begin{aligned} B_r &= + \sum_{n=1}^{\infty} np C_1 r^{np-1} \begin{cases} \cos np\varphi \\ \sin np\varphi \end{cases} \\ B_\varphi &= - \sum_{n=1}^{\infty} np C_1 r^{np-1} \begin{cases} \cos np\varphi \\ \sin np\varphi \end{cases} \end{aligned} \quad (1)$$

dla obszaru II:

$$\begin{aligned} B_r &= + \sum_{n=1}^{\infty} np \left[ C_3 r^{np-1} + C_4 r^{-(np+1)} \right] \begin{cases} \frac{k\mu_0 j_{wz} r \cos np\varphi_0}{n\delta [4 - (np)^2]} \cos np\varphi \\ \frac{8\mu_0 j_{wz} r \cos np\varphi_0}{n^2 \delta [4 - (np)^2]} \sin np\varphi \end{cases} \\ B_\varphi &= - \sum_{n=1}^{\infty} np \left[ C_3 r^{np-1} + C_4 r^{-(np+1)} \right] \begin{cases} \cos np\varphi \\ \sin np\varphi \end{cases} \end{aligned} \quad (2)$$

dla obszaru III:

$$\begin{aligned} B_r &= + \sum_{n=1}^{\infty} np \left[ C_5 r^{np-1} + C_6 r^{-(np+1)} \right] \begin{cases} \cos np\varphi \\ \sin np\varphi \end{cases} \\ B_\varphi &= - \sum_{n=1}^{\infty} np \left[ C_5 r^{np-1} + C_6 r^{-(np+1)} \right] \begin{cases} \cos np\varphi \\ \sin np\varphi \end{cases} \end{aligned} \quad (3)$$

dla obszaru IV:

$$\begin{matrix} B_r \\ B_\varphi \end{matrix} = \sum_{n=1}^{\infty} n p \left[ C_7 r^{np-1} + C_8 r^{-(np+1)} \right] \begin{cases} \cos n p \varphi \\ \sin n p \varphi \end{cases} \quad (4)$$

dla obszaru V:

$$\begin{matrix} B_r \\ B_\varphi \end{matrix} = \sum_{n=1}^{\infty} n p C_{10} r^{-(np+1)} \begin{cases} \cos n p \varphi \\ \sin n p \varphi \end{cases} \quad (5)$$

gdzie:

- $n$  - rząd harmonicznej,
- $p$  - liczba par biegunów, ( $p \neq 2$ )
- $\varphi_0$  - kąt rozwarcia tzw. dużego zęba,
- $j_{wz}$  - średnia gęstość prądu w nadprzewodnikowym uzwojeniu wzbudzenia,
- $r, \varphi$  - promień i kąt biegnący.

W tabeli I podane wartości stałych  $C_1 \dots C_{10}$ , które w zależności od przyjętego wariantu rozwiązania konstrukcyjnego obwodu magnetycznego upraszczają się do postaci podanej w tabeli II dla  $[\mu_w = 0, \mu_z = (0, 1, \infty)]$ , w tabeli III dla  $[\mu_w = 1, \mu_z = (0, 1, \infty)]$  oraz w tabeli IV dla  $[\mu_w = \infty, \mu_z = (0, 1, \infty)]$ .

### 3. Przykład obliczeniowy

Dla zilustrowania wpływu typu materiału, zastosowanego na budowę obwodu magnetycznego kriomaszyny synchronicznej na wielkość i miejsce występowania maksymalnej wartości indukcji pola magnetycznego w strefie uzwojeń wzbudzących, wykonano obliczenia składowej  $B_r$  w osi podłużnej i składowej  $B_\varphi$  w osi poprzecznej maszyny. Założone dla wszystkich przypadków jednakową względną grubość uzwojenia wzbudzenia  $d_1 = 0,8$  jednakową odległość jarzma ferromagnetycznego ( $\mu_z = \infty$ ) względnie ekranu diamagnetycznego ( $\mu_z = 0$ ) od zewnętrznej promienia uzwojenia wzbudzenia  $R_2$ , określoną symbolem  $d_3 = 1,5$ . Przyjęto następujące oznaczenia:  $d_1 = R_1/R_2$  oraz  $d_3 = R_3/R_2$ . Wielkości  $B_r, B_\varphi$  podane w jednostkach stosunkowych  $\frac{B_r}{B_0} = \frac{\sum_{n=1}^n B_r}{B_0}$ ,  $\frac{B_\varphi}{B_0} = \frac{\sum_{n=1}^n B_\varphi}{B_0}$ ; gdzie  $B_0 = \frac{2R_2 \mu_z j_{wz}}{g}$  przyjęto jako wartość stałą

( $j_{wz} = \text{const}$ ) i uwzględnione  $n = 1, 3, 5, 7$  harmonicznych rozkładu Fouriera. Obliczenia wykonane dla maszyny dwubiegunowej ( $p = 1$ ), przyjmując kąt

Tablica I

Zależności na stałe  $C_1 \dots C_{10}$  dla obwodu magnetycznego krzemowego synchronicznego przy  $\mu_w = \text{var}$ ,  $\mu_z = \text{var}$

$C_1 = \frac{2\mu_z \mu_w}{n^2 J_1 J_2 (L_1 - L_2)} \left[ \mu_w (1 - \mu_z^2 - (1 - \mu_z)^2 \frac{R_2}{R_1}) (2 - \mu_w R_1^2 - R_2^2 - \mu_w) (2 - \mu_w) R_1^2 + \mu_w R_2^2 - R_2^2 - \mu_w \right] \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^{2np} \left  \frac{1}{C} \right.$
$C_2 = \frac{2\mu_z \mu_w}{n^2 J_1 J_2 (L_1 - L_2)} \left[ \mu_w (1 - \mu_z^2 - (1 - \mu_z)^2 \frac{R_2}{R_1}) \frac{R_2}{R_1} (2 - \mu_w) R_1^2 - R_2^2 - \mu_w \right] \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^{2np} \left  \frac{1}{C} \right.$
$C_3 = \frac{2\mu_z \mu_w}{n^2 J_1 J_2 (L_1 - L_2)} \left[ \mu_w (1 - \mu_z^2 - (1 - \mu_z)^2 \frac{R_2}{R_1}) \frac{R_2}{R_1} (2 - \mu_w) R_1^2 - R_2^2 - \mu_w \right] \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^{2np} \left  \frac{1}{C} \right.$
$C_4 = \frac{2\mu_z \mu_w}{n^2 J_1 J_2 (L_1 - L_2)} \left[ \mu_w (1 - \mu_z^2 - (1 - \mu_z)^2 \frac{R_2}{R_1}) \frac{R_2}{R_1} (2 - \mu_w) R_1^2 - R_2^2 - \mu_w \right] \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^{2np} \left  \frac{1}{C} \right.$
$C_5 = \frac{2\mu_z \mu_w}{n^2 J_1 J_2 (L_1 - L_2)} \left[ \mu_w (1 - \mu_z^2 - (1 - \mu_z)^2 \frac{R_2}{R_1}) \frac{R_2}{R_1} (2 - \mu_w) R_1^2 - R_2^2 - \mu_w \right] \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^{2np} \left  \frac{1}{C} \right.$
$C_6 = \frac{4\mu_z \mu_w}{n^2 J_1 J_2 (L_1 - L_2)} \left[ \mu_w (1 - \mu_z^2 - (1 - \mu_z)^2 \frac{R_2}{R_1}) \frac{R_2}{R_1} (2 - \mu_w) R_1^2 - R_2^2 - \mu_w \right] \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^{2np} \left  \frac{1}{C} \right.$
$C_7 = \frac{4\mu_z \mu_w}{n^2 J_1 J_2 (L_1 - L_2)} \left[ \mu_w (1 - \mu_z^2 - (1 - \mu_z)^2 \frac{R_2}{R_1}) \frac{R_2}{R_1} (2 - \mu_w) R_1^2 - R_2^2 - \mu_w \right] \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^{2np} \left  \frac{1}{C} \right.$
$C_8 = \frac{4\mu_z \mu_w}{n^2 J_1 J_2 (L_1 - L_2)} \left[ \mu_w (1 - \mu_z^2 - (1 - \mu_z)^2 \frac{R_2}{R_1}) \frac{R_2}{R_1} (2 - \mu_w) R_1^2 - R_2^2 - \mu_w \right] \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^{2np} \left  \frac{1}{C} \right.$
$C_9 = \frac{8\mu_z \mu_w}{n^2 J_1 J_2 (L_1 - L_2)} \left[ \mu_w (1 - \mu_z^2 - (1 - \mu_z)^2 \frac{R_2}{R_1}) \frac{R_2}{R_1} (2 - \mu_w) R_1^2 - R_2^2 - \mu_w \right] \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^{2np} \left  \frac{1}{C} \right.$

gdzie  $C = (1 - \mu_w) \left[ (1 - \mu_z)^2 - (1 - \mu_z)^2 \frac{R_2}{R_1} \right] - (1 - \mu_w) (1 - \mu_z) \left[ 1 - \frac{R_2}{R_1} \right] \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^{2np}$

Tablica II

Zależności na stałe  $C_1 \dots C_{10}$  dla obwodu magnetycznego kriomaszyny synchronicznej przy  $\mu_z = 0$ ,  $\mu_x = (0, 1, \infty)$

$\mu_x = 0$	$\mu_z = 1$		$\mu_z = \infty$ (górne znaki) $\mu_z = 0$ (dolne znaki)
$\epsilon_1$	0		0
$C_2$	$\frac{2\mu_0 \mu_z}{n^2 J_1 p (2-np)} R_2^2 - np$	$\frac{2\mu_0 \mu_z}{n^2 J_1 p (k - np)^2} \left[ \frac{(2-np) R_2^2 - np}{1 + \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 np} + \frac{(2-np) R_2^2 - np}{1 + \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 np} R_2^2 - np \right]$	
$C_3$	$\frac{2\mu_0 \mu_z}{n^2 J_1 p (k - np)^2} \left[ (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^2 - np - (2-np) R_1^2 - np \right]$	$\frac{2\mu_0 \mu_z}{n^2 J_1 p (k - np)^2} \left[ \frac{2np R_1^2 - np - (2-np) R_2^2 - np}{1 + \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 np} + \frac{(2-np) R_1^2 - np - (2-np) R_2^2 - np}{1 + \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 np} R_2^2 - np \right]$	
$C_4$	0	$\frac{2\mu_0 \mu_z}{n^2 J_1 p (k - np)^2} \left[ (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^2 - np - (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) \right] R_2^2 - np$	
$C_5$	0	$\frac{2\mu_0 \mu_z}{n^2 J_1 p (k - np)^2} \left[ (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^2 - np - (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) \right] R_2^2 - np$	
$C_6$	0	$\frac{2\mu_0 \mu_z}{n^2 J_1 p (k - np)^2} \left[ (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^2 - np - (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) \right] R_2^2 - np$	
$C_7$	0	$\frac{2\mu_0 \mu_z}{n^2 J_1 p (k - np)^2} \left[ (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^2 - np - (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) \right] R_2^2 - np$	
$C_8$	0	$\frac{2\mu_0 \mu_z}{n^2 J_1 p (k - np)^2} \left[ (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^2 - np - (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) \right] R_2^2 - np$	
$C_9$	0	$\frac{2\mu_0 \mu_z}{n^2 J_1 p (k - np)^2} \left[ (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^2 - np - (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) \right] R_2^2 - np$	
$C_{10}$	0	$\frac{2\mu_0 \mu_z}{n^2 J_1 p (k - np)^2} \left[ (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^2 - np - (2-np) (R_1^2 - np - R_2^2 - np) \right] R_2^2 - np$	

Tablica III

Zależności na stałe  $C_1 \dots C_{10}$  dla obwodu magnetycznego krótkomasywny symetrycznej przy  $\mu_w = 1, \mu_z = (0, 1, \infty)$ 

$\mu_w = 1$	$\mu_z = 1$	$\mu_z = \infty$ (górne znaki) $\mu_z = 0$ (dolne znaki)
$C_1$	$-\frac{2\mu_0 l w z}{n^2 \pi p (2-np)} (R_1^2 - R_2^2 - np)$	$-\frac{2\mu_0 l w z}{n^2 \pi p (4-np^2)} [(2+np)(R_1^2 - R_2^2 - np) + (2-np)(R_1^2 - R_2^2 - np)] R_3^2 - np$
$C_2$	$\frac{2\mu_0 l w z}{n^2 \pi p (2-np)} R_2^2 - np$	$\frac{2\mu_0 l w z}{n^2 \pi p (4-np^2)} [(2+np)R_2^2 - np + (2-np)(R_1^2 - R_2^2 - np)] R_3^2 - np$
$C_3$	$-\frac{2\mu_0 l w z}{n^2 \pi p (2+np)} R_1^2 - np$	
$C_4$	0	$\frac{2\mu_0 l w z}{n^2 \pi p (2+np)} (R_1^2 - R_2^2 - np) R_3^2 - np$
$C_5$		
$C_6$	$-\frac{2\mu_0 l w z}{n^2 \pi p (2-np)} (R_1^2 - R_2^2 - np)$	
$C_7$	0	$-\frac{4\mu_0 l w z}{n^2 \pi p (2-np)} (R_1^2 - R_2^2 - np) \left[ \frac{R_3^2 - np}{1 - \frac{R_3^2}{R_2^2}} \right] C_3 = 0$ dla $\mu_z = 0$
$C_8$	$-\frac{2\mu_0 l w z}{n^2 \pi p (2+np)} (R_1^2 - R_2^2 - np)$	$-\frac{4\mu_0 l w z}{n^2 \pi p (2+np)} (R_1^2 - R_2^2 - np) \left[ \frac{1}{1 - \frac{R_3^2}{R_2^2}} \right] C_3 = 0$ dla $\mu_z = 0$
$C_9$		0

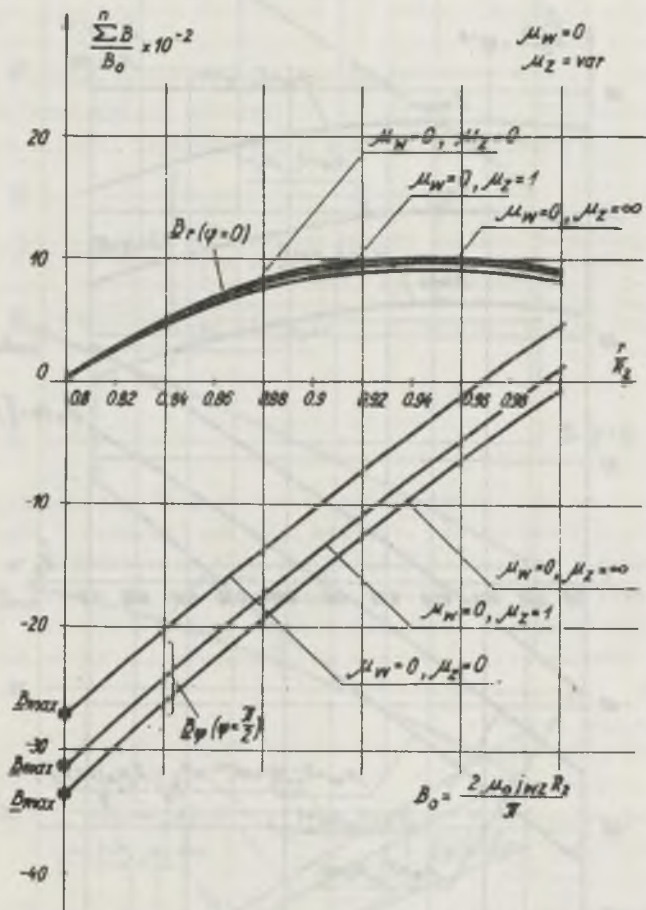
Tablica IV

Zależności na stałe  $C_1 \dots C_{10}$  dla obwodu magnetyjnego synchronicznej przy  $\mu_z = \infty$ ,  $\mu_z = (0, 1, \infty)$

$\mu_z = \infty$ $\mu_z = 0$	$\mu_z = 1$	$\mu_z = \infty$ (górne znaki) $\mu_z = 0$ (dolne znaki)
$C_1$	$\frac{4\mu_0 I_w z}{n^2 J p (2-np)} (R_1^2 - np - R_2^2 - np)$	$\frac{4\mu_0 I_w z}{n^2 J p (4-np^2)} \left[ \frac{(2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np) + (2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_3^{-2np}}{1 + \left(\frac{R_1}{R_3}\right)^{2np}} \right]$
$C_3$	$\frac{2\mu_0 I_w z}{n^2 J p (2-np)} R_2^2 - np$	$\frac{2\mu_0 I_w z}{n^2 J p (4-np^2)} \left[ \frac{(2-np)R_2^2 - np + (2-np)R_2^2 - np}{1 + \left(\frac{R_1}{R_3}\right)^{2np}} \right]$
$C_4$	$\frac{2\mu_0 I_w z}{n^2 J p (4-np^2)} \left[ (2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^{2np} + (2-np)R_2^2 - np \right]$	$\frac{2\mu_0 I_w z}{n^2 J p (4-np^2)} \left[ \frac{4R_1^2 - np - (2-np)R_2^2 - np + (2-np)R_2^2 - np}{1 + \left(\frac{R_1}{R_3}\right)^{2np}} \right] R_1^{2np}$
$C_5$	0	$\frac{2\mu_0 I_w z}{n^2 J p (4-np^2)} \left[ \frac{(2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^{2np} + (2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np)}{1 + \left(\frac{R_1}{R_3}\right)^{2np}} \right] R_3^{-2np}$
$C_6$	$\frac{2\mu_0 I_w z}{n^2 J p (4-np^2)} \left[ (2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^{2np} + (2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np) \right]$	$\frac{2\mu_0 I_w z}{n^2 J p (4-np^2)} \left[ \frac{(2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^{2np} + (2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np)}{1 + \left(\frac{R_1}{R_3}\right)^{2np}} \right]$
$C_7$	0	$\frac{4\mu_0 I_w z}{n^2 J p (4-np^2)} \left[ \frac{(2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^{2np} + (2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np)}{1 + \left(\frac{R_1}{R_3}\right)^{2np}} \right] R_3^{-2np}$ $C_7 = 0$ dla $\mu_z = 0$
$C_8$	$\frac{2\mu_0 I_w z}{n^2 J p (4-np^2)} \left[ (2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^{2np} + (2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np) \right]$	$\frac{4\mu_0 I_w z}{n^2 J p (4-np^2)} \left[ \frac{(2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np) R_1^{2np} + (2-np)(R_1^2 - np - R_2^2 - np)}{1 + \left(\frac{R_1}{R_3}\right)^{2np}} \right] \left[ \frac{R_3^{-2np}}{\left(\frac{R_1}{R_3}\right)^{2np}} \right]$ $C_8 = 0$ dla $\mu_z = 0$
$C_9$		
$C_{10}$		



rozwarcia dużego kąta  $\psi_0$  równy zero. Wyniki obliczeń przedstawiono dla ( $\mu_w = 0, \mu_z = \text{var}$ ) na rys. 2, dla ( $\mu_w = 1, \mu_z = \text{var}$ ) na rys. 3, zaś dla ( $\mu_w = \infty, \mu_z = \text{var}$ ) na rys. 4.

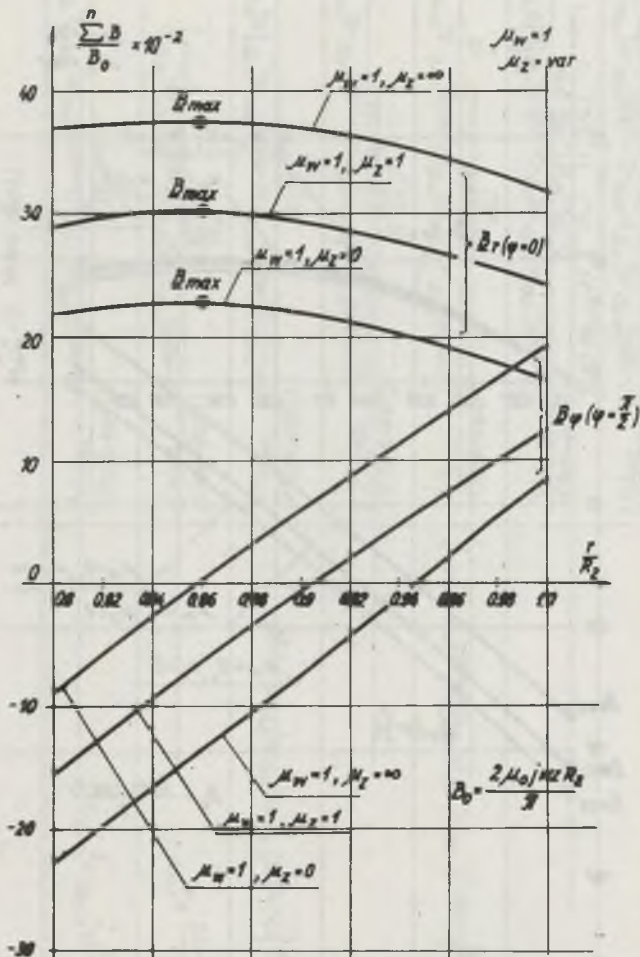


Rys. 2. Zależność składowych, promieniowej  $B_r$  i stycznej  $B_\psi$  wektora indukcji magnetycznej na grubości nadprzewodnikowego uzwojenia wzbudzenia dla obwodu magnetycznego  $\mu_w = 0, \mu_z = (0, 1, \infty)$

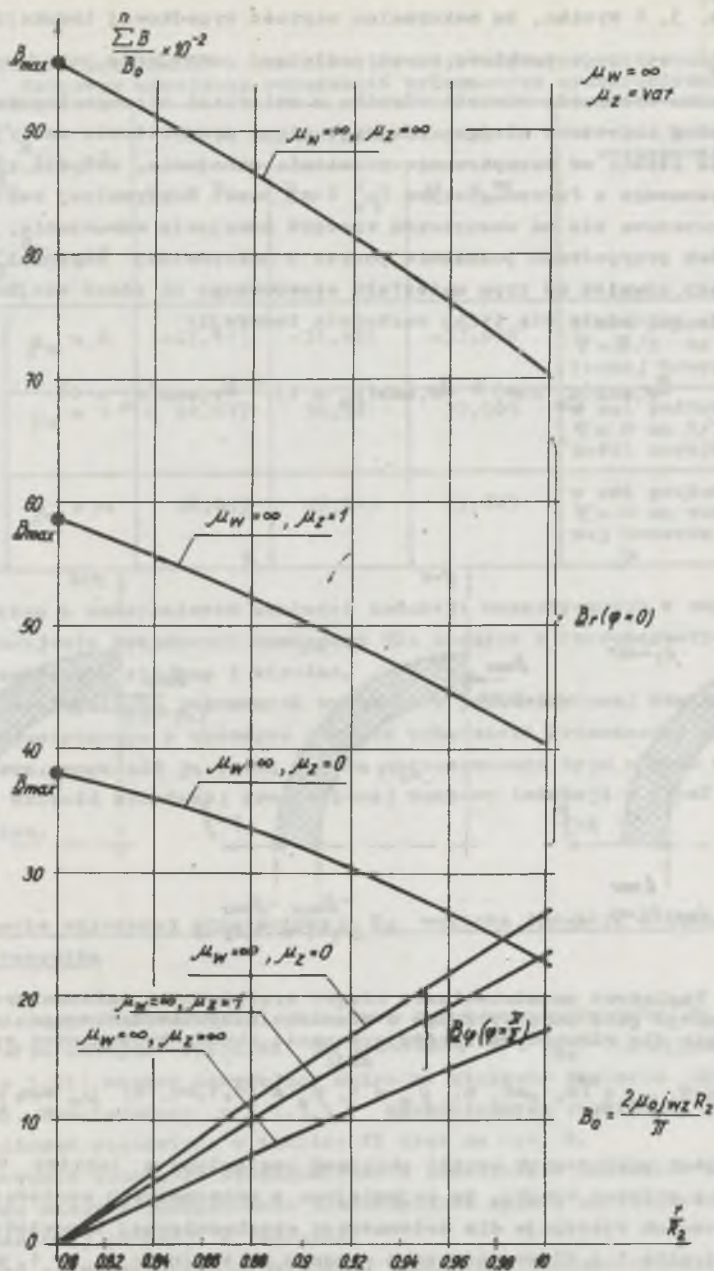
Z rys. 2 wynika, że w przypadku wykonania rdzenia wirnika z diamagnetyka maksymalna wartość wypadkowej indukcji  $B_{w,max} = B_{\psi,max}$  występuje punkto- towo w osi poprzecznej uzwojenia wzbudzenia ( $\psi = \frac{\pi}{2}$ ) na krawędzi wewnętrz- nej uzwojenia, niezależnie od typu materiału stosowanego na rdzeń steja-

na. Wpływ charakteru materiału uwiadcza się jedynie wartością maksymalnej indukcji, która przyjmuje różne wartości:

$$\frac{B}{B_0} \max(\mu_z = \infty) > \frac{B}{B_0} \max(\mu_z = 1) > \frac{B}{B_0} \max(\mu_z = 0)$$



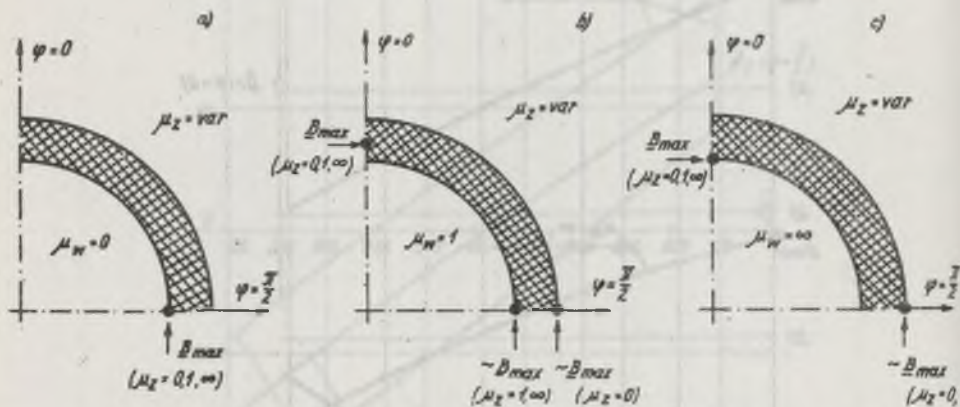
Rys. 3. Zależność składowych; promieniowej  $B_r$  i stycznej  $B_\varphi$  wektora indukcji magnetycznej na grubości nadprzewodnikowego uszyczenia wzbudzenia, dla obwodu magnetycznego  $\mu_N = 1, \mu_z = (0, 1, \infty)$



Rys. 4. Zależność składowych: promieniowej  $B_r$  i stycznej  $B_\phi$  wektora indukcji magnetycznej na grubości nadprzewodnikowego uzwojenia wzbudzenia dla obwodu magnetycznego  $\mu_W = \infty, \mu_Z = (0, 1, \infty)$

Z rys. 3, 4 wynika, że maksymalna wartość wypadkowej indukcji ( $B_{w,max} = B_{r,max}$ ) występuje punktowo w osi podłużnej uzwojenia wzbudzenia ( $\varphi = 0$ ). W przypadku wykonania rdzenia wirnika z materiału niemagnetycznego ( $\mu_w = 1$ ) najbardziej zagrożone miejsce znajduje się w przybliżeniu na  $1/3$  grubości uzwojenia licząc od wewnętrznej krawędzi uzwojenia, zaś dla rdzenia wirnika wykonanego z ferromagnetyka ( $\mu_w = \infty$ ) punkt maksymalnej wartości indukcji przesuwa się na wewnętrzną krawędź uzwojenia wzbudzenia. W ostatnich dwóch przypadkach położenie punktu o maksymalnej wartości indukcji nie zależy również od typu materiału stosowanego na rdzeń stojana. Wpływ materiału uwydatnia się tylko wartością indukcji:

$$\frac{B_{r,max}(\mu_z = \infty)}{\mu_z} > \frac{B_{r,max}(\mu_z = 1)}{\mu_z} > \frac{B_{r,max}(\mu_z = 0)}{\mu_z} > 0$$



Rys. 5. Poglądowe przedstawienie miejsc występowania maksymalnych wartości indukcji pola magnetycznego w obszarze nadprzewodnikowego uzwojenia wzbudzenia dla różnych wariantów wykonania obwodu krótomasy synchronicznej:

a)  $\mu_w = 0$ ,  $\mu_z = (0, 1, \infty)$ , b)  $\mu_w = 1$ ,  $\mu_z = (0, 1, \infty)$ , c)  $\mu_w = \infty$ ,  $\mu_z = (0, 1, \infty)$

W celach poglądowych wyniki obliczeń zestawiono w tabelicy V oraz na rys. 5, z których wynika, że najmniejsza z maksymalnych wartości indukcji magnetycznych występuje dla krótomasy synchronicznej z powietrznym obwodem wirnika i z diamagnetycznym ekranem na stojanie ( $\mu_w = 1$ ,  $\mu_z = 0$ ).

Tablica V

Wyniki obliczeń maksymalnych wartości indukcji magnetycznych w nadprzewodnikowym uzwojeniu wzbudzenia kriomaszyny synchronicznej

$B_{\max} = \frac{\sum B_r}{B_0} \cdot 10^{-2}$ lub $B_{\max} = \frac{\sum B_{\varphi}}{B_0} \cdot 10^{-2}$	Obwód magnetyczny stojana			Miejsce występowania	
	$\mu_{\Sigma} = 0$	$\mu_{\Sigma} = 1$	$\mu_{\Sigma} = \infty$		
Obwód magnetyczny wirnika	$\mu_w = 0$	-27,413	-31,465	-33,632	w osi poprzecznej $\varphi = \pi/2$ na wewnętrznej krawędzi
	$\mu_w = 1$	22,817	30,361	37,905	w osi podłużnej $\varphi = 0$ na 1/3 grubości uzwojenia
	$\mu_w = \infty$	38,053	58,945	95,865	w osi podłużnej $\varphi = 0$ na wewnętrznej krawędzi

Największa z maksymalnych wartości indukcji magnetycznych w nadprzewodnikowym uzwojeniu wzbudzenia występuje dla maszyny z ferromagnetycznym obwodem magnetycznym stojana i wirnika.

W celu wyciągnięcia poprawnych wniosków z przedstawionej analizy obrazu pola magnetycznego w obszarze uzwojeń wzbudzenia kriomaszyny synchronicznej należy uzupełnić ją oceną wpływu zastosowanego typu obwodu magnetycznego na wartość składowej promieniowej wektora indukcji w strefie uzwojeń twornika.

#### 4. Obliczenie składowej promieniowej $B_r$ wektora indukcji w obszarze uzwojeń twornika

Wykorzystując zależność (3) obliczono składową promieniową  $B_r$  indukcji w strefie uzwojeń twornika na promieniu  $r = R_{tw}$  (przyjęto  $d_{tw} = R_{tw}/R_2 = 1,25$ ) mającą decydujący wpływ na wielkość napięcia wyjściowego maszyny. Uwzględniono  $n = 1, 3, 5, 7$  harmonicznych rozkładu Fouriera. Wyniki obliczeń zestawiono w tablicy VI oraz na rys. 6.

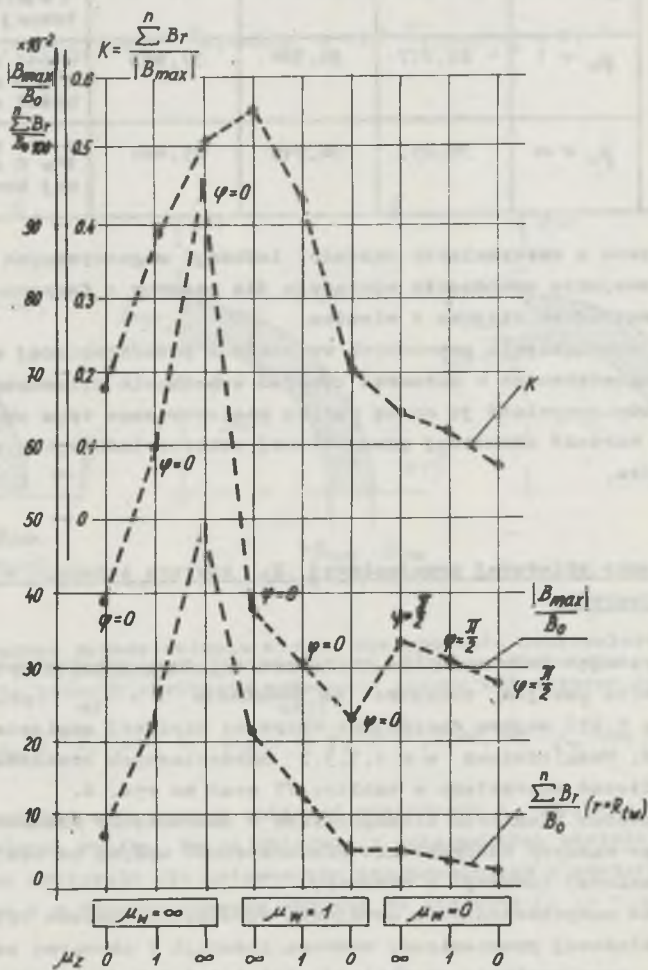
Zastosowanie idealnych diałmagnetyków w charakterze elementów obwodu magnetycznego maszyny zdecydowanie niekorzystnie wpływa na wielkość składowej promieniowej indukcji w tworniku.

Ponieważ nadprzewodnikowe uzwojenie wzbudzenia powinno wytwarzać dużą wartość składowej promieniowej wektora indukcji w obszarze uzwojeń twornika  $B_{r,tw}$  przy możliwie minimalnej wartości indukcji wypadkowej  $B_{w,tw}$  w

Tablica VI

Wyniki obliczeń składowej promieniowej  $B_r$  indukcji pola magnetycznego w obszarze uzwojeń twornika

$B_r = \frac{\sum_{r=R_{tw}}^n B_{r,tw}}{B_0} \cdot 10^{-2}$		Obwód magnetyczny stojana		
		$\mu_z = 0$	$\mu_z = 1$	$\mu_z = \infty$
Obwód magnetyczny wirnika	$\mu_w = 0$	2,108	3,76	4,836
	$\mu_w = 1$	4,691	13,069	21,056
	$\mu_w = \infty$	6,692	22,378	48,97



Rys. 6. Zależność wskaźnika  $k$ ,  $B_{max}/B_0$  oraz  $\sum B_r/B_0$  przy  $(r = R_{tw})$  od typu materiału stosowanego na obwód magnetyczny maszyny synchronicznej

obszarze uzwojeń wzbudzenia, nie przekraczającej wartości krytycznej dla przyjętego nadprzewodnika, jako miarę prawidłowego doboru materiałów na obwód magnetyczny maszyny można uważać wskaźnik dobroci  $k$  zdefiniowany jako:

$$k = \frac{\sum_{r=1}^n B_r}{|B_{\max}|} \quad (6)$$

gdzie:

$B_r$  jest składową promieniową indukcji w tworniku przy ( $r = R_{tw}$ ), zaś  $B_{\max}$  maksymalną wartością indukcji wypadkowej w uzwojeniu wzbudzenia.

Im większa jest wartość wskaźnika  $k$ , tym lepsze jest wykorzystanie nadprzewodnikowego uzwojenia w obwodzie magnetycznym maszyny.

W tabelicy VI oraz na rys. 6 podano wartości wskaźnika ( $k$ ) obliczone dla wszystkich wariantów obwodu magnetycznego analizowanej kriomaszyny synchronicznej.

Tabela VII

Wartości wskaźnika ( $k$ ) obliczone dla różnych wariantów budowy obwodu magnetycznego kriomaszyny synchronicznej

$k = \frac{\sum_{r=1}^n B_r}{ B_{\max} }$		Obwód magnetyczny stojana		
		$\mu_z = 0$	$\mu_z = 1$	$\mu_z = \infty$
Obwód magnetyczny wirnika	$\mu_w = 1$	0,077	0,119	0,144
	$\mu_w = 1$	0,206	0,431	0,556
	$\mu_w = \infty$	0,176	0,38	0,511

Najkorzystniejszy wskaźnik ( $k$ ) posiada maszyna, w której nadprzewodnikowe uzwojenie wzbudzenia umieszczone jest na konstrukcji niemagnetycznej ( $\mu_w = 1$ ) z ferromagnetycznym jarzmem osłaniającym uzwojenie twornika ( $\mu_z = \infty$ ).

## 5. Wnioski

Przedmiotem analizy był kriogenerator synchroniczny pracujący w stanie jałowym. Stąd nie oceniano wpływu budowy obwodu magnetycznego na jego parametry, a jedynie na rozkład pola magnetycznego w strefie uzwojeń wzbudzenia i uzwojeń twornika. Przedstawiona analiza potwierdza, że najlepsze własności posiada rozwiązanie z rdzeniem powietrznym wirnika ( $\mu_w = 1$ ) oraz

ferromagnetycznym zewnętrznym jarzmem stojana ( $\mu_z = \infty$ ). Współczynnik ( $k$ ) dla tego rozwiązania wynosi 0,556. Ten typ obwodu magnetycznego jest aktualnie preferowany w rozwiązaniach konstrukcyjnych kriogeneratorów synchronicznych. Również wysoki wskaźnik ( $k$ ) posiadają maszyny ( $\mu_w = \infty$ ,  $\mu_z = \infty$ ) oraz ( $\mu_w = 1$ ), ( $\mu_z = 1$ ), które ze względu na podwyższone wskaźniki ciężarowe oraz szkodliwe dla otoczenia zewnętrzne pole magnetyczne nie są brane pod uwagę w projektach krioturbogeneratorów dużej mocy.

#### LITERATURA

- [1] Dzatdojew A.O., Zilbersztein L.A., Krasnikow A.M.: Maksymalna magnitnaja indukcija w zonie raspolożenija swierchprowodjaszozej obmotki wobuzhdienija krioturbogeneratora. Izv. A.N. ZSRR Energetika i Transport, Nr 2, 1979.
- [2] Żudrak P.: Dobór gęstości prądów w nadprzewodnikowym uzwojeniu wzbudzenia generatorów synchronicznych. Prace Naukowe Instytutu Układów Elektromaszynowych Politechniki Wrocławskiej Nr 34, 1981.
- [3] Woodson H.H., Stekly Z.J.J., Halas E.: A study of alternators with superconducting field windings. I Analysis, I.E.E.E. Trans. on P.A.S. vol. 85, Nr 3, 1966.
- [4] Danko V.G.: Raschet charakteristik chołostoga choda turbogienieratora se swerchprowodjaszozej obmotkoj wobuzhdienija. Sborn. Problem Techn. Elektrodinamiki, wyp. 32, 1971.
- [5] Kirtley J.I.: Basic formulae for air - core synchronous machines. I.E.E.E. Conference Paper, Winter Power Meeting, 1971.
- [6] Antal L.: Analiza pola wzbudzenia bezzłobkowej maszyny synchronicznej. Prace Naukowe Instytutu Układów Elektromaszynowych Politechniki Wrocławskiej Nr 16, 1974.
- [7] Różycki A.: Wpływ konfiguracji i typu obwodu magnetycznego kriomaszyny synchronicznej na rozkład pola magnetycznego w nadprzewodnikowym uzwojeniu wzbudzającym. Prace Naukowe Instytutu Układów Elektromaszynowych Politechniki Wrocławskiej Nr 34, 1981.

Recenzent: doc. dr inż. Jerzy Hickiewicz

Wpłynęło do Redakcji dn. 15.XII.1982 r.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ МАГНИТНОЙ ЦЕПИ  
КРИОТУРБОГЕНЕРАТОРА НА ЗНАЧЕНИЕ И МЕСТО МАКСИМАЛЬНОЙ ИНДУКЦИИ  
В СВЕРХПРОВОДНИКОВОЙ ОБМОТКЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

#### Р е з ю м е

В статье дается анализ распределения магнитной индукции в сверхпроводниковой обмотке возбуждения криотурбогенератора в режиме холостого хода. Исследовано влияние магнитных свойств материалов использованных в конструк-



ли ротора и статора ( $\mu_r = 0, 1, \infty$ ) на значение и место максимальной магнитной индукции в зоне сверхпроводящей обмотки возбуждения.

Наиболее эффективной является конструкция криотурбогенератора с воздушным сердечником ротора и магнитным ярмом (экраном) статора.

THE INFLUENCE OF MAGNETIC CORE PROPERTIES OF THE CRYOALTERNATOR ON THE MAXIMUM OF LOCAL INDUCTION IN SUPERCONDUCTING FIELD WINDING

Summary

The paper presents an analysis of the magnetic induction distribution in superconducting excitation winding in cryoalternators at no load.

The influence of the magnetic properties of core materials used in rotor and stator ( $\mu_r = 0, 1, \infty$ ) on the location and value of maximal local induction is discussed.

The most effective case is air space in rotor and ferromagnetic yoke (screen) in the stator.