

LES COURANTS ÉLECTRIQUES PAR LES CONDUCTEURS ÉLÉMENTAIRES TUBULAIRES D'UNE BARRE ROEBEL PART I: CALCUL DES FLUXES INTÉRIEURS

TOMA DORDEA¹, TOMA PAUL DORDEA², MARIUS BIRIESCU³,
GHEORGHE MADESCU¹, ILEANA TORAC¹, MARȚIAN MOTȚ¹, LUCIAN OCOLIȘAN¹

Mots-clé: Hydrogénérateur, Barre Roebel, Distribution des courants.

Le fait de connaître le plus exactement possible les pertes qui ont lieu dans les enroulements des machines électriques de grande et de très grande puissance a une importance particulière, parce qu'il y a la possibilité d'augmenter le rendement de la machine, d'augmenter la sécurité de fonctionnement par la réduction correspondante de l'échauffement, ainsi que pour aborder le problème d'optimisation. Cette première part de cet ouvrage établit les relations nécessaires pour le calcul des courants électriques parcourant les conducteurs élémentaires tubulaires d'une barre Roebel.

1. INTRODUCTION

Les barres Roebel ont des conducteurs élémentaires transposés seulement sur le côté placé dans l'encoche. Par ce motif, les conducteurs élémentaires, qui sont couplés en parallèle par leur collage sur les deux extrémités de la barre, ne peuvent plus avoir de paramètres électriques égaux et par conséquent aussi les courants électriques ne sont pas égaux. C'est pourquoi, les pertes en courant alternatif par effet électrocalorique sont supérieures à celles du cas où tous les courants sont égaux. On peut obtenir une égalité de ces courants seulement si en chaque domaine ayant une structure spécifique des champs magnétiques a lieu une transposition, d'habitude de 2π et lorsque l'encoche a une largeur plus grande, comme dans le cas des turbogénérateurs, 3π .

Il est utile d'établir la possibilité de déterminer l'influence de l'angle de transposition sur le coefficient de modification de la résistance électrique en courant alternatif dans la situation d'une barre Roebel avec conducteurs élémentaires tubulaires.

¹ Filiale de l'Académie Roumaine, Timișoara, Bv. M. Viteazul no. 24, tdordea@d109lin.upt.ro.

² ALFATECH Cambridge, San Francisco, USA

³ Université "Politehnica" de Timișoara, Faculté de Électrotechn. et Énerg., Bv. V. Pârvan no. 2

2. STRUCTURE DE LA BARRE ET LE MODÈLE DE CALCUL

Les machines électriques à courant alternatif de grande et très grande puissance sont construites à refroidissement direct. En ce cas les enroulements sont réalisées avec des barres Roebel et les conducteurs élémentaires sont tubulaires. Le fluide de refroidissement (d'habitude de l'eau distillée) circule à l'intérieur. La réalisation de la barre Roebel est illustrée dans la Fig. 1a.

Pour obtenir des expressions analytiques utilisables dans le processus de calcul optimal des barres on admet des hypothèses: la forme des encoches où sont placées les barres est rectangulaire; les lignes de champ sont des parallèles, perpendiculaires sur les parois latérales de l'encoche; dans les deux extrémités de la barre les conducteurs ne se transposent pas.

On remplace les conducteurs élémentaires (voire la Fig. 1c.) avec des conducteurs formés par des tronçons parallèles à l'axe de la machine dont la longueur l_e est égale avec la distance entre deux passages consecutives de conducteurs élémentaires d'une colonne à l'autre (voire Fig. 1d.).

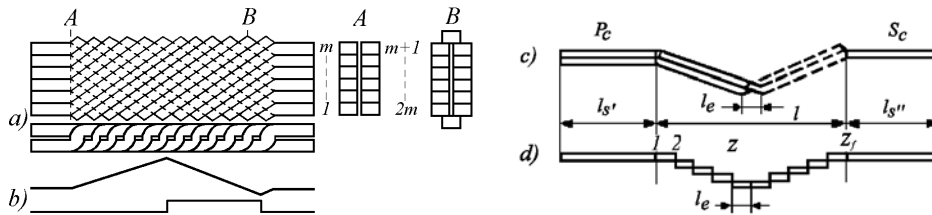


Fig. 1 – Structure de la barre Roebel.

La partie gauche de la barre est notée avec γ et celle de la partie droite avec δ . La longueur axiale de l'encoche est l . On note avec z le plan courant où ont lieu les passages d'un tronçon à l'autre de la barre. Dans le plan vertical, tous les conducteurs de la barre passent dans le même endroit.

L'emplacement des conducteurs élémentaires dans l'extrémité P_c de la barre est identique à celui du tronçon qui se trouve entre les plans $z=1$ et $z=2$ et l'extrémité S_c est identique à celui placé entre les plans $z=z_f-1$ et $z=z_f$.

La Fig. 2a reproduit une section par un conducteur élémentaire tubulaire et les dimensions géométriques caractéristiques. L'épaisseur de la paroi du conducteur élémentaire est Δ_e .

Le processus électromagnétique dans le conducteur élémentaire causé par le champ magnétique transversal de l'encoche est identique à celui de la Fig. 2b, ayant l'épaisseur $2\Delta_e$. De cette manière le conducteur élémentaire tubulaire devient un conducteur plein auquel on peut distinguer trois domaines notés avec 1, 2, 3. On

imagine que la barre de la Fig. 2b, est sectionnée par un réseau de plans parallèles avec la base de l'encoche; les deux plans avoisinés delimitent une bande.

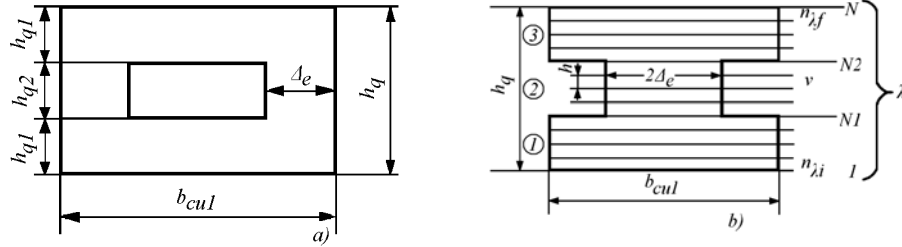


Fig. 2 – Le conducteur tubulaire et le conducteur équivalent.

Sur la largeur h de la bande la densité du courant électrique est constante. Les bandes en nombre de N sont notées en commençant par la base de la barre. C'est d'ici qu'on commence aussi le numérotage des conducteurs élémentaires, qui sont en nombre de m superposées dans une colonne.

3. APPLICATION DE LA LOI DE L'INDUCTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE

On considère un tronçon délimité par les plans z et $z + 1$, qui corresponde à la couche λ . De toutes les bandes de cette couche on observe celles d'ordre $v - 1$ et v . Dans les parties supérieures de ces deux bandes on trace la courbe Γ comme dans la Fig. 3, qui se renferme dans les plans z et $z + 1$. Si $i_{v\gamma}$ est le courant de la bande v qui parcourt le conducteur de la couche λ , la colonne γ , $i_{v\delta}$ – celui de la colonne δ , et i_{cv} est le courant de la bande v , alors $i_{cv} = i_{v\gamma} + i_{v\delta}$. Si $i_{u\lambda}$ représente la somme des courants de toutes les couches de conducteurs (des deux colonnes) de la couche 1 jusqu'à la couche $\lambda - 1$ de conducteurs élémentaires, b_c c'est la largeur de l'encoche, $b_{cu,v}$ – la largeur du conducteur élémentaire équivalent de la Fig. 2.b dans la bande v , ρ_{cu} – la résistivité électrique du matériel conducteur de la barre, $\mu \approx \mu_0$ (μ_0 – la perméabilité magnétique de l'espace vide et pour l'encoche), alors:

$$i_{cv} = \frac{b_{cu,v}}{b_{cu,v-1}} i_{c,v-1} + \frac{2\mu_0 h^2 b_{cu,v}}{\rho_{cu} b_c} \frac{d}{dt} \left(i_{u\lambda} + \sum_{\varepsilon=n_{\lambda i}}^{v-1} i_{c\varepsilon} + \frac{1}{3} i_{cv} \right). \quad (1)$$

Il est nécessaire que dans chaque section de la barre on puisse identifier la position de chaque conducteur élémentaire. On considère le plan $z = 1$ plan de référence. Pour $z = 1$ les conducteurs sont numérotés comme dans la Fig. 4. Chaque colonne a un nombre de conducteurs élémentaires superposés. Dans le plan

quelconque z la situation est identique avec celle de la Fig. 4. Le conducteur élémentaire de gauche a le numéro d'ordre ε_1 tandis que celui de la droite est ε_2 . Entre λ , ε_1 , ε_2 et z les relations sont les suivantes:

$$\begin{aligned}\varepsilon_1 &= \lambda + 1 - z; & \varepsilon_2 &= 2(m+1) - \lambda - z; \\ \varepsilon_1 &= \varepsilon_2 + 2\lambda - 1; & \varepsilon_2 &= \varepsilon_1 + 2(m - \lambda) + 1.\end{aligned}\quad (2)$$

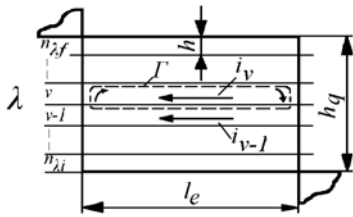


Fig. 3 – La courbe fermée Γ et les bandes.

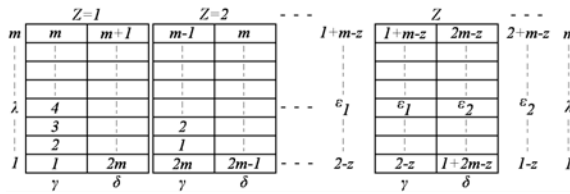


Fig. 4 – Les conducteurs élémentaires superposés dans les plans différents.

Pour λ , ε_1 , ε_2 les conditions sont les suivantes: $1 \leq \varepsilon_1 \leq 2m$; $1 \leq \varepsilon_2 \leq 2m$; $1 \leq \lambda \leq m$.

Dans le champ magnétique d'un conducteur élémentaire on distingue deux domaines: l'un où toutes les lignes de champ enchainent tous les conducteurs d'une barre (c'est le champ externe de la barre); le deuxième domaine contient des lignes de champ qui enchainent seulement certains conducteurs, partiellement ou totalement (celui ci c'est le champ magnétique interne). Le conducteur élémentaire parcouru par le courant i_ξ , pour une certaine longueur, a le flux ψ_ξ avec les deux composants $\psi_{\xi e}$ et $\psi_{\xi i}$:

$$\psi_\xi = \psi_{\xi e} + \psi_{\xi i}. \quad (3)$$

Un conducteur élémentaire a une partie placée dans l'encoche, ayant le flux $\psi_{\xi ci}$, une autre partie correspondant à l'extrémité P_c de la barre avec le flux $\psi_{\xi s' i}$ et enfin l'extrémité S_c avec le flux $\psi_{\xi s'' i}$.

4. LES COURANTS DE BANDE DANS LES CONNEXIONS FRONTALES

4.1. LE RÉGIME DYNAMIQUE QUELCONQUE

Le bout P_c . Dans cette partie de la barre le spectre de champ a une forme compliquée (voir la Fig. 5a). Ce qui intéresse tout d'abord c'est la valeur du flux interne. Dans ce but, on considère que le champ représenté dans la Fig. 5 produit le même flux que deux encoches opposées dont la forme est celle de la Fig. 5b, qui

ont la même base dans le plan MM. En fonction de H – la hauteur de la barre et b – sa largeur on détermine la largeur b'_c de l'encoche équivalente sous la forme:

$$b'_c = b + k'_{bc} H, \quad (4)$$

ou l'on a constaté expérimentalement que le coefficient $k'_{bc} \approx 1,2$. Pour pouvoir établir la relation (1), en ce cas on doit établir tout d'abord dans lequel des deux encoches équivalentes A_c ou B_c se trouve le conducteur élémentaire envisagé. On admet que la valeur de m est un nombre pair, donc $m = 2m'$. On considère que le conducteur élémentaire est parcouru par le courant i_ξ . Alors:

$$\begin{array}{ll} \text{si} & m'+1 \leq \xi \leq 2m' \quad \text{ou} \quad 2m'+1 \leq \xi \leq 3m' \quad \text{appartient à l'encoche } A_c \\ \text{si} & 1 \leq \xi \leq m' \quad \text{ou} \quad 3m'+1 \leq \xi \leq 4m' \quad \text{appartient à l'encoche } B_c. \end{array} \quad (5)$$

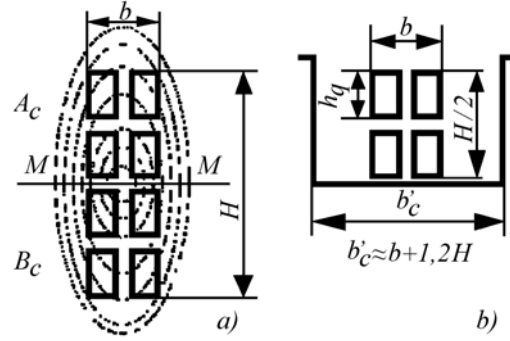


Fig. 5 – Le spectre de champ magnétique dans les connexions frontales.

L'élément déterminant pour la position du conducteur élémentaire ξ dans l'encoche équivalente est λ'_p pour l'encoche A_c et λ''_p pour l'encoche B_c . Comme pour le plan $z = 1$, $\lambda = \xi$ si $m'+1 \leq \xi \leq 3m'$ et $\lambda = 2m+1-\xi$ si $\xi \leq m'$, ou $3m'+1 \leq \xi$, alors:

$$\begin{array}{llllll} \text{à} & m'+1 \leq \xi \leq 2m', & \varepsilon_1 = \xi, & \lambda = \xi, & \varepsilon_2 = 2m - \xi + 1, & \text{alors } \lambda'_p = \lambda - m' \\ \text{à} & 2m'+1 \leq \xi \leq 3m', & \varepsilon_2 = \xi, & \lambda = 2m - \xi + 1, & \varepsilon_1 = \lambda, & \text{alors } \lambda'_p = \lambda - m' \\ \text{à} & 1 \leq \xi \leq m', & \varepsilon_1 = \xi, & \lambda = \xi, & \varepsilon_2 = 2m - \xi + 1, & \text{alors } \lambda''_p = m' - \lambda + 1 \\ \text{à} & 3m'+1 \leq \xi \leq 4m', & \varepsilon_2 = \xi, & \lambda = 4m' - \xi + 1, & \varepsilon_1 = \lambda, & \text{alors } \lambda''_p = m' - \lambda + 1. \end{array} \quad (6)$$

En utilisant pour le bout du conducteur la même procédure que pour la partie de l'encoche on obtient pour l'encoche équivalente A_c :

$$i_{cv} = \frac{b_{cuv}}{b_{cu,v-1}} i_{c,v-1} + \frac{2\mu_0 b_{cuv} h^2}{\rho_{cu} b_c'} \frac{d}{dt} \left(i_{u\lambda_p'} + \sum_{\varepsilon=n_{\lambda,pi}}^{v-1} i_{c\varepsilon} + \frac{1}{3} i_{cv} \right), \quad (7)$$

et pour l'encoche équivalente B_c on obtient une relation similaire dans laquelle à la place de $i_{u\lambda_p'}$ surgit $i_{u\lambda_p''}$, qui ont les valeurs suivantes :

$$i_{u\lambda_p'} = \sum_{\varepsilon=1}^{\lambda_p'-1} i_{c\varepsilon} \quad \text{et} \quad i_{u\lambda_p''} = \sum_{\varepsilon=1}^{\lambda_p''-1} i_{c\varepsilon}. \quad (8)$$

Le bout S_c . On traite ce problème comme dans le cas du bout P_c avec l'amendement que la position des conducteurs élémentaires correspond à la situation $z = z_f - 1$ du dernier tronçon. Pour le conducteur ξ , qui appartient l'encoche A_c , ou B_c , on a les situations suivantes:

$$\begin{aligned} \text{si } 2+m'-z \leq \xi \leq 1+2m'-z & \quad \text{ou} \quad 2(m'+1)-z \leq \xi \leq 1+3m'-z & \quad \text{à l'encoche } A_c \\ \text{si } 2-z \leq \xi \leq 1+m'-z & \quad \text{ou} \quad 2+3m'-z \leq \xi \leq 1+4m'-z & \quad \text{à l'encoche } B_c. \end{aligned} \quad (9)$$

Si λ_s' et λ_s'' sont des coordonnées du conducteur élémentaire ξ dans le bout S_c pour les deux encoches équivalentes, alors:

$$\begin{aligned} \text{pour l'encoche } A_c \text{ on obtient} & \quad \lambda_s' = \lambda - m' \\ \text{pour l'encoche } B_c \text{ on obtient} & \quad \lambda_s'' = m' - \lambda + 1. \end{aligned} \quad (10)$$

4.2. LE RÉGIME PERMANENT SINUSOÏDAL

Le courant de la barre varie sinusoïdalement en temps avec la pulsation ω .

La partie de l'encoche. La relation (1) en grandeurs complexes a la forme:

$$\underline{I}_{cv} = \frac{b_{cuv}}{b_{cu,v-1}} \underline{I}_{c,v-1} + j\omega \frac{2\mu_0 h^2 b_{cuv}}{\rho_{cu} b_c} \left(\underline{I}_{u\lambda} + \sum_{\varepsilon=n_{\lambda,i}}^{v-1} \underline{I}_{c\varepsilon} + \frac{1}{3} \underline{I}_{cv} \right). \quad (11)$$

En mettant:

$$k_v = \frac{b_{cuv}}{b_{cu,v-1}}; \quad \underline{B}_v = \frac{j2\omega\mu_0 h^2 b_{cuv}}{\rho_{cu} b_c}; \quad \underline{A}_v = \frac{3k_v}{3-\underline{B}_v}; \quad \underline{D}_v = -\frac{3\underline{B}_v}{3-\underline{B}_v}, \quad (12)$$

la relation (11) devient:

$$\underline{I}_{cv} = (\underline{A}_v - \underline{D}_v) \underline{I}_{c,v-1} + \underline{D}_v \left(\underline{I}_{u\lambda} + \sum_{\varepsilon=n_{\lambda,i}}^{v-2} \underline{I}_{c\varepsilon} \right). \quad (13)$$

Alors:

$$\underline{I}_{cv} = \underline{C}_v \underline{I}_{n_{\lambda i}} - \underline{E}_v \underline{I}_{u\lambda}. \quad (14)$$

Sur ce fondement la relation (13) conduit à:

$$\underline{C}_v = (\underline{A}_v - \underline{D}_v) \underline{C}_{v-1} - \underline{D}_v \sum_{\varepsilon=n_{\lambda i}}^{v-2} \underline{C}_\varepsilon; \quad \underline{E}_v = (\underline{A}_v - \underline{D}_v) \underline{E}_{v-1} - \underline{D}_v \left(\sum_{\varepsilon=n_{\lambda i}}^{v-2} \underline{E}_\varepsilon - 1 \right), \quad (15)$$

valables pour chaque conducteur élémentaire. Pour $v = 1$ on obtient:

$$\underline{C}_1 = 1; \quad \underline{E}_1 = 0. \quad (16)$$

Avec $N = n_{\lambda f} - n_{\lambda i} + 1$, pour la dernière bande les coefficients sont $\underline{C}_N$ et $\underline{E}_N$.

Si l'on considère:

$$\underline{C}_{\Sigma f} = \sum_{v=1}^N \underline{C}_v; \quad \underline{E}_{\Sigma f} = \sum_{v=1}^N \underline{E}_v \quad (17)$$

la somme de $\underline{I}_v$ pour la couche λ est $\underline{I}_{c\lambda} = \underline{C}_{\Sigma f} \underline{I}_{n_{\lambda i}} - \underline{E}_{\Sigma f} \underline{I}_{u\lambda}$ et d'ici:

$$\underline{I}_{n_{\lambda i}} = \frac{1}{\underline{C}_{\Sigma f}} \underline{I}_{c\lambda} + \frac{\underline{E}_{\Sigma f}}{\underline{C}_{\Sigma f}} \underline{I}_{u\lambda}. \quad (18)$$

On obtient de (14)

$$\underline{I}_{cv} = \frac{\underline{C}_v}{\underline{C}_{\Sigma f}} \underline{I}_{c\lambda} + \left(\frac{\underline{C}_v \underline{E}_{\Sigma f}}{\underline{C}_{\Sigma f}} - \underline{E}_v \right) \underline{I}_{u\lambda}, \quad (19)$$

et si l'on ajoute encore:

$$\underline{S}_v = \frac{\underline{C}_v}{\underline{C}_{\Sigma f}}; \quad \underline{T}_v = \frac{\underline{C}_v \underline{E}_{\Sigma f}}{\underline{C}_{\Sigma f}} - \underline{E}_v, \quad (20)$$

l'expression (19) devient:

$$\underline{I}_{cv} = \underline{S}_v \underline{I}_{c\lambda} + \underline{T}_v \underline{I}_{u\lambda}. \quad (21)$$

La partie du bout P_e . Pour l'extrémité de la barre on procède de la même manière. Pour les relations (12), (17) et (20) on a les relations suivantes:

$$k_v = \frac{b_{cuv}}{b_{cu,v-1}}; \quad \underline{B}_v' = \frac{j2\omega\mu_0 h^2 b_{cuv}}{\rho_{cu} b_c'}; \quad \underline{A}_v' = \frac{3k_v}{3 - \underline{B}_v'}; \quad \underline{D}_v' = -\frac{3\underline{B}_v'}{3 - \underline{B}_v'}; \quad (22)$$

$$\underline{C}'_{\Sigma f} = \sum_{v=1}^N \underline{C}'_v ; \quad \underline{E}'_{\Sigma f} = \sum_{v=1}^N \underline{E}'_v ; \quad \underline{S}'_v = \frac{\underline{C}'_v}{\underline{C}'_{\Sigma f}} ; \quad \underline{T}'_v = \frac{\underline{C}'_v \underline{E}'_{\Sigma f}}{\underline{C}'_{\Sigma f}} - \underline{E}'_v .$$

Ainsi, la relation qui correspond à (21) est la suivante:

$$\underline{I}'_{cv} = \underline{S}'_v \underline{I}_{c\lambda_p} + \underline{T}'_v \underline{I}_{u\lambda_p} , \quad (23)$$

où $\underline{I}_{c\lambda_p} = \underline{I}_{c\lambda}$ du premier tronçon de longueur l_e de l'encoche.

La partie du bout S_c . Généralement, par rapport à z , seulement leurs positions sont différentes. Ainsi la relation homologue à la relation (23) est:

$$\underline{I}''_{cv} = \underline{S}'_v \underline{I}_{c\lambda_p}'' + \underline{T}'_v \underline{I}_{u\lambda_p}'' . \quad (24)$$

5. LE CALCUL DU FLUX INTERNE

Le cas de l'encoche. Le flux interne de l'encoche, comme cela résulte de la relation (21), est produit par le courant $i_{u\lambda}$ auquel il correspond le flux de bande $\psi_v(i_{u\lambda})$, par le courant $i_{c\lambda}$ auquel il correspond $\psi_v(i_{c\lambda})$ et par les courants de couche $i_{c\varepsilon}$, $\varepsilon = \lambda+1, \lambda+2, \dots, m$, auxquels il correspond le flux $\psi_v(i_{c\varepsilon})$.

Le flux $\psi_v(i_{u\lambda})$. Le flux interne de la bande v produit par le courant $i_{u\lambda}$ c'est:

$$\psi_v(i_{u\lambda}) = \frac{\mu_0 l_e}{b_c N} \left[\frac{h}{2} + (n_{\lambda f} - v)h + (m - \lambda)h_{qi} \right] i_{u\lambda} . \quad (25)$$

Le flux $\psi_v(i_{c\lambda})$. Les courants de bande de $\varepsilon = v+1$ jusqu'au $\varepsilon = n_{\lambda f}$ contournent la bande v . Alors, le flux produit par $i_{c\lambda}$ est:

$$\begin{aligned} \psi_v(i_{c\lambda}) = \frac{\mu_0 l_e}{b_c N} \left\{ \left[\frac{h}{2} + (n_{\lambda f} - v)h + (m - \lambda)h_{qi} \right] \sum_{\chi=n_{\lambda i}}^v i_{c\chi} - \right. \\ \left. - \frac{h}{6} i_{cv} + \sum_{\chi=v+1}^{n_{\lambda f}} \left[\frac{h}{2} + (n_{\lambda f} - \chi)h + (m - \lambda)h_{qi} \right] i_{c\chi} \right\} . \end{aligned} \quad (26)$$

Le flux $\psi_v(i_{\varepsilon})$, $\varepsilon = \lambda+1, \dots, m$. Ce flux est produit par les courants de couche des conducteurs élémentaires qui se trouvent au-dessus de la couche λ :

$$\psi_v(i_{c\epsilon}) = \frac{\mu_0 I_e}{b_c N} \left[\left(\frac{h}{2} + H \right) \sum_{\epsilon=\lambda+1}^m i_{c\epsilon} + h \sum_{\epsilon=\lambda+1}^m \sum_{\chi=n_{\epsilon i}}^{n_{\epsilon f}} (n_{\epsilon f} - \chi) i_{c\epsilon} - h_{qi} \sum_{\epsilon=\lambda+1}^m \epsilon i_{c\epsilon} \right] \quad (27)$$

et le flux de la bande v du conducteur élémentaire de couche λ est:

$$\psi_{v\lambda \text{ int}}(i_{c\epsilon}) = \psi_v(i_{u\lambda}) + \psi_v(i_\lambda) + \psi_v(i_{c\epsilon}). \quad (28)$$

Les valeurs calculées correspondent aux valeurs momentanées des courants.

Dans le cas de variation sinusoïdale en temps des courants interviennent les grandeurs complexes.

Le flux $\underline{\psi}_\lambda(I_{u\lambda})$. L'expression (25) devient:

$$\underline{\psi}_v(I_{u\lambda}) = \frac{\mu_0 I_e}{N b_c} \left[\frac{h}{2} + h(n_{\lambda f} - v) + (m - \lambda)h_{qi} \right] I_{u\lambda}. \quad (29)$$

En totalisant les flux qui correspondent à toutes les bandes du conducteur élémentaire on obtient:

$$\underline{\psi}_\lambda(I_{u\lambda}) = \frac{\mu_0 I_e}{b_c} \left[H + \frac{h_q}{2} - \lambda h_{qi} \right] I_{u\lambda}, \quad (30)$$

où on a considéré que $H = m h_{qi}$.

En mettant:

$$K = \frac{\mu_0 I_e}{b_c}; \quad G_0 = -K h_{qi}; \quad G_1 = K \left(H + \frac{h_q}{2} \right), \quad (30')$$

la relation (30) devient:

$$\underline{\psi}_\lambda(I_{u\lambda}) = (G_1 + \lambda G_0) I_{u\lambda}. \quad (31)$$

Le flux $\underline{\psi}_\lambda(I_{c\lambda})$. Pour le flux de couche on obtient:

$$\begin{aligned} \underline{\psi}_\lambda(I_{c\lambda}) = K \left\{ I_{c\lambda} \left[\left(\frac{h}{2} - \frac{h}{6N} + h_q + H \right) S_{\Sigma f} - h \left(S_{\Sigma f} + \frac{S_{\Sigma x \Sigma f} - S_{\Sigma \Sigma f}}{N} \right) \right] + \right. \\ \left. + I_{u\lambda} \left[\left(\frac{h}{2} - \frac{h}{6N} + h_q + H \right) T_{\Sigma f} - h \left(T_{\Sigma f} + \frac{T_{\Sigma x \Sigma f} - T_{\Sigma \Sigma f}}{N} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (32)$$

Si l'on prend:

$$\begin{aligned}
H_0 &= \frac{h}{2} - \frac{h}{6N} + h_q + H; \\
\underline{G}_{\lambda\lambda l0} &= K \left[H_0 \underline{S}_{\Sigma f} - h \left(\underline{S}_{\Sigma x f} + \frac{\underline{S}_{\Sigma x \Sigma f} - \underline{S}_{\Sigma \Sigma x f}}{N} \right) \right]; \quad \underline{G}_{\lambda\lambda l1} = G_0 \underline{S}_{\Sigma f}; \\
\underline{G}_{\lambda\lambda u0} &= K \left[H_0 \underline{T}_{\Sigma f} - h \left(\underline{T}_{\Sigma x f} + \frac{\underline{T}_{\Sigma x \Sigma f} - \underline{T}_{\Sigma \Sigma x f}}{N} \right) \right]; \quad \underline{G}_{\lambda\lambda u1} = G_0 \underline{T}_{\Sigma f},
\end{aligned} \tag{33}$$

on obtient pour le flux de couche:

$$\underline{\Psi}_{\lambda}(\underline{I}_{c\lambda}) = (\underline{G}_{\lambda\lambda l0} + \lambda \underline{G}_{\lambda\lambda l1}) \underline{I}_{c\lambda} + (\underline{G}_{\lambda\lambda u0} + \lambda \underline{G}_{\lambda\lambda u1}) \underline{I}_{u\lambda}. \tag{34}$$

Dans les relations (33) et (34) on a utilisé les notations suivantes:

$$\begin{aligned}
\underline{S}_{\Sigma \varepsilon} &= \sum_{\chi=1}^{\varepsilon} \underline{S}_{\chi}; \quad \underline{S}_{\Sigma \Sigma \varepsilon} = \sum_{\chi=1}^{\varepsilon} \underline{S}_{\Sigma \chi}; \quad \underline{S}_{\Sigma x \varepsilon} = \sum_{\chi=1}^{\varepsilon} \chi \underline{S}_{\chi}; \quad \underline{S}_{\Sigma x \Sigma \varepsilon} = \sum_{\chi=1}^{\varepsilon} \chi \underline{S}_{\Sigma \chi} \\
\underline{S}_{\Sigma \Sigma x \varepsilon} &= \sum_{\chi=1}^{\varepsilon} \underline{S}_{\Sigma x \chi}; \quad \underline{T}_{\Sigma \varepsilon} = \sum_{\chi=1}^{\varepsilon} \underline{T}_{\chi}; \quad \underline{T}_{\Sigma \Sigma \varepsilon} = \sum_{\chi=1}^{\varepsilon} \underline{T}_{\Sigma \chi}; \quad \underline{T}_{\Sigma x \varepsilon} = \sum_{\chi=1}^{\varepsilon} \chi \underline{T}_{\chi} \\
\underline{T}_{\Sigma x \Sigma \varepsilon} &= \sum_{\chi=1}^{\varepsilon} \chi \underline{T}_{\Sigma \chi}; \quad \underline{T}_{\Sigma \Sigma x \varepsilon} = \sum_{\chi=1}^{\varepsilon} \underline{T}_{\Sigma x \chi}.
\end{aligned} \tag{35}$$

Le flux $\underline{\Psi}_{\lambda}(\underline{I}_{c\varepsilon})$, $\varepsilon = \lambda+1; \lambda+2; \dots; m$. Le flux interne de la bande v de la relation (27), en grandeurs complexes, devient:

$$\underline{\Psi}_v(\underline{I}_{c\varepsilon}) = \frac{\mu_0 l_e}{Nb_c} \left[\left(\frac{h}{2} + H \right) \sum_{\varepsilon=\lambda+1}^m \underline{I}_{c\varepsilon} + h \sum_{\varepsilon=\lambda+1}^m \sum_{\chi=n_{ei}}^{n_{ef}} (n_{ef} - \chi) \underline{I}_{c\chi} - h_{qi} \sum_{\varepsilon=\lambda+1}^m \varepsilon \underline{I}_{c\varepsilon} \right]. \tag{36}$$

En totalisant le flux de $n_{\lambda i}$ à $n_{\lambda f}$ on obtient le flux $\underline{\Psi}_{\lambda \text{ int}}(\underline{I}_{c\varepsilon})$. En mettant:

$$\underline{G}_{\lambda \varepsilon l} = K \left(\frac{h}{2} + H + h_q \underline{S}_{\Sigma f} - h \underline{S}_{\Sigma x f} \right); \quad \underline{G}_{\lambda \varepsilon u} = K (h_q \underline{T}_{\Sigma f} - h \underline{T}_{\Sigma x f}); \tag{37}$$

on obtient:

$$\underline{\Psi}_{\lambda}(\underline{I}_{c\varepsilon}) = G_0 \sum_{\varepsilon=\lambda+1}^m \varepsilon \underline{I}_{c\varepsilon} + \underline{G}_{\lambda \varepsilon l} \sum_{\varepsilon=\lambda+1}^m \underline{I}_{c\varepsilon} + \underline{G}_{\lambda \varepsilon u} \sum_{\varepsilon=\lambda+1}^m \underline{I}_{u\varepsilon}. \tag{38}$$

Le flux intérieur du conducteur λ est:

$$\underline{\Psi}_{\lambda \text{ int}} = \underline{\Psi}_{\lambda}(\underline{I}_{u\lambda}) + \underline{\Psi}_{\lambda}(\underline{I}_{c\lambda}) + \sum_{\varepsilon=\lambda+1}^m \underline{\Psi}_{\lambda}(\underline{I}_{c\varepsilon}). \quad (39)$$

La relation (39), avec les notations

$$\begin{aligned} \underline{K}_1 &= G_1 + \underline{G}_{\lambda\lambda u0} + m\underline{G}_{\lambda\varepsilon u}; & \underline{K}_2 &= \underline{G}_{\lambda\lambda l0} + m\underline{G}_{\lambda\varepsilon u}; & \underline{K}_3 &= G_0 - \underline{G}_{\lambda\varepsilon u}; \\ \underline{K}_4 &= \underline{G}_{\lambda\varepsilon l} + m\underline{G}_{\lambda\varepsilon u}; & \underline{K}_5 &= G_0 + \underline{G}_{\lambda\lambda u1} - \underline{G}_{\lambda\varepsilon u}; & \underline{K}_6 &= \underline{G}_{\lambda\lambda l1} - \underline{G}_{\lambda\varepsilon u}; \end{aligned} \quad (40)$$

devient:

$$\underline{\Psi}_{\lambda \text{ int}} = \underline{K}_1 \sum_{\alpha=1}^{\lambda-1} \underline{I}_{c\alpha} + \underline{K}_2 \underline{I}_{c\lambda} + \underline{K}_3 \sum_{\alpha=\lambda+1}^m \alpha \underline{I}_{c\alpha} + \underline{K}_4 \sum_{\alpha=\lambda+1}^m \underline{I}_{c\alpha} + \underline{K}_5 \lambda \sum_{\alpha=1}^{\lambda-1} \underline{I}_{c\alpha} + \underline{K}_6 \lambda \underline{I}_{c\lambda}. \quad (41)$$

C'est le flux interne de couche qui détermine l'effet de refoulement du courant pour le conducteur élémentaire de couche λ sur la longueur l_e . Pour toute la partie du conducteur élémentaire de couche placée dans l'encoche on doit totaliser la relation (41) pour tous les tronçons de $z = 1$, jusqu'à $z = z_f - 1$, donc pour la couche où se trouve le conducteur élémentaire parcouru par le courant $\underline{I}_{\xi}$ c'est:

$$\underline{\Psi}_{c\xi \text{ int}} = \sum_{z=1}^{z_f-1} \underline{\Psi}_{\lambda(\xi) \text{ int}}. \quad (42)$$

Le flux intérieur de la couche où se trouve le conducteur parcouru par le courant $\underline{I}_{\xi}$ est $\underline{\Psi}'_{\lambda',p}(\underline{I}_{\xi})$. Tout d'abord on établit à laquelle des deux encoches équivalentes (A_c , ou B_c) appartient le conducteur élémentaire respectif:

- dans A_c , à $m'+1 \leq \xi \leq 2m'$, avec $\varepsilon_1 = \xi, \lambda = \xi, \varepsilon_2 = 2m - \xi + 1, \lambda'_p = \lambda - m'$
- dans A_c , à $2m'+1 \leq \xi \leq 3m'$, avec $\varepsilon_2 = \xi, \lambda = 2m - \xi + 1, \varepsilon_1 = 2m - \xi + 1, \lambda'_p = \varepsilon_1 - m'$
- dans B_c , à $1 \leq \xi \leq m'$, avec $\varepsilon_1 = \xi, \lambda = \xi, \varepsilon_2 = 2m - \xi + 1, \lambda''_p = m' - \varepsilon_1 + 1$
- dans B_c , à $3m'+1 \leq \xi \leq 4m'$, avec $\varepsilon_2 = \xi, \lambda = 4m' - \xi + 1, \varepsilon_1 = \lambda, \lambda''_p = m' - \varepsilon_1 + 1$.

L'encoche A_c . Le calcul pour l'encoche A_c est similaire à celui pour l'encoche de la machine, à la différence qu'à la place de b_c, H et l_e interviennent les grandeurs $b'_c, H' = H/2$ et $l_{s,p}$. En ce cas les constantes sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
K' &= \frac{\mu_0 l_{s'p}}{b_c'}; \quad G'_0 = -K' h_{qi}; \quad G'_1 = \frac{K'}{2} (H + h_q); \quad H'_0 = \frac{1}{2} \left(H + 2h_q + h - \frac{h}{3N} \right); \\
G'_{\lambda\lambda l0} &= K' \left[H'_0 \underline{S}'_{\Sigma f} - h \left(\underline{S}'_{\Sigma f} + \frac{\underline{S}'_{\Sigma x \Sigma f} - \underline{S}'_{\Sigma \Sigma x f}}{N} \right) \right]; \quad G'_{\lambda\lambda l1} = G'_0 \underline{S}'_{\Sigma f}; \\
G'_{\lambda\lambda u0} &= K' \left[H'_0 \underline{T}'_{\Sigma f} - h \left(\underline{T}'_{\Sigma f} + \frac{\underline{T}'_{\Sigma x \Sigma f} - \underline{T}'_{\Sigma \Sigma x f}}{N} \right) \right]; \quad G'_{\lambda\lambda u1} = G'_0 \underline{T}'_{\Sigma f}; \\
G'_{\lambda\epsilon l} &= K' \left(\frac{h}{2} + H' + h_q \underline{S}'_{\Sigma f} - h \underline{S}'_{\Sigma x f} \right); \quad G'_{\lambda\epsilon u} = K' \left(h_q \underline{T}'_{\Sigma f} - h \underline{T}'_{\Sigma x f} \right); \\
\underline{K}'_1 &= G'_1 + \underline{G}'_{\lambda\lambda u0} + m' \underline{G}'_{\lambda\epsilon u}; \quad \underline{K}'_2 = \underline{G}'_{\lambda\lambda l0} + m' \underline{G}'_{\lambda\epsilon u}; \quad \underline{K}'_3 = G'_0 - \underline{G}'_{\lambda\epsilon u}; \\
\underline{K}'_4 &= \underline{G}'_{\lambda\epsilon l} + m' \underline{G}'_{\lambda\epsilon u}; \quad \underline{K}'_5 = G'_0 + \underline{G}'_{\lambda\lambda u1} - \underline{G}'_{\lambda\epsilon u}; \quad \underline{K}'_6 = \underline{G}'_{\lambda\lambda l1} - \underline{G}'_{\lambda\epsilon u};
\end{aligned} \tag{44}$$

avec laquelle la relation (41) pour l'encoche A_c devient:

$$\begin{aligned}
\underline{\Psi}'_{\lambda p \text{ int}} &= \underline{K}'_1 \sum_{\alpha=1}^{\lambda'_p-1} \underline{I}'_{c\alpha} + \underline{K}'_2 \underline{I}'_{c\lambda'_p} + \underline{K}'_3 \sum_{\alpha=\lambda'_p+1}^{m'} \alpha \underline{I}'_{c\alpha} + \underline{K}'_4 \sum_{\alpha=\lambda'_p+1}^{m'} \underline{I}'_{c\alpha} + \\
&\quad + \underline{K}'_5 \lambda'_p \sum_{\alpha=1}^{\lambda'_p-1} \underline{I}'_{c\alpha} + \underline{K}'_6 \lambda'_p \underline{I}'_{c\lambda'_p}.
\end{aligned} \tag{45}$$

L'encoche B_c . Dans l'encoche B_c les conducteurs élémentaires sont les mêmes et les relations (44) restent valables; ce qui est différent ce sont les courants du conducteur élémentaire et $\lambda''_p = m' - \lambda + 1$, donc, pour $\underline{\Psi}''_{\lambda p \text{ int}}$ on obtient:

$$\begin{aligned}
\underline{\Psi}''_{\lambda p \text{ int}} &= \underline{K}'_1 \sum_{\alpha=1}^{\lambda''_p-1} \underline{I}''_{c\alpha} + \underline{K}'_2 \underline{I}''_{c\lambda''_p} + \underline{K}'_3 \sum_{\alpha=\lambda''_p+1}^{m'} \alpha \underline{I}''_{c\alpha} + \underline{K}'_4 \sum_{\alpha=\lambda''_p+1}^{m'} \underline{I}''_{c\alpha} + \\
&\quad + \underline{K}'_5 \lambda''_p \sum_{\alpha=1}^{\lambda''_p-1} \underline{I}''_{c\alpha} + \underline{K}'_6 \lambda''_p \underline{I}''_{c\lambda''_p}.
\end{aligned} \tag{46}$$

Le bout S_c . La différence par rapport au bout P_c consiste dans la position des conducteurs élémentaires et la longueur l_s'' . En ce cas, les relations (44) deviennent:

$$\begin{aligned}
K'' &= \frac{\mu_0 I_s''}{b_c'}; \quad G_0'' = -K'' h_{qi}; \quad G_1'' = \frac{K''}{2} (H + h_q); \quad H_0'' = \frac{1}{2} \left(H + 2h_q + h - \frac{h}{3N} \right); \\
\underline{G}_{\lambda\lambda 0}'' &= K'' \left[H_0'' \underline{S}_{\Sigma f}' - h \left(\underline{S}_{\Sigma f}' + \frac{\underline{S}_{\Sigma \Sigma f}' - \underline{S}_{\Sigma \Sigma f}'}{N} \right) \right]; \quad \underline{G}_{\lambda\lambda 1}'' = G_0'' \underline{S}_{\Sigma f}'; \\
\underline{G}_{\lambda\lambda u 0}'' &= K'' \left[H_0'' \underline{T}_{\Sigma f}' - h \left(\underline{T}_{\Sigma f}' + \frac{\underline{T}_{\Sigma \Sigma f}' - \underline{T}_{\Sigma \Sigma f}'}{N} \right) \right]; \quad \underline{G}_{\lambda\lambda u 1}'' = G_0'' \underline{T}_{\Sigma f}'; \quad (47) \\
\underline{G}_{\lambda\epsilon l}'' &= K'' \left(\frac{h}{2} + H' + h_q \underline{S}_{\Sigma f}' - h \underline{S}_{\Sigma f}' \right); \quad \underline{G}_{\lambda\epsilon u}'' = K'' (h_q \underline{T}_{\Sigma f}' - h \underline{T}_{\Sigma f}'); \\
\underline{K}_1'' &= G_1'' + \underline{G}_{\lambda\lambda u 0}'' + m' \underline{G}_{\lambda\epsilon u}''; \quad \underline{K}_2'' = \underline{G}_{\lambda\lambda 0}'' + m' \underline{G}_{\lambda\epsilon u}''; \quad \underline{K}_3'' = G_0'' - \underline{G}_{\lambda\epsilon u}''; \\
\underline{K}_4'' &= \underline{G}_{\lambda\epsilon l}'' + m' \underline{G}_{\lambda\epsilon u}''; \quad \underline{K}_5'' = G_0'' + \underline{G}_{\lambda\lambda u 1}'' - \underline{G}_{\lambda\epsilon u}''; \quad \underline{K}_6'' = \underline{G}_{\lambda\lambda 1}'' - \underline{G}_{\lambda\epsilon u}'' .
\end{aligned}$$

Lorsqu'on considère le conducteur élémentaire parcouru par le courant $\underline{I}_{\xi}$, le positionnement du conducteur élémentaire parcouru par ce courant est le suivant:

$$\begin{aligned}
- A_c, \text{ si } m'+2-z \leq \xi \leq 2m'+1-z; \quad \epsilon_1 &= \xi, \lambda = \xi + z - 1, \epsilon_2 = 2(m+1) - \lambda - z, \lambda'_s = \lambda - m' \\
- A_c, \text{ si } 2m'+2-z \leq \xi \leq 3m'+1-z; \quad \epsilon_2 &= \xi, \lambda = 2(m+1) - \xi - z, \epsilon_1 = \lambda + 1 - z \text{ et } \lambda'_s = \lambda - m' \\
- B_c, \text{ si } 2-z \leq \xi \leq m'+1-z; \quad \epsilon_1 &= \xi, \lambda = \xi + z - 1, \epsilon_2 = \epsilon_1 + 2(m-\lambda) + 1 \text{ et } \lambda''_s = m' - \lambda + 1 \\
- B_c, \text{ si } 3m'+2-z \leq \xi \leq 4m'+1-z; \quad \epsilon_2 &= \xi, \lambda = 2(m+1) - \xi - z, \epsilon_1 = \lambda + 1 - z, \text{ et } \lambda''_s = m' - \lambda + 1.
\end{aligned}$$

On peut donc préciser les flux intérieurs pour les deux encoches équivalentes du bout S_c de la barre sous la forme suivante:

$$\begin{aligned}
\underline{\Psi}_{\lambda'_s \text{ int}}' &= \underline{K}_1'' \sum_{\alpha=1}^{\lambda'_s-1} \underline{I}_{c\alpha}' + \underline{K}_2'' \underline{I}_{c\lambda'_s}' + \underline{K}_3'' \sum_{\alpha=\lambda'_s+1}^{m'} \alpha \underline{I}_{c\alpha}' + \underline{K}_4'' \sum_{\alpha=\lambda'_s+1}^{m'} \underline{I}_{c\alpha}' + \underline{K}_5'' \lambda'_s \sum_{\alpha=1}^{\lambda'_s-1} \underline{I}_{c\alpha}' + \underline{K}_6'' \lambda'_s \underline{I}_{c\lambda'_s}' \\
\underline{\Psi}_{\lambda''_s \text{ int}}'' &= \underline{K}_1'' \sum_{\alpha=1}^{\lambda''_s-1} \underline{I}_{c\alpha}'' + \underline{K}_2'' \underline{I}_{c\lambda''_s}'' + \underline{K}_3'' \sum_{\alpha=\lambda''_s+1}^{m'} \alpha \underline{I}_{c\alpha}'' + \underline{K}_4'' \sum_{\alpha=\lambda''_s+1}^{m'} \underline{I}_{c\alpha}'' + \underline{K}_5'' \lambda''_s \sum_{\alpha=1}^{\lambda''_s-1} \underline{I}_{c\alpha}'' + \underline{K}_6'' \lambda''_s \underline{I}_{c\lambda''_s}'' .
\end{aligned}$$

Le flux $\underline{\Psi}_{\xi \text{ int}}$. On connaît maintenant tous les flux magnétiques partiels dont la totalité indique le flux intérieur de la couche λ où est positionné le conducteur élémentaire parcouru par le courant $\underline{I}_{\xi}$. Son expression est la suivante:

$$\begin{aligned}
\underline{\Psi}_{\lambda\xi\text{int}} = & \underline{K}_1 \sum_{z=1}^{z_f-1} \sum_{\alpha=1}^{\lambda-1} \underline{I}_{c\alpha} + \underline{K}_2 \sum_{z=1}^{z_f-1} \underline{I}_{c\lambda} + \underline{K}_3 \sum_{z=1}^{z_f-1} \sum_{\alpha=\lambda+1}^m \alpha \underline{I}_{c\alpha} + \underline{K}_4 \sum_{z=1}^{z_f-1} \sum_{\alpha=\lambda+1}^m \underline{I}_{c\alpha} + \\
& + \underline{K}_5 \sum_{z=1}^{z_f-1} \lambda \sum_{\alpha=1}^{\lambda-1} \underline{I}_{c\alpha} + \underline{K}_6 \sum_{z=1}^{z_f-1} \lambda \underline{I}_{c\lambda} + \underline{K}_1' \sum_{\alpha=1}^{\lambda_p^*-1} \underline{I}_{c\alpha}^* + \underline{K}_2' \underline{I}_{c\lambda_p^*}^* + \underline{K}_3' \sum_{\alpha=\lambda_p^*+1}^{m'} \alpha \underline{I}_{c\alpha}^* + \\
& + \underline{K}_4' \sum_{\alpha=\lambda_p^*+1}^{m'} \underline{I}_{c\alpha}^* + \underline{K}_5' \lambda_p^* \sum_{\alpha=1}^{\lambda_p^*-1} \underline{I}_{c\alpha}^* + \underline{K}_6' \lambda_p^* \underline{I}_{c\lambda_p^*}^* + \underline{K}_1'' \sum_{\alpha=1}^{\lambda_s^*-1} \underline{I}_{c\alpha}^* + \\
& + \underline{K}_2'' \underline{I}_{c\lambda_s^*}^* + \underline{K}_3'' \sum_{\alpha=\lambda_s^*+1}^{m'} \alpha \underline{I}_{c\alpha}^* + \underline{K}_4'' \sum_{\alpha=\lambda_s^*+1}^{m'} \underline{I}_{c\alpha}^* + \underline{K}_5'' \lambda_s^* \sum_{\alpha=1}^{\lambda_s^*-1} \underline{I}_{c\alpha}^* + \underline{K}_6'' \lambda_s^* \underline{I}_{c\lambda_s^*}^* .
\end{aligned} \tag{48}$$

Dans la relation (48) le symbole (*) indique le fait qu'un conducteur élémentaire parcouru par le courant $\underline{I}_{\xi}$ peut se trouver dans l'encoche équivalente A_c ou B_c . Maintenant le flux interne pour une couche où se trouve le conducteur élémentaire parcouru par le courant $\underline{I}_{\xi}$ est exprimé de manière analytique.

6. CONCLUSIONS

On a obtenu les relations de base pour le calcul des fluxes intérieurs d'une barre Roebel avec les conducteurs élémentaires tubulaires et donc le calcul de la repartition du courant électrique de la barre Roebel par les conducteurs élémentaires est réalisable.

RECONAISSANCE

Cet ouvrage a été financé par l'Académie Roumaine, Grant GAR Nr. 103/2007.

Reçu le 25 mars 2008

BIBLIOGRAPHIE

1. M Liwischitz, *Die elektrische Maschinen III*, Verlag Teubner, Leipzig und Berlin, 1934.
2. T. Dordea, *Les pertes dans les enroulements des machines électriques à courant alternatif à refroidissement direct*, Rev. Roum. Sci. Techn. – Électrotechn. et Énerg., **39**, 3, pp. 381–198 (1984).

3. T. Dordea, M. Biriescu, Ghe. Madescu, Ileana Torac, M. Moț, L. Ocolișan, *Calcul des courants électriques par les conducteurs élémentaires d'une barre Roebel. Part I: Fondements de calcul*, Rev. Roum. Sci. Techn. – Électrotechn. et Énerg., **48**, 2–3, pp. 359–368 (2003).
4. T. Dordea, M. Biriescu, Ghe. Madescu, Ileana Torac, M. Moț, L. Ocolișan, *Calcul des courants électriques par les conducteurs élémentaires d'une barre Roebel. Part II: Détermination des courants*, Rev. Roum. Sci. Techn. – Électrotechn. et Énerg., **49**, 1, pp. 3–29 (2004).

THE ELECTRIC CURRENTS TROUGH ROEBEL BARE HOLLOW SUBCONDUCTORS. PART. 1: THE INTERNAL FLUXES CALCULUS

Key words: Hydrogenerator, Roebel bar, Current distribution.

The high precision calculation of the winding losses of the large electrical machines is a very important target, offering the possibility to increase the efficiency. Consequently, the electric machine working at lower temperature, the life time will be larger. Finally, the optimal efficiency design of the machine occurs. The first part of this work provides the necessary relations for the calculus of electric currents through Roebel bare hollow subconductors.