

Examen des structures statoriques polyphasées bobinées à pas fractionnaire ($q < 1$) pour machines synchrones à aimants permanents

La structure simple avec une tête de bobine courte peut être considérée comme l'élément distinctif le plus intéressant des bobinages à pas fractionnaire et particulièrement du bobinage concentré autour des dents. Cependant, de nombreux effets parasites peuvent accompagner certaines configurations de bobinage à pas fractionnaire. Par conséquent, une comparaison entre les différentes topologies de bobinage doit être faite par rapport à leur utilité et l'importance des phénomènes parasites générés. De ce fait, ce chapitre concernera le rôle clé du choix Encoches/Pôles dans les machines polyphasées. Pour cela, la classification et la comparaison des différentes configurations liées aux combinaisons Encoches/Pôles sont effectuées.

Après avoir présenté l'intérêt des machines bobinées à pas fractionnaire et plus particulièrement celles avec enroulements concentrés autour des dents, et après l'étude de ce type de bobinage en tenant compte notamment de spécificité induite par une augmentation du nombre de phases, ce chapitre sera consacré au choix critique de la combinaison Encoches/Pôles permettant de répondre aux contraintes du cahier des charges.

Pour choisir une topologie de bobinages qui sera implantée dans une machine, la première étape consiste à choisir une combinaison Encoches/Pôles. Du choix de cette combinaison découlera la valeur du pas minimal de déphasage électrique (α_z), duquel dépendront les facteurs de bobinage pour les différents harmoniques. Ces facteurs ne déterminent pas seulement la valeur moyenne du couple mais aussi la qualité de ce dernier ainsi que l'importance des effets parasites générés. Certaines combinaisons ne permettent pas d'installer une topologie utile qui fournit un facteur fondamental de bobinage élevé. Cependant, les combinaisons qui portent des topologies utiles peuvent aussi provoquer des phénomènes parasites. L'effet de ces phénomènes varie : certains peuvent devenir critiques comme les pertes dans les aimants lorsque la vitesse devient élevée ; d'autres, comme les vibrations mécaniques et le couple de détente, tout en permettant d'assurer la fonctionnalité de la machine, peuvent induire une baisse de qualité pouvant être considérée comme rédhibitoire pour une application automobile.

2.1 Facteurs de bobinages et exploitation des harmoniques en polyphasé

2.1.1 Répartition d'une structure polyphasée entre plusieurs machines fictives

Dans les machines électriques la matrice d'inductance représente le lien entre les différents flux statoriques générés par les phases et les courants de ces phases. La topologie symétrique et circulaire de la matrice inductance dans une structure polyphasée (N phases) permet de diagonaliser la matrice d'inductance utilisant la transformation généralisée de Concordia [59]. Grâce à cette transformation les paramètres électriques et magnétiques de la machine peuvent être répartis entre $(N+1)/2$ espaces propres orthogonaux entre eux [20]:

- Le premier espace Es_0 (homopolaire) est lié à la valeur propre λ_0 et il est représenté par une droite vectorielle.
- Les autres espaces propres Es_g sont liés aux valeurs propres λ_g et chacun est représenté par un plan vectoriel.

La projection des équations de tension écrites pour chaque phase dans les différents espaces propres permet d'obtenir des relations qui sont magnétiquement indépendantes, sachant que les valeurs propres représentent les inductances cycliques correspondant [20]-[60]-[57].

$$\begin{pmatrix} \vec{v}_0 = R_s \vec{i}_0 + \lambda_0 \frac{d\vec{i}_0}{dt} + \vec{e}_0 \\ \dots \\ \vec{v}_g = R_s \vec{i}_g + \lambda_g \frac{d\vec{i}_g}{dt} + \vec{e}_g \end{pmatrix} \downarrow \frac{m+1}{2} \quad (2-1)$$

$(\vec{v}_0, \vec{i}_0, \vec{e}_0)$: Tension, courant et FEM projetés dans E_{s_0} , $(\vec{v}_g, \vec{i}_g, \vec{e}_g)$: Tension, courant, et FEM projetés dans E_{s_g} ; R_s : résistance d'une phase ; m : le nombre de phases de la machine.

Parce que les espaces propres sont orthogonaux, la somme de puissances P_g distribuées et calculées dans chaque espace propre est égale à la puissance totale P [20]-[61].

$$P = \vec{v} \cdot \vec{i} = \sum_{g=1}^{(m+1)/2} \vec{v}_g \cdot \vec{i}_g = \sum_{g=1}^{(m+1)/2} P_g \quad (2-2)$$

En injectant (2-1) dans (2-2) le couple électromagnétique T peut être distribué entre les espaces propres [20]-[60].

$$T = \frac{1}{\omega} (\vec{e} \cdot \vec{i}) = \frac{1}{\omega} \sum_{g=1}^{(m+1)/2} \vec{e}_g \cdot \vec{i}_g = \frac{1}{\omega} \sum_{g=1}^{(m+1)/2} T_g \quad (2-3)$$

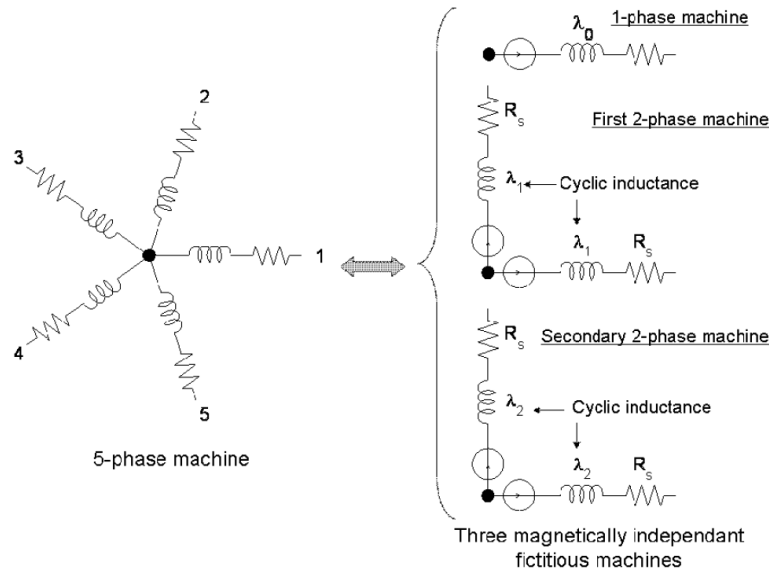


Figure. 2-1 décomposition d'une machine 5-phases en 3 machines fictives [20]

La répartition de puissance et de couple présentée dans les équations (2-2) et (2-3) nous permet de considérer que la machine polyphasée est composée de plusieurs machines fictives liées aux espaces propres. Le couple total est la somme des couples fictifs comme si les machines considérées étaient mécaniquement couplées [59].

Un exemple de la décomposition d'une machine 5-phases à pôles lisses en 3 machines fictives est illustré dans la Figure. 2-1, où on peut voir que le nombre de phases dans chaque machine fictive est égal à la dimension d'espace propre associé [20].

Le couple final de la machine est le résultat d'interaction entre les harmoniques de courant et de la force électromotrice. Or, lorsque la projection sur les espaces propres est faite, les harmoniques de la force électromotrice sont distribués entre les machines fictives. Chaque harmonique se retrouve dans une seule machine fictive. Par conséquent, chaque machine fictive est capable de produire un couple lorsqu'elle est alimentée par les harmoniques de courants correspondant à ceux présents de force électromotrice.

Dans les machines électriques polyphasées (m phases), la force électromotrice générée par la phase j peut être écrite utilisant les séries de Fourier:

$$e_j = \sum_{k=0}^{\infty} E_{2k+1} \cdot \cos \left[(2k+1) \times (p \cdot \theta_{mec} - \frac{2\pi}{m} \cdot j) + \varphi_{2k+1} \right] \quad (2-4)$$

e_n : force électromotrice de la phase n ; E_{2k+1} : l'amplitude maximale de l'harmonique $2k+1$ de force électromotrice ; θ_{mec} : l'angle mécanique de rotor ; φ_{2k+1} : la phase électrique de l'harmonique $2k+1$ de force électromotrice ; j : l'ordre de phase correspondant.

En injectant l'harmonique h de courant dans une machine polyphasée, la puissance électromagnétique générée grâce à cet harmonique peut être déduite:

$$\begin{aligned} P_h &= \sum_{j=0}^{m-1} e_j \times i_{j,h} \\ P_h &= \sum_{j=0}^{m-1} \left(\sum_{k=0}^{\infty} E_{2k+1} \cdot \cos \left[(2k+1) \times (p \cdot \theta_{mec} - \frac{2\pi}{m} \cdot j) + \varphi_{2k+1} \right] \right) \times \left(I_h \cdot \cos \left[h \times (p \cdot \theta_{mec} - \frac{2\pi}{m} \cdot j) + \varphi'_h \right] \right) \\ P_h &= \sum_{j=0}^{m-1} \sum_{k=0}^{\infty} E_{2k+1} \cdot I_h \cdot \cos \left[(2k+1) \times (p \cdot \theta_{mec} - \frac{2\pi}{m} \cdot j) + \varphi_{2k+1} \right] \times \cos \left[h \times (p \cdot \theta_{mec} - \frac{2\pi}{m} \cdot j) + \varphi'_h \right] \\ P_h &= \sum_{j=0}^{m-1} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{E_{2k+1} \cdot I_h}{2} \cdot \left[\cos \left((2k+1-h) \times (p \cdot \theta_{mec} - \frac{2\pi}{m} \cdot j) + \varphi_{2k+1} - \varphi'_h \right) \right. \\ &\quad \left. + \cos \left((2k+1+h) \times (p \cdot \theta_{mec} - \frac{2\pi}{m} \cdot j) + \varphi_{2k+1} + \varphi'_h \right) \right] \\ P_h &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{E_{2k+1} \cdot I_h}{2} \cdot \left[\sum_{j=0}^{m-1} \cos \left((2k+1-h) \times (p \cdot \theta_{mec} - \frac{2\pi}{m} \cdot j) + \varphi_{2k+1} - \varphi'_h \right) + \right. \\ &\quad \left. \sum_{j=0}^{m-1} \cos \left((2k+1+h) \times (p \cdot \theta_{mec} - \frac{2\pi}{m} \cdot j) + \varphi_{2k+1} + \varphi'_h \right) \right] \end{aligned} \quad (2-5)$$

$i_{j,h}$: l'harmonique h de courant injecté dans la phase j ; I_h : l'amplitude maximale de l'harmonique h de courant ; φ'_h : la phase électrique de la harmonique h de courant.

En observant l'équation (2-5) on peut extraire les harmoniques dont la somme des puissances n'est pas nulle. Il suffit pour cela que le déphasage soit invariant modulo 2π :

$$\left(\begin{array}{l} 2k+1-h=c \times m : c \in \mathbb{N} \\ 2k+1+h=c \times m : c \in \mathbb{N} \end{array} \right) \Rightarrow \left(\begin{array}{l} 2k+1=c \times m+h \\ 2k+1=c \times m-h \end{array} \right) \quad (2-6)$$

Tous les harmoniques qui correspondent à $c = 0$ peuvent générer une puissance constante et par conséquent un couple constant, sauf dans le cas homopolaire ($2k+1=h=m$) qui génère une puissance sinusoïdale de moyenne non nulle. Les autres harmoniques génèrent une puissance de moyenne nulle en produisant des ondulations de couple.

En utilisant (2-6) et considérant le cas d'une machine 3-phases alimentée par trois harmoniques différents de courant (fondamental $h = 1$, homopolaire $h = 3$, et $h = 5$), on trouve les harmoniques de la force électromotrice qui ont un effet sur le couple électromagnétique de la machine. Ces harmoniques sont calculés et présentés dans le Tableau 2-1 où on peut noter aussi la répartition des harmoniques entre les différentes machines fictives.

Tableau 2-1 FEM harmoniques qui influent le couple électromagnétique d'une machine 3-phases

Harmonique de courant injecté	FEM harmoniques qui ont un effet sur le couple électromagnétique
$h = 3$ (Machine fictive homopolaire)	3, 9, 15, 21, 27, 33... $(2k+1) = 3 \cdot c \pm 3 = 3 \cdot c' : c' \in \mathbb{N}$
$h = 1$ (Machine fictive fondamentale)	1 , 5, 7, 11, 13, 17, 19... $(2k+1) = 3 \cdot c \pm 1$
$h = 5$	1, 5 , 7, 11, 13, 17, 19, 23... $(2k+1) = 3 \cdot c \pm 5$

harmonique encadré: fournit couple constant - non-encadré: fournit couple pulsatoire de moyenne nulle

Pour chaque harmonique de courant injecté, les harmoniques qui sont encadrés dans le Tableau 2-1 ont la capacité de générer un couple électromagnétique constant ($c = 0$), alors que les autres harmoniques produisent une perturbation de couple. Si les phases de la machine sont couplées en étoile, l'alimentation par l'harmonique homopolaire de courant ($h = m$) devient impossible, ce qui rend la machine fictive homopolaire inactive.

On remarque qu'il est donc possible de produire un couple constant en injectant d'autres harmoniques de courant que le premier harmonique, comme le 5^{ème} ($h = 5$) qui agit avec le 5^{ème} harmonique de FEM en réalisant $c = 0$. Le problème est que, le cinquième harmonique de FEM étant habituellement plus petit que le fondamental (avec un rotor classique), le coefficient de couple associé sera faible. De plus, le fondamental de FEM devient un harmonique perturbant dès que le couple constant est généré utilisant le cinquième harmonique de courant (ligne 3 du Tableau 2-1). Par conséquent, le couple constant généré sera perturbé par un couple pulsatoire d'amplitude plus importante et une valeur moyenne nulle. En résumé, dans une machine 3-phases couplée en étoile, en considérant qu'on se limite à imposer quelques harmoniques de courant, alors seul l'harmonique fondamental de FEM lié au facteur fondamental de bobinage permet de produire efficacement un couple utile sans couple pulsatoire.

De même façon, à l'aide de l'équation (2-6) le Tableau 2-2 représente les harmoniques de la force électromotrice qui influencent le couple électromagnétique d'une machine 5-phases alimentée par trois harmoniques différents de courant (fondamental, homopolaire, et 3^{ème}).

Ce tableau montre clairement l'avantage offert par la structure 5-phases où on peut produire un couple constant en injectant en plus du premier harmonique un 3^{ème} harmonique de courant sans avoir de perturbation liée au fondamental (ligne 3 au Tableau 2-2).

Tableau 2-2 FEM harmoniques qui influent le couple électromagnétique d'une machine 5-phases

Harmonique de courant injecté	FEM harmoniques qui ont un effet sur le couple électromagnétique
$h = 5$ (Machine fictive homopolaire)	5, 15, 25, 35, 45, 55, 65.... $(2k+1) = 5 \cdot c'$
$h = 1$ (Machine fictive fondamentale)	1 , 9, 11, 19, 21, 29, 31, 39.... $(2k+1) = 5 \cdot c \pm 1$
$h = 3$ (Machine fictive secondaire)	3 , 7, 13, 17, 23, 27, 33, 37.... $(2k+1) = 5 \cdot c \pm 3$
$h = 7$	3, 7 , 13, 17, 23, 27, 33, 37, 47.... $(2k+1) = 5 \cdot c \pm 7$

harmonique encadré: fournit couple constant - non-encadré: fournit couple pulsatoire de moyenne nulle

Ce degré de liberté ajouté peut être exprimé comme une deuxième machine fictive qui peut par exemple servir à booster la machine fondamentale. Les autres harmoniques de courant (comme $h = 7$ dans le Tableau 2-2) ne peuvent pas générer un couple constant sans être perturbé par les harmoniques de FEM de rang inférieur (le 3^{ème}), qui ont généralement des amplitudes plus importantes ($E_3 > E_7$). Donc, dans le cas d'une machine 5-phases deux facteurs de bobinage peuvent contrôler la quantité de couple utile produite, le facteur fondamental et le facteur du 3^{ème} harmonique qui représente la machine fictive secondaire.

Finalement, le cas d'une structure 7-phases est aussi traité et présenté dans le Tableau 2-3. Ici deux degrés de liberté sont ajoutés où le 3^{ème} et le 5^{ème} harmonique peuvent créer des couples constants sans perturbation liée aux harmoniques de FEM de rang inférieur. Ainsi, le couple final dépend de trois facteurs de bobinage (fondamental, 3^{ème}, et 5^{ème}) qui représentent les trois machines fictives correspondantes.

Tableau 2-3 FEM harmoniques qui influent le couple électromagnétique d'une machine 7-phases

Harmonique de courant injecté	FEM harmoniques qui ont un effet sur le couple électromagnétique
$h = 7$ (Machine fictive homopolaire)	7, 21, 35, 49, 63, 77, 91.... $(2k+1) = 7 \cdot c'$
$h = 1$ (Machine fictive fondamentale)	1 , 13, 15, 27, 29, 41, 43, 55.... $(2k+1) = 7 \cdot c \pm 1$
$h = 3$ (Machine fictive secondaire 1)	3 , 11, 17, 25, 31, 39, 45, 53.... $(2k+1) = 7 \cdot c \pm 3$
$h = 5$ (Machine fictive secondaire 2)	5 , 9, 19, 23, 33, 37, 47, 51, 61.... $(2k+1) = 7 \cdot c \pm 5$
$h = 9$	5, 9 , 19, 23, 33, 37, 51, 47, 61, 65.... $(2k+1) = 7 \cdot c \pm 9$

harmonique encadré: fournit couple constant - non-encadré: fournit couple pulsatoire de moyenne nulle

Dans l'équation (2-5), la puissance électromagnétique constante produite par l'harmonique h de courant qui agit avec l'harmonique de même rang dans la FEM peut être écrite :

$$P_h = \frac{E_h \cdot I_h}{2} \times m \times \cos(\varphi_h - \phi'_h)$$

En choisissant un déphasage nul entre le courant et la FEM on trouve le couple maximal généré:

$$(P_h)_{\max} = \frac{m}{2} \cdot E_h \cdot I_h = \frac{m}{2} \cdot I_h \left| \frac{d\phi_h}{dt} \right| = \frac{m}{2} \cdot I_h \cdot p \cdot h \cdot \omega_{mec} \cdot \Phi_h$$

$$(C_h)_{\max} = \frac{m}{2} \cdot I_h \cdot p \cdot h \cdot \Phi_h \quad (2-7)$$

$(C_h)_{\max}$: Le couple électromagnétique maximal généré par l'harmonique h de courant ; ϕ_h :

l'harmonique h de flux rotorique capté par une phase ; Φ_h : l'amplitude maximale de ϕ_h ; ω_{mec} : la vitesse de rotor.

Les harmoniques de flux captés par une phase dépendent du spectre spatial de densité de flux imposé par le rotor dans l'entrefer et des facteurs de bobinage. En considérant une seule harmonique spatiale de rang $p \cdot h$ de densité de flux rotorique dans l'entrefer, on peut calculer le flux capté par une phase grâce à cet harmonique.

$$\Phi_h = (\xi_w)_h \cdot l \cdot N_{ph} \cdot \int_0^{\frac{\pi}{h \cdot p}} (B_{rotor})_h \cdot \sin(h \cdot p \cdot \theta) \cdot R_{rotor} \cdot d\theta$$

$$\Phi_h = \frac{(\xi_w)_h \cdot (B_{rotor})_h}{h \cdot p} \times 2 \cdot N_{ph} \cdot R_{rotor} \cdot l$$

l : La longueur de rotor ; $(B_{rotor})_h$: l'amplitude maximale de l'harmonique spatial $h \cdot p$ de densité de flux imposé par le rotor dans l'entrefer ; N_{ph} : le nombre de spires par phase ; R_{rotor} : le rayon de rotor.

L'équation précédente est composée de deux parties, la première liée au rang de l'harmonique, alors que l'autre est constante car elle dépend de la structure.

$$\Phi_h = G \times \frac{(\xi_w)_h \cdot (B_{rotor})_h}{p \cdot h} ; \quad G = 2 \cdot N_{ph} \cdot R_{rotor} \cdot l \quad (2-8)$$

En revenant à l'équation (2-7) le couple maximal généré par l'harmonique h de courant dans une machine polyphasée peut être réécrit :

$$(C_h)_{\max} = G \cdot \frac{m}{2} \cdot I_h \cdot (\xi_w)_h \cdot (B_{rotor})_h \quad (2-9)$$

Maintenant, selon les résultats des Tableau 2-1, Tableau 2-2, et Tableau 2-3 le couple maximal produit par une machine N-phases peut être déduit utilisant l'équation (2-9):

$$(C_{3-phases})_{\max} = G \cdot \frac{3}{2} \cdot I_1 \cdot (\xi_w)_1 \cdot (B_{rotor})_1 : \text{ Machine fictive fondamentale} \quad (2-10)$$

$$(C_{5-phases})_{\max} = G \cdot \frac{5}{2} \times [I_1 \cdot (\xi_w)_1 \cdot (B_{rotor})_1 + I_3 \cdot (\xi_w)_3 \cdot (B_{rotor})_3] \quad (2-11)$$

: [Machine fictive fondamental + Machine fictive secondaire]

$$(C_{7-phases})_{\max} = G \cdot \frac{7}{2} \times [I_1 \cdot (\xi_w)_1 \cdot (B_{rotor})_1 + I_3 \cdot (\xi_w)_3 \cdot (B_{rotor})_3 + I_5 \cdot (\xi_w)_5 \cdot (B_{rotor})_5] \quad (2-12)$$

: [Machine fictive fondamental + secondaire 1 + secondaire 2]

2.1.2 Capacité des machines fictives secondaires à fournir du couple

Précédemment, on a prouvé comment le couple fondamental d'une machine polyphasée peut être boosté par les machines fictives liées aux différents harmoniques. Cependant, les équations (2-10), (2-11), et (2-12) montrent que la fraction de couple ajouté est proportionnelle au spectre spatial de densité de flux rotorique qui est filtré par les bobines (multiplié par les facteurs de bobinage). Ce qui signifie un faible couple ajouté si l'un des deux derniers éléments est faible.

Si on considère une structure classique de rotor avec aimants permanents enterrés ou surfaciques, la distribution de densité de flux rotorique dans l'entrefer va habituellement prendre une des deux formes périodiques suivantes (en négligeant la perturbation imposée par les encoches statoriques):

- Rectangulaire ou trapézoïdale avec une épaisseur constante pour l'entrefer et les aimants
- Proche d'une sinusoïde lorsque l'épaisseur d'entrefer ou des aimants est modifiée

Les formes périodiques précédentes (de fréquence spatiale p) ne contiennent pas d'harmoniques spatiales secondaires (3 et 5) d'amplitude élevée. Cela rend les machines fictives secondaires faibles par rapport à la machine fondamentale. En considérant la forme rectangulaire qui est la plus riche en harmoniques secondaires parmi les formes précédentes, les harmoniques 3 et 5 de densité de flux rotorique peuvent être déduits (voir la Figure. 2-2).

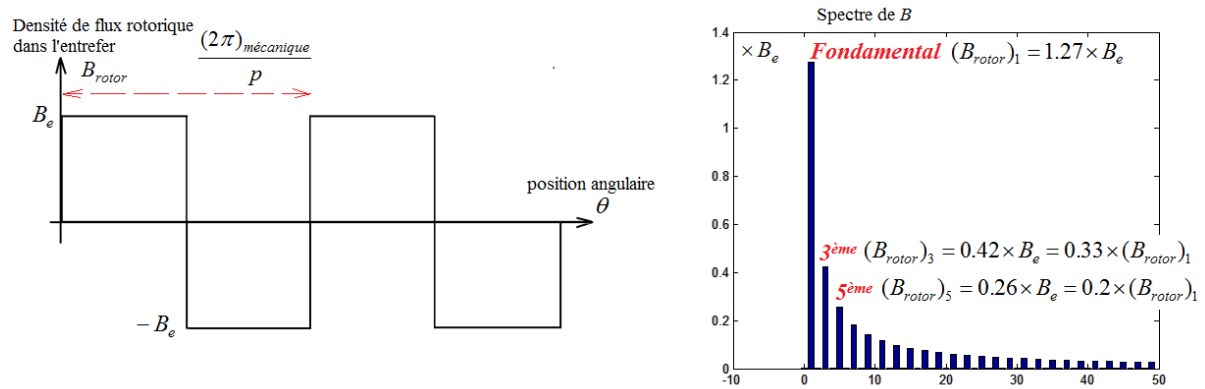


Figure. 2-2 le spectre spatial de la densité rectangulaire de flux dans l'entrefer

En prenant en compte le spectre spatial dans la Figure. 2-2 et les équations (2-11), (2-12), on trouve que le couple généré par les harmoniques secondaires (3^{ème}, 5^{ème}) est faible par rapport au couple fondamental, même si les facteurs de bobinage pour les 3^{ème} et 5^{ème} harmoniques ($(\xi_w)_3$, $(\xi_w)_5$) sont aussi élevés que le facteur fondamental.

En résumé, la structure classique de rotor à aimants rend les machines fictives secondaires faibles par rapport à la machine fondamentale. Par conséquent, la majorité de la valeur efficace de courant doit être injectée dans la machine fondamentale, afin de maximiser le couple final. Néanmoins, une étude présentée dans le chapitre 3 concerne une structure rotorique modifiée afin de permettre de booster le couple des machines fictives secondaires.

2.1.3 Classification des combinaisons Encoches/Pôles avec bobinage concentré de 3, 5, et 7-phases par rapport à la quantité maximale de couple généré

Comme il est montré dans les équations (2-10, 11, 12) les facteurs de bobinage ($(\xi_w)_1$, $(\xi_w)_3$, $(\xi_w)_5$) jouent un rôle important en déterminant la valeur maximale de couple généré par les machines de 3, 5, et 7-phases. Dans le paragraphe précédent, on remarque comment la machine fictive qui correspond au 5^{ème} harmonique (structure 7-phases) est encore plus faible que ce qui correspond au 3^{ème} harmonique si on considère un rotor classique. Ainsi, ce paragraphe se concentre sur le facteur fondamental $(\xi_w)_1$ pour les combinaisons (Encoches/Pôles) de 3 phases et sur les facteurs $(\xi_w)_1$, $(\xi_w)_3$ en cas de 5 et 7 phases.

Généralement, lorsque les machines ne sont pas censées fonctionner seulement aux faibles vitesses, le nombre de pôles est limité ($p < 10$) afin de limiter la fréquence des courants injectés et alors diminuer les contraintes sur les tôles ferromagnétiques, la commande et l'électronique de puissance associées. Par conséquent, dans ce paragraphe le nombre de pôles maximum pour les combinaisons étudiées est limité à 18. Cela implique dans le cas d'une machine pouvant tourner jusqu'à 14 000 tr/min de se limiter à des fréquences statoriques de 2100 Hz.

Quelques remarques importantes concernant le bobinage des combinaisons étudiées doivent être énoncées :

1. Certaines combinaisons ne sont pas étudiées, car elles ne permettent pas d'installer un bobinage symétrique de N phases ;
2. Du fait de leurs avantages structurels, seulement des bobinages concentrés autour de dents sont considérés ;
3. Parmi les diverses topologies de bobinages concentrés autour de dents qui peuvent être accueillies par une combinaison Encoches/Pôles, la topologie qui maximise le facteur de bobinage fondamental est considérée ;
4. Les combinaisons dont leur facteur fondamental de bobinage est inférieur à 0.5 sont négligées ;
5. Le cas des combinaisons qui peuvent accueillir une topologie avec une simple couche est aussi discuté, à condition que cette topologie permette d'obtenir un facteur de bobinage plus élevé que dans le cas de double couche.

Avec la même méthode que celle utilisée dans le paragraphe 1.3.5 et considérant l'équation générale (1-15), l'expression analytique de facteur de bobinage de l'harmonique ν est déduite pour la topologie accueillie par chaque combinaison (Encoches/Pôles). Ce calcul est fait pour les topologies de 3, 5, et 7 phases et les résultats sont illustrés dans les tableaux : Tableau 2-4, Tableau 2-5, et Tableau 2-6 respectivement.

L'expression analytique du facteur de bobinage est écrite par rapport à :

- Le rang ν de l'harmonique correspondant
- L'angle α_z qui dépend de la combinaison Encoches/Pôles (équation (1-9))

Ensuite, la valeur du facteur de bobinage fondamental ($\nu = 1$) est calculée pour les combinaisons de 3 phases, alors que les deux facteurs, fondamental et 3^{ème} harmonique, ($\nu=1, \nu=3$) sont calculés en cas de 5 et 7 phases.

Si le nombre d'encoches est proche du nombre de pôles, le déphasage électrique (α_u) entre les enroulements situés dans deux encoches adjacentes devient proche de 180° (équation 2-4). Ce qui permet dans le diagramme vectoriel de tension de maximiser la somme des deux vecteurs qui représentent une bobine autour d'une dent (voir la Figure. 1-19).

Tableau 2-4 Expression analytique et valeur numérique du facteur de bobinage pour les combinaisons avec bobinage concentré à pas dentaire 3-phases

Pôles Encoches	4	6	8	10	12	14	16
6	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ <i>0.866</i>		$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ <i>0.866</i>	$\cos(\nu \cdot \alpha_z)$ <i>0.5</i>	<i>Pas faisable</i>	$\cos(\nu \cdot \alpha_z)$ <i>0.5</i>	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ <i>0.866</i>
9		$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ <i>0.866</i>	$\frac{2 \cdot \cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})}{3} + \frac{\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)}{3}$ <i>0.9452</i>	$\frac{2 \cdot \cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})}{3} + \frac{\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)}{3}$ <i>0.9452</i>	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ <i>0.866</i>		
12			$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ <i>0.866</i>	$\sum_{j=0}^1 \frac{\cos(j \cdot \nu \cdot \alpha_z)}{2}$ <i>0.933</i> $\cos(\nu \frac{\alpha_z}{2})$ <i>0.966</i>	<i>Pas faisable</i>	$\sum_{j=0}^1 \frac{\cos(j \cdot \nu \cdot \alpha_z)}{2}$ <i>0.933</i> $\cos(\nu \frac{\alpha_z}{2})$ <i>0.966</i>	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ <i>0.866</i>
15				$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ <i>0.866</i>	<i>Pas faisable</i>	$\sum_{j=0}^1 \frac{2 \cos(\nu \frac{2j+1}{4} \alpha_z)}{5} + \frac{\cos(\nu \frac{5}{4} \alpha_z)}{5}$ <i>0.9514</i>	$\sum_{j=0}^1 \frac{2 \cos(\nu \frac{2j+1}{4} \alpha_z)}{5} + \frac{\cos(\nu \frac{5}{4} \alpha_z)}{5}$ <i>0.9514</i>
18					$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ <i>0.866</i>	$\sum_{j=0}^2 \frac{\cos(j \cdot \nu \cdot \alpha_z)}{3}$ <i>0.902</i>	$\frac{2 \cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})}{3} + \frac{\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)}{3}$ <i>0.9452</i>
21						$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ <i>0.866</i>	$\frac{2 \cdot \cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})}{7} + \sum_{j=1}^5 \frac{\cos(\nu \frac{2j+1}{4} \alpha_z)}{7}$ <i>0.8897</i>
24							$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ <i>0.866</i>
	Expression analytique $(\xi_w)_\nu$ <i>fondamentale</i> $(\xi_w)_1$			Bobinage simple couche		Bobinage double couche	

Tableau 2-5 Expression analytique et valeurs numériques des facteurs de bobinage 1 et 3 pour les combinaisons avec bobinage concentré à pas dentaire 5-phases

Pôles Encoches	2	4	6	8	10	12	14	16	18
5	$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.588 0.951	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.951 0.588	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.951 0.588	$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.588 0.951	Pas faisable	$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.588 0.951	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.951 0.588	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.951 0.588	$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.588 0.951
10		$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.588 0.951	$\cos(\nu \cdot \alpha_z)$ 0.809 0.309	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.951 0.588	Pas faisable	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.951 0.588	$\cos(\nu \cdot \alpha_z)$ 0.809 0.309	$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.588 0.951	
15			$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.588 0.951	$\frac{1}{3} \cdot \sum_{j=2}^4 T_j(\alpha_z)$ 0.7323 0.5129	Pas faisable	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.951 0.588	$\frac{2 \cdot \cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})}{3} + \frac{\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)}{3}$ 0.98 0.83	$\frac{2 \cdot \cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})}{3} + \frac{\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)}{3}$ 0.98 0.83	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.951 0.588
20				$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.588 0.951	Pas faisable	$\cos(\nu \cdot \alpha_z)$ 0.809 0.309	$\sum_{j=1}^2 \frac{\cos(j \cdot \nu \cdot \alpha_z)}{2}$ 0.88 0.139 $\cos(\nu \frac{3}{2} \alpha_z)$ 0.891 0.156	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.951 0.588	$\frac{1}{2} + \frac{\cos(\nu \cdot \alpha_z)}{2}$ 0.9755 0.7939 $\cos(\nu \frac{\alpha_z}{2})$ 0.988 0.891
25					$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.588 0.951	$\frac{1}{5} \cdot \sum_{j=4}^8 T_j(\alpha_z)$ 0.6738 0.6653	$\frac{1}{5} \cdot \sum_{j=3}^7 T_j(\alpha_z)$ 0.7584 0.4160	$\frac{1}{5} \cdot \sum_{j=2}^6 T_j(\alpha_z)$ 0.8311 0.1082	$\frac{1}{5} \cdot \sum_{j=1}^5 T_j(\alpha_z)$ 0.8906 0.2147
$: T_j(\alpha_z) = \cos \left[\nu \frac{(2j+1)\alpha_z}{4} \right]$			Expression analytique $(\xi_w)_\nu$			Bobinage simple couche		Bobinage double couche	
			fondamentale $(\xi_w)_1$						
			3ème harmonique $(\xi_w)_3$						

Par voie de conséquence, le facteur fondamental de bobinage atteint sa valeur maximale lorsque le nombre d'encoches est proche du nombre de pôles [29]-[62], comme on peut l'observer dans les tableaux suivants. Le premier constat résultant de cette situation est la nécessité de nombre de pôles élevé lorsque le nombre d'encoches augmente afin de garder un bon facteur fondamental de bobinage. Donc, avec un nombre maximal de pôles, le nombre d'encoches sera automatiquement limité car le pic du facteur de bobinage fondamental ne peut plus être atteint, comme il est montré dans les tableaux : Tableau 2-4, Tableau 2-5, et Tableau 2-6.

En observant les tableaux suivants, on peut noter que les valeurs les plus élevées des facteurs fondamentaux de bobinage correspondent aux combinaisons dont la périodicité spatiale égale à 1 ($t = \gcd(Q_s, p) = 1$). Cet avantage est obtenu grâce à la division dense de l'espace électrique (petit α_z dans le diagramme vectoriel de tension). Parmi les combinaisons des tableaux étudiés trois familles principales sont distinguées selon leur capacité à fournir un couple, alors que les autres combinaisons non-classifiées ne sont pas capables de fournir une quantité de couple intéressante.

- **Famille rouge:** une quantité de couple intéressante est produite par la machine fictive fondamentale grâce à son facteur de bobinage élevé. Par ailleurs, dans certaines combinaisons où le facteur de 3^{ème} harmonique est aussi élevé (20/18 5-phases) le couple fondamental peut être boosté par la machine fictive secondaire, légèrement en cas de rotor classique ou significativement avec un rotor modifié.
- **Famille bleue:** à cause du facteur fondamental moins important que dans la famille rouge, une quantité de couple moins élevée mais toujours intéressante est produite par la machine fictive fondamentale.
- **Famille verte:** à cause du facteur fondamental faible, une quantité non-satisfaisante de couple est générée par la machine fondamentale. Ce qui impose la nécessité de booster ce couple par la machine secondaire en profitant de son facteur (3^{ème} harmonique) élevé. Or l'utilisation d'un rotor classique (expliqué dans 2.2.1.2) limite la possibilité de booster le couple, donc une modification rotorique (tel que proposée dans le chapitre 3) devient indispensable afin de rendre cette famille de combinaisons intéressante.

Tableau 2-6 Expression analytique et valeurs numériques des facteurs de bobinage pour les combinaisons avec bobinage concentré à pas dentaire 7-phases

Pôles Encoches	4	6	8	10	12	16	18
7	$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.7818 0.4339	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.9749 0.7818	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.9749 0.7818	$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.7818 0.4339			$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.7818 0.4339
14		$\cos(2 \cdot \nu \cdot \alpha_z)$ 0.623 0.901	$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.7818 0.4339	$\cos(\nu \cdot \alpha_z)$ 0.901 0.223	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.9749 0.7818	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.9749 0.7818	$\cos(\nu \cdot \alpha_z)$ 0.901 0.223
21			$\frac{1}{3} \times \sum_{j=5}^7 T_j(\alpha_z)$ 0.5591 0.9106	$\frac{1}{3} \times \sum_{j=4}^6 T_j(\alpha_z)$ 0.6751 0.7302	$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.7818 0.4339	$\frac{1}{3} \times \sum_{j=1}^3 T_j(\alpha_z)$ 0.9239 0.4052	$\cos(\nu \frac{\alpha_z}{4})$ 0.9749 0.7818
28						$\cos(\nu \frac{3}{4} \alpha_z)$ 0.7818 0.4339	$\sum_{j=2}^3 \frac{\cos(j \cdot \nu \cdot \alpha_z)}{2}$ 0.841 0.106
$: T_j(\alpha_z) = \cos \left[\nu \frac{(2j+1)\alpha_z}{4} \right]$							

En général, les topologies avec une simple couche d'enroulements produisent des facteurs de bobinage plus élevé qu'avec une double couche (12/10 3-phases et 20/18 5-phases dans les tableaux

précédents). Cela se justifie, parce qu'avec une double couche, le nombre d'enroulements sur lesquels chaque phase est distribuée sera doublé, ce qui baisse le facteur de bobinage en augmentant le nombre des vecteurs dans l'équation (1-14).

2.1.4 Classification des combinaisons Encoches/Pôles de 3, 5, et 7-phases par rapport à la qualité de couple liée à la sélectivité du filtrage de bobinage

Les tableaux Tableau 2-1, Tableau 2-2, Tableau 2-3 identifient quels sont les harmoniques parasites dans la force électromotrice qui agissent avec l'harmonique de courant injecté en produisant un couple pulsatoire. En supposant que l'un de ces harmoniques (ν) agisse avec l'harmonique h de courant, l'amplitude maximale de puissance sinusoïdale générée $P_{h\nu}$ (responsable de couple pulsatoire) peut alors être calculée en utilisant l'équation 2-16.

$$P_{h\nu} = \frac{E_\nu \cdot I_h}{2} \left[\sum_{j=0}^{m-1} \cos \left((\nu \pm h) \times (p \cdot \theta_{mec} - \frac{2\pi}{m} \cdot j) + \varphi_{2k+1} - \varphi'_h \right) \right]$$

$$P_{h\nu} = m \times \frac{E_\nu \cdot I_h}{2} \cdot \cos((\nu \pm h) \times (p \cdot \theta_{mec}) + \varphi_{2k+1} - \varphi'_h) \quad \text{car: } \nu \pm h = c \times m \quad c \in \mathbb{N}^*$$

$$|P_{h\nu}| = \frac{m}{2} E_\nu \cdot I_h = \frac{m}{2} I_h \cdot p \cdot \nu \cdot \omega_{mec} \cdot \Phi_\nu$$

$|P_{h\nu}|$: l'amplitude maximale de puissance pulsatoire générée par l'interaction entre l'harmonique ν de FEM et l'harmonique h de courant.

En remplaçant l'équation 2-19 dans l'équation précédente on peut isoler les paramètres liés au rang de l'harmonique ν :

$$|P_{h\nu}| = \frac{m}{2} G \cdot I_h \cdot \omega_{mec} \times (\xi_w)_\nu \cdot (B_{rotor})_\nu : \quad G = 2 \cdot N_{ph} \cdot R_{rotor} \cdot l \Rightarrow$$

$$|C_{h\nu}| = \frac{m}{2} G \cdot I_h \times (\xi_w)_\nu \cdot (B_{rotor})_\nu \quad (2-13)$$

$|C_{h\nu}|$: l'amplitude maximale de couple pulsatoire généré à cause de l'interaction entre E_ν et I_h .

Les équations (2-13) et (2-9) permettent d'identifier le taux de distorsion (Total Harmonic Distorsion THD) du couple produit par l'harmonique h de courant et perturbé par les harmoniques ν .

$$(THD)_{couple-h} = \frac{\sqrt{\sum_\nu |C_{h\nu}|^2}}{(C_h)_{\max}} \quad (2-14)$$

$$(THD)_{couple-h} = \frac{\sqrt{\sum_\nu [(\xi_w)_\nu \cdot (B_{rotor})_\nu]^2}}{(\xi_w)_h \cdot (B_{rotor})_h}$$

Afin d'examiner la qualité de couple pour les différentes combinaisons Encoches/Pôles, une distribution rectangulaire de densité de flux (résultante d'une structure classique de rotor à aimants) est considérée. La Figure. 2-2 permet de calculer l'harmonique ν de densité de flux $(B_{rotor})_\nu$ utilisant les séries de Fourier.

$$(B_{rotor})_v = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} B_{rotor}(\theta) \cdot \sin(v \cdot \theta) \cdot d\theta = \frac{B_e}{\pi} \int_0^{\pi} \sin(v \cdot \theta) \cdot d\theta - \frac{B_e}{\pi} \int_{-\pi}^0 \sin(v \cdot \theta) \cdot d\theta$$

$$(B_{rotor})_v = \frac{2 \cdot B_e}{\pi \cdot v} \times [1 - \cos(v \cdot \pi)] \quad \text{mais: } v = 2k + 1 : k \in \mathbb{N} \Rightarrow$$

$$(B_{rotor})_v = \frac{4 \cdot B_e}{\pi \cdot v} = \frac{h}{v} \times (B_{rotor})_h \quad (2-15)$$

En remplaçant l'équation (2-15) dans (2-14) on trouve la valeur de $(THD)_{couple-h}$ en fonction du spectre de bobinage.

$$(THD)_{couple-h} = h \cdot \frac{\sqrt{\sum_v \left[\frac{(\xi_w)_v}{v} \right]^2}}{(\xi_w)_h} \quad (2-16)$$

Finalement, utilisant les tableaux : Tableau 2-1, Tableau 2-2, Tableau 2-3, on peut déterminer les harmoniques v qui peuvent perturber le couple constant généré par l'harmonique h de courant. Premièrement, en cas d'une machine 3-phases, un taux fondamental de distorsion ($h=1$) peut être écrit.

$$(THD)_{couple-1} = \frac{\sqrt{\left(\frac{(\xi_w)_5}{5} \right)^2 + \left(\frac{(\xi_w)_7}{7} \right)^2 + \left(\frac{(\xi_w)_{11}}{11} \right)^2 + \left(\frac{(\xi_w)_{13}}{13} \right)^2 + \dots}}{(\xi_w)_1}$$

Par contre, pour une machine 5-phases deux taux de distorsion qui correspondent aux deux machines fictives ($h=1, h=3$) peuvent être identifiés.

$$(THD)_{couple-1} = \frac{\sqrt{\left(\frac{(\xi_w)_9}{9} \right)^2 + \left(\frac{(\xi_w)_{11}}{11} \right)^2 + \left(\frac{(\xi_w)_{19}}{19} \right)^2 + \left(\frac{(\xi_w)_{21}}{21} \right)^2 + \dots}}{(\xi_w)_1}$$

$$(THD)_{couple-3} = 3 \times \frac{\sqrt{\left(\frac{(\xi_w)_7}{7} \right)^2 + \left(\frac{(\xi_w)_{13}}{13} \right)^2 + \left(\frac{(\xi_w)_{17}}{17} \right)^2 + \left(\frac{(\xi_w)_{23}}{23} \right)^2 + \dots}}{(\xi_w)_3}$$

De même façon, on peut écrire les trois taux de distorsion pour une machine 7-phases $((THD)_{couple-1}, (THD)_{couple-3}, (THD)_{couple-5})$.

Grâce au spectre de bobinage identifié par les expressions analytiques dans les tableaux : Tableau 2-4, Tableau 2-5, Tableau 2-6, la distorsion du couple (équation (2-16)) pour les différentes combinaisons est calculée et présentée dans les tableaux : Tableau 2-7, Tableau 2-8, et Tableau 2-9. La qualité de couple s'améliore lorsque la valeur de THD diminue, ce qui permet de comparer les différentes topologies de bobinage par rapport à leur qualité de couple fourni.

Afin d'effectuer le calcul dans les tableaux suivants, le rang d'harmoniques maximal considéré dans l'équation (2-16) est 17 ($1 \leq v \leq 17$) car les harmoniques plus hauts peuvent être négligés. De plus, dans le tableau des combinaisons 7-phases, la distorsion de couple est calculée uniquement pour la machine fictive fondamentale et secondaire qui correspond au 3ème harmonique. Cela se justifie parce que la machine fictive secondaire liée au 5^{ème} harmonique est trop faible pour être utilisée, comme il est montré dans le paragraphe 2.1.2.

Tableau 2-7 La distorsion de couple $(THD)_{couple-1}$ liée aux harmoniques de FEM dans les différents combinaisons 3-phases avec un rotor classique

Pôles Encoches	4	6	8	10	12	14	16
6	27.9		27.9	27.9		27.9	27.9
9		27.9	6.77	6.77	27.9		
12			27.9	12	18.7	12	18.7
15				27.9		4.03	4.03
18					27.9	6.47	6.77
21						27.9	2.49
24							27.9
Cellule colorée lorsque $(THD)_{couple-1} < 10$		Bobinage simple couche		$(THD)_{couple-1}$ (%)		Bobinage double couche	

Tableau 2-8 Les distorsions de couple $(THD)_{couple-1-3}$ liée aux harmoniques de FEM dans les différents combinaisons 5-phases avec un rotor classique

Pôles Encoches	2	4	6	8	10	12	14	16	18
5	14.4 51.8	14.4 51.8	14.4 51.8	14.4 51.8		14.4 51.8	14.4 51.8	14.4 51.8	14.4 51.8
10		14.4 51.8	14.4 51.8	14.4 51.8		14.4 51.8	14.4 51.8	14.4 51.8	
15			14.4 51.8	1.86 20.7		14.4 51.8	0.949 15.6	0.949 15.6	14.4 51.8
20				14.4 51.8		14.4 51.8	1.16 158	7.31 308	14.4 51.8
25					14.4 51.8	1.5 20.9	1.71 13.3	1.2 110	0.993 78.5
Bobinage double couche		Bobinage simple couche		$(THD)_{couple-1}$ (%) $(THD)_{couple-3}$ (%)		Cellule colorée lorsque $(THD)_{couple-h} < 10$			

Tableau 2-9 Les distorsions de couple $(THD)_{couple-1-3}$ liée aux harmoniques de FEM dans les différents combinaisons 7-phases avec un rotor classique

Pôles Encoches	4	6	8	10	12	16	18
7	10.2 32.5	10.2 32.5	10.2 32.5	10.2 32.5			10.2 32.5
14		10.2 32.5	10.2 32.5	10.2 32.5	10.2 32.5	10.2 32.5	10.2 32.5
21			1.3 3.81	0.848 9.89	10.2 32.5	0.478 14.3	10.2 32.5
$(THD)_{couple-1}$ (%) $(THD)_{couple-3}$ (%)		Cellule colorée lorsque $(THD)_{couple-h} < 10$					

En observant les tableaux de distorsion de couple, on peut noter que les combinaisons dont la périodicité spatiale égale à 1 ($t = \gcd(Q_s, p) = 1$), produisent un couple de bonne qualité. Cet avantage est obtenu grâce à une importante distribution des encoches dans l'espace électrique, ce qui permet

d'avoir un petit déphasage électrique α_z entre deux encoches non-adjacentes représentées par deux vecteurs adjacents dans le diagramme vectoriel de tension.

Pour bien comprendre l'effet positif d'un petit déphasage électrique α_z , les diagrammes vectoriels fondamentaux de tension pour les deux combinaisons 5-phases 15/12 et 15/14 sont comparés dans la Figure 2-3. Dans cette figure, il est montré comment la périodicité spatiale unitaire ($t=1$) de la combinaison 15/14 mène à répartition maximale pour les encoches dans l'espace électrique. Cela permet de distribuer les enroulements de phase A (par exemple) à plusieurs positions électriques (vecteurs) sans baisser le facteur fondamental de bobinage. Cette configuration rend le filtre de bobinage très sélectif et atténue les harmoniques parasites qui perturbent le couple fondamental. Cela s'explique par le fait que les vecteurs de tension, qui sont légèrement déphasés, deviennent opposés lorsqu'on les trace pour un harmonique dans la plage parasite (voir Figure 2-3).

Généralement, les topologies avec une double couche d'enroulements fournissent un couple de qualité supérieur à la qualité de couple avec une simple couche (12/10 3-phases et 20/18 5-phases dans les tableaux précédents). Cela se justifie car un nombre double des enroulements est associé à chaque phase en cas d'une double couche. Cela permet d'effectuer une distribution plus importante pour ces enroulements dans l'espace électrique menant ainsi à augmenter la sélectivité du filtre de bobinage comme il est illustré dans la Figure 2-3.

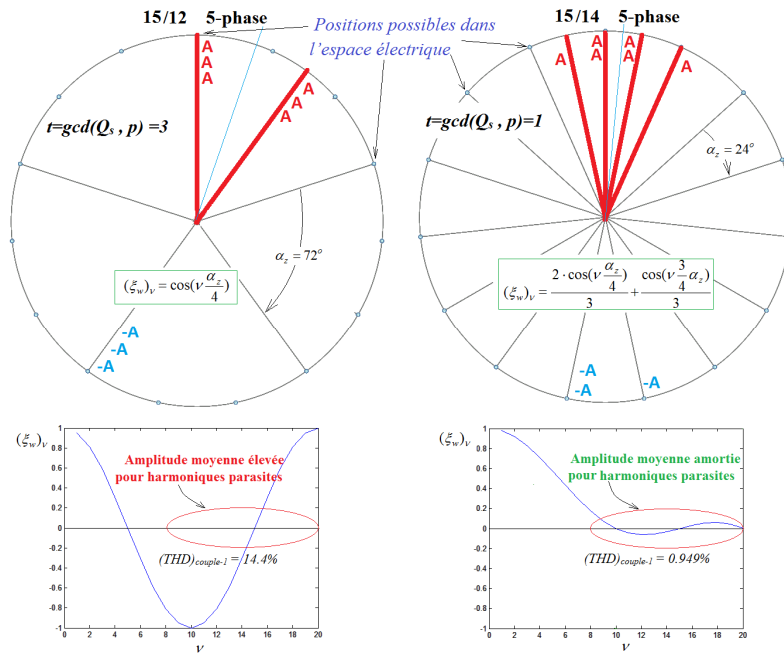


Figure 2-3 l'effet de la fréquence spatial $t=\gcd(Q_s, p)$ sur la qualité de couple

En comparant les configurations qui peuvent fournir un couple fondamental de moyenne élevée (famille rouge dans le paragraphe précédent) par rapport à la distorsion de couple. On constate que les qualités de couple les plus remarquables se trouvent au sein des combinaisons 5-phases. Cependant, certaines combinaisons 7-phases produisent un couple fondamental de qualité acceptable ($THD_{couple-1}=10\%$) malgré leur périodicité spatiale élevée (21/12 : $t=3$). La raison n'est pas leur spectre de bobinage sélectif, mais le nombre de phases élevé qui augmente le rang des harmoniques parasites perturbants (voir le Tableau 2-3).

Finalement, les tableaux montrent que la qualité de couple généré par la machine fictive secondaire (3ème harmonique de courant) est généralement mauvaise. Ce résultat est logique parce que dans le

cas d'un rotor classique la machine secondaire est faible ce qui rend le couple pulsatoire important par rapport au couple constant généré. Quelques exceptions peuvent être trouvées parmi les combinaisons 7-phases ($21/8 : t=1$) où la qualité de couple secondaire est bonne grâce au spectre de bobinage sélectif accompagné avec nombre de phases élevé.

2.2 Pertes rotoriques et les harmoniques spatiaux de la force magnétomotrice

Dans les machines électriques tournantes, il est indispensable de quantifier et analyser les pertes rotoriques dans le fer et les aimants. En effet, pour une machine avec un refroidissement traditionnel (air ou eau glycolée circulant dans une chambre à eau), il est difficile d'évacuer la chaleur du rotor issue de ses pertes. Cela peut engendrer, l'augmentation de la température rotor et conduire à la démagnétisation partielle ou totale des aimants et donc à une défaillance de la machine [63].

Pour une machine synchrone avec un rotor à aimants, les pertes rotoriques sont dues à la variation d'induction magnétique dans le rotor. Selon leur origine, ces pertes peuvent être classifiées en deux catégories principales :

- Pertes par l'effet des dents (slotting effect), liées à la variation du flux rotorique (flux d'aimants) dans le rotor à cause de la perméabilité variable dans l'entrefer, résultante du mouvement de rotor en face des encoches statoriques. Ce genre de pertes dépend principalement de la forme de circuit magnétique du stator et du rotor. Par exemple, la forme des dents (avec ou sans pieds d'encoches) et la configuration des aimants dans le rotor (enterrés ou surfaciques). Ainsi, des points de vue différents sont présentés dans la littérature concernant ces pertes, certains auteurs les estiment négligeable, d'autres considèrent qu'elles devraient être prises en compte [64], [65], [66].
- Pertes induites par le bobinage statorique, dépendent de la topologie de bobinage et des harmoniques du courant d'alimentation.

Dans le paragraphe 2.2, seulement la deuxième catégorie de pertes sera étudiée conformément à la stratégie de ce chapitre qui compare les différentes topologies statoriques de bobinage concentré autour des dents. Donc à partir de maintenant, le terme « pertes rotoriques » réfère aux pertes induites dans le rotor par les courants statoriques.

2.2.1 Théorie des pertes rotoriques dans les machines polyphasées et inconvénient du bobinage concentré

Dans les machines synchrones, l'harmonique fondamental de champ magnétique tournant avance dans l'entrefer à la même vitesse que le rotor. Donc, si ce champ statorique contient uniquement cet harmonique fondamental qui a la fréquence spatiale p dans l'entrefer, il n'y aura pas des pertes induites dans le rotor suite à l'absence du mouvement relatif entre le champ statorique et le rotor.

En pratique, la force magnétomotrice (FMM) comprend en plus de l'harmonique fondamental d'autres harmoniques asynchrones avec le rotor qui produisent des pertes. Ne contribuant pas au couple, ces harmoniques qu'on qualifiera de parasites, peuvent être classifiés en deux groupes :

1. Harmoniques de temps, associés aux harmoniques non-fondamentaux du courant d'alimentation qui peuvent résulter de :
 - Harmoniques non-fondamentaux injectés dans les machines polyphasées afin d'améliorer leur fonctionnalité [22]-[23]. Dans ce cas, certaines familles correspondantes d'harmoniques spatiaux parasites de FMM vont alors apparaître et de fait des pertes rotoriques seront induites (voir le paragraphe 3.2.3.3).
 - Harmoniques parasites résultants de la commande en MLI. En choisissant une fréquence de commutation MLI élevée par rapport à la fréquence maximale du courant, ces harmoniques seront mieux filtrés par les inductances de la machine.
2. Harmoniques d'espace, liés à la topologie de bobinage, car les encoches du stator imposent des positions angulaires non-continues (quantifiées) pour le placement des enroulements. Par conséquent, la force magnétomotrice (FMM) prend une forme d'escalier qui contient des harmoniques parasites asynchrones avec le rotor.

Le deuxième groupe des harmoniques parasites dans la FMM est le plus difficile à traiter, car il faut des modifications structurelles de la machine afin de réduire les amplitudes de ces harmoniques nuisibles. Le premier groupe par contre peut être traité par le contrôle en imposant des courants adéquats.

Habituellement, dans le cas du bobinage classique à pas diamétral alimenté par un courant sinusoïdal, la force magnétomotrice prend une forme d'escalier répétitive dans l'entrefer avec une fréquence spatiale égale à p , ce qui crée des harmoniques parasites limités à la famille dont la fréquence spatiale est égale à $(2k+1) \cdot p$: $k \in \mathbb{N}$, comme le montre la Figure 2-4 (a).

Ces harmoniques parasites d'ordre $(2k+1)p$ peuvent être minimisés en augmentant par exemple le nombre d'encoches par pôle et par phase (augmenter q), ce qui permet de mieux distribuer les bobines de chaque pôle et d'affiner la forme de FMM en la rapprochant d'une sinusoïdale. La FMM résultante de cette solution est illustrée dans la Figure 2-4 (b), sachant que, la densité linéique de courant est gardée constante afin d'unifier la capacité des structures à fournir de couple (par exemple, le courant par encoches est divisé par deux lorsque le nombre d'encoches est doublé dans la Figure 2-4 (b)).

La forme d'escalier finale de FMM est construite avec la participation de toutes les phases, donc l'augmentation du nombre de phases peut affiner cette forme et réduire l'amplitude des harmoniques spatiaux parasites, comme il est illustré dans la Figure 2-4 (c). De plus, en cas du bobinage à pas diamétral, le rang de harmoniques spatiaux parasites de FMM peut être augmenté en augmentant le nombre de phases (9-11 en 5-phases à la place de 5-7 en 3-phases dans la Figure 2-4 (a), (b), et (c)), ce qui a un effet positif sur les pertes rotoriques comme il est montré plus tard dans le paragraphe 2.2.2.

Enfin, en cas du bobinage concentré autour des dents ($q < 1$) la forme de FMM n'est pas forcément régulière et répétitive avec la fréquence spatiale p même avec un courant sinusoïdal injecté (voir l'exemple de la Figure 2-4 (d)). Par conséquent, les harmoniques spatiaux parasites ne sont plus limités à la famille du rang $(2k+1)p$ mais plusieurs harmoniques de rang fractionnaire peuvent apparaître. Deux groupes d'harmoniques parasites associés au bobinage concentré autour des dents, peuvent être clairement distingués :

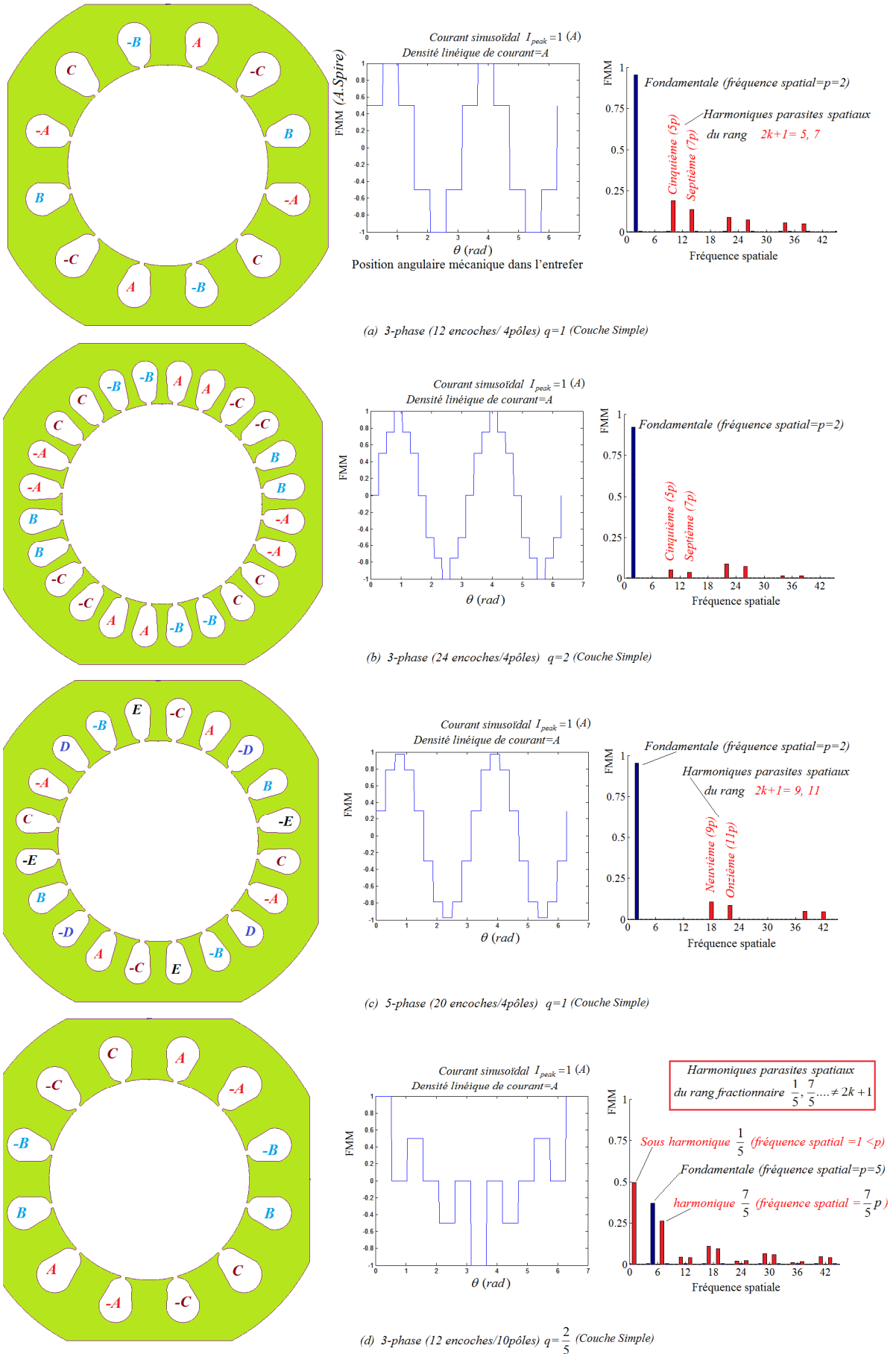


Figure 2-4 Comparaison entre le bobinage à pas diamétral et concentré au niveau des harmoniques parasites de FMM

- Sous-harmoniques : le rang est inférieur à 1 parce que leur fréquence spatiale est inférieur au nombre de paires de pôles p .
- Harmoniques proches du fondamental : le rang fractionnaire se situe entre 1 et 2 car leur fréquence spatiale est comprise entre p et $2p$.

Le fait que les harmoniques précédents apparaissent dans les machines avec un bobinage concentré, nomme ce groupe d'harmoniques comme suspect principal à l'origine des pertes rotoriques élevées accompagnant habituellement ce type de bobinage. Cette constatation impose l'étude de l'effet de ces harmoniques sur les pertes rotoriques dans la suite de ce chapitre.

2.2.2 Calcul et classification des harmoniques spatiaux de FMM selon la combinaison Encoches/Pôles considérée et les harmoniques de courant injecté

Dans ce paragraphe, l'origine des harmoniques spatiaux du rang fractionnaire dans la FMM est étudiée. Le rang de ces harmoniques est déduit en fonction du nombre de phases et de la combinaison Encoches/Pôles choisie. De plus, les familles des harmoniques spatiaux associés aux différents harmoniques temporels du courant sont également examinées et classifiées.

En cas de bobinage concentré autour des dents, la fréquence spatiale de la fonction de bobinage d'une phase n'est pas toujours égale à p comme dans le cas de bobinage à pas entier, ce qui nous oblige de représenter cette fonction en utilisant les séries du Fourier selon l'équation suivante où toutes les fréquences spatiales peuvent apparaître.

$$\zeta_j = \sum_{f_s=1}^{\infty} A_{f_s} \cos[f_s \cdot (\theta - \theta_j) - \psi_{f_s}]$$

ζ_j : la fonction de bobinage de la phase j ; A_{f_s} : l'amplitude maximale de l'harmonique de fréquence spatiale f_s de fonction de bobinage ; θ : la position angulaire dans l'entrefer ; θ_j : le décalage spatial entre la fonction de bobinage de phase j et la fonction de phase 0 ; ψ_{f_s} : la phase spatiale de l'harmonique f_s .

Le décalage spatial entre la fonction de bobinage de la phase j et la fonction de la phase 0 doit être égal pour l'harmonique fondamentale ($f_s = p$) à $j \cdot \frac{2\pi}{m}$ modulo (2π) soit encore

$$p\theta_j = j \cdot \frac{2\pi}{m} \mod (2\pi) \text{ et donc } \theta_j = j \cdot \frac{2\pi}{m \cdot p} \mod \left(\frac{2\pi}{p} \right).$$

Cependant, ce décalage ne peut pas être continu car il est discrétisé par les emplacements des encoches. Autrement dit, le déphasage fondamental précédent doit être obtenu par un décalage d'un nombre entier d'encoches (Q_d) comme défini dans l'équation (2-18).

$$\theta_j = j \cdot \frac{2\pi}{Q_s} \cdot Q_d \tag{2-17}$$

Il vient donc en identifiant les deux expressions précédentes de θ_j

$$\theta_j = j \cdot \left(\frac{2\pi}{m \cdot p} + Y \cdot \frac{2\pi}{p} \right) = j \cdot \frac{2\pi}{Q_s} \cdot Q_d \Rightarrow Q_d = \frac{Q_s}{m \cdot p} + \frac{Y \cdot Q_s}{p}$$

$$Q_d = \frac{Q_s}{m} \cdot \left(\frac{1+Y \cdot m}{p} \right) \quad (2-18)$$

Avec, Y : le plus petit entier qui rend Q_d entier.

Soit encore, en introduisant q , le nombre d'encoches par pôle et par phase :

$$Q_d = \frac{Q_s}{m \cdot p} + \frac{Y \cdot Q_s}{p} = 2q \cdot (1+Y \cdot m)$$

On pourra vérifier aisément que si q est entier ou égal à 0,5, il est possible de prendre $Y=0$ mais ce n'est pas toujours le cas pour les bobinages à pas fractionnaire.

A partir de l'équation (2-17) et l'équation (2-18) il vient donc :

$$\theta_j = j \cdot \frac{2\pi}{m} \cdot \left(\frac{1+Y \cdot m}{p} \right) \quad (2-19)$$

A présent, grâce à l'équation de θ_j dans (2-19) on peut réécrire la fonction de bobinage de phase j puis déduire la force magnétomotrice (FMM) en supposant que l'harmonique h de courant est injectée.

$$\begin{aligned} \zeta_j &= \sum_{f_s=1}^{\infty} A_{f_s} \cos \left[\left(f_s \cdot \left(\theta - j \cdot \frac{2\pi}{m} \cdot \left(\frac{1+Y \cdot m}{p} \right) \right) - \psi_{f_s} \right) \right] , \quad i_j = \cos \left[h \cdot (p \omega_m t - j \cdot \frac{2\pi}{m}) - \phi'_h \right] \\ FMM &= \sum_{j=0}^{m-1} \zeta_j \cdot i_j = \sum_{j=0}^{m-1} \sum_{f_s=1}^{\infty} A_{f_s} \cos \left[\left(f_s \cdot \left(\theta - j \cdot \frac{2\pi}{m} \cdot \left(\frac{1+Y \cdot m}{p} \right) \right) - \psi_{f_s} \right) \right] \times \cos \left[h \cdot (p \omega_m t - j \cdot \frac{2\pi}{m}) - \phi'_h \right] \end{aligned}$$

ω_m : la pulsation de rotor ; h : l'harmonique de courant injectée ; ϕ'_h : la phase d'harmonique h de courant.

Comme nous nous intéressons uniquement aux harmoniques spatiaux, l'instant $t=0$ sera considéré, ce qui conduit à :

$$\begin{aligned} FMM &= \sum_{f_s=1}^{\infty} \sum_{j=0}^{m-1} A_{f_s} \cos \left[\left(f_s \cdot \left(\theta - j \cdot \frac{2\pi}{m} \cdot \left(\frac{1+Y \cdot m}{p} \right) \right) - \psi_{f_s} \right) \right] \times \cos \left[h \cdot j \cdot \frac{2\pi}{m} - \phi'_h \right] \Rightarrow \\ FMM &= \sum_{f_s=1}^{\infty} \frac{A_{f_s}}{2} \sum_{j=0}^{m-1} \left[\cos \left[f_s \cdot \theta - j \cdot \frac{2\pi}{m} \cdot \left[f_s \cdot \left(\frac{1+Y \cdot m}{p} \right) + h \right] - \psi_{f_s} - \phi'_h \right] \right. \\ &\quad \left. + \cos \left[f_s \cdot \theta - j \cdot \frac{2\pi}{m} \cdot \left[f_s \cdot \left(\frac{1+Y \cdot m}{p} \right) - h \right] - \psi_{f_s} - \phi'_h \right] \right] \end{aligned} \quad (2-20)$$

En regardant l'équation (2-20), on peut déduire les harmoniques spatiaux qui peuvent exister dans la force magnétomotrice. L'harmonique f_s existe si une des deux conditions de l'équation suivante est vérifiée :

$$f_s \cdot \left(\frac{1+Y \cdot m}{p} \right) \pm h = c \cdot m \quad : c \in \mathbb{N} \quad \text{ou bien} \quad f_s \cdot \left(\frac{1+Y \cdot m}{p} \right) \pm h \notin \mathbb{N} \quad (2-21)$$

On peut exclure la deuxième condition en exprimant la circularité de la machine, à savoir qu'après avoir opéré m fois le décalage de Q_d encoches on se retrouve à la première encoche.
 $m \cdot Q_d = c' \cdot Q_s \quad : c' \in \mathbb{N}$

L'équation (2-18) montre alors que $(\frac{1+Y \cdot m}{p}) = c'$ est entier.

En comparant ce résultat avec (2-21) on trouve que, une seule condition est nécessaire et suffisante concernant l'existence des harmoniques spatiaux de fréquence f_s dans la FMM pour un harmonique de rang h de courant :

$$\boxed{f_s = \frac{p \cdot (c \cdot m \pm h)}{1 + Y \cdot m} : c \in \mathbb{N}} \quad (2-22)$$

L'équation (2-22) représente le filtre qui décide quels sont les harmoniques spatiaux qui vont passer du spectre de la fonction de bobinage d'une phase vers le spectre de la force magnétomotrice. Ce filtre dépend de l'harmonique du courant injecté h , du nombre de phases m , et de la combinaison Encoches/Pôles représentée par les deux paramètres (p, Y) .

Evidemment le cas du bobinage à pas entier est inclus dans l'équation (2-22) en mettant $Y=0$ on a alors.

$$f_s = p \cdot (c \cdot m \pm h) : c \in \mathbb{N} \quad (2-23)$$

On peut donc retrouver dans ce cas des résultats bien connus [59] fournis pour les machines à bobinages à pas entiers.

Ainsi, pour une machine à pas entier à p paires de pôles les harmoniques spatiaux de FMM résultants de l'harmonique de rang 1 du courant sont multiples de p avec comme coefficient multiplicateur $c \cdot m \pm 1$ soit (1, 5, 7, 8, 10, 11, 13, etc) en triphasé ; (1, 9, 11, 14, 16, etc) en pentaphasé ; (1, 13, 15, 20, 22, etc) en heptaphasé.

De plus, pour une machine à pas entier à p paires de pôles les harmoniques spatiaux de FMM résultants de l'harmonique de rang 3 du courant sont multiples de p avec comme coefficient multiplicateur $c \cdot m \pm 3$ soit (3, 6, 9, 12, etc) en triphasé ; (3, 7, 12, 13, 18, etc) en pentaphasé ; (3, 11, 17, 18, 24, etc) en heptaphasé.

Par contre, dans le cas du bobinage concentré à pas fractionnaire où Y n'est pas forcément égal à 0, l'existence des harmoniques dits de rang fractionnaire ($\frac{f_s}{p} \notin \mathbb{N}$) est bien justifié grâce à l'équation (2-22).

Entre ces deux cas généraux il y a un cas très particulier mis en évidence par l'équation (2-18). Celui d'un bobinage à pas fractionnaire où $q=0.5$ pour lequel il est possible de prendre $Y=0$. Cette famille survit à l'impact négatif des harmoniques du rang fractionnaire qui sont complètement supprimés du spectre de FMM. On comprend pourquoi cette famille est récemment favorisée dans les applications d'automobile, où de faibles niveaux de pertes rotoriques à hautes vitesses sont requis. La qualité de ce type de combinaison ($q=0.5$) au niveau de pertes rotoriques sera étudiée dans le paragraphe 2.2.4.

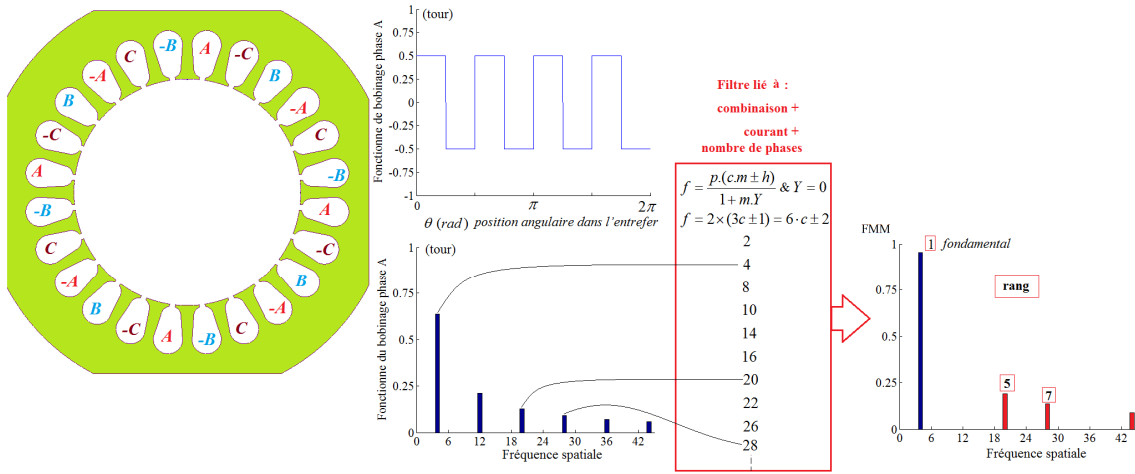
L'analyse de la formule (2-22) permet également de généraliser la notion de familles d'harmoniques de FMM introduite pour les machines polyphasées à plus de trois phases à pas fractionnaire.

Le paragraphe 2.1.1 avait montré qu'une machine à m phases est équivalente à $(m+1)/2$ machines fictives qui correspondent à $(m+1)/2$ harmoniques différents de courant. Donc, selon la formule (2-22) cette machine à m phases aura $(m+1)/2$ familles séparées d'harmoniques spatiaux de FMM (pas d'harmoniques en commun), où chaque famille résulte d'un des harmoniques injectés de courant, comme il est montré dans l'équation (2-24).

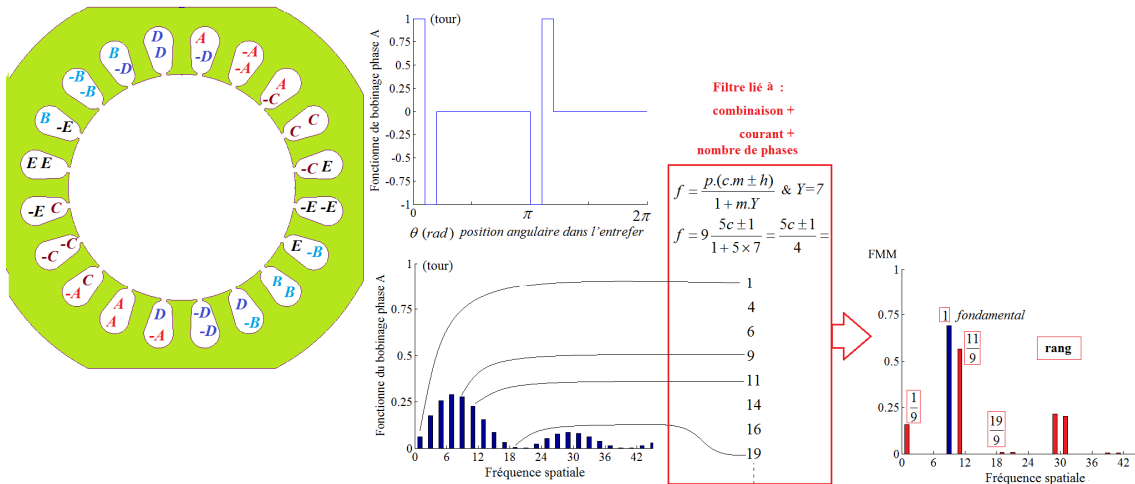
$$\text{Famille fondamentale} \Leftrightarrow \text{rangs des harmoniques spatiaux liés au courant fondamental} = \frac{f_s}{p} = \frac{c \cdot m \pm 1}{1 + Y \cdot m} \neq \quad (2-24)$$

$$\text{Famille } h \Leftrightarrow \text{rangs des harmoniques spatiaux liés à l'harmonique } h \neq 1 \text{ du courant} = \frac{f_s}{p} = \frac{c \cdot m \pm h}{1 + Y \cdot m}$$

Pour une machine à 3 phases on trouve les familles : $\frac{f_s}{p} = \frac{3c \pm 1}{1 + 3Y}$, et $\frac{f_s}{p} = \frac{3c \pm 3}{1 + 3Y}$



(a): 3-phase (24 encoches / 8 Pôles) $q=1$ (couche simple) courant fondamental



(b): 5-phase (20 encoches / 18 Pôles) $q = \frac{2}{9}$ (couche double) courant fondamental

Figure 2-5 l'effet de la combinaison Encoches/Pôles sur les harmoniques spatiaux de FMM ne comportant qu'un premier harmonique de courant

Pour une machine à 5 phases on trouve les familles : $\frac{f_s}{p} = \frac{5c \pm 1}{1 + 5Y}$, $\frac{f_s}{p} = \frac{5c \pm 3}{1 + 5Y}$, et $\frac{f_s}{p} = \frac{5c \pm 5}{1 + 5Y}$

Pour une machine à 7 phases on trouve les familles: $\frac{f_s}{p} = \frac{7c \pm 1}{1+7Y}$, $\frac{f_s}{p} = \frac{7c \pm 3}{1+7Y}$, $\frac{f_s}{p} = \frac{7c \pm 5}{1+7Y}$, et $\frac{f_s}{p} = \frac{7c \pm 7}{1+7Y}$

En dernier lieu, l'équation (2-22) montre aussi l'effet d'un nombre de phases élevé (>3) qui augmente le rang des harmoniques spatiaux de FMM en baissant leur capacité à fournir des pertes rotoriques comme il est montré dans le paragraphe 2.2.4.

Dans la Figure 2-5, deux exemples qui illustrent le rôle du filtre d'harmoniques représenté par l'équation (2-22) sont fournis. Cette figure montre que, parmi tous les harmoniques de la fréquence spatiale f_s qui existent dans le spectre de fonction de bobinage d'une phase ($A_s \neq 0$) seuls ceux qui vérifient l'équation (2-22) sont transmis à la force magnétomotrice. Ainsi, la connaissance de ce spectre et de l'équation (2-22) est suffisante pour déterminer les rangs d'harmoniques spatiaux de FMM. En cas de bobinage à pas entier le spectre de la fonction de bobinage ne contient que les harmoniques de la fréquence spatiale $f_s = (2k+1) \times p : k \in \mathbb{N}$ comme dans la Figure 2-5 (a).

Par conséquent, dans l'équation (2-23) il suffit de ne retenir que les harmoniques de rang impair. Par contre, il n'y a pas de conditions spécifiques sur le spectre de fonction de bobinage d'une phase dans les configurations à pas fractionnaire. Dans ce cas, moins les bobines d'une phase sont réparties autour du stator et plus la fonction de bobinage est riche en harmoniques spatiaux. Dans l'exemple de la Figure 2-5 (b) (20encoches/18pôles 5-phases), les bobines d'une phase sont localisées seulement dans deux positions opposées autour du stator ce qui mène à un spectre de fonction de bobinage riche en harmoniques. Cependant, ce spectre n'est pas si mauvais car au moins il ne contient pas d'harmoniques pair de fréquence spatiale, ce qui ne sera pas le cas si les bobines d'une phase sont localisées d'un seul côté du stator, comme c'est le cas dans la combinaison 5-phases 15/14 qui est présentée dans le Tableau 2-5 et la Figure. 1-19.

Prenons un exemple concret déjà étudié au sein du laboratoire L2EP dans le cadre de la thèse d'A Bruyère [67] relativement à un alterno-démarrreur 7-phases 28/16 ($q=1/4$) développé par VALEO

Tout d'abord, pour rendre $Q_d = \frac{28}{7} \cdot (\frac{1+7 \cdot Y}{8})$ entier on trouve $Y=1$. Ensuite, en observant la fonction du bobinage d'une phase qui est illustrée dans l'Annexe 5.3, on constate que son spectre spatial contient uniquement des harmoniques dont la fréquence spatiale est égale à $4 \cdot k$ avec $k \in \mathbb{N}^*$. Par conséquent, les rangs des harmoniques spatiaux qui seront transmis au spectre de la FMM en utilisant l'équation (2-22) sont, pour la machine fictive fondamentale:

$$\left(\frac{f_s}{p} = \frac{7c \pm 1}{8} \text{ et } \frac{f_s}{p} = \frac{4k}{8} : k \in \mathbb{N}^* \right) \Rightarrow \frac{f_s}{p} = 1, \frac{5}{2}, \frac{9}{2}, 6, 8, \frac{19}{2} \dots$$

Les rangs des harmoniques spatiaux de FMM pour la machine fictive secondaire-1 :

$$\left(\frac{f_s}{p} = \frac{7c \pm 3}{8} \text{ et } \frac{f_s}{p} = \frac{4k}{8} : k \in \mathbb{N}^* \right) \Rightarrow \frac{f_s}{p} = \frac{1}{2}, 3, 4, \frac{13}{2}, \frac{15}{2}, 10 \dots$$

Les rangs des harmoniques spatiaux de FMM pour la machine fictive secondaire-2 :

$$\left(\frac{f_s}{p} = \frac{7c \pm 5}{8} \text{ et } \frac{f_s}{p} = \frac{4k}{8} : k \in \mathbb{N}^* \right) \Rightarrow \frac{f_s}{p} = \frac{3}{2}, 2, 5, \frac{11}{2}, \frac{17}{2}, 9 \dots$$

Les résultats précédents correspondent bien à ceux qui sont indiqués dans ce cas particulier de machine 7-phases 28/16 dans [67]~(page. 55).

2.2.3 Importance de l'étude des pertes rotoriques en cas de rotor avec aimants permanents

Dans le cadre d'un modèle simple de fonctionnement d'une machine synchrone, le rotor, tournant à la vitesse de synchronisme, est soumis uniquement à un champ magnétique constant et peut donc être massif contrairement au stator dont la partie ferromagnétique est feuilletée. Ce modèle est acceptable tant que les effets des harmoniques du champ magnétique sont négligeables. Ces effets sont en premier lieu une augmentation des pertes et donc une diminution du rendement. Si les durées de fonctionnement aux régimes provoquant une augmentation importante des pertes sont faibles par rapport aux autres régimes alors l'impact énergétique est faible.

Par contre, l'augmentation des pertes peut également induire une augmentation des températures, notamment celles du rotor. Pour que les effets des pertes rotoriques soient acceptables il faut d'une part que les constituants du rotor supportent les températures atteintes et d'autre part que les dégradations des performances en couple de la machine soient acceptables.

Dans le cas de machine à rotor bobiné il faut veiller à rester en dessous des températures maximales que supportent les isolants (200°C possible aisément actuellement) du bobinage rotorique. Il faut également par un réglage du courant d'excitation maintenir le niveau de champ magnétique souhaité. Par conséquent, le dimensionnement thermique, défini au courant nominal, doit pouvoir être suffisant. On notera néanmoins que le processus de pertes de fonctionnalité de l'isolant (résine) d'un bobinage électrique peut être progressif et surtout réversible (pouvoir auto-cicatrisant) lorsque la température retrouve des niveaux plus habituels pour la machine.

Dans le cas d'une machine à aimants permanents au rotor, nous verrons ci-dessous que les impacts d'une augmentation de la température des aimants peuvent être plus critiques car menant à des processus irréversibles d'aimantation même si les durées de fonctionnement à températures élevées sont courtes [63].

La sensibilité des aimants à la température varie selon leur type de matériau (Neodyme, Cobalt...). Mais dans tous les cas, la variation des caractéristiques magnétiques due à la température croissante va dans le même sens : celui d'une dégradation.

La Figure 2-6 montre comment les caractéristiques magnétiques (B - H) d'un aimant varient avec la température.

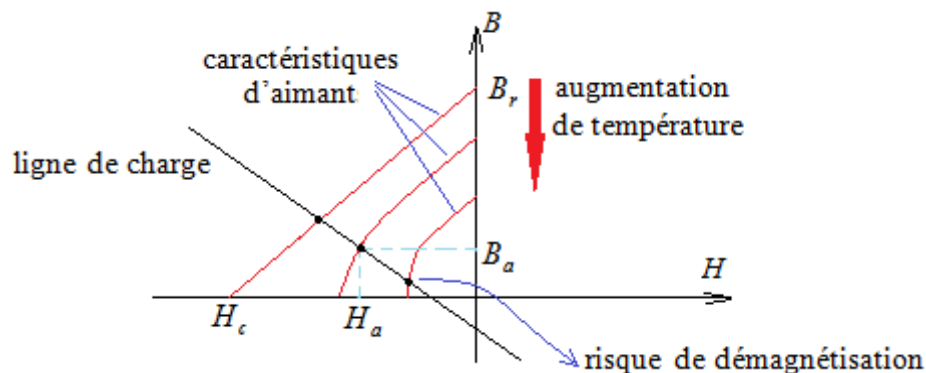


Figure 2-6 les caractéristiques magnétiques typiques d'un aimant terre rare

Or, le point de fonctionnement qui représente l'état magnétique de l'aimant (B_a, H_a) est le point d'intersection entre la courbe des caractéristiques magnétiques de l'aimant et la droite de charge imposée par l'environnement (géométrie et excitation démagnétisante H_a). De la Figure 2-6, on peut clairement noter comment, pour la même droite de charge (même géométrie et courant statorique), le point d'intersection descend en s'approchant de l'état de démagnétisation ($B_a = 0$) lorsque la température augmente. De plus, la pente de la courbe caractéristique sur laquelle ce point se trouve devient plus raide avec la croissance de la température. Cela est la zone de non-réversibilité du processus de désaimantation. L'augmentation de la température des aimants même transitoire est donc un phénomène critique sauf à prendre des marges de sécurité importantes.

Néanmoins, si les pertes rotoriques dues aux harmoniques de champ affectaient essentiellement les tôles ferromagnétiques en y induisant des pertes fer supplémentaires, l'augmentation de température des aimants dans le cas de régime transitoire serait réduite du fait des capacités thermiques des masses ferromagnétiques et des résistances de conduction thermique entre tôles, sièges de la production de chaleur, et aimants.

En fait c'est exactement l'hypothèse contraire que l'on est amené à considérer. En effet, il est possible de réduire les pertes dans la partie ferromagnétique en utilisant des tôles isolées de faibles épaisseurs. Par contre, la segmentation des aimants ne peut, pour des raisons techniques d'assemblage, être aussi importante que celle de la masse ferromagnétique du rotor. Les aimants constitueront, plus rapidement que la partie ferromagnétique, des pièces massives, sièges de pertes par courants induits.

En cas de pertes Joule induites, il serait donc essentiel de pouvoir évacuer cette chaleur produite localement dans les aimants sous peine d'une augmentation rapide de la température. Cette évacuation doit se faire soit axialement soit par l'entrefer. Dans les deux cas, elle s'opérera par un phénomène de convection, ce qui n'est pas le plus rapide en termes de transfert de chaleur. Il faudrait donc s'attendre, en cas de pertes dans les aimants, à une augmentation locale de la température dans ces aimants. Or une température trop importante des aimants implique certes, une diminution du champ magnétique produit par l'aimant et donc du couple, mais aussi surtout, comme vu précédemment, une sensibilité plus forte à une démagnétisation irréversible due aux courants démagnétisants de l'induit. On peut donc prévoir en cas de pertes rotoriques supplémentaires des démagnétisations irréversibles des aimants pour des régimes transitoires de courte durée en comparaison des constantes de temps thermiques usuelles de plus de dix minutes.

En résumé, dans une machine électrique à aimants conçue pour travailler à des fréquences élevées, une structure garantissant un niveau bas de pertes par courants induits dans les aimants est indispensable pour obtenir une machine robuste car des températures trop élevées d'aimant mènent, même lorsqu'elles sont de courte durée, à des démagnétisations irréversibles. Cette robustesse est d'autant plus nécessaire que les machines électriques pour application Mild-Hybride ont cette caractéristique de devoir travailler fréquemment en régime transitoire (boost, freinage récupératif). Par conséquent, sauf à prendre des marges de sécurité importantes, la maîtrise de la température des aimants est un point critique. Pour cette raison, les paragraphes suivants s'attachent à développer un modèle analytique afin de calculer et surtout comparer les pertes dans les aimants pour différentes structures de machines.

2.2.4 Introduction qualitative à l'étude théorique des pertes par courants induits dans les aimants du rotor

En raison des pertes rotoriques élevées dans certaines machines fournies avec un bobinage concentré autour des dents, de nombreuses études abordent l'évaluation de ces pertes [68]-[69]-[70].

Dans ces études, une classification des différentes configurations à bobinage concentré est faite afin d'aider les concepteurs à éviter un mauvais choix de la combinaison Encoches/Pôles. Cette classification concerne les pertes globales dans le rotor, alors que dans la suite de ce chapitre les combinaisons sont classifiées uniquement selon leur niveau de pertes dans les aimants du rotor.

L'effet des harmoniques spatiaux de FMM, qui induisent des champs magnétiques asynchrones par rapport au rotor, est examiné dans plusieurs articles traitant des pertes rotoriques dans les machines synchrones [71]-[72]-[73]. Ces études montrent que, certaines combinaisons Encoches/Pôles avec un bobinage concentré produisent un spectre spatial nocif de FMM. Cette nocivité est liée au contenu harmonique capable d'induire un haut niveau de pertes rotoriques.

Dans le but de calculer les pertes par courants induits dans les aimants (qui sont des pièces massives), certains articles se basent sur la résolution analytique d'équations de Maxwell [36]-[74]. Le problème de cette méthode est qu'il faut une structure spécifique pour résoudre les équations complexes de Maxwell. C'est du cas par cas. Par conséquent, il est difficile de déduire un modèle général des pertes, qui peut être appliqué sur une variété de configurations des machines à aimants afin d'effectuer un choix de structure.

Un autre point de vue peut être trouvé dans la littérature : au niveau du calcul des courants induits dans les aimants. Ce calcul est basé sur une division du circuit des courants induits en un nombre infini de trajectoires élémentaires [75]-[76]. Ainsi, des modèles simples de pertes volumiques dans les aimants sont déduits mais sans jamais tenir compte de la variété d'harmoniques spatiaux de FMM résultants des structures à bobinage concentré.

En considérant la méthode de calcul utilisée dans [75]-[76], notre étude répond à la question suivante : pour une géométrie dimensionnelle donnée d'un pôle d'aimants rotoriques, quel est l'impact de la période spatiale (appelée ultérieurement longueur d'onde) des harmoniques spatiaux de FMM dans l'entrefer sur le niveau de pertes volumique dans les aimants ?

En général, une valeur précise des pertes est associée à un calcul précis du champ magnétique résultant des harmoniques de FMM. Cependant, ce champ magnétique dépend également de la structure magnétique, variable selon la machine. Ainsi le but de cette étude n'est pas de déterminer la valeur exacte des pertes dans les aimants, mais, on le rappelle, de développer un outil qui assure une comparaison précise des pertes d'aimants entre les combinaisons des machines génériques, en tenant compte uniquement de leur topologie de bobinage. C'est donc un outil permettant de faire un choix entre différentes structures de machine qui est proposé.

Nous allons montrer dans la suite que pour chaque harmonique de champ, les pertes dans les aimants peuvent varier de façon très brutale en fonction du ratio entre une dimension de l'aimant et la période spatiale caractéristique de l'harmonique.

Afin de pouvoir lier harmonique de champ et dimension d'aimant, on introduit une grandeur homogène à une longueur à partir du rang ν d'harmonique spatial de FMM. Cette grandeur est appelée longueur d'onde et est définie par :

$$\lambda_\nu = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_{rotor}}{\nu} \quad (2-25)$$

ν : la fréquence spatiale d'un harmonique de FMM dans l'entrefer, λ_ν : la longueur d'onde de cet harmonique, R_{rotor} : le rayon de rotor, $\frac{\nu}{p}$: le rang de cet harmonique.

Exprimons cette longueur d'onde dans différents cas afin de présenter une première analyse.

- Pour un bobinage classique à pas entier il vient :

$$\nu = (2k+1) \cdot p : k \in \mathbb{N} \Rightarrow \lambda_\nu = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_{\text{rotor}}}{(2k+1) \cdot p} = \frac{\lambda_p}{2k+1} = \frac{\lambda_{\text{fondamental}}}{2k+1} \text{ et donc :}$$

$$\frac{\lambda_{\text{fondamental}}}{\lambda_\nu} = \frac{\nu}{p} = 2k+1 : k \in \mathbb{N} \Rightarrow \lambda_\nu < \lambda_{\text{fondamental}}$$

- Pour un bobinage à pas fractionnaire concentré autour de dent il vient :

$$\frac{\nu}{p} \in \mathbb{Q}^{*+} \Rightarrow \lambda_\nu = \frac{2 \cdot \pi \cdot R_{\text{rotor}}}{\nu} = \frac{\lambda_p}{\nu/p} \text{ et donc :}$$

$$\frac{\lambda_{\text{fondamental}}}{\lambda_\nu} = \frac{\nu}{p} \in \mathbb{Q}^{*+} \Rightarrow (\lambda_\nu < \lambda_{\text{fondamental}}) \text{ ou } (\lambda_\nu > \lambda_{\text{fondamental}} \text{ pour les sous-harmoniques})$$

Les harmoniques spatiaux parasites (différents de fondamental $\nu \neq p$) de FMM, avancent dans l'entrefer à différentes vitesses V_ν , induisant des courants dans les aimants de rotor et produisant ainsi des pertes [69]. La variation du champ magnétique de l'aimant du fait des dents statoriques lorsque le rotor tourne, peut aussi produire une certaine quantité de pertes dans les aimants (slotting effect) [65], [66]. Toutefois, ce type de pertes dépend principalement de la structure magnétique (forme des dents) et du point de fonctionnement. Généralement, grâce au défluxage, ces pertes ne montent pas brutalement avec la croissance de la vitesse, car le flux rotorique se dirigeant vers le stator est largement réduit. Dans cette étude, seules les pertes liées aux harmoniques parasites de FMM sont considérées.

Les pertes dans les aimants, générées par l'harmonique parasite ν dans le spectre spatial de FMM, dépendent essentiellement de trois paramètres de cet harmonique:

- l'amplitude crête de l'harmonique du champ magnétique ;
- $(V_\nu)_r$, la vitesse relative du champ magnétique dans l'entrefer par rapport au rotor ;
- λ_ν , la longueur d'onde.

L'harmonique fondamental de FMM a une vitesse relative dans l'entrefer qui est égale à zéro, alors que les autres harmoniques parasites avancent à des vitesses relatives différentes. Chaque harmonique parasite ν crée une distribution sinusoïdale tournante (par rapport au rotor) de champ magnétique dans l'entrefer avec une longueur d'onde λ_ν , comme il est illustré dans la Figure 2-7. Cette distribution tournante peut s'exprimer sous la forme d'une onde progressive dans l'entrefer:

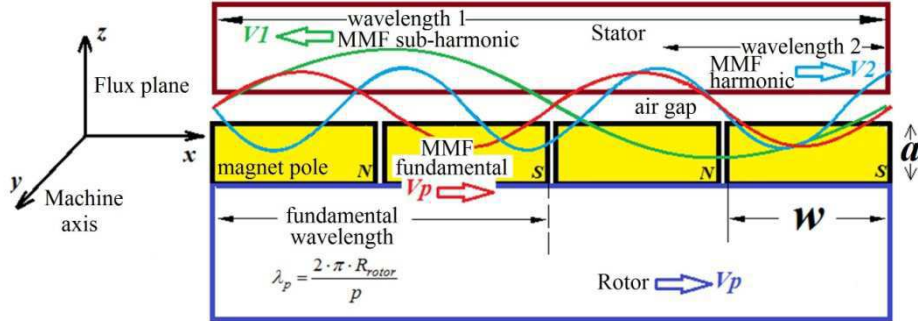
$$(B_\nu(t, \theta))_{ef} = (B_\nu)_{ef} \cos\left(\frac{2\pi}{T_e}t - \nu \cdot \theta\right)$$

$(B_\nu(t, \theta))_{ef}$: le champ magnétique dans l'entrefer résultant de l'harmonique ν de FMM ; $(B_\nu)_{ef}$: l'amplitude crête du champ magnétique tournant $(B_\nu(t, \theta))_{ef}$; T_e : la période électrique des courants statoriques appliqués ; θ : la position angulaire dans l'entrefer.

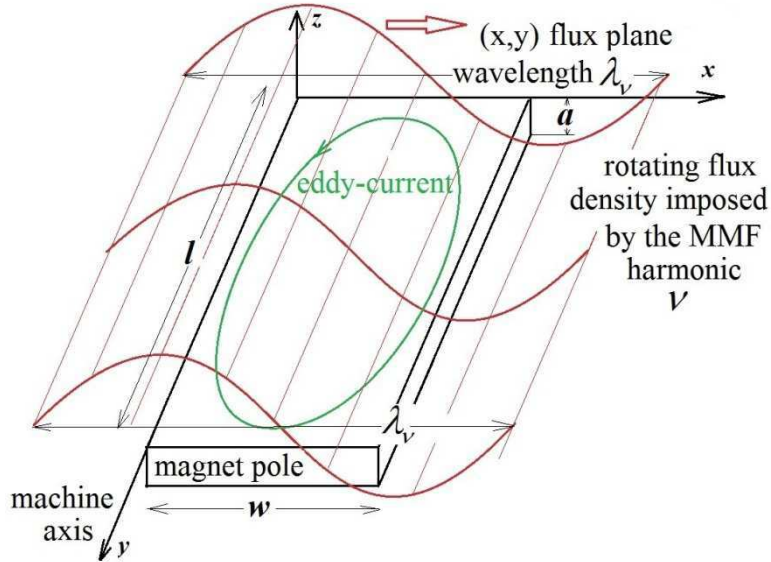
Ensuite, on peut écrire la vitesse angulaire de propagation $(\omega_\nu)_{ef}$ du champ magnétique $(B_\nu(t, \theta))_{ef}$ dans l'entrefer :

$$(\omega_v)_{ef} = \frac{2\pi}{v \cdot T_e} \quad \text{et donc:} \quad (\omega_p)_{ef} = \frac{2\pi}{p \cdot T_e} \quad \text{et} \quad \frac{(\omega_p)_{ef}}{(\omega_v)_{ef}} = \frac{v}{p}$$

$(\omega_p)_{ef}$: la vitesse angulaire de propagation dans l'entrefer du champ magnétique résultant de l'harmonique fondamental de FMM.



(a) : exemple représentatif des harmoniques d'espace de FMM dans l'entrefer pour une machine à flux radial à aimants surfaciques



(b) : ligne de champ d'un courant induit dans un pôle d'aimant à cause d'un des harmoniques parasites de FMM
Figure 2-7 les harmoniques spatiaux de FMM appliqués sur un pôle dans une machine à aimants

Comme le champ fondamental est synchrone avec le rotor, la vitesse angulaire relative $(\omega_v)_r$ de l'onde $(B_v(t, \theta))_{ef}$ par rapport au rotor peut être calculée :

$$(\omega_v)_r = |(\omega_p)_{ef} - \text{sgn} \cdot (\omega_v)_{ef}| = (\omega_v)_{ef} \left| \frac{(\omega_p)_{ef}}{(\omega_v)_{ef}} - \text{sgn} \right| = (\omega_v)_{ef} \left| \frac{v}{p} - \text{sgn} \right|$$

$\text{sgn} = \pm 1$: le signe de rotation de l'harmonique v ($\text{sgn} = -1 \Leftrightarrow$ sens de rotation inverse du rotor).

Finalement, en considérant un point attaché au pôle d'aimant dans le rotor, la fréquence du champ magnétique imposé par l'harmonique tournant v de FMM peut s'exprimer comme dans [72] par :

$$f_{B_v} = \frac{(\omega_v)_r}{l'angle \text{ d'onde } v} = \frac{(\omega_v)_r}{\frac{2\pi}{v}} = \frac{(\omega_v)_{ef}}{\frac{2\pi}{v}} \left| \frac{v}{p} - \text{sgn} \right| = \frac{1}{T_e} \left| \frac{v}{p} - \text{sgn} \right| \Rightarrow f_{B_v} = f_{rotor} \cdot p \cdot \left| \frac{v}{p} - \text{sgn} \right| \quad (2-26)$$

$f_{B\nu}$: la fréquence du champ magnétique imposé par l'harmonique ν de FMM dans un point de rotor ; f_{rotor} : la fréquence de rotation du rotor (tour/sec).

Dans les machines avec aimants surfaciques (SPM), les mêmes distributions tournantes de champ magnétique imposées par les harmoniques de FMM dans l'entrefer, sont aussi appliquées directement sur les blocs d'aimants. Par conséquent, les aimants voient ces distributions avec presque les mêmes longueurs d'ondes calculées dans l'entrefer par l'équation (2-25) (voir la Figure 2-7 (b)). Par contre, dans le cas d'aimants enterrés dans le rotor (IPM), les longueurs d'ondes de la distribution de flux appliquée sur les aimants sont multipliées par certain ratio dû à la « concentration de flux ».

Un des points forts dans cette étude est qu'elle tient compte de l'effet d'interaction entre la longueur d'onde λ_ν des harmoniques de FMM et la dimension d'un pôle d'aimant qui se situe dans le plan de flux, perpendiculaire aux lignes de champ (la largeur w dans la Figure 2-7), sachant que les pôles d'aimants sont considérés comme des blocs électriquement isolés (ce qui est habituellement vrai dans les machines électriques).

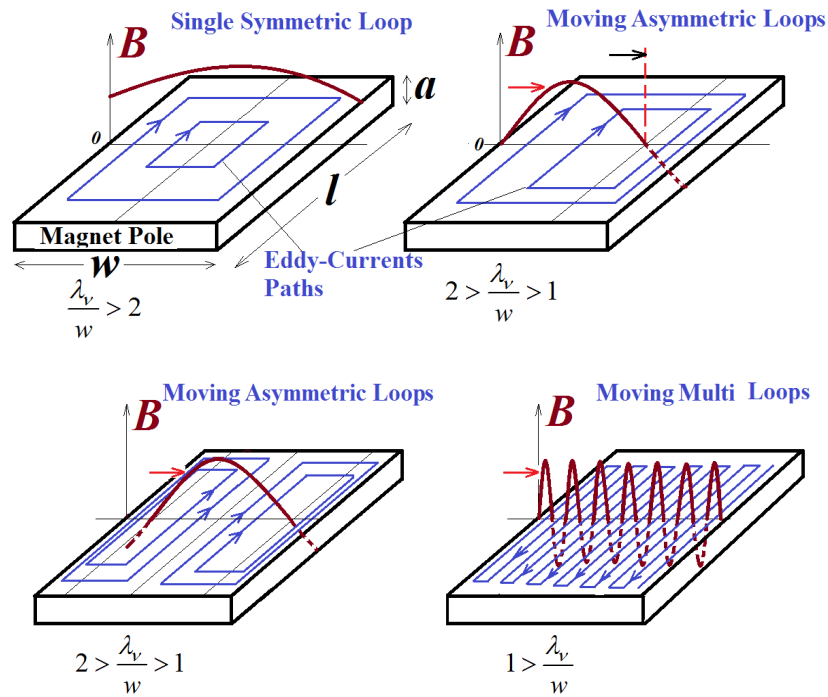


Figure 2-8 les configurations différentes de trajectoires prises par les courants induits résultats de l'harmonique ν de FMM selon la longueur d'onde λ_ν et la largeur w d'un pôle d'aimant

2.2.5 Modèle analytique des pertes volumiques moyennes par courants induits dans les aimants de rotor

Dans ce paragraphe, des configurations de circuits des courants induits dans les aimants sont d'abord présentées. Ces configurations diffèrent selon l'interaction entre les harmoniques de FMM et les dimensions d'un pôle rotorique. Ensuite, les pertes Joule générées par ces courants induits sont calculées pour chaque configuration. Il est mis en évidence pour chaque harmonique des effets de seuil dans l'évolution des pertes. Afin de simplifier le calcul du modèle des pertes, certaines hypothèses sont imposées :

- H(1): les pertes dans les aimants, dues à l'hystérésis et aux variations de champ induites par les dents statoriques, sont négligées ;
- H(2): les pertes totales sont la somme des pertes générées par chaque distribution sinusoïdale tournante de champ magnétique $(B_\nu(t, \theta))_e$ avec la longueur d'onde λ_ν résultante de l'harmonique parasite spatial ν de FMM;
- H(3): la variation de champ magnétique selon la longueur l (axiale) et l'épaisseur a d'un pôle d'aimant est négligée ;
- H(4): La saturation des tôles magnétiques et l'effet de peau ne sont pas pris en compte.

Afin d'utiliser le modèle pour comparer les pertes d'aimants entre les différentes structures, les pertes volumiques sont calculées ($P_{vol} = \text{Pertes d'aimants} / \text{Volume d'aimants}$).

On répertorie quatre situations différentes relatives à l'interaction entre un harmonique ν de FMM et un pôle d'aimant avec une largeur w . Ces situations sont illustrées dans la Figure 2-8 qui représente la configuration des trajectoires prises par les courants induits dans un pôle d'aimant. Elle montre comment cette configuration dépend du ratio entre la longueur d'onde λ_ν de l'harmonique parasite de FMM qui provoque ces courants et la largeur de ce pôle w . Le calcul associé à chaque configuration des courants induits, est développé dans les quatre paragraphes suivants.

(A). Cas avec $\frac{\lambda_\nu}{w} > 2$

Si la longueur d'onde λ_ν de la distribution de champ magnétique, résultante de l'harmonique parasite ν de FMM, est plus grande que deux fois la largeur d'aimant, le déphasage du champ magnétique entre deux points situés sur la largeur de l'aimant, est toujours inférieur à 180° . Par conséquent, les densités de courant induit, traversant le plan (largeur w , épaisseur a) d'aimant ont un déphasage inférieur à 180° . Néanmoins, le fait que les blocs d'aimants soient électriquement isolés, force le courant induit à reboucler en formant une seule boucle symétrique (car le courant qui sort du plan est le même qui entre), comme il est montré dans la Figure 2-9 (a). Afin de valider les configurations supposées des trajectoires suivies par les courants induits dans les aimants, des modèles 2D éléments finis semblables à des machines avec aimants surfaciques (SPM) sont construits. Dans ces modèles un courant constant, injecté dans le cadre d'une certaine topologie d'enroulements statoriques, permet la création d'une force magnétomotrice (FMM) dans l'entrefer avec un seul harmonique spatial dominant et constant dans le temps, tandis que la vitesse relative d'aimants selon cet harmonique est assurée grâce à la rotation du rotor à une vitesse constante. Comme des modèles 2D sont utilisés, l'effet de rebouclage de courant induit, dans chaque bloc d'aimant, doit être pris en compte en imposant une densité moyenne de courant égale à zéro

$$\iint_{2D \text{ magnet surface}} J(x, z) dx dz = 0$$

Le résultat de la simulation par éléments finis lorsque $\lambda_\nu/w > 2$ est illustré sur la Figure 2-9 (b), où on peut observer un seul mode symétrique avec une boucle unique de courant induit qui évolue dans le temps. En outre, un autre instant de temps avec courants induits égaux à zéro (et par conséquent pertes nuls) peuvent être remarqués dans la partie en bas à droite de cette figure. Le flux

magnétique capté par une trajectoire élémentaire (voir la Figure 2-9 (a)) de courant induit peut être écrit:

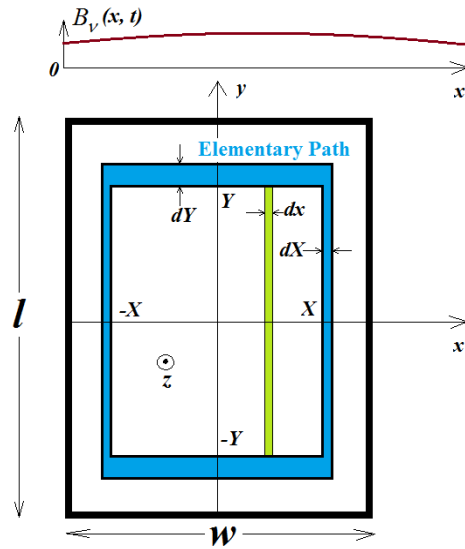
$$\Phi_e = \int_{-X}^X B_v(x,t) \cdot ds \quad \text{avec :}$$

$$ds = 2 \cdot \alpha \cdot X \cdot dx \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{Y}{X} = \frac{l}{w}$$

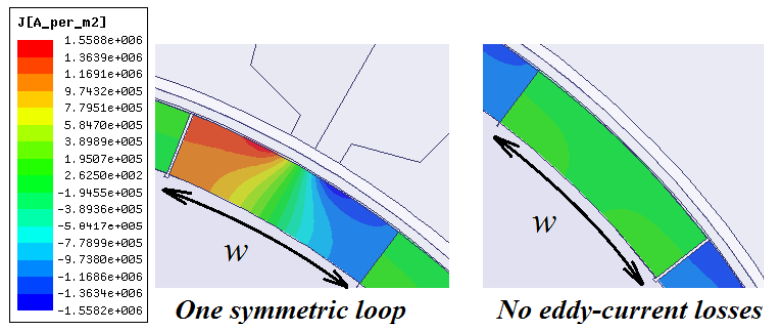
$$B_v(x,t) = B_v \cdot \sin(\omega_v t + \frac{2\pi}{\lambda_v} x), \quad \omega_v = 2 \cdot \pi \cdot f_{B_v} \Rightarrow$$

$$\Phi_e(X,t) = \frac{2 \cdot \alpha \cdot X \cdot B_v \cdot \lambda_v}{\pi} \sin(\frac{2\pi}{\lambda_v} X) \sin(\omega_v \cdot t)$$

Φ_e : Flux magnétique capté par une trajectoire élémentaire ; B_v : amplitude crête de champ magnétique résultant de l'harmonique v de FMM dans les aimants ; ω_v : pulsation le du champ magnétique imposé par l'harmonique v de FMM dans les aimants ; l : longueur du pôle d'aimant ; w : largeur du pôle d'aimant.



(a) : la configuration de trajectoire élémentaire de courants induits



(b) : Modèles 2D en éléments finis pour vérifier la distribution de densité de courants induits dans les aimants

Figure 2-9 Les configurations de courants induits lorsque $\lambda_v/w > 2$

La résistance électrique d'une trajectoire élémentaire suivie par le courant induit dans l'aimant peut être calculée :

$$R_e = \rho \frac{4Y}{a \cdot dX} + \rho \frac{4X}{a \cdot dY} = \frac{4 \cdot \rho \cdot X (\alpha^2 + 1)}{a \cdot \alpha \cdot dX}$$

ρ : Résistivité électrique du matériau d'aimant ; a : épaisseur d'un pôle d'aimant.

Ensuite, les pertes Joule, dans une trajectoire élémentaire de courant induit, peuvent être calculées par:

$$dP_e = \frac{\left(\frac{\partial \Phi_e(X,t)}{\partial t}\right)^2}{R_e}$$

$$dP_e = \frac{\alpha^3 \cdot a \cdot B_v^2 \cdot \omega_v^2 \cdot \lambda_v^2 \cdot X}{\pi^2 \rho (\alpha^2 + 1)} \times \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_v} X\right) \cdot \cos^2(\omega_v t) dX \quad (2-27)$$

Le facteur $\cos^2(\omega_v t)$ dans l'équation précédente ne dépend pas de X , ce qui signifie que sur une période temporelle $T_{Bv} = 1/f_{Bv} = 2\pi/\omega_v$, les pertes Joule (dP_e) dans toutes les trajectoires élémentaires s'annulent toujours aux mêmes instants ($t_0 = \frac{1+2 \cdot k}{4} \cdot T_{Bv} : k \in \mathbb{N}$). Cela justifie pourquoi dans le cas avec $\lambda_v/w > 2$, les pertes dynamiques totales dans un pôle d'aimant passent par zéro dans les instants t_0 précédents. Ce fait peut être remarqué dans la Figure 2-9 (b) (à droite) qui montre un pôle d'aimant avec une densité nulle des courants induits dans l'un des instants t_0 . Il apparait également que la période temporelle de la puissance est moitié de celle du champ ($\cos^2(\omega_v \cdot t) = 0.5 + 0.5 \cdot \cos(2 \cdot \omega_v \cdot t)$). Par conséquent la valeur moyenne des pertes Joule dans une trajectoire élémentaire sera :

$$\langle dP_e \rangle = \frac{2}{T_{Bv}} \int_0^{\frac{T_{Bv}}{2}} (dP_e) dt = \frac{\alpha^3 \cdot a \cdot B_v^2 \cdot \omega_v^2 \cdot \lambda_v^2}{2 \cdot \pi^2 \rho \cdot (\alpha^2 + 1)} \cdot X \cdot \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_v} X\right) dX$$

Enfin, les pertes volumiques dans les aimants causées par un harmonique parasite de FMM de la fréquence spatiale ν sont calculées dans le cas (A) par :

$$[(P_{vol})_\nu]_a = \frac{\int_0^{\frac{w}{2}} \langle dP_e \rangle}{\text{magnet pole volume}} = \frac{\int_0^{\frac{w}{2}} \langle dP_e \rangle}{a \cdot \alpha \cdot w^2}$$

$$[(P_{vol})_\nu]_a = \frac{\alpha^2 B_v^2 \omega_v^2}{2 \cdot \pi^2 \rho (\alpha^2 + 1)} \times \left[\frac{\lambda_v^2}{16} + \frac{\lambda_v^4}{32 \cdot \pi^2 w^2} (1 - \cos(\frac{2\pi}{\lambda_v} w)) - \frac{\lambda_v^3}{16 \cdot \pi \cdot w} \sin(\frac{2\pi}{\lambda_v} w) \right] \quad (2-28)$$

(B). Cas avec $1 < \frac{\lambda_v}{w} < 2$

Dans ce cas, les trajectoires des courants induits prennent une forme de boucles variables asymétriques où leurs centres se déplacent sur toute la largeur d'aimant avec la même vitesse relative que l'harmonique ν (voir la Figure 2-7). Cette situation variable est le résultat d'un déphasage supérieur à 180° en densité de courant induit suivant la largeur d'aimant. Deux situations symétriques sont atteintes alors que les courants induits sont en train de modifier leurs trajectoires asymétriques. De plus, les deux situations symétriques représentent deux limites extrêmes (maximum, minimum) pour les pertes d'aimants qui varient entre ces deux limites sans s'annuler. Ces limites peuvent être

remarquées dans la Figure 2-10 (d) qui trace les pertes dynamiques calculées en fonction de temps grâce au modèle 2D en éléments finis.

Comme le calcul des pertes, en tenant compte de toutes les situations asymétriques, est compliqué, seulement deux modèles de trajectoires de courant induit qui représentent les deux situations symétriques sont calculées. Ensuite, les pertes totales d'aimants seront considérées égales à la valeur moyenne des pertes instantanées dans ces deux situations limites.

La Figure 2-10 (a), (b) représente les deux cas symétriques des boucles de courant induit lorsque $1 < \lambda_v / w < 2$. Dans la première situation symétrique, le calcul des pertes est le même que dans le cas $\lambda_v / w > 2$, où le modèle d'une seule boucle symétrique de courant induit est toujours valable. Cette situation est produite par deux régions identiques de densité de courant induit, mais avec des directions opposées. Cependant, dans le cas $1 < \lambda_v / w < 2$ ce modèle n'est pas valable à n'importe quel instant de temps, mais seulement lorsque $\omega_v t = \pi \cdot k : k \in \mathbb{N}$ (voir la Figure 2-10 (a)). Ainsi, en utilisant l'équation (2-27), la valeur instantanée des pertes Joule, dans une trajectoire élémentaire en passant par la situation d'une boucle symétrique, peut être calculée :

$$dP_e = \frac{\alpha^3 \cdot a \cdot B_v^2 \cdot \omega_v^2 \cdot \lambda_v^2 \cdot X}{\pi^2 \rho (\alpha^2 + 1)} \times \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_v} X\right) dX$$

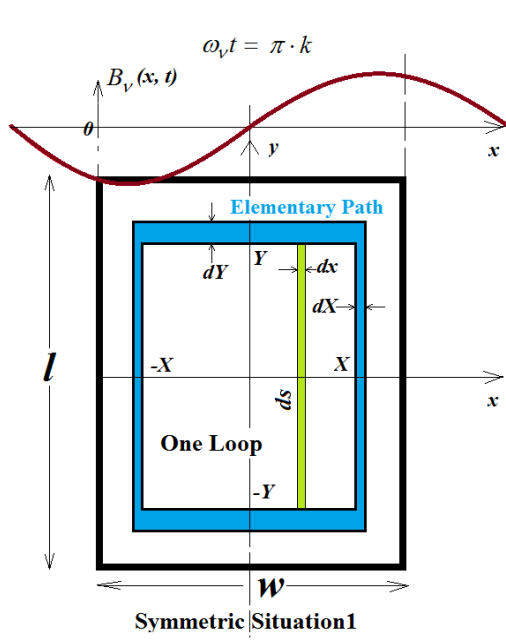
Ensuite, les pertes volumiques instantanées dans la première situation symétrique du cas **(B)** deviennent:

$$[(P_{vol})_v]_b)_{S1} = \frac{\alpha^2 B_v^2 \omega_v^2}{2 \cdot \pi^2 \rho (\alpha^2 + 1)} \times \left[\frac{\lambda_v^2}{8} + \frac{\lambda_v^4}{16 \cdot \pi^2 w^2} (1 - \cos(\frac{2\pi}{\lambda_v} w)) - \frac{\lambda_v^3}{8 \cdot \pi \cdot w} \sin(\frac{2\pi}{\lambda_v} w) \right] \quad (2-29)$$

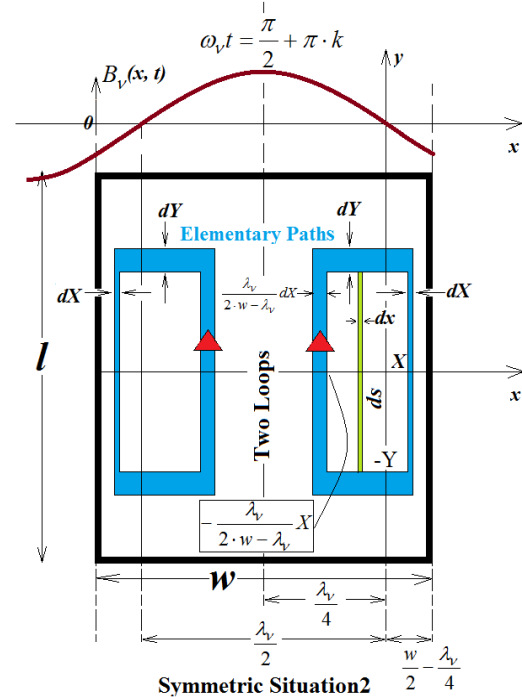
La deuxième situation symétrique prend une forme de deux boucles de courant induit asymétriques (par rapport à leurs centres). Chaque boucle est produite par deux zones de largeurs différentes et de directions opposées de densité de courant induit. Par conséquent, chaque trajectoire élémentaire dans une boucle est représentée avec deux côtés asymétriques. Le côté large (voie d'aller) est proportionnel à la largeur de la zone du champ magnétique positif, tandis que le côté étroit (voie de retour) est proportionnel à la zone étroite négative (voir la Figure 2-10 (b)).

Le côté étroit de la boucle se trouve au bord de pôle d'aimant avec une largeur $w/2 - \lambda_v/4$, alors que le côté épais se situe au milieu avec une largeur $\lambda_v/4$ (voir la Figure 2-10 (b)). Grâce à la symétrie de la deuxième situation, il suffit de calculer les pertes volumiques instantanées d'aimants dans une de ces deux boucles. Toutefois, les trajectoires élémentaires choisies de courant induit, doivent respecter l'asymétrie imposée par la boucle entière. La Figure 2-10 (b) représente les coordonnées de chaque trajectoire élémentaire asymétrique par rapport au centre de la boucle (qui est considéré comme le centre de coordonnées). Il peut être remarqué que le modèle d'une trajectoire élémentaire est structuré de manière à balayer la boucle asymétrique en gardant le même centre. Ainsi, lorsque $X = w/2 - \lambda_v/4$ (la plus grande trajectoire élémentaire) le côté gauche de cette trajectoire devient égal à $-\lambda_v/4$ permettant de couvrir la totalité de la boucle. Le résultat de simulation en éléments finis 2D de la répartition de densité de courants induits dans les deux situations symétriques précédents est illustré dans la Figure 2-10 (c).

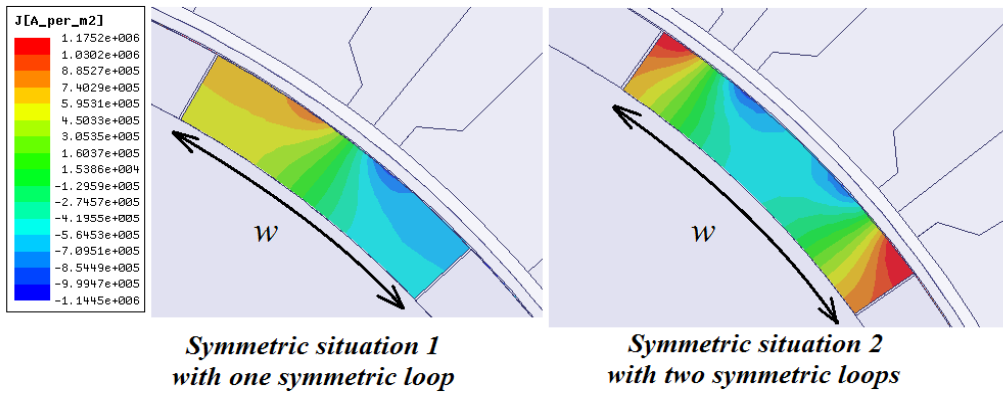
Après avoir déplacé le centre de coordonnées vers le centre de la boucle à droite, le flux magnétique capté par une trajectoire élémentaire, peut être exprimé :



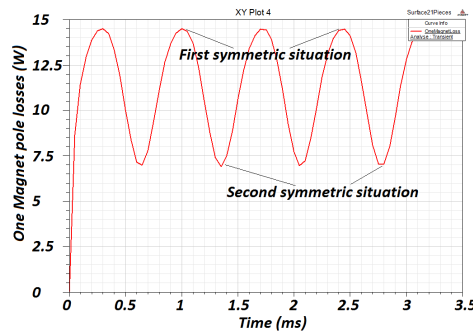
(a) : la configuration de trajectoire élémentaire pour la première situation de courants induits



(b) : la configuration de trajectoire élémentaire pour la deuxième situation de courants induits



(c) Modèles 2D en éléments finis pour vérifier la distribution de densité de courants induits dans les aimants



(d) Pertes dynamiques calculées en éléments finis (2D)

Figure 2-10 les deux situations symétriques limites pour les trajectoires de courants induits lorsque $2 > \lambda_v / w > 1$

$$\Phi_e = \int_{-\frac{\lambda_v}{2 \cdot w - \lambda_v} X}^X B_v(x, t) \cdot ds : ds = 2 \cdot \frac{2 \cdot w}{2 \cdot w - \lambda_v} \cdot \alpha \cdot X \cdot dx$$

$$B_v(x, t) = B_v \cdot \sin(\omega_v t + \frac{2\pi}{\lambda_v} x + \frac{\pi}{2}), \quad \alpha = \frac{2 \cdot w - \lambda_v}{2 \cdot w} \cdot \frac{Y}{X} = \frac{l}{w}$$

$$\Phi_e(X, t) = \frac{4 \cdot w \cdot \alpha \cdot X \cdot B_v \cdot \lambda_v}{\pi \cdot (2 \cdot w - \lambda_v)} \sin\left(\frac{2 \cdot w}{(2 \cdot w - \lambda_v) \cdot \lambda_v} \pi \cdot X\right) \times \sin\left(\omega_v \cdot t + \frac{\pi}{2} + \frac{2 \cdot (w - \lambda_v)}{(2 \cdot w - \lambda_v) \cdot \lambda_v} \pi \cdot X\right)$$

Comme le modèle présenté des courants induits est valable seulement pour la deuxième situation symétrique instantanée, les pertes doivent être calculées aux instants : $\omega_v t = \frac{\pi}{2} + \pi \cdot k : k \in N$, ce qui conduit à:

$$\left[\left(\frac{\partial \Phi_e(X, t)}{\partial t} \right)_{\omega_v t = \pi/2 + \pi \cdot k} \right]^2 = \frac{16 \cdot w^2 \cdot \alpha^2 \cdot X^2 \cdot B_v^2 \cdot \lambda_v^2 \cdot \omega_v^2}{\pi^2 \cdot (2 \cdot w - \lambda_v)^2} \times \sin^2\left(\frac{2 \cdot w}{(2 \cdot w - \lambda_v) \cdot \lambda_v} \pi \cdot X\right) \cdot \cos^2\left(\frac{2 \cdot (w - \lambda_v)}{(2 \cdot w - \lambda_v) \cdot \lambda_v} \pi \cdot X\right)$$

La résistance électrique d'une trajectoire élémentaire R_e dépend de la configuration de cette trajectoire qui varie avec le temps. Cette résistance est calculée à la deuxième situation symétrique:

$$(R_e)_{\omega_v t = \pi/2 + \pi \cdot k} = \rho \cdot \frac{2 \cdot X \cdot \frac{2 \cdot w}{2 \cdot w - \lambda_v}}{a \cdot dY} + \rho \cdot \frac{2 \cdot Y}{a \cdot dX} + \rho \cdot \frac{2 \cdot Y}{a \cdot \frac{\lambda_v}{2 \cdot w - \lambda_v} dX} \Rightarrow$$

$$(R_e)_{\omega_v t = \pi/2 + \pi \cdot k} = \rho \cdot \frac{2 \cdot X \left[1 + \frac{4 \cdot \alpha^2 \cdot w^2}{(2 \cdot w - \lambda_v) \cdot \lambda_v} \right]}{a \cdot \alpha \cdot dX}$$

Les pertes Joule instantanées dans une trajectoire élémentaire peuvent être à présent déduites:

$$dP_e = \left(\frac{\partial \Phi_e(X, t)}{\partial t} \right)_{\omega_v t = \pi/2 + \pi \cdot k}^2 \cdot R_e$$

$$dP_e = \frac{2 \cdot w^2 \cdot \alpha^3 \cdot a \cdot B_v^2 \cdot \lambda_v^2 \cdot \omega_v^2}{\rho \cdot \pi^2 \cdot (2 \cdot w - \lambda_v)^2 \cdot (1 + \frac{4 \cdot \alpha^2 \cdot w^2}{(2 \cdot w - \lambda_v) \cdot \lambda_v})} \times X \cdot \left[\sin\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot X}{\lambda_v}\right) + \sin\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot X}{2 \cdot w - \lambda_v}\right) \right]^2 \cdot dX$$

Ensuite, les pertes volumiques d'aimants générées pour la deuxième situation symétrique du cas **(B)** sont calculées:

$$[(P_{vol})_v]_{S2} = \frac{\int_0^{\frac{w}{2} \cdot \frac{\lambda_v}{4}} dP_e}{\text{Volumed'un pole d'aimant}} = \frac{\int_0^{\frac{w}{2} \cdot \frac{\lambda_v}{4}} dP_e}{a \cdot \alpha \cdot \frac{w^2}{2}}$$

$$\begin{aligned}
 ([P_{vol}]_v)_b)_{S2} = & \frac{\frac{4 \cdot w^2 \cdot \alpha^2}{(2 \cdot w - \lambda_v) \cdot \lambda_v} \cdot B_v^2 \cdot \omega_v^2}{2 \cdot \rho \cdot \pi^2 \cdot (1 + \frac{4 \cdot w^2 \cdot \alpha^2}{(2 \cdot w - \lambda_v) \cdot \lambda_v})} \times \left[\frac{(2 \cdot w - \lambda_v) \cdot \lambda_v^3}{16 \cdot w^2} \cdot \left(1 + \frac{2}{\pi^2} + \frac{2 \cdot \lambda_v^2}{\pi^2} \cdot \left(\frac{1}{w^2} - \frac{1}{(w - \lambda_v)^2} \right) \right) \right. \\
 & + \frac{\lambda_v^4}{16 \cdot \pi \cdot w^2} \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot w \cdot \pi}{\lambda_v}\right) + \frac{\lambda_v^5}{8 \cdot \pi^2 \cdot w^2 \cdot (2 \cdot w - \lambda_v)} (1 + \cos(\frac{2 \cdot w \cdot \pi}{\lambda_v})) - \frac{(2 \cdot w - \lambda_v)^2 \cdot \lambda_v^4}{8 \cdot \pi \cdot w^3 (w - \lambda_v)} \cdot \sin(\frac{w \cdot \pi}{\lambda_v}) \\
 & \left. - \frac{(2 \cdot w - \lambda_v) \cdot (2w^2 - \lambda_v \cdot (2 \cdot w - \lambda_v)) \cdot \lambda_v^5}{8 \cdot \pi^2 \cdot w^4 (w - \lambda_v)^2} \cdot \cos(\frac{w \cdot \pi}{\lambda_v}) \right] \quad (2-30)
 \end{aligned}$$

Enfin, la valeur moyenne des pertes volumiques d'aimants dans le cas **(B)** peut être obtenue en utilisant les équations (2-29) et (2-30):

$$[P_{vol}]_v)_b = \frac{([P_{vol}]_v)_b)_{S1} + ([P_{vol}]_v)_b)_{S2}}{2} \quad (2-31)$$

(C). Cas avec $1 > \frac{\lambda_v}{w} > \frac{2}{3}$

Ce cas, comme le précédent, est basé sur des configurations variables de courant induit, formant des boucles symétriques et asymétriques. Cependant, une situation avec trois boucles peut avoir lieu dans le cas **(C)** comme il est illustré dans la Figure 2-11 (a). Cette différence par rapport aux cas précédents conduit à d'autres situations symétriques représentant d'autres valeurs minimale et maximale de pertes d'aimants. On peut remarquer dans la Figure 2-11 (a) que la première situation est composée de trois boucles symétriques. Ainsi, l'équation (2-29) peut être appliquée sur la boucle au milieu après le remplacement de w par $w - \lambda_v$ et sur les deux boucles extérieures après le remplacement de w par $2 \cdot \lambda_v - w$.

$$\begin{aligned}
 [P_{vol}]_v)_{ExternalLoop} &= ([P_{vol}(w - \lambda_v)]_v)_b)_{S1} \\
 [P_{vol}]_v)_{MiddleLoop} &= ([P_{vol}(2 \cdot \lambda_v - w)]_v)_b)_{S1}
 \end{aligned}$$

En conséquence, les pertes volumiques instantanées d'aimants dans la première situation symétrique du cas **(C)** peuvent être déduites:

$$([P_{vol}]_v)_c)_{S1} = \frac{2 \times (w - \lambda_v) \times [P_{vol}]_v)_{ExternalLoop}}{w} + \frac{(2 \cdot \lambda_v - w) \times [P_{vol}]_v)_{MiddleLoop}}{w} \quad (2-32)$$

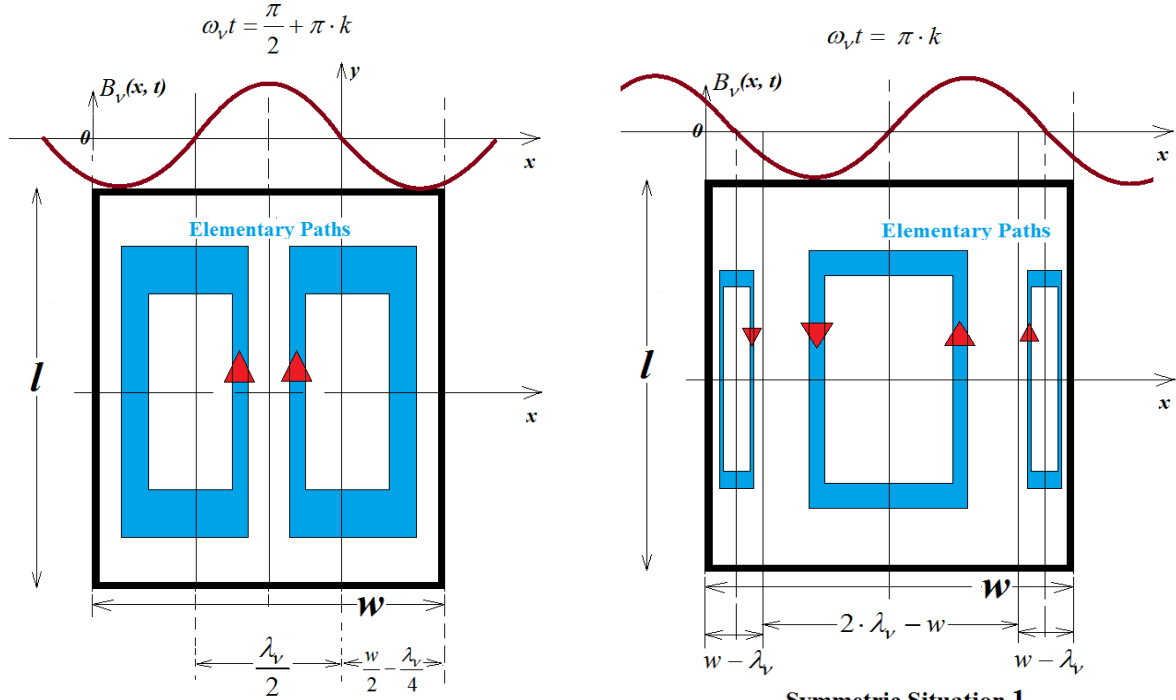
La deuxième situation symétrique du cas **(C)** est formée par deux boucles similaires mais asymétriques (par rapport à leurs centres) de la même manière que dans la deuxième situation du cas **(B)** (voir la Figure 2-11 (b)). Par conséquent, l'équation (2-30) peut être directement appliquée afin d'obtenir les pertes volumiques instantanées d'aimants dans la deuxième situation symétrique du cas **(C)**.

$$([P_{vol}]_v)_c)_{S2} = ([P_{vol}]_v)_b)_{S2} \quad (2-33)$$

Enfin, la valeur moyenne des pertes volumiques d'aimants dans le cas **(C)** peut être identifiée en utilisant les équations (2-32) et (2-33):

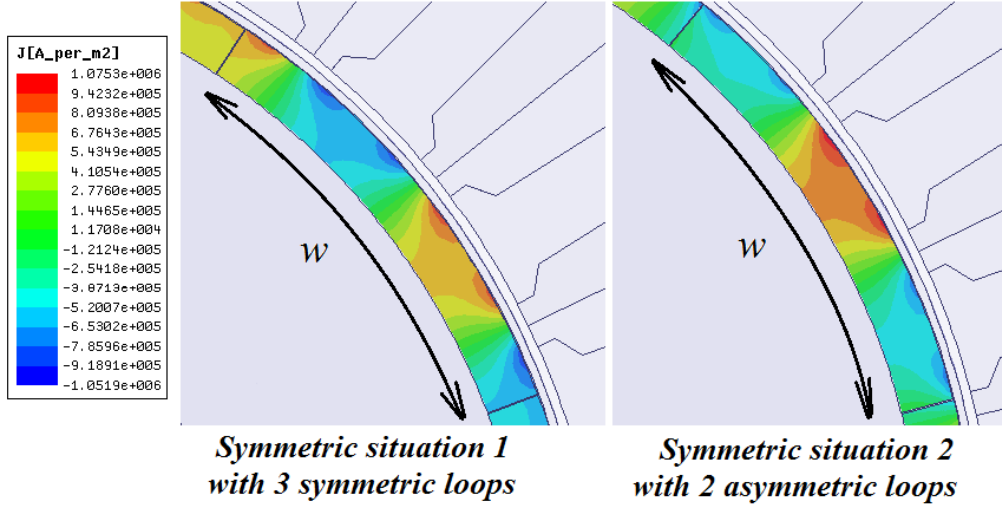
$$[(P_{vol})_v]_c = \frac{([(P_{vol})_v]_c)_{S1} + ([P_{vol})_v]_c)_{S2}}{2} \quad (2-34)$$

Les configurations du cas (C) sont aussi validées en utilisant une simulation en éléments finis 2D de la distribution de densité des courants induits, où elle indique la présence des deux situations symétriques précédentes (voir la Figure 2-11 (c)).



(b) : la configuration de trajectoire élémentaire pour la deuxième situation de courants induits

(a) : la configuration de trajectoire élémentaire pour la première situation de courants induits



(c) : Des modèles 2D en éléments finis pour vérifier la distribution de densité de courants induits dans les aimants

Figure 2-11 les deux situations symétriques limites pour les trajectoires de courants induits lorsque $1 > \lambda_v / w > 2/3$

(D). Cas avec $\frac{\lambda_v}{w} < \frac{2}{3}$

Lorsque la largeur du pôle d'aimant devient largement plus grande que la longueur d'onde λ_v , de nouvelles boucles variables de courant induit se forment. Comme chaque boucle ajoutée génère

localement autant de pertes Joule que les autres boucles, l'influence de la largeur d'aimant sur les pertes volumiques totales devient négligeable lorsque cette largeur est beaucoup plus grande que la longueur d'onde $\lambda_v/w \ll 1$. Par conséquent, il n'y a pas besoin de tenir compte de toutes les configurations possibles de courants induits. Mais la largeur d'aimant peut être divisée en n parties où la largeur de chaque partie est égale à $\frac{3}{2}\lambda_v$, alors que le reste est égale à $w - n \cdot \frac{3}{2}\lambda_v$. Ensuite, les pertes volumiques d'aimants sont calculées dans ces n parties en utilisant les équations (2-30), (2-32), (2-33), et (2-34) après le remplacement de w par $3 \cdot \lambda_v/2$:

$$[(P_{vol})_v]_d)_{Part} = \frac{[(P_{vol}(w = \lambda_v/2))_v]_{S1} + [(P_{vol}(w = 3\lambda_v/2))_v]_{S2}}{2}$$

Le reste du pôle d'aimant $w' = w - n \cdot \frac{3}{2}\lambda_v$ peut être traité comme un bloc indépendant d'aimant avec une largeur w' qui réalise : $0 < w' < 3\lambda_v/2$. Donc, le calcul des pertes volumiques dans cette partie restante, est inclus dans un des cas précédents (A), (B), (C).

En résumé, l'ensemble des sous modèles déduits dans les différents cas de configurations de courants induits (A), (B), (C), et (D) représente un modèle de pertes volumiques dans les aimants liées à l'harmonique V de FMM :

$$[(P_{vol})_v] = \begin{cases} \text{if } \frac{\lambda_v}{w'} > 2: & \frac{w' \cdot [(P_{vol}(w'))_v]_a + n \cdot \frac{3}{2} \cdot \lambda_v \cdot [(P_{vol})_v]_d)_{Part}}{w} \\ \text{if } 2 > \frac{\lambda_v}{w'} > 1: & \frac{w' \cdot [(P_{vol}(w'))_v]_b + n \cdot \frac{3}{2} \cdot \lambda_v \cdot [(P_{vol})_v]_d)_{Part}}{w} \\ \text{if } 1 > \frac{\lambda_v}{w'} > \frac{2}{3}: & \frac{w' \cdot [(P_{vol}(w'))_v]_c + n \cdot \frac{3}{2} \cdot \lambda_v \cdot [(P_{vol})_v]_d)_{Part}}{w} \end{cases} \quad (2-35)$$

Où :

$$\begin{cases} n = w \operatorname{div}(\frac{3}{2}\lambda_v) \\ w' = w - n \cdot \frac{3}{2}\lambda_v \end{cases}$$

En observant les équations précédentes, on peut remarquer que la longueur du pôle d'aimant l peut également influencer les pertes volumiques en apparaissant dans toutes les équations par le rapport $\alpha = l/w$. Néanmoins, dans les équations (2-28), (2-29) le facteur $\alpha^2/(\alpha^2 + 1)$ est presque égal à 1 lorsque $\alpha \gg 1$. La même remarque peut être formulée pour l'équation (2-30) où, au lieu du facteur α on trouve le facteur $\alpha' = \frac{2 \cdot w}{\sqrt{(2 \cdot w - \lambda_v) \cdot \lambda_v}} \cdot \alpha$ avec $\alpha' > \alpha$ dans les plage correspondantes de

$$\frac{\lambda_v}{w}.$$

Par conséquent, la longueur du pôle d'aimant n'a aucun effet sur le niveau des pertes volumiques lorsqu'il est long par rapport à la largeur (par exemple : si $\alpha = \frac{l}{w} > 4 \Rightarrow \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + 1} > 0.94$). En général cela est le cas dans la plupart des machines électriques (PM) avec aimants non segmentés (dans le sens de la longueur). La longueur du pôle d'aimant (longueur de la machine) est alors beaucoup plus grande que la largeur de ce pôle.

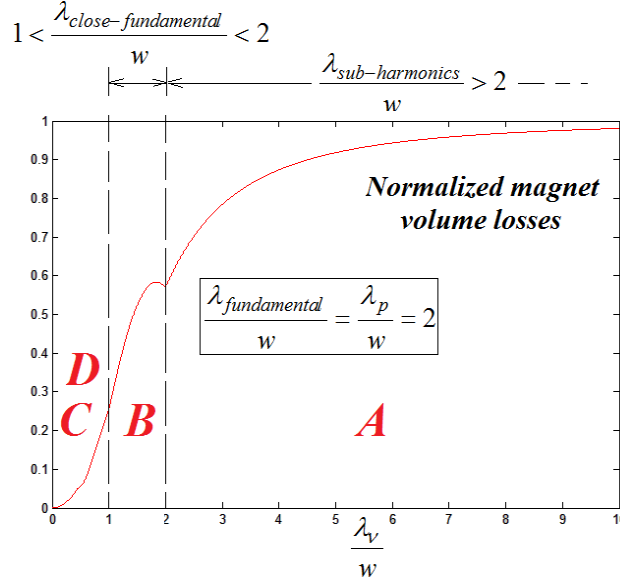


Figure 2-12 Selon le modèle analytique développé, les pertes volumiques normalisées dans les aimants en fonction de λ_v / w dans une structure avec des aimants surfaciques (SPM)

En tenant compte de l'approximation précédente et en appliquant l'équation globale (2-35) sur une structure à aimants surfaciques (SPM), les pertes volumiques d'aimants sont tracées dans la Figure 2-12 en fonction du ratio λ_v / w . On peut constater d'après cette figure, que les harmoniques parasites de FMM dont la longueur d'onde est relativement longue par rapport à w , produisent plus de pertes que les autres harmoniques. Cela explique pourquoi les sous harmoniques et les harmoniques proches du fondamental influent fortement sur les pertes volumiques d'aimants.

Dans la Figure 2-12 on peut constater que les pertes volumiques d'aimants ne dépendent plus du ratio $\frac{\lambda_v}{w}$ lorsque $\frac{\lambda_v}{w} \gg 1$. Ce cas particulier de pertes est traité dans [76]-[77] où une distribution homogène de champ magnétique est appliquée sur le pôle d'aimant (pas d'harmoniques spatiaux). Le résultat trouvé dans [76]-[77] peut être déduit du modèle développé en faisant $\frac{\lambda_v}{w} \rightarrow \infty$ dans l'équation (2-28):

$$\frac{\lambda_v}{w} \rightarrow \infty \Rightarrow P_{\text{vol}} \rightarrow \frac{B^2 \omega^2}{32 \rho} \times \frac{w^2}{(1 + w^2/l^2)}$$

En supposant l'additivité des pertes résultantes de toutes les distributions sinusoïdales tournantes de champ magnétique imposées par les différents harmoniques spatiaux de FMM, un modèle analytique général de pertes volumiques d'aimants peut être écrit utilisant les équations (2-26) et (2-35):

$$P_{vol} = \sum_{v \in ((MMF)_{spectrum})} [(P_{vol})_v] \quad \text{et} \quad \omega_v = 2 \cdot \pi \cdot f_{Bv} = 2 \cdot \pi \cdot f_{rotor} p \left| \frac{v}{p} - \text{sgn} \right| \quad (2-36)$$

2.2.6 Classification de combinaisons Encoches/Pôles de 3, 5 et 7-phases selon le niveau de pertes dans leurs aimants

Dans ce paragraphe, le modèle analytique (2-36) est utilisé pour comparer les différentes combinaisons Encoches/Pôles de machines à bobinage concentré selon leur niveau de pertes volumiques dans les aimants. Les structures étudiées comprennent 3, 5 et 7 phases machines ce qui élargit le nombre de configurations comparées et permettra d'examiner l'effet du nombre de phases sur les pertes d'aimants [68]-[70]. Le modèle des pertes d'aimants est appliqué uniquement sur les combinaisons utiles (étudiées dans le paragraphe 2.1.3) c'est-à-dire dont la topologie d'enroulements fournit des facteurs de bobinage élevés (fondamental ou troisième en cas de machines avec 5 et 7 phases [20]-[23]).

Afin d'effectuer cette comparaison, plusieurs hypothèses sont imposées:

- Toutes les combinaisons sont fournies avec un montage d'aimants surfaciques installés sur le même rotor d'une machine à flux radial. Par conséquent, les longueurs d'onde d'harmoniques parasites de FMM, nécessaires pour le modèle analytique, peuvent être obtenues directement en appliquant l'équation (2-36) sur le spectre spatial de FMM dans l'entrefer. Le choix d'aimants surfaciques permet d'examiner l'interaction directe entre les topologies de bobinage et les pôles d'aimant, en évitant l'effet de topologie rotorique sur les pertes d'aimants. Ainsi avec un rotor à aimants enterrés, l'implantation spatiale des aimants peut aussi jouer un rôle important sur ces pertes comme on le verra dans le paragraphe 3.2.3.1.
- La longueur d'un pôle d'aimant dans les machines étudiées est relativement grande par rapport sa largeur (ce qui est généralement le cas, sauf si les structures sont très courtes ou les aimants sont segmentés). Cette hypothèse permet de remplacer $\frac{\alpha^2}{\alpha^2 + 1}$ et $\frac{\alpha'^2}{\alpha'^2 + 1}$ par la valeur 1 dans les équations de modèle analytique comme il est montré dans le paragraphe précédent.
- Toutes les configurations comparées ont la même culasse rotorique. Cette dernière peut également avoir certaine influence sur les pertes volumiques d'aimants [78].
- Comme les machines fictives secondaires ne sont pas capables avec un rotor classique de fournir un couple conséquent (paragraphe 2.1.2), seule l'harmonique fondamentale de courant est injectée dans les combinaisons comparées. De plus, l'amplitude crête de courant est choisie afin d'assurer la même densité linéique de courant dans toutes ces combinaisons.

La dernière hypothèse ajoutée à la structure magnétique unifiée, permet aux combinaisons de produire le même couple en cas de facteurs de bobinage similaires. Cela rend la comparaison plus juste. Le but de cette étude est de comparer les pertes volumiques d'aimants liées aux différentes topologies de bobinage et non de les calculer précisément. Ainsi, pas besoin de calculer la valeur exacte du champ magnétique qui dépend de la structure ferromagnétique (rotor, stator, tôles...). On

considère que B_v est une valeur proportionnelle à l'amplitude crête (F_v) d'harmonique correspondant dans le spectre spatial de FMM (en négligeant l'effet de saturation de fer) :

$$B_v = A_{structure} \times F_v \quad (2-37)$$

F_v : L'amplitude crête d'harmonique v dans le spectre spatial de FMM ; $A_{structure}$: constante liée à la structure magnétique.

Donc, le spectre spatial de FMM est calculé pour toutes les combinaisons en utilisant leurs topologies d'enroulement. Ensuite, les pertes volumiques d'aimants sont déduites pour chaque combinaison i en utilisant le modèle analytique (2-36) :

$$(P_{vol})_{combinaison_i} = \frac{A_{structure}^2 \cdot f_{rotor}^2}{\rho} \cdot \sum_{v \in \text{spectre de } fmm_i} F_v^2 \cdot f(\lambda_v, w)$$

Comme toutes les combinaisons comparées ont la même structure magnétique, le facteur $A_{structure}^2 \cdot f_{rotor}^2 / \rho$ est le même pour toutes les combinaisons qui sont donc examinées à la même vitesse de rotor. Afin d'éliminer ce facteur, les pertes volumiques d'aimants sont normalisées par rapport aux pertes les plus faibles trouvées dans la combinaison 5-phases 25 Encoches/10 Pôles comme il est montré dans le Tableau 2-10. Dans ce tableau, trois familles de combinaisons peuvent être reconnues :

- **Famille verte** : avec de faibles pertes volumiques dans les aimants ce qui permet à ces combinaisons de fonctionner à grande vitesse sans risque de démagnétiser leurs aimants. La machine HONDA 3-phases 18/12 représente un exemple de cette famille ;
- **Famille jaune** : avec un certain niveau de pertes d'aimants qui permet aux combinaisons dans cette famille de fonctionner en toute sécurité à des vitesses moyennes comme la génératrice TOYOTA 3-phases 12/8 ;
- **Famille rouge** : avec des pertes élevées dans les aimants ce qui augmente le risque de démagnétisation en raison de l'échauffement d'aimants.

Le paragraphe 2.2.2 montre que le groupe de combinaisons dont le nombre d'encoches par pôle et par phase égale à 0.5 ($q=0.5$) ne contient pas d'harmoniques de rang fractionnaire dans le spectre de FMM ($Y=0$ dans l'équation (2-22)). Ces harmoniques fractionnaires (sous-harmoniques et proches de fondamental) sont la source principale des pertes dans les aimants rotoriques comme il est montré dans la Figure 2-12. Donc, ce n'est pas par hasard si la majorité des combinaisons de la famille verte dans le Tableau 2-10 appartiennent à ce groupe ($q=0.5$). En outre, les combinaisons 5-phases qui appartiennent au groupe précédent génèrent les pertes d'aimants les plus faibles parmi toutes les autres. Cela désigne ces combinaisons dans la suite de cette thèse, comme candidates potentielles pour l'application de vitesses élevées, tout au moins lorsqu'un seul harmonique est injecté pour le courant.

Dans le cas d'enroulement à double couche, la force magnétomotrice (FMM) est formée par deux fois plus de nombre d'enroulements que dans le cas de simple couche. Cela offre la possibilité de recréer la fonction de bobinage à simple couche afin d'amortir certains harmoniques parasites de FMM. Afin de vérifier cet effet, les pertes volumiques d'aimants sont calculées dans certaines combinaisons avec les deux types de bobinage : simple et double couche. Les résultats de Tableau 2-10 montrent que le bobinage à simple couche a un niveau élevé de pertes d'aimants en le comparant avec un bobinage à double couche.

Tableau 2-10 Pertes volumiques dans les aimants calculées en utilisant le modèle analytique développé et normalisées par rapport aux pertes en cas de la combinaison 5-phases 25/10

Pôles Encoches	4	6	8	10	12	14	16
6	68.2	-	198	-	-	-	138
9	-	30.4	62.6	73.3	87.8	-	-
12	-	-	16	75.3	30.9	-	68.1
15	-	-	-	10.2	-	22.5	25.1
18	-	-	-	-	7.11	11.9	15.1
21	-	-	-	-	-	5.23	8.4
24	-	-	-	-	-	-	4.01

Configurations 3-phases

Pôles Encoches	2	4	6	8	10	12	14	16	18
5	27.7	165	267	263	-	215	185	225	144
10	-	6.23	18.3	41.5	-	66.2	71.2	65.5	-
15	-	-	2.77	-	-	18.5	23.3	25.4	29.3
20	-	-	-	1.56	-	4.59	26.9	7.27	9.92
25	-	-	-	-	1	-	-	3.61	5.02

Configurations 5-phases

Pôles Encoches	6	8	10	12	14	16	18
7	96.3	130	-	-	-	-	-
14	3.70	8.21	15.0	24.3	-	32.3	36.1
21	-	1.56	-	3.65	-	8.1	10.83

Configurations 7-phases

Bobinage simple couche*	Bobinage double couche
*: La topologie à simple couche est utilisée uniquement lorsqu'elle donne un facteur fondamental de bobinage plus élevé que dans le cas à double couche	

2.2.7 Validation par Eléments Finis du modèle analytique de pertes dans les aimants

Afin de corroborer l'étude analytique des pertes dans les aimants présentée au paragraphe 2.2.6, des modèles 2D en éléments finis pour certaines combinaisons (Encoches/Pôles) de machines fournies avec aimants rotoriques surfaciques sont construits. Le logiciel d'éléments finis Maxwell qui permet de faire une modélisation (magnéto-dynamique) pour un système électromagnétique est choisi. Ces modèles ont la même structure magnétique avec les mêmes paramètres suivants: rayon du rotor, longueur efficace, largeur de l'entrefer, et le volume total d'aimants. La Figure 2-13 illustre les 5 structures de modèles éléments finis étudiés, où la configuration de rotor et la topologie de bobinage de stator sont clairement représentées. La forme d'encoches statoriques ne change pas entre les

différentes combinaisons. En outre, la géométrie statorique permet toujours le passage de flux sans saturation malgré le changement de nombre d'encoches.

Uniquement l'harmonique fondamental de courant est injecté dans les modèles, car le but est de comparer avec les résultats analytiques de Tableau 2-10. Afin d'assurer une comparaison équitable, la même densité linéique de courant est injectée dans tous les modèles, ce qui leur permettrait de produire le même couple électromagnétique si leurs facteurs de bobinage étaient égaux. Les spectres spatiaux de FMM résultants de différentes topologies de bobinage sont illustrés chacun à côté de sa configuration correspondante dans la Figure 2-13.

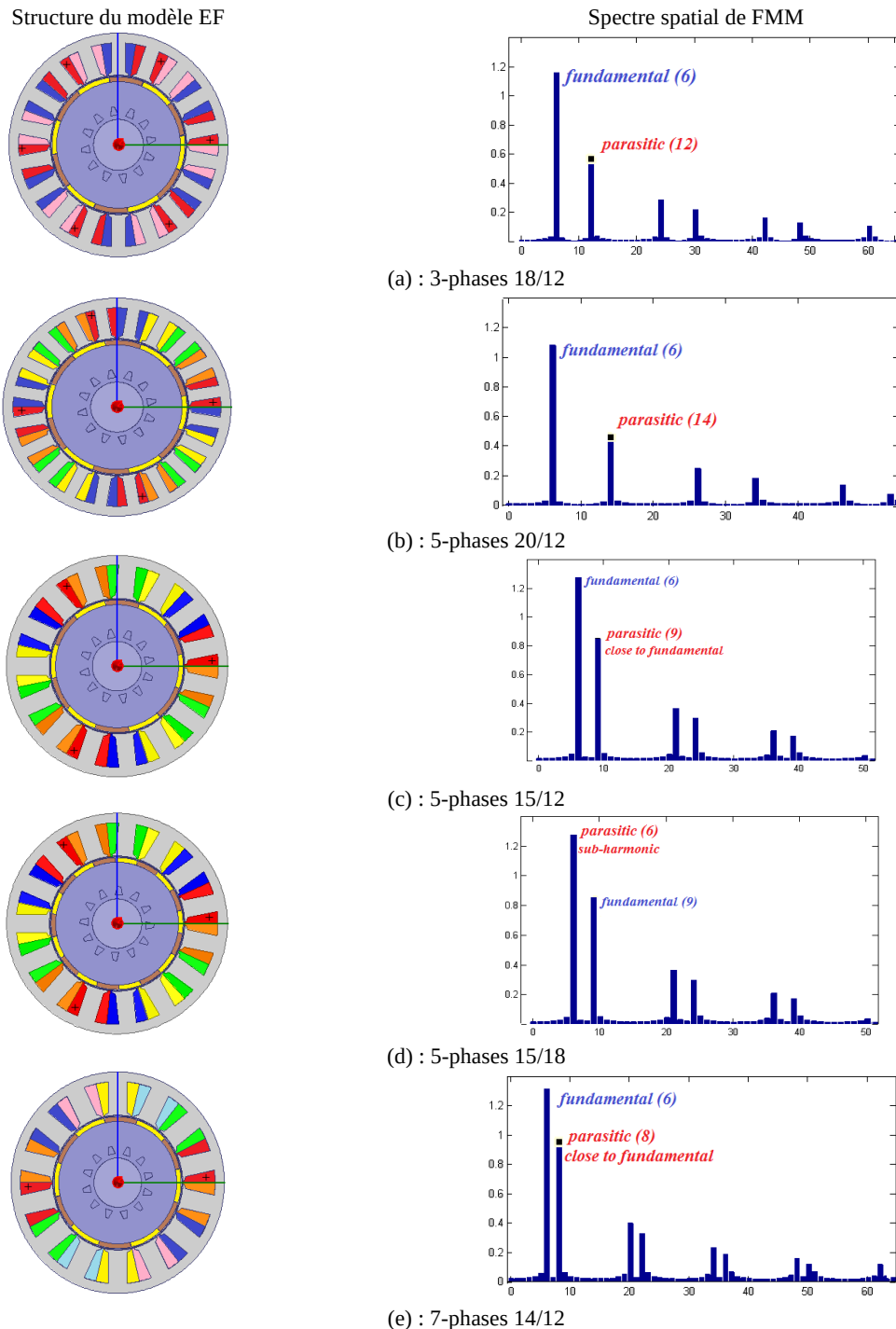


Figure 2-13 Structures de modèles construits en éléments finis pour les 5 combinaisons Encoches/Pôles étudiées et leurs spectres spatiaux calculés de FMM

Comme la modélisation par éléments finis est en 2D, des structures longues avec un ratio l/w élevé sont considérées. Ainsi, l'effet de rebouclage des courants induits dans les aimants (qui ne peut pas être pris en compte en 2D) sur les pertes devient négligeable. De plus, afin de tenir en compte les différents harmoniques spatiaux de champ magnétique, une densité élevée du maillage dans les aimants est adoptée. Les pertes dynamiques d'aimants sont calculées par la méthode des éléments finis pour les cinq machines présentées dans la Figure 2-13 et pour différentes vitesses de rotation. La valeur moyenne de ces pertes est considérée en régime permanent lorsque la période des pertes stabilise (après 0.5 ms dans l'exemple de la Figure 2-10 (d)).

Ensuite, les résultats de simulation sont comparés à ceux calculés par le modèle analytique dans le Tableau 2-10. Les courbes de pertes d'aimants selon la vitesse sont ensuite tracées dans la Figure 2-14 en normalisant par rapport aux pertes dans la combinaison 5-phases 20/12 à 1000 rpm. La convergence entre les courbes de modèle analytique et les courbes calculées en éléments finis prouve que le modèle analytique développé permet de comparer efficacement les différentes combinaisons (Encoches/Pôles) de machines selon leur niveau de pertes dans les aimants. Cependant, l'effet de peau n'est pas pris en compte dans le modèle analytique ce qui peut justifier la petite divergence en hautes vitesses constatée dans la combinaison 5-phases 15/18. Le nombre élevé de pôles dans cette combinaison augmente la fréquence de courants induits dans les aimants pour la même vitesse rotative. Cela impose une petite profondeur d'effet de peau par rapport aux dimensions d'un pôle d'aimant provoquant la déviation du modèle analytique.

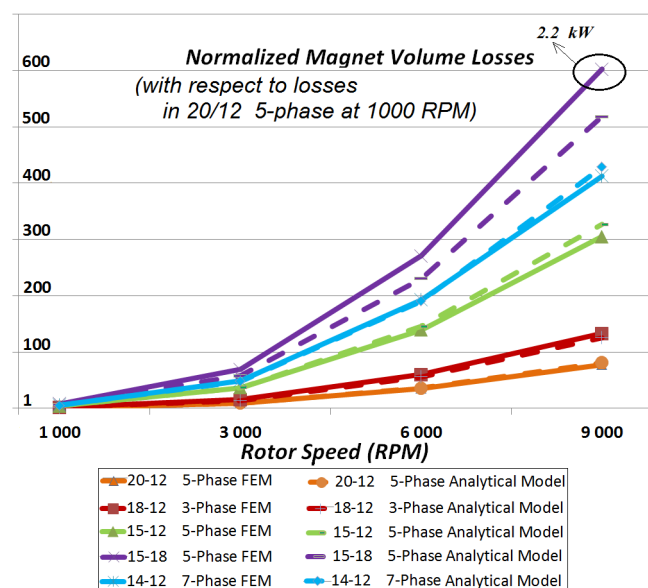


Figure 2-14 La comparaison entre les pertes volumiques normalisées dans les aimants résultantes de la simulation en éléments finis et calculées en utilisant le modèle analytique développé

Dans la Figure 2-14 on peut constater que les deux combinaisons : 7-phases 14/12 et 5-phases 15/18 génèrent un niveau élevé des pertes d'aimants, ce qui est prévu par l'étude analytique car leur FMM contient des sous-harmonique ou harmonique proche du fondamental (voir la Figure 2-13 (d), (e)).

2.3 Etudes mécaniques

2.3.1 Forces mécaniques radiales et le bruit magnétique

Les forces radiales dans les machines électriques ne participent pas à la création du couple, par contre, elles jouent un rôle important en déterminant le bruit acoustique et le niveau des vibrations. L'effet de déséquilibre des forces radiales peut être modélisé en considérant le stator ou le rotor comme une bague métallique avec différents modes de vibration [35], comme il est illustré dans la Figure 2-15. A un instant de temps, une déviation unidirectionnelle du stator et du rotor représente une vibration radiale de mode 1. Par ailleurs, une déviation multidirectionnelle résultante de forces radiales équilibrées et bien distribuées autour de la machine représente un mode de vibration plus élevé.

La fréquence d'oscillation des forces radiales varie dans une plage large suivant la vitesse appliquée. Cela augmente le risque de résonance mécanique avec la fréquence propre de la structure de machine. Toutefois, si l'ordre du mode de vibration est élevé, la réponse mécanique et le bruit acoustique correspondant seront faibles grâce à la rigidité mécanique relativement grande du stator [79]-[80]. Par conséquent, afin d'assurer un niveau admissible de stabilité mécanique et de bruit acoustique dans une machine électrique, l'absence de modes de vibration d'ordre bas doit être vérifiée.

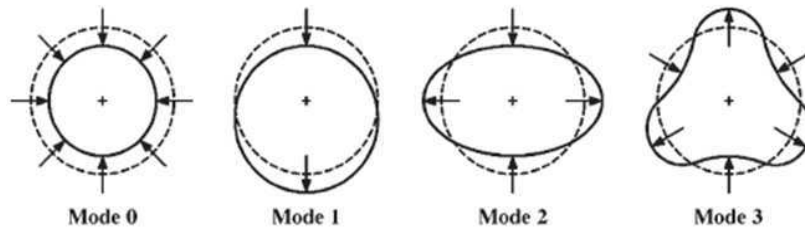


Figure 2-15 Les formes de modes de vibration d'ordres différents [35]

2.3.1.1 Particularité de machines avec bobinage à pas fractionnaire concentré autour des dents par rapport au mode de vibration

Dans une machine électrique à flux radial le stress magnétique qui représente la densité de forces magnétiques est lié au champ magnétique dans l'entrefer [81].

$$\sigma(\theta, t) = \frac{[B_n(\theta, t)]^2 - [B_t(\theta, t)]^2}{2\mu_0} \approx \frac{[B_n(\theta, t)]^2}{2\mu_0} \quad \text{car } B_n(\theta, t) \gg B_t(\theta, t) \quad (2-38)$$

σ : stress magnétique radial ; (θ, t) : (position angulaire dans l'entrefer, temps) ; B_n : la composante radiale de champ magnétique dans l'entrefer ; B_t : la composante tangentielle de la densité de flux ; μ_0 : la perméabilité du vide.

Les pôles d'aimants rotoriques imposent dans l'entrefer une forme répétitive de champ magnétique où seulement les harmoniques de la fréquence spatiale $(2k+1) \times p$ peuvent être trouvés ($k \in \mathbb{N}$). Par contre, le champ magnétique statorique dans l'entrefer dépend de la force magnétomotrice liée à la topologie de bobinage et au courant injecté. Dans les machines classiques bobinées à pas entier et alimentées par l'harmonique fondamental de courant, la force magnétomotrice prend une forme régulière périodique contenant la même famille d'harmoniques que le champ magnétique rotorique $(2k+1) \times p$. En utilisant l'équation (2-38) et supposant la linéarité de la machine (pas de saturation du fer) on peut écrire :

$$\sigma(\theta, t) \approx \frac{[B_n(\theta, t)]^2}{2\mu_0} = \frac{1}{2\mu_0} \cdot [(B_n(\theta, t))_{stator} + (B_n(\theta, t))_{rotor}]^2$$

$$\sigma(\theta, t) \approx \frac{1}{2\mu_0} \cdot [A_{structure} \cdot F(\theta, t) + (B_n(\theta, t))_{rotor}]^2 \quad (2-39)$$

$(B_n(\theta, t))_{stator}$: la composante radiale du champ magnétique imposé par le bobinage statorique dans l'entrefer ; $(B_n(\theta, t))_{rotor}$: la composante radiale du champ magnétique imposé par les pôles rotoriques dans l'entrefer ; $F(\theta, t)$: la force magnétomotrice dans l'entrefer ; $A_{structure}$: constante liée à la structure magnétique de la machine.

A chaque instant de temps l'équation (2-39) montre bien que le spectre spatial du stress magnétique dans les machines à pas entier contient 3 groupes d'harmoniques: $2 \cdot (2k + 1) \cdot p$, $2k \cdot p$, et $(2k + 2) \cdot p$. Par conséquent, l'ordre le plus bas du mode de vibration dans ce type de machines est égal au nombre de pôles ($2 \cdot p$).

En cas de machines avec bobinage concentré autour des dents, tous les harmoniques spatiaux sont possibles dans le spectre de la force magnétomotrice même avec un courant sinusoïdal injecté, comme il est montré dans le paragraphe 2.2.2. Cela crée la possibilité pour les modes de vibration d'ordre inférieur d'apparaître selon l'équation (2-39).

L'examen de l'arrangement des bobines qui appartiennent à une des phases peut indiquer rapidement le mode de vibration dans les machines fournies avec des topologies d'enroulements concentrés à pas dentaire. Par exemple, si les bobines d'une phase sont adjacentes et localisées dans un seul côté du stator, la structure ne sera pas instantanément équilibrée car les courants instantanés des phases ne sont jamais égaux. Ainsi, le mode 1 de vibration sera présent. Par contre, si chaque phase est répartie régulièrement autour du stator en n groupes identiques de bobines adjacentes, les forces radiales seront régulièrement distribuées au moins en n places sur la circonférence de la machine imposant des modes de vibration avec un ordre minimal égal à n . Cette méthode basée sur l'observation d'arrangement de bobines pour déterminer le mode de vibration n'est pas toujours précise. En effet, elle indique le rang du mode de vibration le plus bas mais sans déterminer son poids. Autrement dit, le mode indiqué par cette méthode peut être négligeable par rapport aux autres modes existants comme il est montré dans le paragraphe suivant. De plus, il y a des topologies de bobinage où les bobines d'une phase ne sont pas régulièrement distribuées autour du stator. Dans ce cas il n'est pas évident en observant les enroulements d'une phase de décider quels modes de vibration se produiront.

En examinant l'équation (2-39) on peut déduire une autre méthode plus précise pour déterminer le mode dominant de vibration. Cette méthode est basée sur l'examen du spectre spatial de $[A_{structure} \cdot F(\theta, t) + (B_n(\theta, t))_{rotor}]^2$ dans la combinaison correspondante. Cela permet d'analyser les harmoniques spatiaux de stress magnétique et par conséquent de détecter les modes bas de vibration quelle que soit la topologie de bobinage.

2.3.1.2 Classification de combinaisons Encoches/Pôles de 3, 5 et 7-phases selon le niveau de bruit magnétique généré

Dans ce paragraphe, l'existence de modes bas de vibration est vérifiée pour toutes les combinaisons Encoches/Pôles polyphasées qui sont classées utiles dans le paragraphe 2.1.3. Le but est de présenter une bonne indication comparative du niveau de bruit magnétique généré par les

différentes combinaisons. Autrement dit, les combinaisons où des modes bas de vibration peuvent se trouver génèrent plus de bruit magnétique que les configurations avec des modes élevés.

En observant l'arrangement des bobines qui appartiennent à une des phases, le mode le plus bas de vibration dans les différentes combinaisons Encoches/Pôles est déterminé puis présenté dans le Tableau 2-11. En outre, grâce au calcul de spectres spatiaux de stress magnétique donné par l'équation (2-39), l'amplitude de stress magnétique pour les modes trouvés ci-dessus est vérifiée et comparée avec les modes voisins. Cette méthode analytique permet d'indiquer les autres modes dominants d'ordre bas de vibration si le mode le plus bas lié à l'arrangement des bobines est d'amplitude négligeable. En outre, dans certaines combinaisons où les bobines d'une phase ne sont pas régulièrement réparties, la méthode analytique devient la seule façon de déterminer le mode le plus bas de vibration, comme il est montré dans le Tableau 2-11.

Afin d'appliquer la méthode analytique en calculant le spectre spatial de stress magnétique, certaines hypothèses sont imposées :

- Le champ magnétique rotorique dans l'entrefer $(B_n(\theta, t))_{rotor}$ prend une forme rectangulaire périodique avec une fréquence spatiale égale à p et une valeur crête d'un Tesla.
- La force magnétomotrice est déduite de la topologie de bobinage correspondante en injectant seulement l'harmonique fondamental de courant. Les valeurs de $A_{structure}$ et de courant sont choisies afin d'imposer une densité de flux statorique de même ordre que celle du flux rotorique. On rappelle qu'un calcul précis n'est pas nécessaire car le but est seulement de détecter l'existence de modes bas de vibration.

Le déphasage entre les deux densités de flux rotorique et statorique peut jouer un rôle important en déterminant le mode dominant d'ordre bas de vibration. Ainsi, ce déphasage est changé en balayant la plage $[90^\circ, 270^\circ]$. Ensuite le mode le plus bas de vibration qui apparaît est considéré et l'angle qui maximise l'amplitude de stress magnétique dans ce mode est choisi. Cette plage angulaire représente les régions de fonctionnement probables pour une machine à aimants où les zones de défluxage et de couple maximal sont incluses.

En général, la périodicité spatiale $t = \gcd(Q_s, p)$ d'une combinaison Encoches/Pôles expliquée dans le paragraphe 1.3.3 indique la répétitivité de la structure. En respectant cette répétitivité on distribue régulièrement les bobines d'une phase en t positions autour du stator afin qu'elles voient les mêmes motifs de paires de pôles rotoriques. Néanmoins, dans certaines combinaisons une autre périodicité spatiale liée au nombre de pôles peut être identifiée $t_{2p} = \gcd(Q_s, 2 \cdot p) > t$. Dans ce cas, la répétitivité structurelle ne tient pas en compte de la polarité des pôles rotoriques. Donc, la répartition régulière d'une phase en t_{2p} positions est toujours possible mais en inversant le sens du courant dans la moitié de bobines distribuées. Par conséquent, on peut dire que le mode de vibration affiché dans le Tableau 2-11 et déduit en observant l'arrangement des bobines qui appartiennent à une des phases (méthode 1) est égal à $\gcd(Q_s, 2 \cdot p)$.

Les combinaisons avec $\gcd(Q_s, 2 \cdot p) = 1$ produisent le premier mode de vibration comme il est prévu ci-dessus. Ces configurations génèrent plus de bruit magnétique que les autres car elles sont soumises à des forces radiales instantanément déséquilibrées.

La famille de combinaisons dont le nombre d'encoches par pôle et par phase est égal à 0.5 ($q = 0.5$) qui se trouve sur les diagonales des deux premiers tableaux dans le Tableau 2-11 produit un mode de vibration de l'ordre p :

$$\gcd(Q_s, 2 \cdot p) = \gcd(2 \cdot p \cdot m \cdot q, 2 \cdot p) = \gcd(p \cdot m, 2 \cdot p) = p \quad \text{car } m \text{ est impair}$$

Ainsi, une combinaison qui appartient à cette famille avec un nombre de paires de pôles supérieur à 3 peut être considérée instantanément équilibrée avec un niveau faible de bruit magnétique.

Tableau 2-11 Le mode de vibration de l'ordre le plus bas dans les différentes combinaisons

Pôles Encoches	4	6	8	10	12	14	16
6	2 2		2 2	2 2		2 2	2 2
9		3 3	1 1	1 1	3 3		
12			4 4	2 2	2 2	2 2	4 4
15				5 5		1 1	1 1
18					6 6		2 2
21						7 7	1 1
24							8 8

Combinaisons 3-phases

Pôles Encoches	2	4	6	8	10	12	14	16	18
5	1 1	1 1	1 1	1 2		1 2	1 1	1 1	1 2
10		2 2	2 2	2 2		2 2	2 2	2 4	
15			3 3	1 1		3 3	1 1	1 1	3 3
20				4 4		4 4	4 4	4 4	2 2
25					5 5	1 1	1 1	1 1	2 2

Combinaisons 5-phases

Pôles Encoches	4	6	8	10	12	16	18
7	1 1	1 1	1 1	1 3			1 3
14		2 2	2 2	2 4	2 2	2 2	2 2
21			1 1	1 1	3 3	2 2	3 3

Combinaisons 7-phases

Méthode 1	Méthode1 : Selon l'arrangement des bobines d'une phase	Bobinage simple couche*
Méthode 2	Méthode2 : Selon l'analyse du spectre spatial de stress magnétique	Bobinage double couche
* : La topologie à simple couche est utilisée uniquement lorsqu'il donne un facteur fondamental de bobinage plus élevé que dans le cas à double couche		

En cas de topologies où la première méthode ne peut pas être appliquée (car les bobines d'une phase ne sont pas régulièrement distribuées autour du stator) le mode le plus bas de vibration est

déduit en utilisant la méthode 2 comme dans les combinaisons 3-phases 21/16, 5-phases 20/14, 5-phases 25/16... Dans ce type de configurations le mode 1 est souvent présent, comme il est montré pour l'exemple 3-phases 21/16 dans la Figure 2-16 (a).

En outre, dans certaines combinaisons le mode de vibration déduit par la méthode 2 est différent de celui de méthode 1. Cela est dû au fait que l'amplitude de stress magnétique qui correspond au mode détecté par la méthode 1 est négligeable. Cela mène à choisir un autre mode dominant d'ordre bas, comme dans les cas de 7-phases 7/10 et 5-phases 10/16 qui est illustré dans la Figure 2-16 (b). Le fait que certaines combinaisons dans le Tableau 2-11 soient bobinées avec une simple couche ne change pas le mode de vibration. Cependant, grâce à la méthode d'analyse spectrale, les deux catégories (simple et double couche) peuvent être comparées selon leur niveau de bruit magnétique généré. Habituellement, les bobines d'une phase sont mieux distribuées en cas de double couche ce qui a un effet positif sur le mode de vibration produit. La Figure 2-16 (c) et (d) montre bien comment pour le même mode de vibration et la même densité linéique de courant, l'amplitude de stress magnétique dans la topologie 3-phases 12/10 est plus élevée lorsque la double couche est remplacée par une simple. Ce qui fait le choix d'une catégorie avec une double couche favorable afin de produire moins de bruit magnétique.

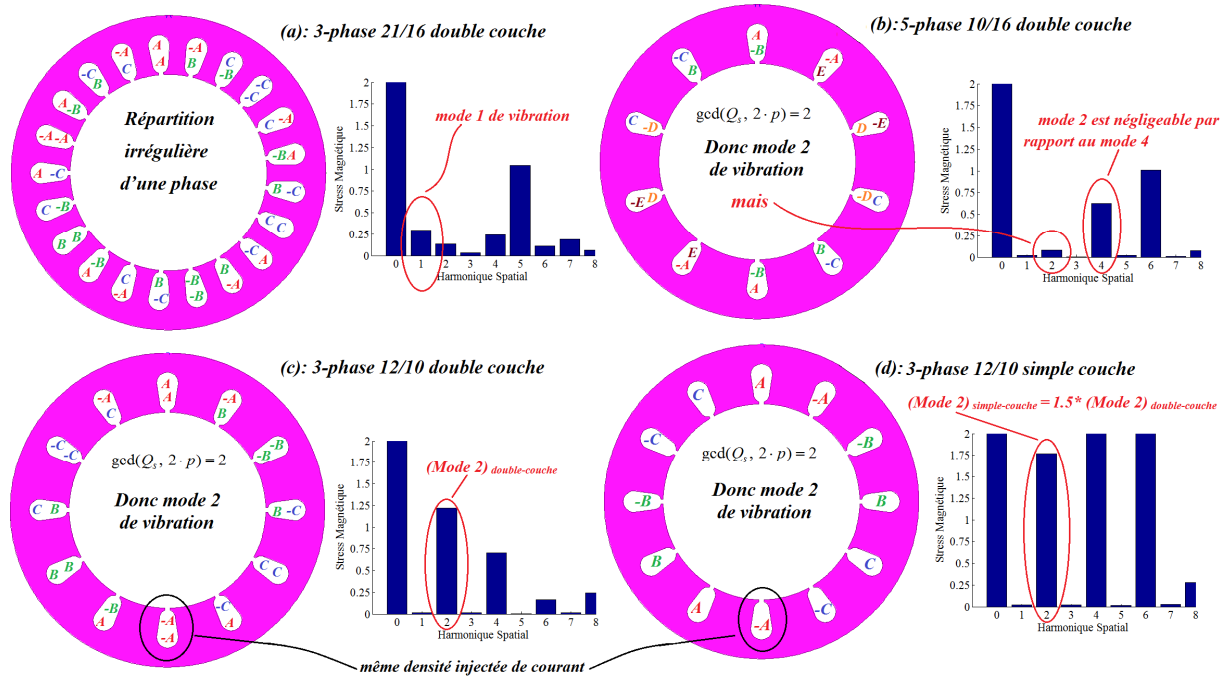


Figure 2-16 Exemples du spectre spatial de stress magnétique dans 4 topologies différentes

2.3.2 Couple de détente

Le couple de détente est le résultat d'interaction entre les aimants du rotor et les dents statoriques. Ce phénomène parasite génère une perturbation non-négligeable du couple moyen ce qui peut provoquer des vibrations gênantes ou du bruit acoustique indésirable dans les applications automobiles. Dans une combinaison Encoches/Pôles, le plus petit commun multiple (LCM) du nombre de pôles et le nombre d'encoches représente la fréquence d'ondulations du couple de détente dans un tour mécanique complet du rotor [82].

$$f_{\text{couple - détente}} = \text{lcm}(Q_s, 2 \cdot p) \quad (2-40)$$

$f_{\text{couple - détente}}$: fréquence d'ondulations du couple de détente pendant un tour mécanique

En général, l'amplitude crête d'oscillation de couple de détente diminue lorsque la fréquence dans l'équation (2-40) augmente. La raison vient du fait que, le changement radical d'énergie magnétique dans l'entrefer pendant un tour mécanique peut être remplacé par plusieurs petites variations en augmentant $lcm(Q_s, 2 \cdot p)$. Par conséquent, plus d'ondulations du couple de détente résultantes de ces variations apparaissent mais avec une amplitude plus faible. Donc, il est préférable d'obtenir une combinaison avec une valeur élevée de $lcm(Q_s, 2 \cdot p)$.

La fréquence d'ondulations du couple de détente dans les configurations avec bobinage à pas entier est égale à Q_s pour un tour mécanique, parce que :

$$f_{\text{couple-détente}} = lcm(Q_s, 2 \cdot p) = lcm(2 \cdot p \cdot m \cdot q, 2 \cdot p) = 2 \cdot p \cdot m \cdot q = Q_s \quad \text{car } q \in \mathbb{N}$$

Ainsi, dans les machines classiques bobinées à pas entier, les topologies avec des enroulements bien répartis sur plusieurs encoches (q entier élevé) produisent un couple de détente faible en comparaison avec le cas des enroulements concentrés ($q=1$).

A contrario, grâce à la valeur fractionnaire de q dans les structures bobinées à pas fractionnaire, des valeurs élevées de $lcm(Q_s, 2 \cdot p)$ peuvent être atteintes. Cela permet pour certaines combinaisons à pas fractionnaire de diminuer largement le couple de détente sans avoir besoin d'un nombre élevé d'encoches comme cela est nécessaire en cas de bobinage à pas entier.

En appliquant l'équation (2-40) sur les combinaisons Encoches/Pôles polyphasées qui sont classées utiles dans le paragraphe 2.1.3, deux familles principales peuvent être distinguées considérant l'amplitude crête de leur couple de détente généré :

- La famille de combinaisons dont la périodicité spatiale (qui ne considère pas la polarité des pôles rotoriques) est faible ($\gcd(Q_s, 2 \cdot p) = 1$ ou 2). Dans cette famille le couple de détente est largement amorti grâce à la fréquence élevée de ses ondulations pendant un tour complet de rotor ($lcm(Q_s, 2 \cdot p) = Q_s \times 2 \cdot p / \gcd(Q_s, 2 \cdot p) = Q_s \times 2 \cdot p$ ou $Q_s \times p$).
- La famille qui a le nombre d'encoches par pôle est par phase qui est égal à 0.5 ($q = 0.5$) où la périodicité spatiale est égale à p (voir le paragraphe précédent). Dans ce cas, la fréquence de couple de détente pendant un tour mécanique devient : $lcm(Q_s, 2 \cdot p) = Q_s \times 2 \cdot p / p = 2 \cdot Q_s$. Donc, le couple de détente dans les combinaisons de cette famille est généralement avec une valeur importante. Un nombre élevé d'encoches et par conséquent de pôles sont nécessaires afin de réduire l'amplitude crête de ses ondulations.

2.3.3 Validation par Éléments Finis

Afin de valider les résultats des paragraphes précédents, des modèles 2D en éléments finis pour certaines combinaisons Encoches/Pôles sont construits puis les résultats de simulations sont comparés. Le logiciel d'éléments finis Maxwell est toujours utilisé pour la modélisation électromagnétique puis un couplage avec le logiciel ANSYS est réalisé afin d'effectuer l'étude mécanique. Les configurations de modèles construits sous logiciel Maxwell pour les 4 combinaisons choisies sont illustrées dans la Figure 2-17. Les 4 modèles sont fournis avec le même rotor et la même largeur d'entrefer afin d'avoir des structures comparables avec la même densité de flux rotorique dans l'entrefer. En outre, les dimensions statoriques sont adaptées au nombre d'encoches de la combinaison correspondante afin

d'assurer la linéarité magnétique (le fer n'est pas saturé). Finalement, une configuration du rotor à aimants enterrés est choisie afin d'obtenir des couples de détente suffisamment significatifs pour les comparer. Dans les structures à aimants déposés en surface l'entrefer magnétique est tellement élevé que le couple de détente est de toute manière faible.

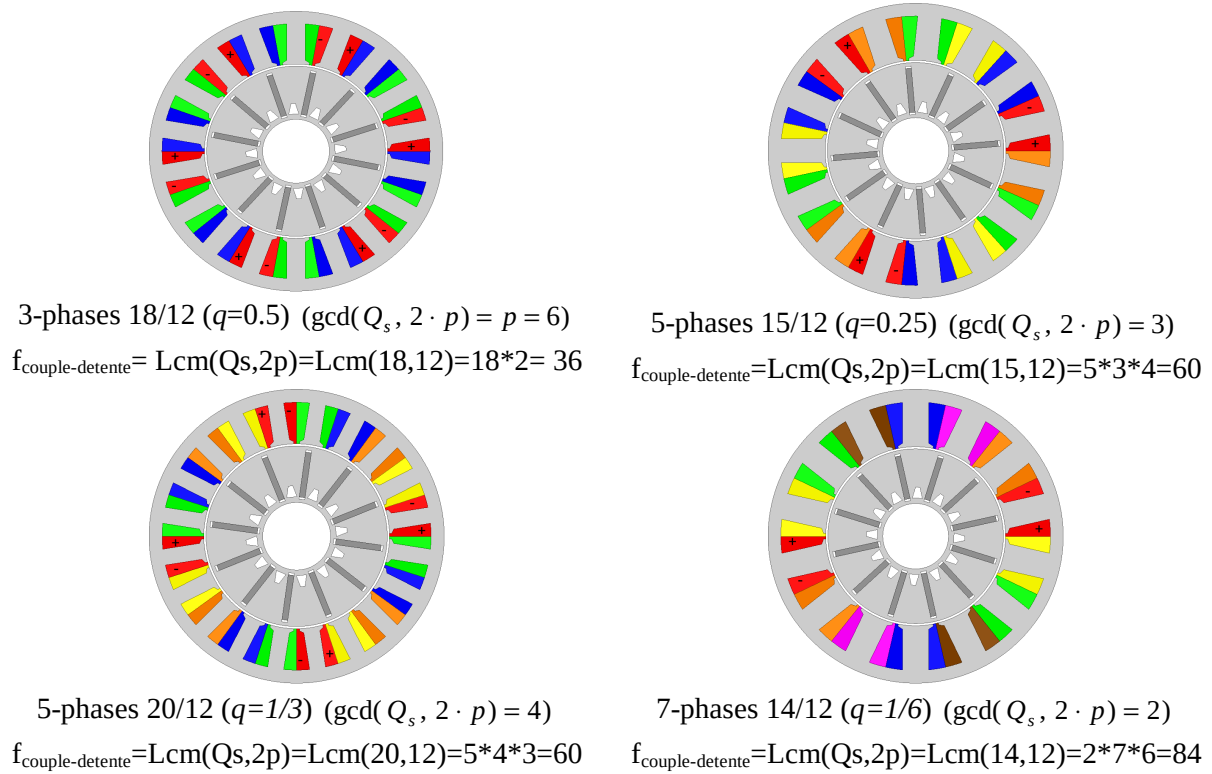


Figure 2-17 Les structures de modèles construits en éléments finis pour les 4 combinaisons Encoches/Pôles étudiées

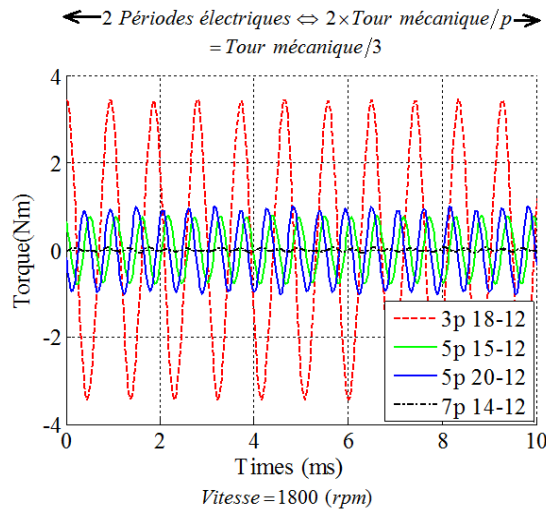


Figure 2-18 Le couple de détente calculé en éléments finis pour les 4 combinaisons étudiées

Premièrement, le couple à vide (couple de détente) est calculé dans les 4 modèles de machines pour une vitesse de 1800 (rpm) pendant presque deux périodes électriques ($2 \times 60 / (p \times 1800) \approx 11 \text{ (ms)}$), puis les résultats sont tracés dans la Figure 2-18. Dans cette figure on voit bien comment la fréquence d'ondulations de différents couples correspond au résultat donné par l'équation (2-40). La période tracée est équivalente d'un tiers du tour mécanique, donc pour comparer

la fréquence des couples de détente il faut diviser par trois. Comme prévu, l'amplitude crête de ces ondulations est inversement proportionnelle à la fréquence. Pour la combinaison 7-phases 14/12 où la périodicité spatiale est faible ($\gcd(Q_s, 2 \cdot p) = 2$) mais dont la fréquence est 84 on a ainsi un couple de détente presque nul. alors qu'une amplitude crête élevée de ce couple se trouve pour la combinaison 3-phases 18/12 (HONDA machine) qui appartient à la famille $q=0.5$ et dont la périodicité spatiale est élevée ($\gcd(Q_s, 2 \cdot p) = 6$), on observe une amplitude plus forte puisque la fréquence est 36.

Ensuite, afin de déterminer le mode le plus bas de vibration, l'harmonique fondamental de courant est injecté dans les modèles électromagnétiques du logiciel Maxwell avec une amplitude crête qui assure la même densité linéique de courant dans les 4 combinaisons. Les forces magnétiques radiales appliquées instantanément sur le rotor sont calculées pour chaque configuration. Puis, en utilisant le logiciel ANSYS, la déformation mécanique résultante de forces appliquées est calculée dans chaque point de rotor après avoir importé ces forces du logiciel Maxwell.

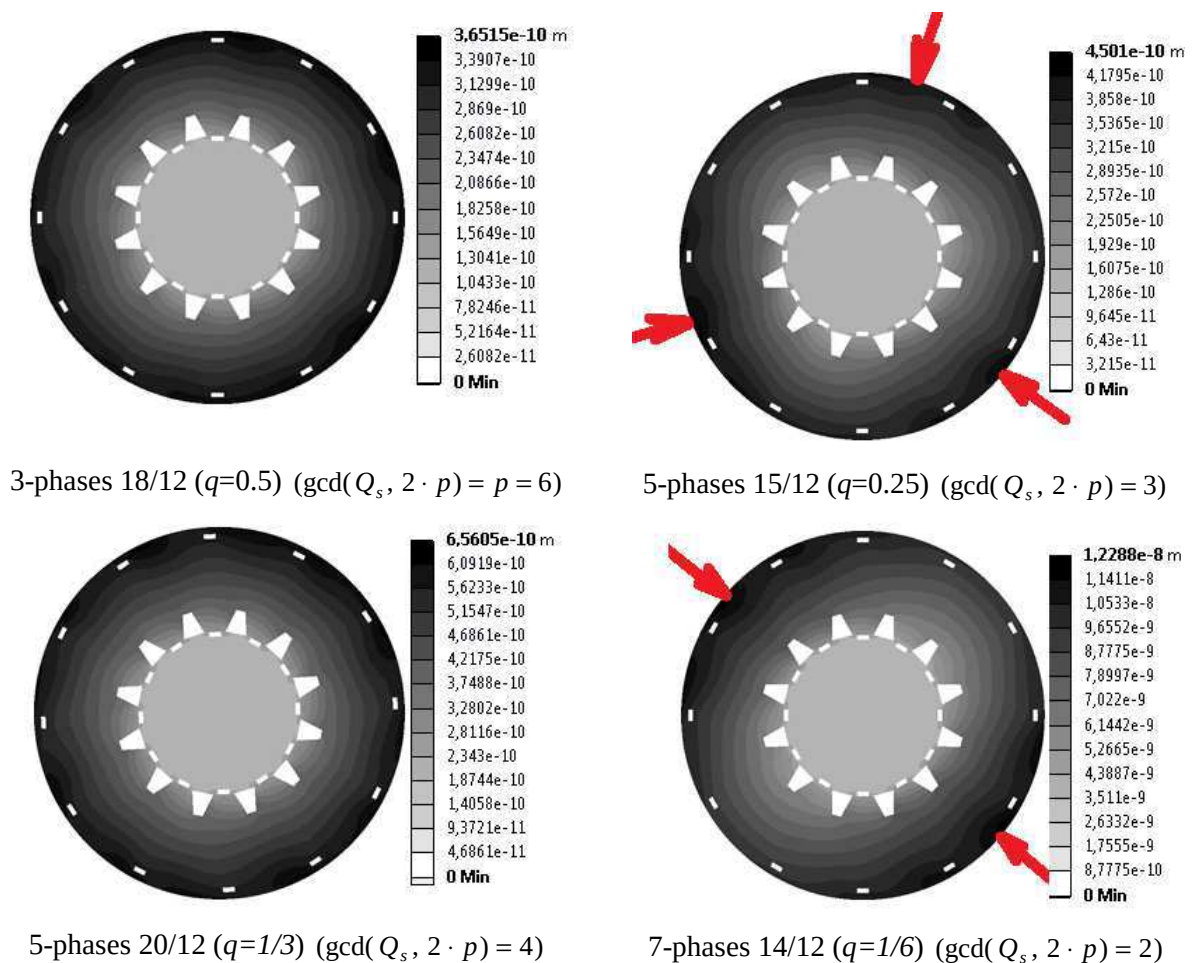


Figure 2-19 la déformation mécanique instantanée du rotor résultante de forces magnétique dans les 4 combinaisons étudiées

En affichant le résultat de ce calcul dans la Figure 2-19 on peut donc déterminer le mode le plus bas de vibration dans les structures étudiées. La déformation uniforme autour du rotor dans les combinaisons 3-phases 18/12 (HONDA machine) et 5-phases 20/12 indique un mode de vibration d'ordre élevé. Ce qui correspond au Tableau 2-11 qui déclare que les modes les plus bas pour ces deux combinaisons sont respectivement 6 et 4. La forme triangulaire de déformation qui se produit dans la combinaison 5-phases 15/12 confirme le mode 3 de vibration. Alors que, la déformation de rotor en forme d'ellipse dans la combinaison 7-phases 14/12 indique l'existence du mode 2 de vibration

comme il est prévu dans le Tableau 2-11. En outre, les valeurs des différentes déformations affichées dans la Figure 2-19 expriment l'amplitude crête de vibration dans la combinaison correspondante. De là, on peut vérifier que l'amplitude la plus élevée de vibration est associée à la combinaison 7-phases 14/12 où se trouve le mode de vibration de l'ordre le plus bas parmi les 4 combinaisons comparées.