



HAL
open science

Validation d'un modèle de bobinage par analyse fréquentielle et temporelle

Loucif Benmamas, Philippe Teste, Franck Vangraefscheppe, Guillaume Krebs,
Emmanuel Odic, Tahar Hamiti, Eric Berthelot

► **To cite this version:**

Loucif Benmamas, Philippe Teste, Franck Vangraefscheppe, Guillaume Krebs, Emmanuel Odic, et al..
Validation d'un modèle de bobinage par analyse fréquentielle et temporelle. 2nd Symposium de Génie
Électrique (SGE 2016), Jun 2016, Grenoble, France. hal-01361681

HAL Id: hal-01361681

<https://hal.science/hal-01361681>

Submitted on 7 Sep 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Validation d'un modèle de bobinage par analyse fréquentielle et temporelle

Loucif BENMAMAS^{1,2}, Philippe TESTE¹, Franck VANGRAEFSCHPEPE², Guillaume KREBS¹, Emmanuel ODIC¹, Tahar HAMIT², Eric BERTHELOT¹

¹ GeePs | Group of electrical engineering - Paris,
UMR CNRS 8507, CentraleSupélec, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay,
Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06
3 & 11 rue Joliot-Curie, Plateau de Moulon 91192 Gif-sur-Yvette CEDEX, France

² Institut VEDECOM | Véhicule Décarboné Communicant et sa Mobilité
77 rue des chantiers 78000 Versailles

RESUME – Une machine électrique utilisée pour un entraînement à vitesse variable est généralement alimentée par un convertisseur statique dont les composants électroniques de puissance commutent extrêmement rapidement. De ce fait, chaque enroulement statorique de la machine est soumis à des fronts raides de tension dont la répartition sur les différentes spires dépend notamment des capacités parasites entre spires ou entre spires et carcasse. Dans le but de prédire le comportement électrique transitoire d'un bobinage placé sur un noyau magnétique, un modèle d'une bobine est élaboré. Dans un premier temps, il est validé par confrontation à des mesures d'impédance d'un bobinage réel. Un bon accord entre modélisation et expérimentation est trouvé sur une large plage de fréquence. Une seconde étude en régime temporel transitoire est également présentée. Elle montre une bonne corrélation entre les résultats des simulations et les mesures faites sur banc.

Mots-clés—Bobinage – Machine électrique – MLI – Modélisation numérique – Éléments Finis – Circuit électrique équivalent – Analyse fréquentielle – Analyse temporelle.

1. INTRODUCTION

Le travail présenté ici s'inscrit dans une étude plus vaste qui concerne l'analyse des contraintes électriques et les phénomènes de dégradation de l'isolation des machines à basse tension alimentées en Modulation de Largeur d'Impulsion (MLI). Cette étude s'inscrit dans le cadre d'un programme de recherche dédié à l'électrification des véhicules du futur. Cette électrification s'accompagne d'une forte augmentation des puissances électriques embarquées et probablement des tensions utilisées. Les tensions embarquées plus élevées, et l'utilisation de convertisseurs de puissance plus rapides vont créer des fronts de tension plus raides qui vont faire apparaître des contraintes plus sévères, notamment sur les bobinages [1]. Au cours des fronts de tension, la répartition des tensions au sein du bobinage se fait de manière non linéaire [2][3] et peut donc engendrer d'importantes différences de potentiel entre spires voisines.

Dans cet article nous présentons un modèle visant à reproduire le comportement d'un bobinage dans une large gamme de fréquence et qui permet une description des phénomènes électriques à l'échelle de la spire afin de reproduire au mieux le comportement d'une bobine soumise à une excitation de type MLI. L'estimation des tensions spire-spire

conjointement à la localisation spatiale des zones de fort champ électrique au sein du bobinage permettra d'estimer les risques d'apparition de décharges partielles. À plus long terme, cette étude devrait permettre de proposer des préconisations de mise en œuvre des bobinages en vue d'éviter l'apparition de telles décharges qui sont susceptibles de dégrader les isolants au cours du temps.

Depuis plusieurs années, de nombreux travaux se sont intéressés au développement de modèles numériques capables de prédire l'évolution de la tension dans une phase d'un enroulement statorique [4]–[7]. L'approche la plus souvent mise en œuvre consiste à assimiler l'ensemble bobine et câble d'alimentation à une ligne de transmission modélisée par un modèle RLC à éléments discrets. Chaque groupe d'éléments pouvant représenter une spire [8] ou un groupe de spires [6].

Les travaux présentés concernent l'estimation de la répartition des tensions au sein d'un bobinage (bobinage, décrit dans la partie 2) soumis à des fronts de tension raides. La démarche que nous avons adoptée est schématiquement décrite sur la figure 1. La discrétisation de la bobine est faite à l'échelle de la spire. Celle-ci est représentée par une cellule RLC décrivant les caractéristiques propres de chacune des spires ainsi que les couplages (effet de proximité, capacitifs, inductifs) avec les autres éléments du système (autres spires, noyau magnétique). Une méthode à base d'éléments finis (EF) permet de calculer les divers éléments du circuit (partie 4). Les paramètres R et L sont calculés à l'aide d'une modélisation par EF en régime harmonique alors que les valeurs des diverses capacités sont calculées en régime statique.

Les résultats obtenus en régime fréquentiel à l'aide de la simulation pour l'ensemble du bobinage sont comparés à l'expérience (partie 5). Enfin, la méthode mise en œuvre pour la

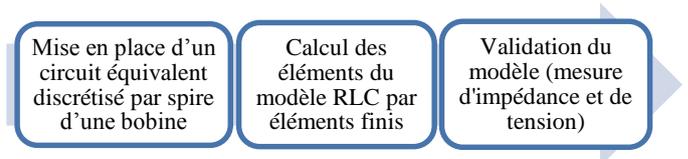


Fig.1 Schéma de la démarche de travail adoptée

simulation temporelle est décrite et les résultats de modélisation sont comparés à l'expérience (partie 6).

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le composant que nous avons modélisé est présenté en figure 2. Il s'agit d'une bobine de 84 spires rangées en 3 couches. Le diamètre du fil nu est de 1.25 mm ; un vernis d'isolation en polyuréthane d'une épaisseur de 25 µm (grade 1) et ayant une permittivité relative de $\epsilon_r = 6$ entoure le fil. La bobine est enroulée autour d'un noyau magnétique en ferrite de type 3C90, dont la perméabilité magnétique à basse fréquence et à température ambiante ($T = 25^\circ$) est de $\mu_r = 2300$. L'évolution de ce paramètre en fonction de la fréquence est présentée dans la partie 4). Des « piquages » ont été réalisés sur les spires 31 (fin 1^{ère} couche), 32 (début 2^{ème} couche), 59 (fin 2^{ème} couche) et 60 (début 3^{ème} couche) afin de faciliter la mesure de tension (section 5).

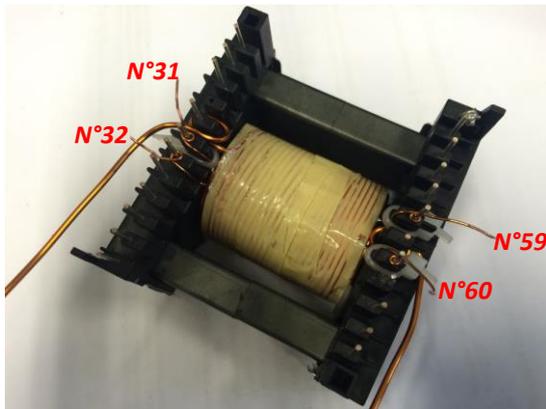


Fig.2 Photographie de la bobine étudiée

3. CIRCUIT ÉLECTRIQUE ÉQUIVALENT

Le modèle équivalent que nous avons mis en œuvre consiste à considérer une discrétisation spire par spire de la bobine. Chaque spire est représentée par sa résistance propre R_i , son inductance propre L_i et sa capacité par rapport au noyau magnétique C_{i-0} .

L'ensemble des couplages capacitifs et inductifs entre spires sont également pris en compte par des capacités spire-spire C_{i-j} et des inductances mutuelles $M_{i,j}$ (cf. schéma de la figure 3). Cependant les pertes diélectriques à la fois entre les spires et entre spires et noyau magnétique sont négligées.

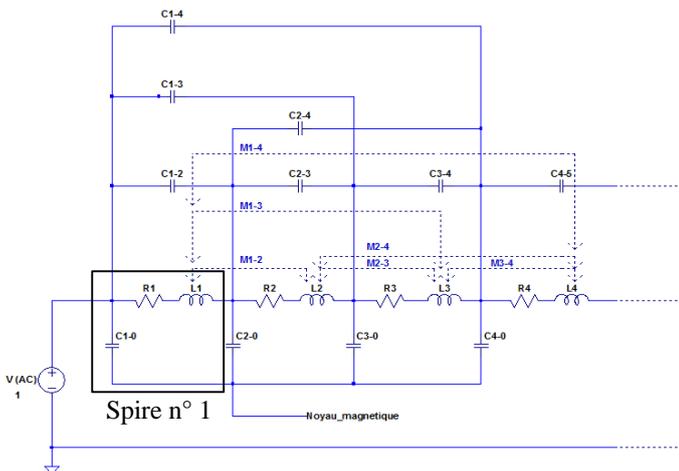


Fig.3 Circuit électrique équivalent d'une portion de 4 spires de la bobine autour du noyau magnétique.

Cette approche est valable lorsque chaque élément du circuit équivalent représente une portion du bobinage beaucoup plus petite (de 5 à 10 fois [9]) que la longueur d'onde à la fréquence des phénomènes modélisés. La plus haute fréquence d'un échelon de tension correspond à l'inverse du temps de montée $f_{max} = 1/t_r$ [10]. Comme les convertisseurs actuellement utilisés dans l'industrie possèdent des temps de montée généralement supérieur 10 ns, c'est-à-dire $f_{max} \leq 100$ MHz. Dans ce cas, la vitesse de propagation de l'onde v dans ce cas peut être calculée :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} = 1,2e^8 m. s^{-1} \quad (1)$$

Avec ($c = 3.10^8 m. s^{-1}$) la célérité de la lumière et ($\epsilon_r = 6$) la permittivité relative du vernis d'isolation, la longueur d'onde du signal de tension peut alors être déduite :

$$\lambda = \frac{v}{f} = 1,2 m \quad (2)$$

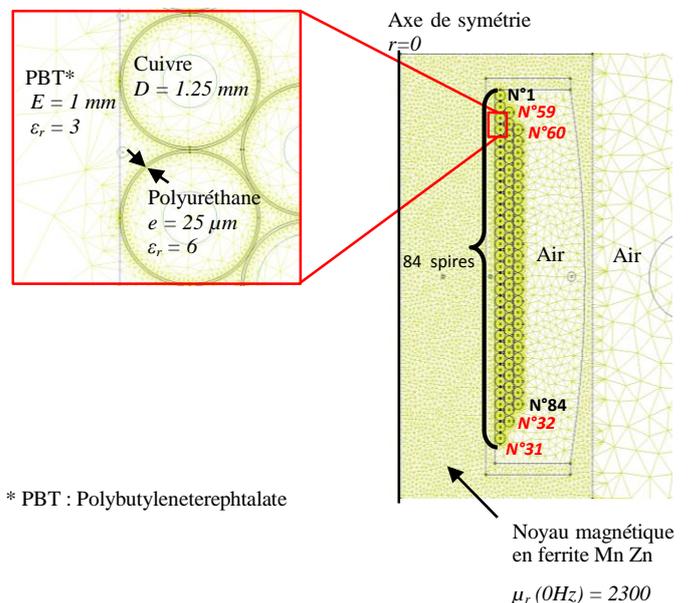
Dans le cas de la bobine de la figure 2, la longueur d'une spire est de $l = 7,5 cm$, cette valeur est largement inférieure à la longueur d'onde du signal de tension. L'approche par ligne de transmission peut donc être utilisée en considérant un élément RLC par spire.

4. CALCUL DES ÉLÉMENTS DU CIRCUIT ÉQUIVALENT

Une fois le modèle de la bobine et ses éléments RLC constitutifs définis, les paramètres sont calculés par éléments finis (EF) avec le logiciel FEMM (Finite Element Method Magnetics) [11]. Deux modules du logiciel sont utilisés pour le calcul des paramètres de la bobine : un module magnétostatique/magnéto-harmonique permettant le calcul des éléments inductifs et résistifs du circuit équivalent, et un module électrostatique pour le calcul des éléments capacitifs. Les étapes de modélisation sont détaillées dans ce qui suit.

4.1. Réalisation de la géométrie

Dans le cas d'une bobine dans l'air (sans noyau magnétique en ferrite), une modélisation 2D axisymétrique de la bobine est adaptée. Par contre, le noyau magnétique en ferrite utilisé dans cette étude n'a pas une géométrie axisymétrique (cf. figure 2), si bien qu'une modélisation 3D deviendrait nécessaire. Cependant,



* PBT : Polybutylène téréphtalate

Noyau magnétique en ferrite Mn Zn
 $\mu_r(0Hz) = 2300$

Fig.4 Géométrie maillée (sous FEMM) de la bobine étudiée

nous avons tout de même opté, pour des raisons de temps de calcul, pour la modélisation 2D axisymétrique que nous avons adaptée en modifiant les dimensions du circuit magnétique afin de conserver les valeurs du flux magnétique présent dans la structure en travaillant à section de ferrite équivalente (figure 4).

4.2. Calcul magnéto-harmonique

Le calcul magnétostatique/magnéto-harmonique a permis d’obtenir en fonction de la fréquence d’excitation :

- Les inductances propres des spires,
- les inductances mutuelles spire/spire,
- les résistances des spires.

Le principe de calcul consiste à considérer chaque conducteur comme une source de courant : un courant de 1A est imposé sur le premier conducteur et 0A sur tous les autres. La démarche est ensuite appliquée pour chaque spire de la bobine. Après chaque simulation, le solveur magnétique calcule alors le champ magnétique, la chute de tension et les courants induits dans chaque conducteur, ce qui permet de récupérer une matrice $N \times N$ (N étant le nombre de spires) d’inductances, dont la diagonale représente les inductances propres L_i et le reste les inductances mutuelles entre la spire alimentée et les autres spires avec une symétrie autour de la diagonale car $M_{i,j} = M_{j,i}$. Un vecteur de tailles N quant à lui enregistre les valeurs des résistances R_i .

Le choix d’un maillage adapté à la fréquence de calcul est important et doit tenir compte de l’effet pelliculaire à la fois dans les conducteurs et dans le noyau magnétique. Pour cela il faut que la taille d’un segment d’une maille (segment d’un triangle) soit plus petite que l’épaisseur de peau du conducteur de façon à avoir une bonne précision de calcul.

Les résultats de la figure 5 représentent l’évolution en fonction de la fréquence des valeurs moyennes (la moyenne est réalisée sur l’ensemble des spires), respectivement, de l’inductance propre (courbe bleue) et de la résistance propre (courbe rouge) d’une spire. Ces courbes montrent que les valeurs de ces deux paramètres sont fortement impactées par la fréquence de calcul :

- Effet sur l’inductance : à basse fréquence (jusqu’à $f = 1\text{ MHz}$), la perméabilité magnétique relative μ_r du noyau est élevée (2300) et quasi-constante. Elle permet de canaliser les lignes de flux et donc d’augmenter sa densité. Cependant quand la fréquence augmente au-delà de 1 MHz, la perméabilité de la ferrite baisse fortement comme illustré sur la figure 6 (courbe en gras), qui représente l’évolution de la perméabilité relative du noyau en fonction de la fréquence. A haute fréquence le noyau ne joue plus le rôle de canaliseur de flux magnétique, l’inductance d’une spire étant un paramètre qui évolue proportionnellement au flux magnétique ϕ créé par le passage du courant dans cette dernière, quand le flux baisse, l’inductance baisse également.
- Effet sur la résistance : à basse fréquence (jusqu’à $f = 5\text{ kHz}$), l’épaisseur de peau (δ) étant largement supérieure au rayon du fil, la résistance reste constante. Quand la fréquence augmente, commence à apparaître l’effet pelliculaire : le courant ne circule alors que sur une couronne en périphérie du conducteur. L’épaisseur de peau dépend des propriétés du matériau et de la fréquence d’excitation :

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \mu f}} \quad (3)$$

Où μ est la perméabilité du matériau (en H/m), ρ sa résistivité (en $\Omega.m$) et f la fréquence (en Hz). Cet effet engendre des pertes qui se traduisent par une augmentation de la résistance R :

$$R = \rho \frac{l}{\pi(r^2 - (r - \delta)^2)} \quad (4)$$

l étant la longueur d’une spire (en m), et $r > \delta$ son rayon.

L’effet de peau n’est pas le seul phénomène dont dépend la résistance d’un conducteur : la présence d’un autre conducteur à proximité joue également un rôle important. En effet, la répartition du courant dans un conducteur n’est pas seulement influencée par l’effet pelliculaire mais également par le champ magnétique créé par les courants induits dans les conducteurs voisins, c’est l’effet de proximité. Ce phénomène induit des pertes supplémentaires qui se traduisent par une augmentation de la résistance propre du conducteur. La figure 7 illustre bien ces deux phénomènes : lorsqu’un conducteur est alimenté, plus la fréquence augmente et plus le courant qui circule dans le conducteur tend à se concentrer sur une petite épaisseur à sa périphérie. De même les courants induits dans les conducteurs avoisinant celui alimenté tendent également à se concentrer sur la périphérie. Dans la figure 5, on remarque que la résistance passe par un maximum qui se situe autour de 2 MHz avant de baisser. Comme expliqué précédemment, à haute fréquence le noyau magnétique perd ses capacités de canalisation des lignes de champ magnétique car sa perméabilité baisse fortement (figure 6). Les valeurs des résistances baissent alors car l’effet de proximité diminue et on retrouve un comportement similaire à celui d’une bobine dans l’air.

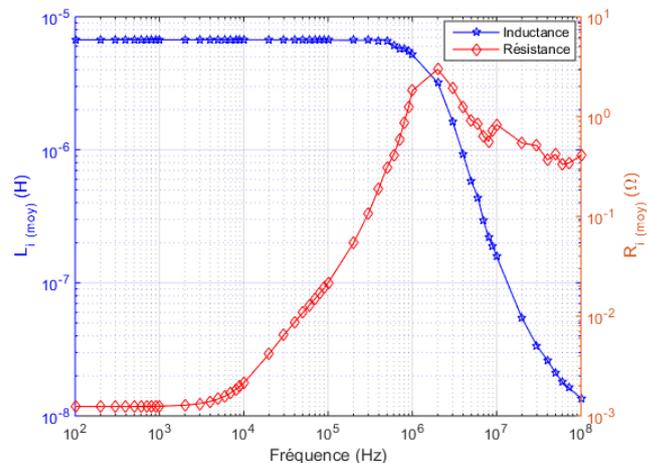


Fig.5 Évolution de la résistance et de l’inductance moyenne d’une spire en fonction de la fréquence (résultats de simulations)



Extrapolation de la courbe $\mu_r(f)$ au-delà de 10 MHz

Fig.6 Évolution de la perméabilité relative du noyau magnétique (3C90) en fonction de la fréquence

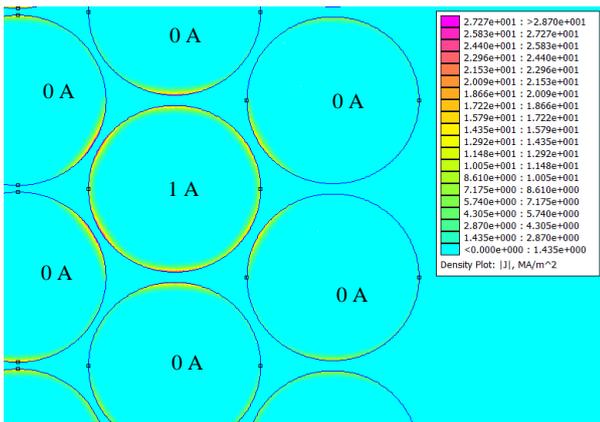


Fig.7 Distribution de la densité de courant : effet pelliculaire et effet de proximité à $f = 10$ MHz

4.3. Calcul électrostatique

Dans ce cas, c'est le module électrostatique de FEMM qui est utilisé pour le calcul des capacités spire-spire et spire-carresse de la bobine. La géométrie du système est d'abord définie comme dans le cas précédent (figure 4), et le noyau est considéré comme un conducteur supplémentaire auquel une tension nulle est imposée. Une condition limite de type Dirichlet (potentiel nul) sur les frontières assez lointaines du système est utilisée pour délimiter le domaine d'étude.

De la même façon que dans le cas du calcul magnétique, chaque conducteur de la bobine est défini, ici, comme une source de tension : on impose alors une tension de 1 V sur le premier conducteur et 0 V sur tous les autres et sur le noyau magnétique de façon à avoir une différence de potentiel entre les conducteurs. Les valeurs des capacités sont alors calculées à partir de la quantité de charge induite dans chaque conducteur. À la fin de la simulation, le calcul aboutit à une matrice $N \times N$ symétrique ($C_{i,j} = C_{j,i}$) (5). La diagonale représente les capacités par rapport au noyau magnétique ($C_{i,0}$). Du fait de la symétrie, les termes $C_{j,i}$ sont alors tronqués de la matrice. La figure 8 montre la répartition des capacités en fonction de leurs positions. On constate que les valeurs les plus élevées apparaissent surtout entre les spires voisines alors que les spires les plus éloignées

$$\begin{pmatrix} C_{1-0} & \cdots & C_{1-n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{n-1} & \cdots & C_{n-0} \end{pmatrix} \quad (5)$$

ont des capacités quasiment négligeables. Nous avons tout de même fait le choix de prendre en compte l'ensemble des capacités afin de mieux prédire le comportement transitoire de la bobine à haute fréquence.

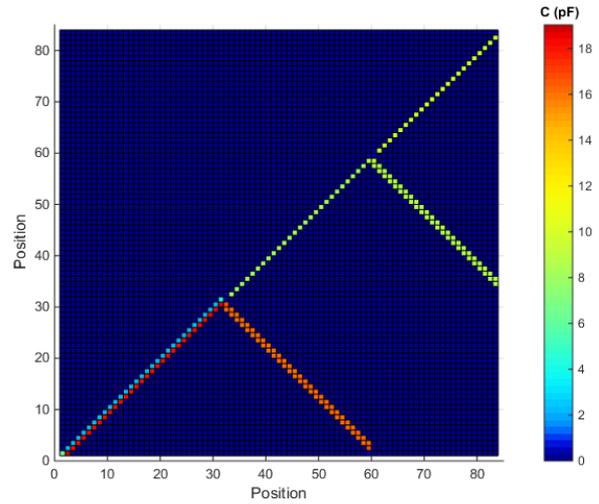


Fig.8 Matrice de la distribution des capacités spire-spire et spire-noyau magnétique en fonction de la position

5. RÉPONSE FRÉQUENTIELLE

Après avoir calculé tous les paramètres du schéma électrique équivalent de la bobine, une première étape de validation du modèle numérique consiste en l'étude de l'évolution de l'impédance de la bobine en fonction de la fréquence (diagramme de Bode). Pour cela, en simulation, la bobine est alimentée par une source de tension AC de fréquence donnée. Pour chaque fréquence à laquelle ont été calculés par le module magnéto-harmonique de FEMM les éléments résistifs et inductifs de la bobine ($R_i(f)$, $L_i(f)$, $M_{i,j}(f)$, avec $i=1,2,\dots,N$), le module et la phase de l'impédance sont calculés. Une comparaison a été effectuée avec les valeurs expérimentales mesurées à l'aide d'un analyseur d'impédance de type HP 4294 A. La figure 9 représente les courbes simulée et mesurée de l'évolution du module de l'impédance en fonction de la fréquence. La correspondance mesure/modélisation est globalement satisfaisante. Il apparaît cependant un léger décalage autour de la première fréquence de résonance puis entre 20 MHz et 50 MHz. Le modèle proposé de la bobine s'avère donc valable sur une large gamme de fréquence.

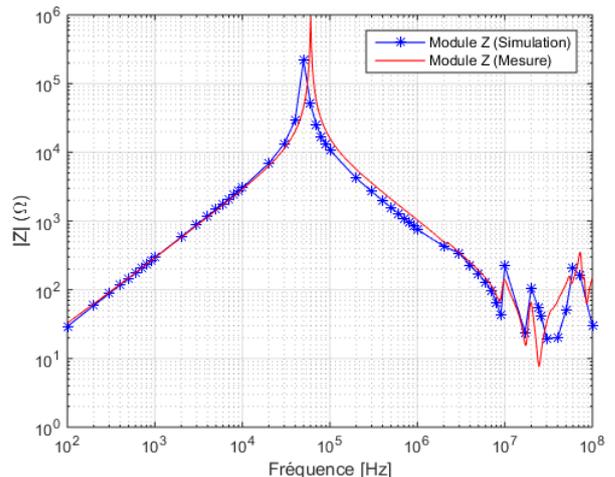


Fig.9 Évolution du module de l'impédance en fonction de la fréquence, comparaison entre mesures et simulations

6. RÉPONSE TEMPORELLE

6.1. Méthodologie de simulation

Le schéma de la figure 10 illustre la méthode utilisée pour les simulations dans le domaine temporel. Le schéma électrique de la bobine est le même que celui présenté précédemment (figure 10-D).

Souvent, dans les applications industrielles, l'alimentation d'une machine ne se trouve pas forcément proche physiquement de cette dernière. Différents types de câble peuvent alors servir d'intermédiaires entre ces deux éléments afin d'assurer la transmission du signal, ce qui n'est pas sans conséquences en termes de surtensions au niveau de la machine [12], [13]. C'est pourquoi nous avons considéré dans cette étude, deux configurations de charge : bobine sans câble de liaison avec le module, puis avec un câble bifilaire d'une longueur de 1 m.

Afin de s'affranchir de la modélisation du bloc d'alimentation (module + câble quand il est présent) et de se mettre dans les conditions expérimentales, le modèle de la

bobine est alimenté par la tension mesurée aux bornes de cette dernière (figure 10-B) à l'aide du dispositif présenté dans la figure 10-A. Un exemple de l'évolution de cette tension est donné sur la figure 10-C.

Le banc expérimental est constitué d'une alimentation DC 1000V-8A, d'un onduleur triphasé à IGBT 650V/400A dont un seul bras a été utilisé, d'une sonde différentielle haute tension (B.P. 100MHz) et d'un oscilloscope. La commande des IGBT est réalisée à l'aide d'un GBF (Générateur Basse Fréquence). Les caractéristiques du signal de tension en sortie du bras de pont sont les suivantes :

- Fréquence de découpage : $f = 10 \text{ kHz}$
- Amplitude de tension du bus continu : $V_{dc} = 100 \text{ V}$
- Rapport cyclique : $\alpha \approx 4\%$
- Temps de montée de la tension (10% à 90% de V_{dc}) : $t_r = 65 \text{ ns}$

Les simulations temporelles du système ont été faites en utilisant les paramètres calculés pour plusieurs fréquences. Une approche plus rigoureuse pour la simulation du régime transitoire, consisterait à recomposer le signal temporel à partir de sa décomposition harmonique. Cependant, dans la littérature, on reporte qu'une bonne approximation peut être obtenue en faisant le calcul avec des paramètres dont la valeur est prise pour une fréquence correspondant à l'inverse du temps de montée de la tension [5], [14]. Wright [15] considère le temps de montée le plus critique comme discuté dans le paragraphe 3. Dans son étude, cela correspond à une fréquence de 100 MHz. Dans le cadre de ce travail, la fréquence qui semble la plus adaptée à notre étude est de 60 MHz qui est, effectivement, supérieure à l'inverse du temps de montée de la tension, ce qui rejoint l'hypothèse posée par Wright. Par la suite (simulation du régime transitoire) les valeurs des différents paramètres du modèle seront donc prises à 60 MHz.

6.2. Résultats et discussion

Dans cette partie, les résultats obtenus par simulation sont comparés à des mesures réalisées sur banc. Pour cela, la démarche de modélisation expliquée plus haut est appliquée à la bobine sous test : l'échelon de tension mesuré aux bornes de la bobine est utilisé en entrée du modèle équivalent de la bobine sous LTspice®. Les tensions simples (par rapport à la masse de l'alimentation DC) des spires qui sont situées aux extrémités de la bobine (et donc les plus accessibles) servent de points de comparaison entre mesure et simulation.

6.2.1. Comparaison des tensions simples

Les figures 10 et 11 montrent la tension sur la 31^e spire (fin de la première couche) dans le cas de la bobine sans câble de liaison avec le module et avec un câble de 1 m de longueur respectivement. Tandis que les figures 12 et 13 montrent la tension sur la 59^e spire également pour les deux configurations.

Les résultats présentés sur les figures 10 et 11 montrent un accord satisfaisant entre mesure et simulation sur toute la plage temporelle transitoire, ce qui signifie que le modèle de la bobine permet de bien décrire le comportement transitoire de la tension de la première spire à la 31^{ème}. Par ailleurs, concernant les valeurs des tensions atteintes il est important de noter qu'au niveau de la 31^e spire, la surtension relative produite au niveau de cette spire atteint 53% du régime établi ($V_{max} = 96V$) dans le cas de l'absence du câble de liaison. Elle est amplifiée en présence du câble pour atteindre 71%, ce qui illustre bien l'effet que produit un câble en termes de surtensions supplémentaires induites au niveau du bobinage.

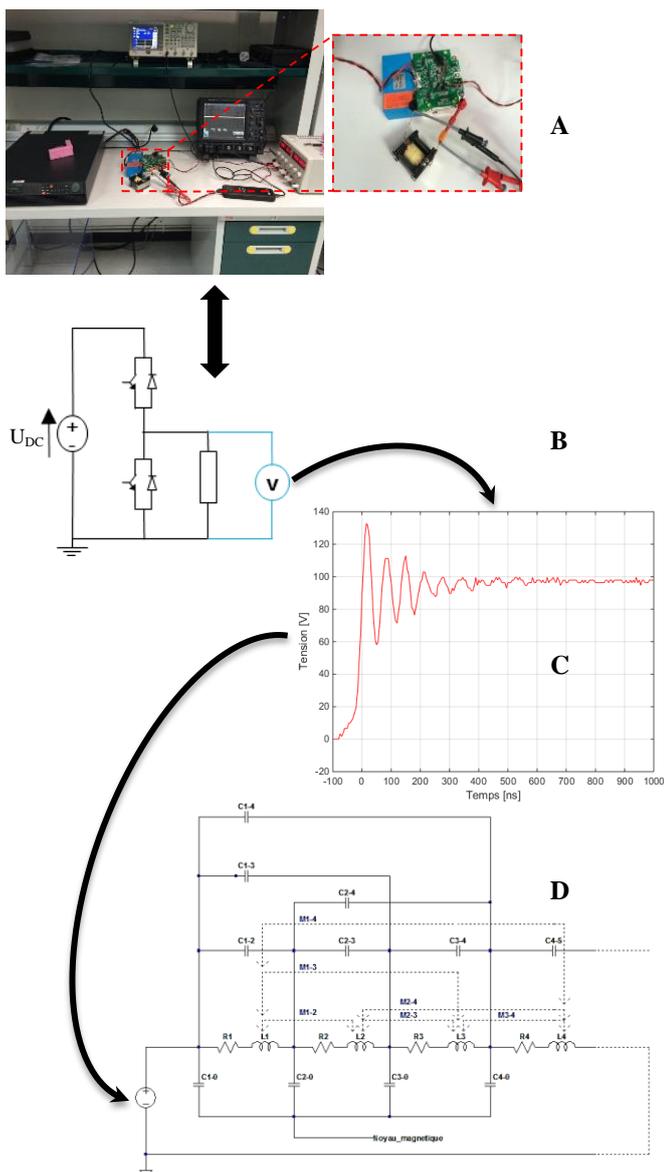


Fig.10 Schéma explicatif de la démarche de modélisation en régime temporel

- A- Dispositif expérimental de mesure de tension
- B- Schéma de la mesure de tension
- C- Signal de tension mesuré aux bornes de la bobine
- D- Schéma électrique équivalent de la bobine

Dans la figure 12 est représentée la tension sur la 59^e spire dans le cas de l'absence du câble, elle met en évidence un désaccord maximum de l'ordre 16% sur l'amplitude des oscillations de tension. On peut cependant remarquer que le décalage temporel au niveau des maxima de tension est faible sur les 150 premières nanosecondes.

Ce comportement est probablement dû à l'accumulation de petites erreurs de calcul sur chaque circuit élémentaire d'une spire le long de la bobine créant ainsi un écart du modèle au bout d'un certain nombre de spires. En revanche cet effet est moins prononcé dans le cas de la présence d'un câble de liaison (figure 13) : à l'exception d'une surestimation de l'amplitude de tension au niveau de la première oscillation (également de l'ordre de 16%), le modèle reproduit assez bien la mesure notamment en termes de fréquence d'oscillation qui est, en comparaison au cas précédent, moins élevée. En effet le câble agit non seulement comme amplificateur de surtension mais il crée également un retard dans la propagation des ondes incidentes et réfléchies entre la source et la bobine [13], [16] (cf. figure 14).

Le fait que le modèle soit plus représentatif de la réalité dans ce cas signifierait que la limite de ce dernier réside dans la fréquence des oscillations du signal. Autrement dit si la fréquence des oscillations est trop élevée, l'erreur de modélisation tend à augmenter en s'éloignant de l'entrée de la bobine.

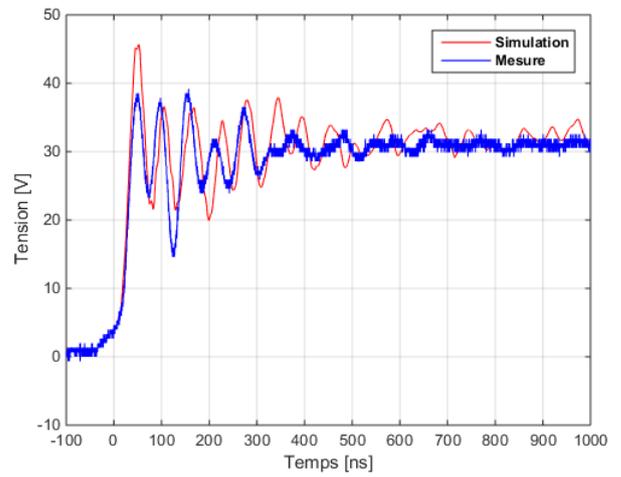


Fig.12 Tension simple sur la 59^e spire, bobine sans câble de liaison avec le convertisseur

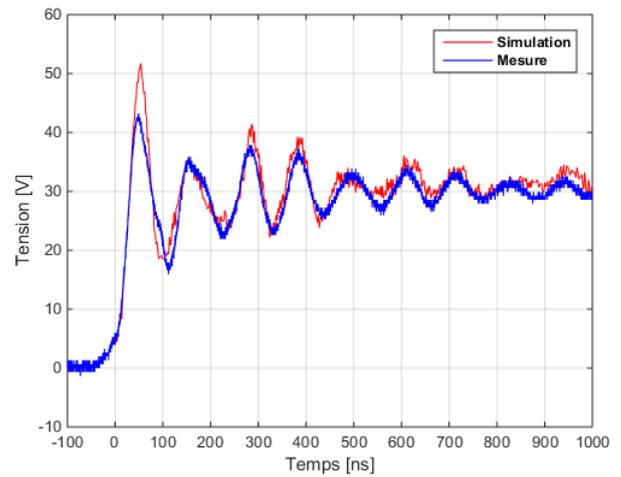


Fig.13 Tension simple sur la 59^e spire, câble bifilaire de 1m de longueur entre le convertisseur et la bobine

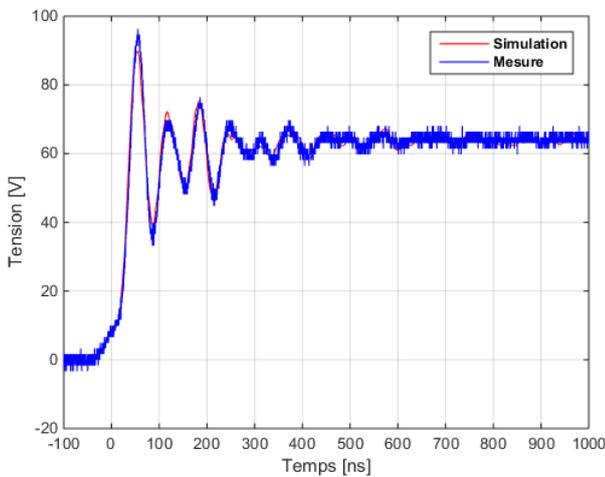


Fig.10 Tension simple sur la 31^e spire, bobine sans câble de liaison avec le convertisseur

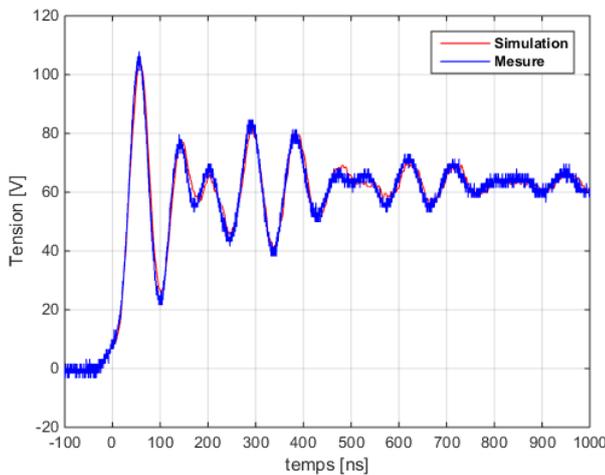


Fig.11 Tension simple sur la 31^e spire, câble bifilaire de 1m de longueur entre le convertisseur et la bobine

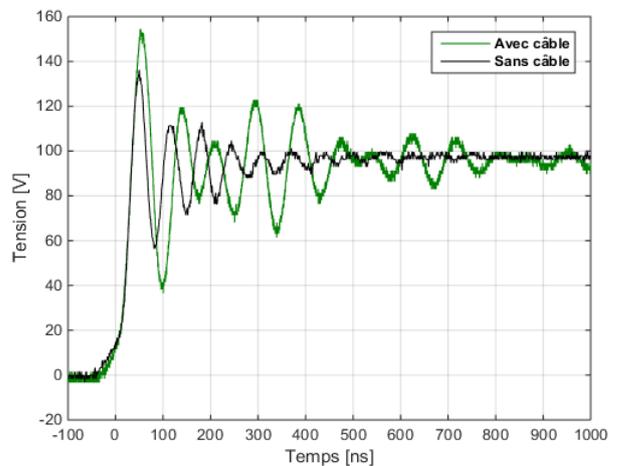


Fig.14 Tension à l'entrée de la bobine, comparaison avec/sans câble de liaison entre la bobine et le convertisseur (résultats de mesures)

6.2.2. Comparaison des tension composées

Les figures 15 et 16 montrent la tension composée entre la première spire et la 59^{ème} spire. La mesure est faite à l'aide de la sonde différentielle de tension présentée plus haut. En simulation, la tension composée est calculée à partir de la différence entre les tensions simples V1 et V59.

Cette tension composée est particulièrement critique en termes de contraintes électriques locales : en effet, ces deux spires sont éloignées « électriquement » mais se retrouvent proches géométriquement (figure 4) [17]. Cette zone peut alors être le siège d'un champ électrique important pouvant engendrer, si les niveaux de tension sont assez élevés, une décharge partielle qui contribuera à un vieillissement prématuré de l'isolation inter-spires, conduisant à long terme à un claquage diélectrique et une rupture d'isolation [18], [19].

Dans le cas de cette bobine, en régime établi, la différence de potentiel entre ces deux spires est de 63V. Dans le cas de la bobine sans câble de liaison (figure 15), on observe un dépassement ponctuel de 52% de cette valeur, soit une différence de potentiel max de 104V. En présence d'un câble de 1 m entre le module et la bobine, ce dépassement est de 64% soit une différence de potentiel de 113V (figure 16). Bien sûr, à ces niveaux de tension, il est peu probable d'affecter l'isolation, mais ce résultat montre que, localement au sein d'un bobinage, de fortes différences de potentiels peuvent apparaître.

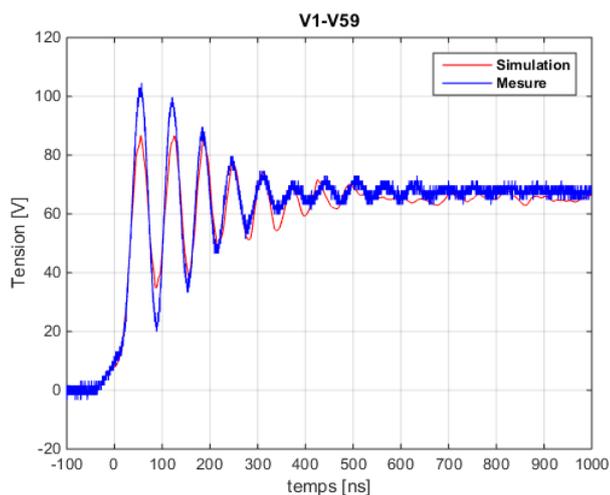


Fig.15 Tension composée V1-V59, bobine sans câble de liaison avec le convertisseur

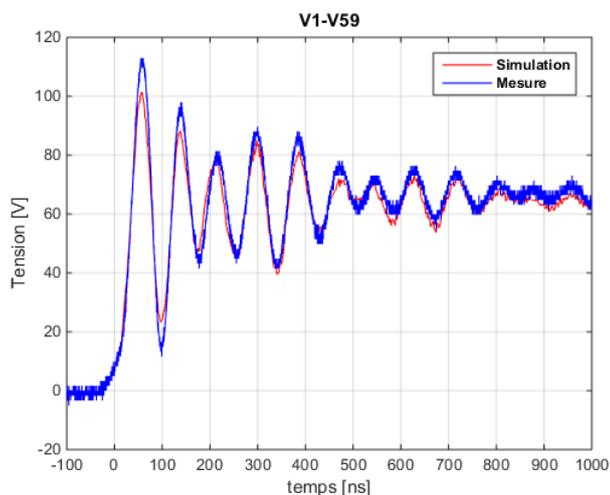


Fig.16 Tension composée V1-V59, câble bifilaire de 1m de longueur entre le convertisseur et la bobine

7. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Ce travail a tout d'abord consisté en une démarche de modélisation d'un bobinage. Pour cela, la bobine étudiée a été discrétisée par spires et représentée par un circuit électrique équivalent RLC sous LTspice®. Le calcul de l'ensemble des éléments du circuit électrique équivalent a été conduit grâce à un logiciel EF sur une large plage de fréquence. Les résultats montrent la forte dépendance des résistances et inductances (propres et mutuelles) à la fréquence du fait des caractéristiques de la ferrite utilisée comme noyau magnétique, mais aussi de l'effet de peau et de proximité dans les conducteurs. Les simulations dans le domaine fréquentiel montrent une bonne concordance avec les mesures expérimentales.

L'étude a été étendue dans la seconde partie au domaine temporel, en vue de reproduire en simulation le comportement transitoire de la tension lorsque la bobine est alimentée en MLI. Deux configurations de charge ont été étudiées : avec ou sans câble de liaison avec le convertisseur.

La confrontation des résultats obtenus avec des mesures faites sur banc montrent :

- Un bon accord entre la mesure et la simulation jusqu'à un nombre importants de spires, et ce pour les deux configurations.
- Des différences en termes d'amplitude de l'ordre de 16% qui apparaissent pour le dernier tiers du bobinage, ainsi qu'un léger décalage temporel qui disparaît en présence d'un câble.

Cependant, malgré les limites du modèle à reproduire le comportement des spires qui se situent loin de l'entrée de la bobine lorsque la fréquence des oscillations de tension est très élevée, le modèle développé dans cette étude semble être un bon outil en vue de prédire la distribution des fronts de tension dans un bobinage réel. Il pourra dès lors être utilisé en complément d'études plus expérimentales dans le cadre de l'étude de l'apparition des décharges partielles en régime transitoire, phénomène qui peut altérer le système d'isolation des machines électriques dédiées notamment à la traction automobile. Ceci fera l'objet de la suite de nos travaux.

8. REFERENCES

- [1] T. Lebey, "A theoretical approach of partial discharges under squarevoltage wave forms," in *IEEE International Symposium on Electrical Insulation*, 1998, pp. 257–260.
- [2] K. Cornick and T. Thompson, "Steep-fronted switching voltage transients and their distribution in motor windings. Part 1: System measurements of steep-fronted switching voltage transients," *Electr. Power Appl. IEE Proc. B*, vol. 129, no. 2, pp. 45–55, 1982.
- [3] P. Bidan, T. Lebey, G. Montseny, and J. Saint-Michel, "Transient voltage distribution in inverter fed motor windings: experimental study and modeling," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 16, no. 1, pp. 92–100, 2001.
- [4] G. Suresh, H. a. Toliyat, D. a. Rendusara, and P. N. Enjeti, "Predicting the transient effects of PWM voltage waveform on the stator windings of random wound induction motors," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 14, no. 1, pp. 23–30, 1999.
- [5] V. Mihaila, S. Duchesne, and D. Roger, "A simulation method to predict the turn-to-turn voltage spikes in a PWM fed motor winding," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 18, no. 5, pp. 1609–1615, 2011.
- [6] C. Neacsu, "Contribution à l'étude des défaillances statoriques des machines asynchrones : Mise au point et réalisation d'un test non destructif de fin de fabrication," Université Paul Sabatier, thèse soutenue, 2002.
- [7] C. Petrarca, A. Maffucci, V. Tucci, and M. Vitelli, "Analysis of the voltage distribution in a motor stator winding subjected to steep-fronted surge voltages by means of a multiconductor lossy transmission line model," *IEEE Trans. Energy Convers.*, vol. 19, no. 1, pp. 7–17, 2004.
- [8] V. Mihaila, "Nouvelle Conception des bobinages statoriques des machines à courant alternatif pour réduire les effets négatifs des dV/dt ," Université d'Artois, thèse soutenue, 2011.

- [9] P. Clayton R., "Time-domain analysis of two conductor lines," in *Analysis of multiconductor transmission lines*, John Wiley., 2007.
- [10] O. Magdun, S. Blatt, and A. Binder, "Calculation of stator winding parameters to predict the voltage distributions in inverter fed AC machines," *Proc. - 2013 9th IEEE Int. Symp. Diagnostics Electr. Mach. Power Electron. Drives, SDEMPED 2013*, pp. 447–453, 2013.
- [11] D. Meeker, "Finite Element Method Magnetics 4.2," 2013.
- [12] B. S. M.Kaufhold, G.Borner, M.Eberhardt, "Failure Mechanism of the Interturn Insulation of low Machines Fed by Pulse-controlled Inverters," *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 12, no. 5, pp. 9–16, 1996.
- [13] Z. Peroutka and V. Kus, "Adverse effects in voltage source inverter-fed drive systems," *APEC. Seventeenth Annu. IEEE Appl. Power Electron. Conf. Expo. (Cat. No.02CH37335)*, vol. 1, no. c, pp. 557–563, 2002.
- [14] L. Gubbala, a. Von Jouanne, P. Enjeti, C. Singh, and H. Toliyat, "Voltage distribution in the windings of an AC motor subjected to high dV/dt PWM voltages," *Proc. PESC '95 - Power Electron. Spec. Conf.*, vol. 1, 1995.
- [15] M. T. Wright, S. J. Yang, and K. McLeay, "General theory of fast-fronted interturn voltage distribution in electrical machine windings," *IEE Proc. B Electr. Power Appl.*, vol. 130, no. 4, p. 245, 1983.
- [16] P. Nussbaumer, C. Zoeller, T. M. Wolbank, and M. a. Vogelsberger, "Transient distribution of voltages in induction machine stator windings resulting from switching of power electronics," *IECON Proc. (Industrial Electron. Conf.)*, pp. 3189–3194, 2013.
- [17] J. Moeneclaey, "Méthode de conception des bobinages des actionneurs électriques adaptés aux nouvelles contraintes de l'avionique," Université d'Artois, thèse soutenue, 2015.
- [18] A. Cavallini, G. C. Montanari, D. Fabiani, and M. Tozzi, "The influence of PWM voltage waveforms on induction motor insulation systems: Perspectives for the end user," *SDEMPED 2011 - 8th IEEE Symp. Diagnostics Electr. Mach. Power Electron. Drives*, pp. 288–293, 2011.
- [19] S. Bell and J. Sung, "Will your motor insulation survive a new adjustable-frequency drive?," *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 33, no. 5, pp. 1307–1311, 1997.