



HAL
open science

Effet des excitations par la base sur l'instabilité de type dry-whip d'un rotor : Calculs - Mesures

Eric Chatelet, Yvon Briend, Régis Dufour, Franck Legrand, Marie Ange
Andrianoely, Sophie Baudin

► To cite this version:

Eric Chatelet, Yvon Briend, Régis Dufour, Franck Legrand, Marie Ange Andrianoely, et al.. Effet des excitations par la base sur l'instabilité de type dry-whip d'un rotor : Calculs - Mesures. 25e Congrès Français de Mécanique, Aug 2022, Nantes, France. hal-04281679

HAL Id: hal-04281679

<https://hal.science/hal-04281679>

Submitted on 14 Nov 2023

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.

Effet des excitations par la base sur l'instabilité de type dry-whip d'un rotor : Calculs - Mesures

Eric Chatelet¹, Yvon Briend¹, Régis Dufour¹, Franck Legrand¹, Marie-Ange Andrianoely¹, Sophie Baudin²

¹ Univ Lyon, INSA-Lyon, CNRS UMR5259, LaMCoS, F-69621, France
eric.chatelet@insa-lyon.fr

² Avnir Engineering, s.baudin@avnir.fr

Résumé :

Les travaux de recherche présentés portent sur l'analyse du contact rotor-stator lors du phénomène d'instabilité de type dry-whip, causé par des excitations par la base en présence d'un balourd. Jusqu'à présent, cette instabilité propre au contact rotor-stator n'a été montrée qu'à partir de réponses à une excitation de type balourd pur lors de montée ou descente en vitesse et/ou à partir de perturbations externes telles qu'un impact direct appliqué au rotor.

Cet article vise à démontrer que le dry-whip peut également être déclenché par des forces externes provenant du mouvement de la base rigide supportant la machine tournante. Pour cela, des approches numériques et expérimentales sont conjointement employées. Les simulations sont entreprises avec un modèle d'éléments finis du comportement dynamique non linéaire du rotor soumis à des sollicitations combinant mouvement de sa base, balourd et contacts rotor-stator. Ce modèle est validé expérimentalement grâce à un rotor-prototype supporté par des paliers hydrodynamiques et embarqué sur un exciteur hydraulique multiaxial de grandes capacités. L'instabilité de type dry-whip observée expérimentalement et simulée numériquement est déclenchée par un choc multiaxial généré par sa base.

Abstract:

The research work presented focuses on the analysis of the rotor-stator contact during the dry-whip instability phenomenon, caused by base excitations in the presence of an unbalance. Until now, this instability specific to the rotor-stator contact has only been shown from responses to a pure unbalance excitation during speed run-up or run-down and/or from external perturbations such as a direct impact applied to the rotor.

This paper aims to demonstrate that the dry-whip can also be triggered by external forces coming from the motion of the rigid base supporting the rotating machine. For this purpose, numerical and experimental approaches are jointly employed. Simulations are undertaken with a finite element model of the nonlinear dynamic behavior of the rotor subjected to solicitations combining base motion, unbalance and rotor-stator contacts. This model is experimentally validated with a prototype rotor supported by hydrodynamic bearings and mounted on a large capacity multi-axis hydraulic exciter. The dry-whip instability observed experimentally and simulated numerically is triggered by a multiaxial shock generated by its base.

Mots clefs : Rotor embarqué, Contact Rotor/Stator, Instabilité, Dry-whip, Excitateur multi-axes.

1 Introduction

Les machines tournantes jouent un rôle majeur dans de nombreux secteurs de haute technologie tels que l'automobile, la défense, l'énergie, le spatial, etc. Dans ces domaines, afin de réduire le coût énergétique, il devient alors primordial de désigner des systèmes en rotation de plus en plus légers tout en garantissant leur tenue et leur robustesse. Ces développements conduisent très souvent à des structures plus compactes, présentant des jeux de fonctionnement (et plus précisément des jeux rotor-stator) plus réduits. Ainsi la possibilité d'être confronté à des phénomènes de contact rotor-stator (par exemples, contact roue-carter de compresseur centrifuge, contacts aubes-carter de turbine, etc) devient hautement probable. Ces phénomènes de contact peuvent être responsables de divers effets non linéaires nocifs, menaçant directement l'intégrité de telles structures. Parmi ceux-ci, le phénomène bien connu de dry-whip, caractérisé par un état de roulement-glissement en précession rétrograde du rotor sur le stator induit des amplitudes de réponses critiques et des fréquences de vibrations élevées. Cette instabilité peut être déclenchée par de nombreuses sources d'excitations telles qu'une perte d'aube soudaine, des impacts appliqués sur l'arbre, et/ou des mouvements de la base supportant la machine tournante.

L'état de l'art du contact rotor-stator et des phénomènes non linéaires associés n'est pas récent. Black [1] a été l'un des premiers à développer une approche analytique pour déterminer les domaines d'existence du dry-whirl et du dry-whip en fonction du coefficient de frottement par rapport à la vitesse de rotation du rotor. Lingener [2] a étudié expérimentalement plusieurs configurations d'un rotor à masse mobile et d'un stator à raideur réglable. Il a montré que le dry-whip peut être déclenché soit avec un seul déséquilibre de masse, soit avec un choc externe. Bently et al. [3, 4] ont également prouvé que le dry-whip peut être initié par des impacts de marteau à très basses vitesses ou sans perturbation externe pour de faibles jeux rotor-stator. Les régions où le dry-whip peut être déclenché par un déséquilibre de masse ou une perturbation externe ont été clairement identifiées. Pour un aperçu plus complet de la dynamique du rotor de contact, des revues récentes et approfondies peuvent être trouvées dans [5–11]. Ces dernières années, les efforts de recherche dédiés au phénomène du dry-whip se sont encore intensifiés. Hong et al. [12] puis Yu et al. [13] ont utilisé l'approche de modes complexes non linéaires de Laxalde et Thouverez [14] pour expliquer le dry-whip comme l'instabilité d'un mode en précession rétrograde, c'est-à-dire lorsque son amortissement modal devient négatif avec l'augmentation de l'amplitude de la forme modale. Ils ont appliqué leur méthode à un modèle d'éléments finis (FEM) à 8 nœuds d'un banc d'essai rotor Bently. Bezhad et Alvandi [15] ont proposé une solution de jeu non circulaire avec une forme à trois lobes pour modifier les caractéristiques du dry-whip telles que son amplitude et sa fréquence. Ils ont réussi à démontrer expérimentalement et numériquement l'efficacité de leur solution. Enfin, Eehalt et al. [16] ont mis en évidence expérimentalement avec un banc d'essai très modulaire la coexistence de plusieurs modes dry-whip aux caractéristiques différentes. Tous les autres phénomènes non linéaires typiques tels que les sauts, les super ou sous-harmoniques, etc ont été observés. Les études sur l'influence du mouvement de base sur la dynamique du rotor ont commencé dans les années 80 [17,18] à partir d'une préoccupation mondiale concernant l'excitation sismique due aux tremblements de terre se produisant au voisinage des centrales électriques. Ce type d'excitation constitue une autre source de contacts rotor-stator ; cependant, la littérature est nettement moins abondante pour ces effets combinés. Parmi celle-ci, Jarroux et al. [19] ont validé expérimentalement un modèle de rotor monté sur des paliers magnétiques actifs (PMA) protégés par des paliers atterrisseurs (Touch Down Bearings = TDB) en cas de rupture de lévitation ou de forts mouvements de base. De bons accords ont été observés tant avec une accélération en translation verticale harmonique de 1.1g pour plusieurs vitesses de rotation de l'arbre qu'avec une excitation verticale de type choc d'amplitude de 3.1g ; et ce, même lorsque l'arbre est entré en contact avec la bague intérieure des TDB. De manière similaire, mais purement numérique, Su et al. [20] ont étudié le même type de rotor supporté par des PMA et des TDB. Ils ont montré à partir de divers

cas de mouvements de base de chocs en translation que des transitions entre différents régimes de rebonds, de précession rétrograde et de dry-whip sont susceptibles de se produire.

Jusqu'à présent, les contributions consacrées à la validation expérimentale de modèles de rotors embarqués incluant du frottement rotor-stator demeurent rares. Le phénomène nocif de dry-whip n'a été mis en évidence expérimentalement que lorsqu'il était déclenché par un déséquilibre de masse lors d'une montée ou d'une descente en vitesse de l'arbre [5–7], et/ou par une perturbation externe telle qu'un impact de marteau de choc [2–4,7,15,16]. Cet article présente un modèle Eléments Finis d'un rotor embarqué monté sur paliers hydrodynamiques apte à prendre en compte le frottement rotor-stator dû à une excitation de sa base rigide. Il inclut une loi de contact originale qui modélise le frottement éventuel rotor-stator. Une première validation expérimentale est réalisée via un mouvement de translation de base harmonique induisant un contact unilatéral. Dans un second temps, l'apparition d'une instabilité de type dry-whip est mise en exergue à la fois expérimentalement et numériquement en combinant un déséquilibre de masse et des mouvements de base de type chocs multi-axiaux, la vitesse de rotation de l'arbre restant stationnaire.

2 Modélisation du rotor embarqué avec touche Rotor-Stator

La dynamique du rotor embarqué est analysée par l'intermédiaire de deux référentiels illustrés sur la Fig. 1. Le premier repère $\mathcal{R}_0(O_0, \vec{X}_0, \vec{Y}_0, \vec{Z}_0)$ est considéré comme galiléen. Le second $\mathcal{R}(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ est lié à la base du rotor supposée infiniment rigide et indépendant de l'axe de l'arbre. Son origine O est située à l'extrémité gauche de l'axe neutre de l'arbre et \vec{y} coïncide avec l'axe de rotation de l'arbre au repos.

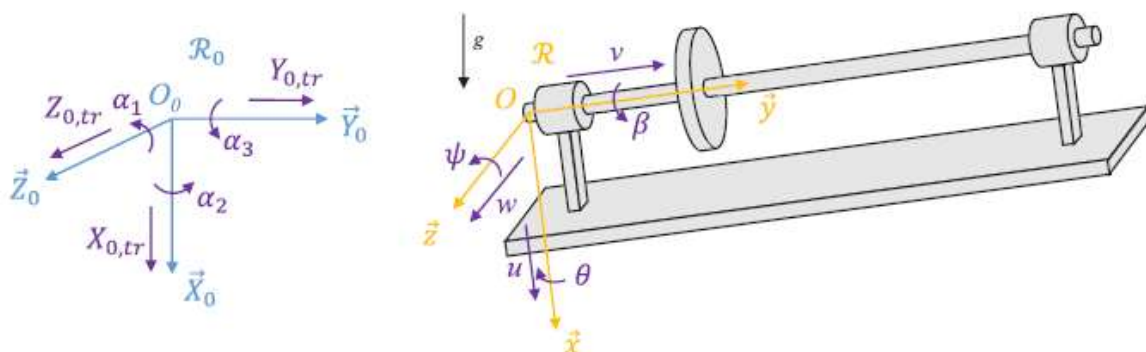


Figure 1 : Paramétrage du rotor embarqué et des mouvements de sa base rigide

2.1 Equations du rotor embarqué

Des éléments de poutre Timoshenko unidimensionnels sont utilisés pour modéliser l'arbre. Chaque élément possède deux nœuds et six degrés de liberté par nœud. u et w sont les déplacements transversaux en flexion selon \vec{x} et \vec{z} respectivement, v le déplacement axial selon \vec{y} , ψ et θ les rotations transversales de flexion autour de \vec{z} et \vec{x} respectivement. Enfin β représente l'angle de torsion de rotation autour de \vec{y} .

Tous ces déplacements ne dépendent que sur la coordonnée axiale y et la vitesse de rotation totale de l'arbre $\dot{\phi}$ est défini comme $\dot{\phi}(y) = \dot{\phi}^* + \dot{\beta}(y)$ où $\dot{\phi}^*$ est la vitesse de rotation nominale de l'arbre entraîné par le moteur. Des fonctions de forme cubique et quadratique sont utilisées pour approximer (u, w) et (ψ, θ) , respectivement, tandis que les fonctions de forme linéaire sont utilisées pour v et β . L'application du théorème de Lagrange aux énergies et aux travaux virtuels du système conduit à l'équation de mouvement régissant la dynamique du rotor :

$$\mathbf{M}\ddot{\boldsymbol{\delta}} + (\mathbf{G} + \mathbf{C} + \mathbf{C}_{ba})\dot{\boldsymbol{\delta}} + (\mathbf{K} + \mathbf{K}_{ba})\boldsymbol{\delta} = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_u + \mathbf{F}_{ba} + \mathbf{F}_{jb} + \mathbf{F}_c \quad (1)$$

avec \mathbf{M} , \mathbf{G} , \mathbf{C} et \mathbf{K} respectivement les matrices classiques de masse, gyroscopique, d'amortissement structural et de rigidité, \mathbf{F}_u le vecteur classique de force de balourd et $\boldsymbol{\delta}$ le vecteur global des degrés de liberté. La matrice d'amortissement structurale \mathbf{C} est prise proportionnelle à $\mathbf{K} = \mathbf{K}_b + \mathbf{K}_v + \mathbf{K}_\beta$ de sorte que $\mathbf{C} = c_b \mathbf{K}_b + c_v \mathbf{K}_v + c_\beta \mathbf{K}_\beta$ où \mathbf{K}_b , \mathbf{K}_v et \mathbf{K}_β sont respectivement les matrices de rigidité structurale liées aux effets de flexion, axiaux et de torsion ; c_b , c_v et c_β étant des coefficients à ajuster. \mathbf{C}_{ba} , \mathbf{K}_{ba} et \mathbf{F}_{ba} sont respectivement les matrices, dépendantes du temps, d'amortissement, de rigidité et le vecteur force lié aux mouvements de la base [21]. \mathbf{F}_g est un vecteur de force lié à la gravité, qui peut dépendre du temps dans le cas d'un mouvement de base en rotation. \mathbf{F}_{jb} est le vecteur qui contient les forces non linéaires fournies par les paliers lisses. Bien que dans cette étude les paliers aient une longueur finie, leurs forces correspondantes sont calculées en utilisant l'hypothèse de palier court [22] afin de réduire les temps de calculs. Des conditions aux limites de type Gumbel sont employées, en prenant en compte la variation de l'intervalle de pression positive due aux excentricités dynamiques et aux angles d'attitude [23]. On suppose ici que les centres des paliers lisses sont sur l'axe $(O\vec{y})$. \mathbf{F}_c est le vecteur qui contient les forces non linéaires des contacts rotor-stator probables avec des anneaux circulaires liés stator.

2.2 Equations du contact Rotor Stator

Ces forces, basées sur les développements décrits dans les articles [24, 25] utilisent une loi de pénalité. Pour comprendre le phénomène de contact, un croquis de l'arbre tournant à l'intérieur d'un anneau circulaire de coordonnée axiale y_B dans \mathcal{R} est représenté sur la Fig. 2a. L'arbre est en équilibre quasi-statique (arbre tournant à vitesse fixe mais sans excitation dynamique externe) à l'emplacement S de coordonnées (u_S, y_B, w_S) dans \mathcal{R} . En raison d'excitations externes telles que des déséquilibres de masse et de mouvements de base, le centre de l'arbre A de coordonnées (u, y_B, w) dans \mathcal{R} orbite autour de S avec une excentricité $e_S = (u_{SA}^2 + w_{SA}^2)^{1/2}$ avec $u_{SA} = u - u_S$ et $w_{SA} = w - w_S$. Contrairement à [24, 25], S ne coïncide pas nécessairement avec le centre de l'anneau B . Dans ce contexte, l'emplacement de B peut être donné soit par rapport à S avec $\overline{SB} = x_{SB}\vec{x} + z_{SB}\vec{z}$ ou par rapport à O avec $\overline{OB} = x_{OB}\vec{x} + z_{OB}\vec{z}$. Ces deux définitions de B seront utilisées dans la section 3.1 pour définir les différents anneaux de contact.

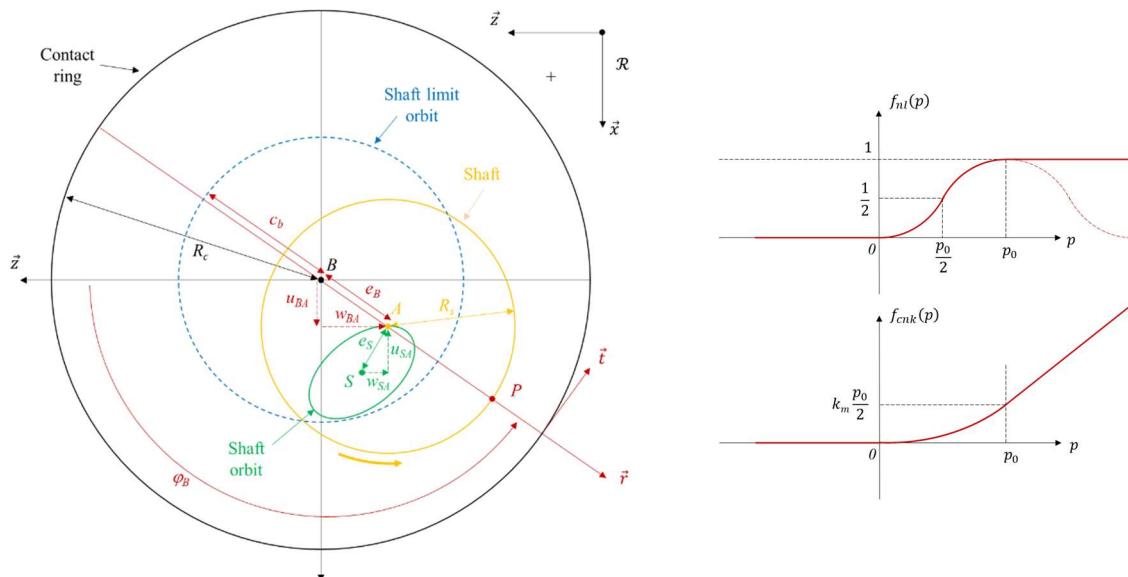


Figure 2 : a) Modélisation de l'arbre tournant à l'intérieur d'une bague de contact circulaire. b) Fonction non linéaire en demi-sinus et Force de raideur de contact normal

Le contact se produit lorsque l'excentricité de l'arbre $e_B = (u_{BA}^2 + w_{BA}^2)^{1/2}$ est supérieur au jeu radial $c_b = R_c - R_s$, où $u_{BA} = u_{SA} - x_{SB} = u - x_{OB}$ et $w_{BA} = w_{SA} - z_{SB} = w - z_{OB}$. De plus, contrairement à [24, 25], la composante normale $f_{cn} = f_{cnk} + f_{cnc}$ de chaque force de contact est ici calculée à partir de la rigidité de contact non linéaire et de l'amortissement selon une loi demi-sinus loi au lieu d'une loi arc-tangente (Fig. 2b), selon :

$$f_{cnk}(p) = k_m \int_0^p f_{nl}(p) dp \quad ; \quad f_{cnc}(p, \dot{p}) = c_m f_{nl}(p) \dot{p} \quad (2)$$

où $p = e_B - c_b$ représente la pénétration de contact, k_m et c_m les valeurs maximales de raideur et d'amortissement, et où $f_{nl}(p)$ est définie par :

$$f_{nl}(p) = \begin{cases} 0 & \forall p < 0 \\ \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\pi \left(\frac{p}{p_0} + 1 \right) \right) \right] & \forall p \in [0 ; p_0[\\ 1 & \forall p \geq p_0 \end{cases} \quad (3)$$

Le paramètre p_0 permet d'ajuster la pente de la fonction demi-sinus non linéaire $f_{nl}(p)$ de manière à faciliter la convergence de l'algorithme numérique (voir Fig. 2b). Le profil demi-sinus empêche l'apparition d'une force de contact normale négative pour $p < 0$. La force de contact tangentielle, la force de contact axiale et les moments de contact sont ensuite calculés à partir de la force de contact normale f_{cn} comme dans [25]. L'équation non linéaire globale du mouvement (1) est résolue en utilisant une intégration de Newmark classique en combinaison avec un schéma de Newton-Raphson. Le pas de temps de l'intégration est autorisé à varier afin de gérer les fortes non-linéarités et les résultats numériques sont ensuite rééchantillonnés avec un pas de temps fixe correspondant à la fréquence d'échantillonnage des mesures expérimentales. En ce qui concerne les conditions initiales, le système est supposé être à la position d'équilibre quasi-statique, l'arbre tournant à vitesse constante à $t = 0$ s. Après l'instant $t \geq 0$ s, les balourds sont imposés brutalement. Les excitations associées aux mouvements de la base ne sont alors imposées à partir du moment où l'état transitoire dû à l'apparition des balourds de masse a disparu.

3 Description de l'expérimentation mise en place

Afin d'appliquer des sollicitations par la base au rotor expérimental, l'excitateur multi axes de l'Equipex PHARE est utilisé. Appelé « Le Cube », cet excitateur à 6 degrés de liberté (les 3 translations et les 3 rotations) offre des capacités uniques (+/-10g/axes, +/-50mm de course, 62kN de force, 450 kg de masse embarquée dans une bande fréquentielle de [0-250] Hz) pour appliquer des sollicitations de type sinusoïdales, aléatoires, réplique de signaux et/ou chocs selon plusieurs axes simultanés.



Figure 3 : Excitateur multi-axes de l'Equipex PHARE

3.1 Présentation du banc rotor embarqué

Le banc d'essai utilisé pour les validations expérimentales est illustré à la Fig. 4. Le rotor est composé d'un arbre acier, de deux disques, de deux paliers hydrodynamiques, d'un moteur électrique à courant continu et d'un accouplement flexible entre l'arbre et le moteur. La totalité du système est solidaire d'une plaque fixée à l'excitateur hydraulique à 6 degrés de liberté. Les données correspondant à ces éléments, utilisées lors des calculs numériques ultérieurs, sont listées dans le tableau 1. Les caractéristiques de l'accouplement moteur-arbre qui proviennent soit du constructeur, soit d'une optimisation par une analyse modale préalable, sont présentés dans le tableau 2a. Des balourds (Tableau 2b) sont positionnés sur les deux disques. En l'absence de mouvements de la base, ces balourds ne sont pas suffisants pour provoquer un contact. L'arbre est discrétisé en 28 éléments finis. Les paliers hydrodynamiques ont des longueurs finies avec un rapport longueur sur diamètre de $\approx 0,70$. Aucune pression d'alimentation n'est prise en compte puisqu'elle est raisonnablement faible (0,4 bar) et hors du cadre analytique de l'approximation des paliers courts.

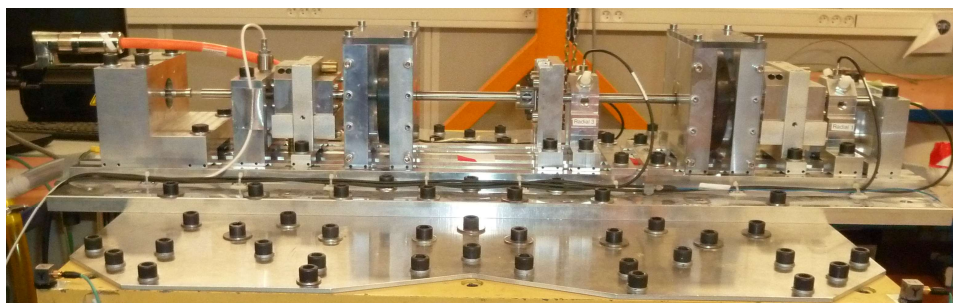
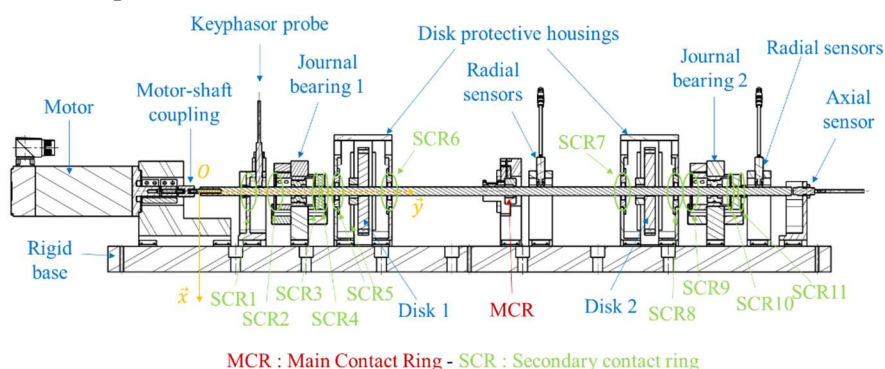


Figure 4 : Banc d'essai rotor embarqué pour validations expérimentales : (a) CAO et (b) photo.

3.2 Présentation de la bague de touche Rotor/Stator

Afin d'obtenir un contact rotor-stator, le banc d'essai a été équipé au milieu de l'arbre d'une bague circulaire (MCR pour Main Circular Ring Fig. 4) en acier prétraité. Comme illustré sur la Fig. 5, le contact zone de cet anneau est un tore ayant une section semi-circulaire afin de générer un contact ponctuel avec l'arbre en cas de niveau de vibration radiale trop importante. La bague est montée serrée dans un logement lui-même intégré dans un support rigide solidaire de la base du rotor. En agissant sur cinq vis de précision, le MCR fixé au boîtier peut être centré quasiment parfaitement par rapport à une position quasi-statique d'équilibre de l'arbre, c'est-à-dire en superposant B et S de la Fig. 2a. Le petit écart restant entre B et S peut être mesuré précisément et introduit ensuite dans le modèle en fonction des coordonnées (x_{SB}, z_{SB}) . Lors du phénomène de dry whip, le contact peut également se produire à d'autres endroits en raison de déplacements transversaux plus importants de l'arbre. Ces nouveaux points de contact, dénommés (SCR = Secondary Circular Ring), sont illustrés à la Fig. 4a. Ils correspondent aux alésages circulaires de certains supports ou de carters de protection (disques ou paliers). Toutes les

données correspondant au MCR et SCR bien que disponibles ne sont pas précisés dans le cadre de cette communication.

Longueur de l'arbre et diamètres	851 mm ; 12.7 mm ou 12 mm
Module d'Young et coefficient de Poisson de l'arbre	210 GPa ; 0.3
Densité de l'arbre et des disques	7778 kg/m ³
Rayon et épaisseur des disques	63.1 mm ; 15.6 mm
Rayon, longueur et jeu radial des paliers hydrodynam.	6.39 mm ; 9 mm ; 40 µm
Viscosité de l'huile des paliers hydrodynamiques	0.0206 Pa.s

Tableau 1 : Principales données du rotor

Raideur	Valeur	Amort.	Valeur	Masse balourd	Au nœud	Rayon	Phase
K_{uu}	1000 N/m	C_{uu}	0 N.s/m	2.37g	10	57 mm	0°
K_{vv}	2500 N/m	C_{vv}	4 N.s/m	2.37g	10	57 mm	-20°
K_{ww}	1000 N/m	C_{ww}	0 N.s/m	2.37g	20	57 mm	0°
$K_{\theta\theta}$	0.21 N.m/rad	$C_{\theta\theta}$	1×10^{-3} N.m.s/rad	2.37g	20	57 mm	-20°
$K_{\psi\psi}$	0.21 N.m/rad	$C_{\psi\psi}$	1×10^{-3} N.m.s/rad	2.37g	20	57 mm	0°
$K_{\beta\beta}$	27 N.m/rad	$C_{\beta\beta}$	1×10^{-2} N.m.s/rad	2.37g	20	57 mm	-20°

Tableau 2 : a) Caractéristiques accouplement et b) balourds

Concernant le coefficient de frottement sec μ , aucune distinction n'est faite entre coefficients statique et dynamique. Pour les SCR, ceux, au plus proche des paliers hydrodynamiques, ont une petite valeur $\mu = 0,05$ en raison de la projection d'huile sur l'arbre, tandis que d'autres, près des disques, ont une valeur plus standard de contact sec acier-acier tel que $\mu = 0,25$. En ce qui concerne le MCR, le coefficient de frottement n'est pas donné ici car il est ajusté en fonction de l'essai.

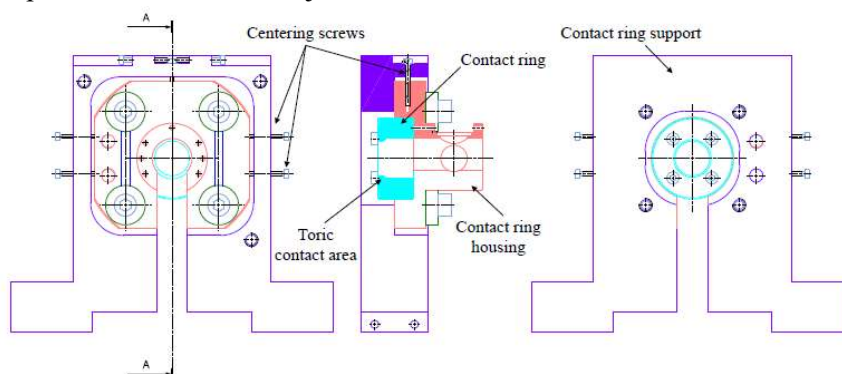


Figure 5 : Assemblage MCR

Le banc d'essai est instrumenté avec plusieurs jeux de capteurs. Quatre capteurs inductifs sont répartis par paire dans deux plans de mesures pour évaluer les déplacements radiaux en flexion de l'arbre. Les deux capteurs de chaque support sont montés à 90° l'un de l'autre pour récupérer les orbites de l'arbre. Un support est situé au plus proche du MCR (nœud 16). Un autre capteur inductif est utilisé comme top tour pour détecter une rainure axiale réalisée dans l'arbre. Ce capteur est dirigé selon l'axe vertical \vec{x} . Les impulsions du top tour se produisent lorsque la rainure croise cet axe, qui est alors considéré comme l'angle de référence à 0° de positionnement de l'arbre. Enfin, quatre accéléromètres triaxiaux, situés aux quatre coins de la face supérieure de l'excitateur 6-axes, sont utilisés à la fois pour réaliser les mouvements d'excitation de la base et pour déterminer le mouvement réel de l'excitateur, qui est ensuite introduit dans le modèle EF pour corréler les résultats numériques-expérimentaux. Dans les essais menés, la vitesse de rotation de l'arbre est constante telle que $\dot{\phi}^* = 1700$ tr/min. Le rotor tourne en

régime sous-critique puisque la première vitesse critique se situe autour de 2400 tr/min. La fréquence de vitesse de l'arbre en rotation équivaut à 1700/60 Hz et est notée par la suite X . Les déphasages des balourds du tableau 2b) sont donnés par rapport à la rainure axiale utilisée pour le top tour. Le temps initial $t = 0$ s correspond toujours à une impulsion du top tour avec $\phi^* = 0^\circ$. La phase des mouvements de base par rapport au balourd n'est pas connue a priori puisque le mouvement commence à n'importe quel moment pris arbitrairement en régime permanent. Cependant, il peut être déterminé ultérieurement par post-traitement des mesures car le top tour et les accéléromètres sont échantillonnés de manière synchrone. L'orientation de \mathcal{R}_0 et \mathcal{R} est défini comme strictement identique, c'est-à-dire avec $\vec{X}_0 = \vec{x}$, $\vec{Y}_0 = \vec{y}$ et $\vec{Z}_0 = \vec{z}$, lorsque l'excitateur est au repos. Le coefficient d'amortissement structural a été obtenu par une analyse modale préliminaire de sorte que $c_b = c_v = c_\beta = 1 \times 10^{-5}$. Toutes les orbites sont présentées en regardant de l'extrémité libre de l'arbre vers le moteur, comme sur la Fig. 4a. Enfin, tous les résultats expérimentaux présentés dans la suite sont « bruts », c'est-à-dire sans aucun filtrage et/ou fenêtrage associés.

4 Touche Rotor/Stator et Instabilité de type Dry-Whip

Avant de considérer toute excitation de la base, une réponse due aux seuls balourds est investiguée. Cette étude préliminaire a permis de - quantifier le jeu entre l'arbre et le MCR sans mouvement de la base, -d'offrir une validation préalable du modèle EF et -de mettre en évidence l'influence des non-linéarités des paliers hydrodynamiques. Ainsi il a été prouvé numériquement et expérimentalement que la configuration du balourd envisagée n'est pas suffisamment élevée pour induire un contact Rotor/Stator. De plus il est apparu clairement que les non-linéarités des paliers hydrodynamiques doivent être prises en compte numériquement dans les tests. Ainsi il a pu être établi avec certitude que le modèle EF non linéaire traduit correctement le comportement dynamique du rotor sans mouvement de la base.

4.1 Réponse au balourd sur base en mouvement harmonique

Le rotor est maintenant soumis aux balourds et à un mouvement de base harmonique composé d'un mouvement transverse en translation selon l'axe \vec{Z}_0 tel que $Z_{0,tr} = A_Z \cos(2\pi f_Z t + \varphi_Z)$ avec $A_Z = 707 \mu\text{m}$ et $f_Z = 0.5X \approx 14.17$ Hz. La phase φ_Z est d'environ -145° . La valeur de μ pour le MCR est alors fixée à $\mu = 0.4$. Les réponses numérique et expérimentale du nœud 16 au voisinage du MCR selon l'axe transverse sont illustrées Figure 6a. Les orbites d'arbre calculées numériquement et mesurées (à côté du MCR) sont tracées sur une période de temps de 0.26s sur la figure 6b. L'orbite limite est symbolisée en croix orangée sur cette dernière figure.

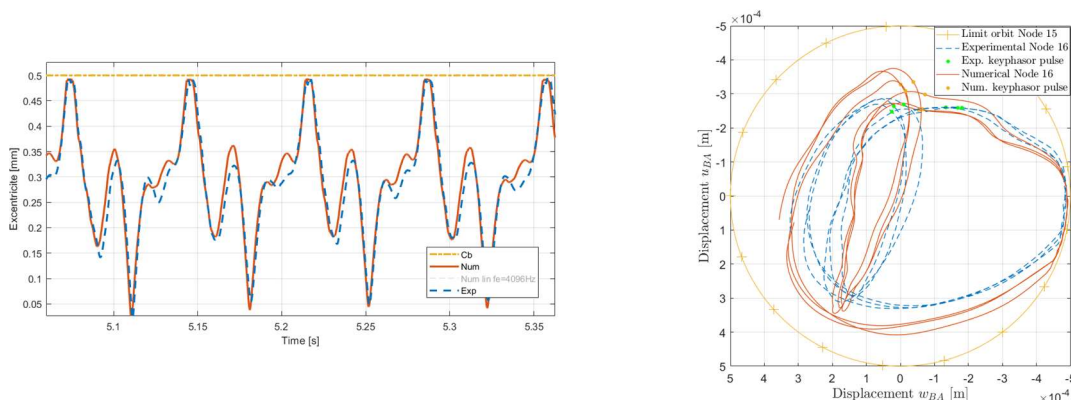


Figure 6 : Réponses calculées et mesurées sur 4 révolutions de l'arbre dû aux balourds et à un mouvement harmonique en translation de la base. (a) réponses temporelles et (b) orbites.

Bien que ces résultats soient présentés pour un état stationnaire apparent, il semble que la réponse de l'arbre ne soit pas purement périodique mais plutôt quasi-périodique. Cela peut être attribué principalement au frottement mais aussi au fait que l'excitation de base produite par l'excitateur 6-DOF n'est jamais parfaitement constante et harmonique. Malgré cela, les résultats prédits et mesurés correspondent de manière très satisfaisante aux différents nœuds du modèle. En particulier, l'arbre n'impacte le MCR que dans un petit secteur angulaire comme le montre la figure 6a. Le doublement de la période en raison de l'excitation de base à 0.5X est bien reproduite. Les écarts d'amplitude sont tout à fait similaires à ceux qui ont pu être observés dans l'analyse en base fixe conduite précédemment.

4.2 Mise en évidence expérimentale du dry whip

L'idée suivie est de démontrer qu'une instabilité de type dry-whip peut être « accrochée » lorsque le rotor subit un mouvement multiaxial de sa base. L'excitation retenue est une excitation de type chocs multidirectionnels. Le but d'une telle excitation est d'engendrer le phénomène d'instabilité comme ce dernier a pu être observé à partir d'un impact généré par un marteau de choc. De plus, contrairement à l'excitation aléatoire, l'excitation par choc permet de contrôler précisément l'instant où le dry-whip est déclenché, facilitant ainsi la corrélation avec les prédictions numériques qui nécessitent d'ajuster certains paramètres tels que les coefficients de frottement. Le mouvement de base ciblé (c'est-à-dire le mouvement que vise à reproduire l'excitateur multiaxes) comporte dans ce cas deux impulsions transversales en translation de type demi-sinusoïdales avec des pré- et post-impulsions définies en accélération telles que $X_{0,tr}'' = A_x f_{hs}(t, t_{x,0}, T_x, q)$ et $Z_{0,tr}'' = A_z f_{hs}(t, t_{z,0}, T_z, q)$ où A_x et A_z sont les amplitudes maximales des impulsions principales selon les axes \vec{X}_0 et \vec{Z}_0 et

$$f_{hs}(t, t_0, T, q) = \begin{cases} 0 & \forall t < t_1 \\ -q \sin\left(\pi \frac{t-t_1}{T_q}\right) & \forall t \in [t_1; t_2] \\ \sin\left(\pi \frac{t-t_2}{T}\right) & \forall t \in [t_2; t_3] \\ -q \sin\left(\pi \frac{t-t_3}{T_q}\right) & \forall t \in [t_3; t_4] \\ 0 & \forall t > t_4 \end{cases} \quad (4)$$

la fonction de choc en séries demi-sinusoïdales. Ce dernier, représenté sur la Fig. 7a, comprend trois paramètres : t_0 l'instant correspondant au maximum de l'impulsion principale, T la largeur de l'impulsion principale et q l'amplitude des pré- et post-impulsions (toujours définie à 10 % dans la suite). Les variables restantes sont calculées à partir de ces trois paramètres, tels que $T_q = T/(2q)$, $t_1 = t_0 - T/2 - T_q$, $t_2 = t_0 - T/2$, $t_3 = t_0 + T/2$ et $t_4 = t_0 + T/2 + T_q$. Les pré- et post-impulsions standard sont utilisées afin de faciliter le processus de pilotage de l'excitateur hydraulique.

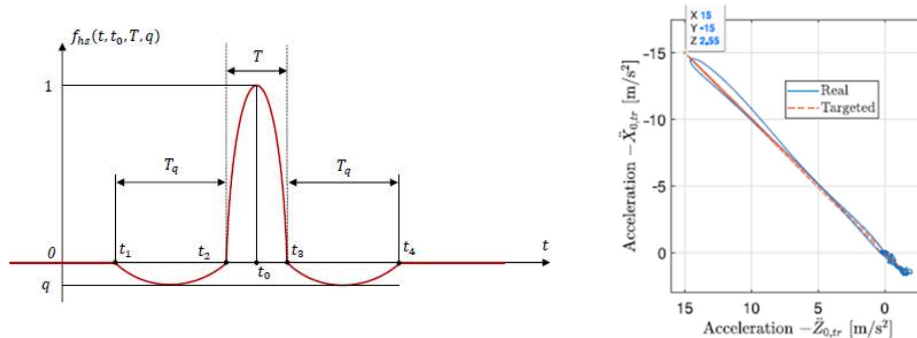


Figure 7 : a) Illustration de la série demi-sinusoïdale de la fonction de choc $f_{hs}(t, t_0, T, q)$ -b) Mouvement de la base ciblé et mesuré.

Les paramètres de mouvement de la base ciblés sont $A_x = 15 \text{ m/s}^2$, $A_z = -15 \text{ m/s}^2$ et $T_x = T_z = 10 \text{ ms}$. Les deux impulsions principales sont synchrones. La réponse expérimentale de l'arbre aux excitations de base et aux balourds est présentée Fig. 8 en termes d'excentricités e_B (par rapport au centre du MCR) au nœud 16. L'analyse de l'excentricité plutôt que les déplacements transversaux de l'arbre permet d'évaluer les deux déplacements à partir d'un seul signal, en déterminant rapidement si les contacts se produisent et permet d'avoir une meilleure estimation du moment où l'instabilité s'initie. L'instabilité *dry-whip* se manifeste par la montée très brutale de l'excentricité qui se produit pour $t \in [2.55 ; 2.668] \text{ s}$. L'excentricité atteint ensuite un état plus stable pour $t \in [2.668 ; 2.804] \text{ s}$ puis se remet à osciller significativement pour $t \in [2.804 ; 3] \text{ s}$. Ces oscillations seront expliquées par la suite. Après $t > 3 \text{ s}$, l'accouplement moteur-arbre s'est brusquement rompu en raison des déplacements importants de l'arbre. A partir de cette rupture, le *dry-whip* rentre dans un état relativement stable pendant $t > 3,5 \text{ s}$ et se maintient jusqu'à ce que l'arbre ralentisse à une valeur suffisamment basse où le *dry-whip* s'estompe. Enfin, il faut souligner que l'excentricité du nœud 16 (proche du MCR) peut dépasser le jeu c_b du contact Rotor/Stator puisque l'arbre en instabilité subit non seulement des déplacements transversaux élevés mais aussi des rotations transversales importantes.

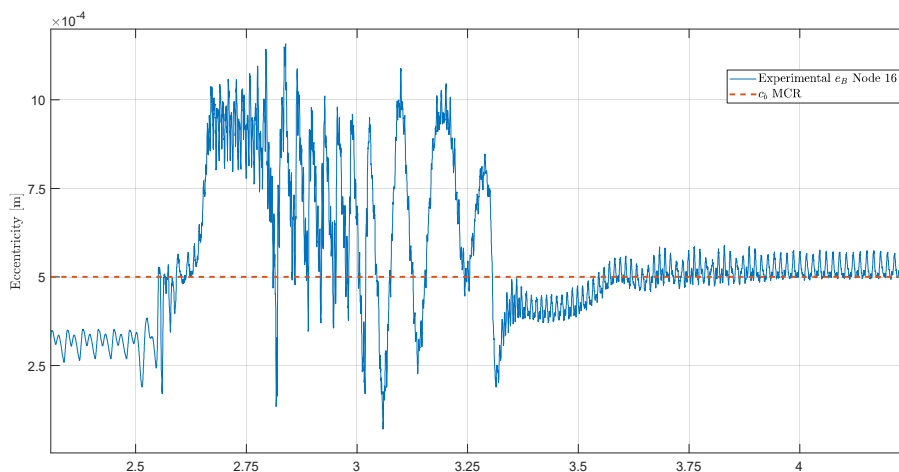


Figure 8 : Réponse expérimentale de l'arbre aux balourds et à l'excitation chocs de la Fig. 7 avec $\dot{\phi} * = 1700 \text{ tr/mn}$.

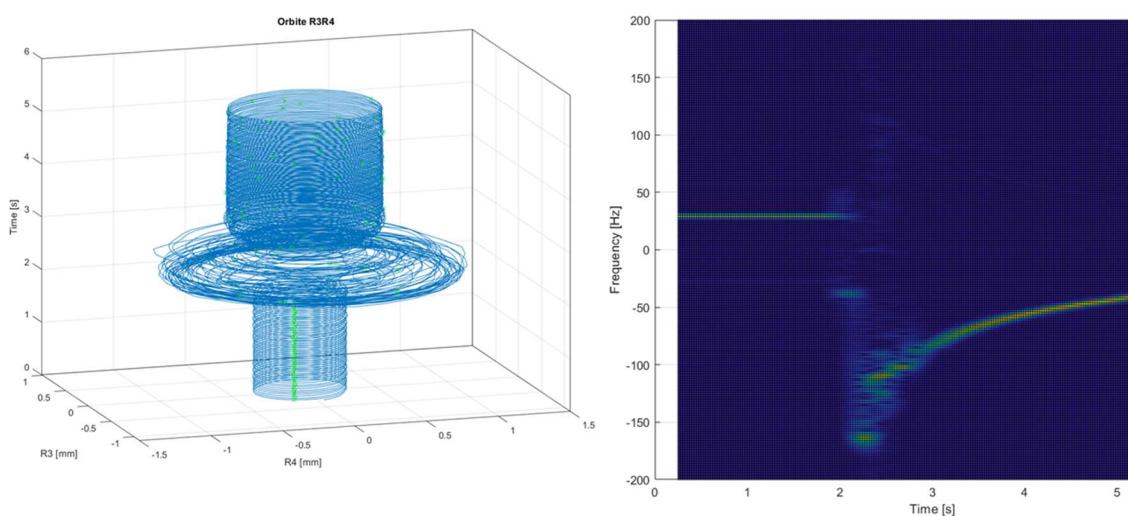


Figure 9 : Visualisation de l'orbite à l'instabilité ; b) Spectrogramme complet expérimental correspondant à l'excentricité e_B du nœud 16 pour une vitesse de rotation $\dot{\phi} * = 1700 \text{ tr/mn}$.

La Figure 9a illustre l'apparition de cette instabilité sur l'orbite mesurée simultanément par les capteurs de proximité du plan de mesures. Le spectrogramme complet [26] du déplacement complexe $w_{BA} + iu_{BA}$ du nœud 16 est calculé et tracé sur la Fig. 9b. Ce résultat illustre clairement le changement de précession de l'arbre survenant après l'impulsion principale : avant $t = 2,55$ s, le rotor présente principalement une précession synchrone à la fréquence 1X liée aux seuls balourds. Pour un temps t supérieur à 2,55 s, l'arbre entre en précession rétrograde avec une fréquence négative caractéristique allant jusqu'à -170 Hz dans la partie transitoire. Ensuite, la précession demeure rétrograde, avec des fréquences diminuant lentement et avec une excentricité relativement constante (comme sur la Fig. 8).

Afin de confirmer une dernière fois que ce comportement dynamique est bien une instabilité de dry-whip, une vidéo a été réalisée avec une caméra rapide fournissant une fréquence d'images de 2 000 images par seconde (voir animation lors la présentation). Cette vidéo montre l'extrémité libre de l'arbre qui tourne dans le sens direct. Lorsque les chocs de la base ont lieu, l'arbre entre en contact avec la partie statorique du MCR, puis entame très rapidement une précession en sens indirect à l'intérieur de la couronne circulaire. Les amplitudes et des fréquences considérables sont clairement observées. Les fortes oscillations observées aux extrémités de l'arbre conduisent immédiatement à la ruine de l'accouplement.

4.3 Corrélations numériques-expérimentales de l'instabilité

Il s'agit maintenant de démontrer que l'instabilité dry whip mise en évidence dans le paragraphe précédent peut être précisément prédite par le modèle numérique développé dans la section 2. A cette fin, l'excentricités e_B au nœud 16 est comparé expérimentalement et numériquement pour plusieurs valeurs du coefficient de frottement μ du MCR, en mettant l'accent sur le régime transitoire. La comparaison après $t = 3$ s n'est pas abordée puisque le modèle n'est plus valide une fois que l'accouplement moteur-arbre est rompu.

La Figure 10a démontre que le modèle réussit à reproduire l'apparition du phénomène de dry-whip. Les premiers instants après l'impulsion sont assez similaires. Néanmoins, les résultats numériques diffèrent rapidement en fonction de μ lorsque le dry-whip commence à avoir lieu après $t > 2,6$ s. En particulier, la valeur de $\mu = 0,39$ semble être le meilleur choix au nœud 16. La prise en compte dans le modèle des zones de contact secondaires (SCR) permet de stopper l'augmentation du dry-whip pour $t \approx 2,67$ s. Les excentricités numériques sont alors beaucoup plus proches des excentricités expérimentales. De plus, les fortes oscillations des excentricités apparaissant expérimentalement au Nœud 16 pendant $t > 2,8$ s sont également observées numériquement. Cela peut s'expliquer par le fait que le comportement dynamique est hautement non linéaire et dépend donc fortement à la fois des conditions de chocs et des paramètres de contact. Par exemple, on peut voir que l'excentricité expérimentale au nœud 16 dépasse déjà le jeu c_b à $t = 2,55$ s, ce qui signifie que le jeu expérimental peut être plus élevé que prévu. De plus, les paramètres de contact des SCR ne sont pas aussi contrôlés que ceux des MCR et il pourrait exister de meilleures valeurs que ceux qui ont été ajustées, Les orbites de l'arbre au nœud 16 sont présentées Fig. 10b, avec $\mu = 0,39$ pour les courbes numériques. L'accord expérimental-numérique est encore une fois remarquable, tant avant qu'après l'impulsion des chocs (dont l'effet sur l'orbite de l'arbre s'accorde avec la direction des accélérations indiquées en Fig. 7b). En particulier, la transition entre les précessions directe (ici sens anti horaire) et rétrograde (ici sens horaire) est clairement identifiée simultanément à la fois expérimentalement et numériquement au nœud 16 à environ $t = 2,554$ s. Encore une fois, il est à noter que l'orbite expérimentale au nœud 16 dépasse le jeu c_b du MCR contrairement au numérique. Comme le nœud 16 n'est pas exactement à la même localisation que le nœud 15 centre du MCR, les rotations transversales importantes de l'arbre pourraient également être incriminées.

5 Conclusion

Le présent article a pour objet d'étudier les touches Rotor Stator d'un arbre en rotation. De tels contacts peuvent être représentatifs des contacts probables ayant lieu par exemple dans les turbogénérateurs de centrales électriques ou dans les compresseurs montés sur des paliers à feuille, bien que ces exemples puissent avoir des valeurs de rigidité de stator inférieures à celles du présent document. Ces contacts proviennent ici des excitations de la base sur laquelle est montée le rotor embarqué. Ces types

d'excitations correspondent également à la large gamme de excitations subies par de telles turbomachines utilisées dans les industries aérospatiale, aéronautique et énergétique.

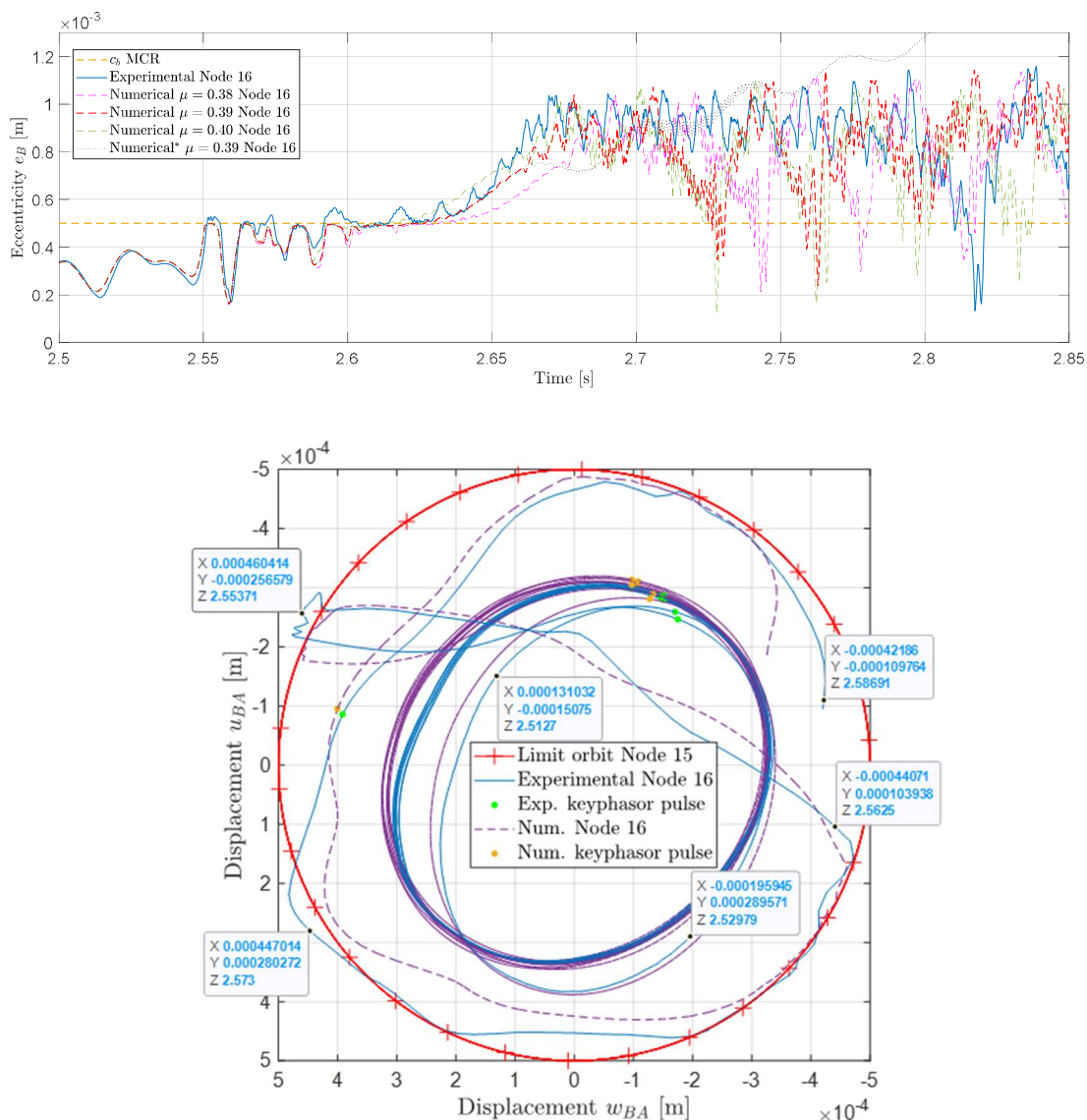


Figure 10 : Corrélations numériques-expérimentales ; a) réponses transitoires b) Orbites

Un modèle numérique a été développé en ce sens, apte à prendre en compte les non linéarités de paliers hydrodynamiques et de contact ainsi que les divers effets dus aux mouvements de la base. L'effet du frottement rotor stator sur la dynamique du rotor embarqué a été simulé à la fois numériquement et validé expérimentalement. Le modèle numérique proposé permet de prédire avec une grande précision la dynamique de contact issue des mouvements transversaux de base en translation. Ceci a été réalisé malgré les limites de la modélisation des paliers hydrodynamiques fondée sur une hypothèse de palier court, sous des conditions de Gumbel. Le modèle a d'abord été validé dans le cas d'une base fixe avec excitation par balourds uniquement, donnant un bon aperçu de l'influence des non-linéarités des paliers hydrodynamiques. Il a ensuite été validé dans les domaines temporel et fréquentiel dans le cas de translations transversales de la base harmonique induisant un contact unilatéral. L'instabilité de type dry whip été mise en évidence à la fois expérimentalement et numériquement via des chocs multiaxiaux de la base. Il a ainsi pu être démontré que les contacts se produisaient non seulement au milieu de l'arbre

(MCR) mais aussi à plusieurs autres emplacements axiaux (SCR) en raison des amplitudes considérables de déplacement induites lors du dry-whip. Ce dernier est responsable de la défaillance rapide de l'accouplement moteur-arbre, empêchant de converger vers un régime permanent en précession rétrograde.

L'outil numérique développé offre de réelles perspectives ; à savoir la conduite d'études numériques multiparamétriques afin de déterminer les limites exactes du domaine d'existence de l'instabilité dry whip en fonction des paramètres associés aux mouvements de la base supportant la machine tournante.

Acknowledgments

This work was supported by the French National Research Agency (ANR) in the framework of ANR-Labcom-SME AdViTAM, 16-LCV1-0006 and Equipex PHARE 10-EQPX-0043.

Références

- [1] H. Black, Interaction of a whirling rotor with a vibrating stator across a clearance annulus, *J. Mech. Eng. Sci.* 10 (1) (1968) pp1–12.
- [2] A. Lingener, Experimental investigation of reverse whirl of a flexible rotor, in: *Proceedings of 3rd International Conference on Rotor Dynamics*, (1990-9), 1990.
- [3] D.E. Bently, J.J. Yu, P. Goldman, A. Muszynska, Full annular rub in mechanical seals, part I: experimental results, *Int. J. Rotating Mach.* 8 (5) (2002) pp319–328.
- [4] D.E. Bently, P. Goldman, J.J. Yu, Full annular rub in mechanical seals, part II: Analytical study, *Int. J. Rotating Mach.* 8 (2002).
- [5] Y. Choi, Investigation on the whirling motion of full annular rotor rub, *J. Sound Vib.* 258 (1) (2002) 191–198.
- [6] D.W. Childs, A. Bhattacharya, Prediction of dry-friction whirl and whip between a rotor and a stator, *J. Vib. Acoust.* 129 (3) (2007) pp355–362.
- [7] J.C. Wilkes, D.W. Childs, B.J. Dyck, S.G. Phillips, The numerical and experimental characteristics of multimode dry-friction whip and whirl, *J. Eng. Gas Turbines Power* 132 (5) (2010).
- [8] J. Jiang, Determination of the global responses characteristics of a piecewise smooth dynamical system with contact, *Nonlinear Dynam.* 57 (3) (2009), pp351–361.
- [9] G. Jacquet-Richardet, M. Torkhani, P. Cartraud, F. Thouverez, T.N. Baranger, M. Herran, C. Gibert, S. Baguet, P. Almeida, L. Peletan, Rotor to stator contacts in turbomachines. Review and application, *Mech. Syst. Signal Process.* 40 (2) (2013) pp401–420.
- [10] H. Ma, F. Yin, Y. Guo, X. Tai, B. Wen, A review on dynamic characteristics of blade-casing rubbing, *Nonlinear Dynam.* 84 (2) (2016) pp437–472.
- [11] K. Prabith, I.P. Krishna, The numerical modeling of rotor-stator rubbing in rotating machinery: a comprehensive review, *Nonlinear Dynam.* (2020) pp1–47.
- [12] J. Hong, P. Yu, D. Zhang, Y. Ma, Nonlinear dynamic analysis using the complex nonlinear modes for a rotor system with an additional constraint due to rub-impact, *Mech. Syst. Signal Process.* 116 (2019) pp443–461.
- [13] Y. Pingchao, M. Yanhong, H. Jie, C. Guo, Application of complex nonlinear modes to determine dry whip motion in a rubbing rotor system, *Chin. J., Aeronaut.* (2020).
- [14] D. Laxalde, F. Thouverez, Complex non-linear modal analysis for mechanical systems: Application to turbomachinery bladings with friction interfaces, *J. Sound Vib.* 322 (4–5) (2009) pp1009–1025.
- [15] M. Behzad, M. Alvandi, Friction-induced backward rub of rotors in non-annular clearances: Experimental observations and numerical analysis, *Tribol. Int.* 152 (2020) pp106430.

- [16] U. Ehehalt, O. Alber, R. Markert, G. Wegener, Experimental observations on rotor-to-stator contact, *J. Sound Vib.* 446 (2019) pp453–467.
- [17] V. Srinivasan, A. Soni, Seismic analysis of a rotor-bearing system, *Earthq. Eng. Struct. Dyn.* 12 (3) (1984) 287–311.
- [18] Y. Hori, T. Kato, Earthquake-induced instability of a rotor supported by oil film bearings, *J. Vib. Acoust.* 112 (2) (1990) pp160–165.
- [19] C. Jarroux, J. Mahfoud, R. Dufour, F. Legrand, B. Defoy, T. Alban, Investigations on the dynamic behaviour of an on-board rotor-AMB system with touchdown bearing contacts: modelling and experimentation, *Mech. Syst. Signal Process.* 159 (2021) pp107787.
- [20] Y. Su, Y. Gu, P.S. Keogh, S. Yu, G. Ren, Nonlinear dynamic simulation and parametric analysis of a rotor-AMB-TDB system experiencing strong base shock excitations, *Mech. Mach. Theory* 155 (2021) pp104071.
- [21] Y. Briend, M. Dakel, E. Chatelet, M.-A. Andrianoely, R. Dufour, S. Baudin, Effect of multi-frequency parametric excitations on the dynamics of on-board rotor-bearing systems, *Mech. Mach. Theory* 145 (2020) 103660.
- [22] G.B. DuBois, F.W. Ocvirk, Analytical derivation and experimental evaluation of short-bearing approximation for full journal bearing, 1953.
- [23] P. Flores, J.P. Claro, J. Ambrósio, Journal bearings subjected to dynamic loads: the analytical mobility method, *Rev Assoc Portuguesa de AnaLise Experimental de Tensoes* ISSN 122 (2006) 922.
- [24] C. Duran, L. Manin, M.-A. Andrianoely, C. Bordegaray, R. Dufour, Effect of rotor-stator contact on the mass unbalance response, in: 9th IFToMM International Conference on Rotor Dynamics, 2014.
- [25] Q.-T. Tran, K.-L. Nguyen, L. Manin, M.-A. Andrianoely, R. Dufour, M. Mahjoub, S. Menand, Nonlinear dynamics of directional drilling with fluid and borehole interactions, *J. Sound Vib.* 462 (2019) 114924.
- [26] P. Goldman, A. Muszynska, Application of full spectrum to rotating machinery diagnostics, *Orbit* 20 (1) (1999) 17–21.
- [27] Y. Briend, E. Chatelet, R. Dufour, M.-A. Andrianoely, F. Legrand, S. Baudin, Dynamics of on-board rotors on finite-length journal bearings subject to multi-axial and multi-frequency excitations: numerical and experimental investigations, *Mech. Ind.* 22 (35) (2021).