ACUSTICA
Vol. 80 (1994)
© S. Hirzel Verlag
Stuttgart

Contrôle du bruit aérodynamique des machines tournantes axiales par modulation de pales

M. Roger
Laboratoire de Mécanique des fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon

Control of the Noise from Axial Flow Fans by means of Blade Modulation

Summary

The major part of the noise radiated by axial flow fans is due to periodic mechanisms, which result in unsteady aerodynamic loadings on the blades and vanes. Thus tones are produced at the blade passing frequency and harmonics. This gives rise to sharp discrete peaks in the spectrum, and is responsible for a greater annoyance, according to the general ICAO standards.

This paper is concerned with the so-called blade modulation technique, as a method of noise reduction. Modulation consists in giving irregular spacings to the blades of the rotor. The process can be applied without having any effect on the aerodynamic properties of the machine. By destroying the natural periodicity of the blade action a decrease in the blade passing frequency harmonics is achieved and there is an emergence of the rotational frequency harmonics. Thus a less harmful effect can be obtained.

In so far as the dynamic equilibrium of the rotor has to be preserved, one can show that the number of independent parameters in the determination of a given modulated blade distribution is equal to the number of blades minus three. Thus the modulation is effective for rotors with more than four blades.

In the paper, a generalisation of existing formulae for the tail rotor of an helicopter is demonstrated, to account for an arbitrary modulation law. An application of the new formulae to the case of a fictitious shrouded tail rotor is presented. It is shown that stronger modulation produces lower noise. An OASPL reduction of 0 to 5 dB can be expected, depending on the nature of the sound sources.

Finally, good agreement is reported when some theoretical results are compared to an experiment made on the Eurocopter-France's test stand for tail rotors.

Bekämpfung von aerodynamisch erzeugtem Lärm rotierender Axialmaschinen durch Modifikation der Schaufeln

Zusammenfassung

Dieser Artikel widmet sich einer Untersuchung der Modifikation der Schaufeln eines Rotors, die aus einer unregelmäßig gewählten azimutalen Schaufelposition besteht und die eine Verringerung der subjektiven Belästigung durch das Rotorgeräusch ermöglicht.

Zunächst wird eine verallgemeinerte Berechnungsmethode für die Geräusche von klassischen rotierenden Maschinen vorgestellt, bei der diese Modifikation berücksichtigt werden kann. Die erhaltenen Modelle führen sodann zu einer parametrischen Untersuchung einer repräsentativen Rotor-Stator-Konfiguration, nämlich der eines ummantelten Hubschrauber-Heckrotors.

Schließlich wird die Eignung des Verfahrens für Heckrotoren durch Vergleich theoretischer Ergebnisse mit Resultaten von Versuchen am Eurocopter-France nachgewiesen.

Contrôle du bruit aérodynamique des machines tournantes axiales par modulation de pales

Résumé

Cet article est consacré à l'étude de la modulation de pales sur un rotor, technique qui consiste à donner aux pales des positions azimutales irrégulières, et qui permet de diminuer la nuisance subjective associée au bruit du rotor.

Nous présentons tout d'abord une généralisation des méthodes de calcul de bruit propres aux machines tournantes classiques pour prendre en compte la modulation. Les modèles obtenus donnent lieu ensuite à une étude paramétrique sur une configuration rotor-stator représentative d'un fenestron d'hélicoptère.

La faisabilité du procédé à propos des fenestrons est enfin démontrée, par comparaison des résultats théoriques avec ceux d'une expérience conduite par Eurocopter-France.

1. Introduction

En raison des développements intervenus depuis les années cinquante dans le domaine des transports aéronautiques, le bruit produit par les rotors et les propulseurs est devenu un souci de premier plan et une des pollutions majeures de notre époque. Un gros effort de réduction des sources de bruit a d'ailleurs été entrepris, qui a notamment contribué à la diminution des nuisances autour des aéroports. Mais, la protection de l'environnement voyant croître ses exigences, des progrès restent cependant a accomplir, ne serait-ce par exemple qu'à propos des hélicoptères, de plus en plus appelés à opérer en milieu urbain.

Dans un autre domaine, on a pu assister à l'utilisation croissante des ventilateurs, depuis les circuits de condi-

Reçu le 25 Janvier 1993,
accepté le 27 Juillet 1993.

Michel Roger, Laboratoire de Mécanique des fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon, URA CNRS 263, 36 Avenue Guy de Collongue, BP 163, 69131 Ecully, Cedex, France.

tionnement d'air ou de refroidissement à grand débit jusqu'aux petits ventilateurs des systèmes électroniques ou informatiques. Le bruit des machines tournantes a ainsi débordé du cadre de l'aéronautique pour s'étendre aux moments les plus divers de la vie quotidienne.

De ce fait le souci de la réduction du bruit des machines tournantes aérodynamiques en général demeure un grand sujet de préoccupation. Dans tous les cas il procède de la même logique, à savoir qu'on exige d'un certain matériel d'être, d'abord fiable sur le plan technologique, ensuite fiable sur le plan de la sécurité, et enfin apte à satisfaire des critères de confort, dont la discrétion acoustique est certainement le plus draconien.

Réduire le bruit à la source n'est cependant possible qu'en deçà d'une certaine limite, qui vient de ce que le bruit est un sous-produit inévitable des énergies échangées avec l'air lors du fonctionnement de la machine. Face à cette réalité, l'acousticien ne dispose que d'une démarche: comprendre au mieux les phénomènes sonores dans un premier temps, pour être ensuite capable de les prédire, et enfin de les réduire. Et lorsque la limite semble atteinte, il est encore possible d'exercer sur le bruit un certain contrôle. Cet article concerne une méthode particulière de contrôle applicable aux machines axiales subsoniques, par adaptation de la répartition de l'énergie sonore en fonction de la fréquence.

A ce titre on peut remarquer que l'effet nocif du bruit d'une machine tournante est lié à son spectre, constitué d'un fond à large bande, duquel émerge un peigne de raies aux harmoniques de la fréquence de passage des pales du rotor (produit du nombre de pales B et de la vitesse de rotation $\Omega/2\pi$, et ce pour un rotor régulier). Le bruit à large bande est dû aux processus aléatoires consécutifs aux turbulences, et le bruit de raies provient des phénomènes périodiques induits par la rotation.

La perception est donc le plus souvent un sifflement, jugé plus ou moins pénible selon la valeur de $B\Omega$. Plus précisément, l'émergence de raies isolées dans le spectre est jugée pénalisante, à tel point qu'elle intervient comme facteur aggravant dans la détermination des indices de bruit selon les normes OACI (indice EPNdB).

L'idée de la modulation de pales, proposée par Ewald et al. [1] et reprise par la suite [2], s'appuie avant tout sur la nécessité de réduire l'émergence de raies. Elle consiste à donner aux pales du rotor une répartition azimutale irrégulière; une telle disposition a pour effet de détruire la périodicité du passage des pales, et de restituer ainsi la périodicité naturelle de la rotation. Par suite, le spectre de raies émis par la machine laisse apparaître une diminution du niveau des harmoniques de la fréquence de passage des pales (HFPP), alors que surgissent, mais avec un niveau moindre, les fréquences multiples de la rotation (FMR). En d'autres termes, la modulation est une technique qui permet de répartir différemment l'énergie acoustique émise par une machine tournante, et ce dans le but de diminuer, sinon le bruit global, tout du moins la nuisance correspondante.

Le résultat escompté n'est pas toujours atteint. Ainsi une tentative récente à propos de ventilateurs tangentiels [3] a conduit à une nuisance plus grande avec un rotor modulé qu'avec un rotor régulier. Mais le nombres de FMR induites dans ce cas était faible, et les auteurs attribuent la nuisance à des relations dissonantes entre deux raies contiguës (l'émergence étant fortement diminuée malgré tout). Nous pensons que pour que la modulation apporte une amélioration notable, il faut que le nombre de raies émises soit grand et qu'elles soient bien dispersées dans la gamme des fréquences; ainsi l'émergence de raies n'est plus un caractère marquant, et la perception résultante se rapproche de celle d'un bruit incohérent.

C'est dans ce contexte qu'a été développée une recherche sur la modulation de pales à propos des rotors anticouple d'hélicoptères de type fenestron. L'étude a été conduite conjointement, par Eurocopter-France sur le plan expérimental, et par l'Ecole Centrale de Lyon sur celui de la modélisation. Il était en effet nécessaire de disposer de méthodes de calcul pouvant se prêter à une étude paramétrique et à la recherche de configurations de bruit minimal avant conception.

Nous présentons tout d'abord dans cet article une extension des modèles de calcul de bruit valables pour un fenestron non modulé en fonctionnement statique, modèles ayant fait l'objet de publications antérieures [4–7]. Les mécanismes d'émission sonore considérés sont:

– le bruit de raies du rotor dû à la présence de l'arbre de transmission (interaction potentielle),

– le bruit de raies du stator dû à l'impact des sillages du rotor (interaction de sillages),

– le bruit à large bande du rotor dû à l'ingestion de la turbulence atmosphérique (préturbulence).

Les codes établis à cette occasion sont ensuite utilisés pour caractériser l'émission acoustique d'un fenestron fictif (dont la configuration est illustrée sur la Fig. 1), afin de définir les effets acoustiques des paramètres de la modulation.

Enfin, une comparaison est proposée avec quelques résultats expérimentaux issus d'une campagne de mesures effectuée sur le site de Marignane en septembre 1992.

Notations

B	nombre de pales du rotor
c_r	corde d'une pale de rotor
c_s	corde d'une aube de stator
c_0	célérité du son
d	distance d'interaction rotor-stator
d'	distance d'interaction avec l'arbre de transmission
d_r	envergure des pales

$f_s(t)$	fonction décrivant la perturbation de vitesse $w(t)$
$\mathbb{F}(\omega)$	transformée de Fourier de $f_s(t)$
F_n ou F'_n	harmonique de charge de rang n sur une pale ou une aube
$\mathbb{I}_n(\varepsilon)$	fonction d'interférence du rotor
J_n	fonction de Bessel de première espèce
$\mathscr{L}$	fonction de transfert aérodynamique instationnaire des pales
m	ordre azimutal de la modulation
M_z	nombre de Mach axial de l'écoulement d'alimentation du rotor
M_r	nombre de Mach relatif dans la direction du point d'écoute
M_c	nombre de Mach de l'écoulement selon la corde des pales
p_N	amplitude complexe de la fluctuation de pression acoustique à la pulsation $N\Omega$
R	rayon d'un élément de pale ou d'aube
R_1, R_2	rayons en pied et en tête d'aube
$R_{pp}(\tau)$	autocorrélation de la pression acoustique
$S_{pp}(\omega)$	densité spectrale de puissance pour le bruit de préturbulence
V	nombre d'aubes du stator
$w(t)$	perturbation de vitesse perpendiculaire à une aube
w_k	coefficient de Fourier de $w(t)$
x', y' et z'	coordonnées dans un repère lié aux pales pour le problème de la préturbulence
α	valeur $\operatorname{arctg}(M_z/M_r)$
α_j	position angulaire de la j° aube
Ω	vitesse angulaire du rotor
γ	angle d'inclinaison des pales du rotor
γ'	angle d'inclinaison des aubes du stator
ε_j	écart angulaire d'une pale par rapport à une position régulière
$\boldsymbol{\varepsilon}$	vecteur des écarts angulaires
ϕ_a	diamètre de l'arbre de transmission
$\bar{\theta}_j$	position des pales dans un rotor régulier
$\bar{\theta}'_j$	position des pales dans un rotor modulé
$\Delta\bar{\theta}$	paramètre de modulation
(R_0, θ, φ)	coordonnées sphériques du point d'écoute par rapport au centre du stator ou du rotor
ϱ_0	densité moyenne de l'air
$\Phi(K_x, K_y, K_z)$	spectre de la préturbulence pour les nombres d'onde K_x, K_y et K_z
σ'	coordonnée corrigée dans le repère lié aux pales
τ	taux de turbulence par rapport à la vitesse axiale ou délai dans une autocorrélation temporelle
ω, ω_0	pulsations émise et reçue dans les formules du bruit de préturbulence

2. La modulation de pales: position du problème

La modulation sur un rotor de B pales peut être décrite par un vecteur $\boldsymbol{\varepsilon} = (\varepsilon_0, \ldots, \varepsilon_{B-1})$, où ε_j est l'écart entre la position azimutale de la j^{ème} pale et la position qu'elle occuperait dans un rotor régulier. L'optimisation acoustique par modulation de pales consiste alors à rechercher un vecteur $\boldsymbol{\varepsilon}$ donnant le niveau de nuisance minimal, en fonction de certaines critères et de certaines contraintes de fabrication.

Le choix du critère en question est un problème crucial, qui dépend surtout du contexte. Selon le type de machine considéré on peut en effet avoir comme objectif:

– de supprimer l'émergence de raies en donnant à tous les harmoniques de la rotation (FMR) un niveau du même ordre, donc de se rapprocher d'un bruit incohérent moins pénalisant;

– de privilégier certaines FMR aux dépens des HFPP, de façon à ramener par exemple l'énergie sur des fréquences plus basses et bénéficier ainsi de la moindre sonie des sons graves.

A ce titre, il faut remarquer que le résultat dépend à la fois des propriétés de l'émission acoustique par une seule pale, et de l'interférence entre les pales. Il est donc toujours possible qu'une distribution irrégulière de pales fournisse un minimum de bruit dans certaines directions d'écoute et pas dans d'autres.

De plus, une distribution de pales irrégulière trop sophistiquée peut poser des problèmes de réalisation industrielle, et réduire de ce fait la faisabilité du procédé.

Une recherche systématique du minimum n'a donc pas de sens précis avant que ne soit définie la stratégie du constructeur.

Par ailleurs, la recherche se fait en fonction de certaines contraintes, qui restreignent le domaine d'existence de $\boldsymbol{\varepsilon}$. Ainsi on peut retenir les contraintes suivantes:

– *Contrainte de référence*

La géométrie du rotor est définie à une rotation près; elle doit donc être dérite à partir d'une pale prise comme référence et coïncidant avec une pale du rotor régulier équivalent. Par convention nous poserons alors $\varepsilon_0 = 0$.

– *Contraintes d'équilibrage*

La répartition des pales doit être telle que le rotor reste équilibré statiquement et dynamiquement, de façon à éviter les balourds. La résultante des efforts centrifuges doit donc être nulle, de même que le moment résultant des efforts axiaux par rapport à l'axe. On peut montrer que ces conditions conduisent au système de deux équations suivant:

$$\sum_{k=0}^{B-1} \cos\left(\frac{2k\pi}{B} + \varepsilon_k\right) = 0, \quad \sum_{k=0}^{B-1} \sin\left(\frac{2k\pi}{B} + \varepsilon_k\right) = 0. \qquad (1)$$

– *Contraintes d'encombrement*

En vertu de l'encombrement mécanique des attaches de pieds de pales sur le moyeu de la machine, et de la corde des pales, une séparation angulaire minimale doit être respectée entre deux pales successives. On peut aussi avoir besoin de ménager une séparation suffisante pour éviter des perturbations dans le fonctionnement aérodynamique du rotor. Le vecteur ε doit donc rester à l'intérieur d'un certain domaine de l'espace $\mathbb{R}^B$. Ces contraintes d'encombrement s'expriment par les inégalités:

$$\varepsilon_{j-1} - \varepsilon_j < \frac{2\pi}{B} - \theta_m \quad \forall_j \in [0, B] \text{ (modulo B)}, \tag{2}$$

θ_m étant l'écart angulaire minimal permis.

Hormis le fait que ε doive se situer dans un domaine limité, les contraintes de référence et d'équilibrage réduisent à $B-3$ le nombre de degrés de liberté dans la recherche de la modulation optimale. De façon arbitraire, nous considérons que les écarts ε_{B-1} et ε_{B-2} sont imposés par les valeurs des autres écarts. La modulation est ainsi déterminée par un vecteur $\varepsilon = (\varepsilon_1, \ldots, \varepsilon_{B-3})$, projection de ε dans un sous-espace de dimension $B-3$. Elle n'est donc possible que sur un rotor comportant au moins quatre pales.

Le nombre de degrés de liberté augmente avec le nombre de pales, ce qui est a priori favorable à la diminution de l'émergence de raies; en revanche, θ_m diminue par la même occasion, et les valeurs des écarts possibles sont donc de plus en plus réduites. Un nombre de pales de l'ordre de la dizaine nous semble un compromis satisfaisant entre ces tendances contraires, ce qui laisse à penser que la modulation est une technique tout à fait envisageable à propos des fenestrons d'hélicoptères.

3. Mise en équations

Les trois mécanismes d'émission sonore cités dans l'introduction étant par essence différents, ils font l'objet de trois modèles distincts. Leurs bases théoriques communes sont résumées dans les points suivants:

– L'expérience montre tout d'abord que les sources sont de nature dipolaire, et liées aux efforts instationnaires échangés entre les éléments de la machine et l'écoulement [4]. On néglige donc le bruit propre des écoulements, de nature quadripolaire, et le bruit d'épaisseur.

– On peut alors utiliser l'analogie de Ffowcs Williams et Hawkings, selon laquelle les pales du rotor et les aubes du stator sont équivalentes à des distributions de dipôles rayonnant dans un milieu parfaitement homogène et au repos [12].

– Le calcul des efforts proprement dit s'effectue grâce aux théories classiques de l'aérodynamique instationnaire des profils minces, à partir d'une connaissance suffisante de l'écoulement. Dans les applications présentées, on suppose que les pales sont acoustiquement compactes dans le sens de la corde.

– Le carénage du fenestron n'est pas pris en compte, bien qu'il occasionne une perturbation du rayonnement dans les directions proches du plan de rotation [7].

La modulation ne remet pas en cause ces bases, mais elle nécessite des adaptations des modèles, décrites dans les paragraphes qui suivent.

3.1. Bruit de raies du rotor

Le bruit de raies rayonné par le rotor provient de la charge stationnaire (de contribution tout à fait mineure) et surtout des charges instationnaires périodiques s'exerçant sur les pales à la traversée de la distorsion de l'écoulement due à l'arbre de transmission.

La force $F(t)$ sur un élément de pale de rayon R est ainsi périodique de période $2\pi/\Omega$; à ce titre, elle admet une décomposition en série de Fourier, dont les coefficients sont les harmoniques de charge F_k.

L'amplitude complexe de la fluctuation de pression acoustique produite au point $\boldsymbol{x}$ et à la pulsation $\omega = N\Omega$ est alors donnée par la formule classique (voir par exemple [5]):

$$P_N(\boldsymbol{x}) = \frac{-\mathrm{i}N\Omega \mathrm{e}^{-\mathrm{i}N\Omega\frac{R_0}{c_0}}}{4\pi c_0 R_0} \sum_{k=-\infty}^{\infty} F_k \mathrm{e}^{\mathrm{i}N\phi} J_{N+k}\left(-\frac{N\Omega R}{c_0}\sin\theta\right) \cdot \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(N+k)\left(\varphi+\frac{\pi}{2}\right)}\left[\cos\gamma\cos\theta - \frac{N+k}{N}\frac{c_0}{\Omega R}\sin\gamma\right] \tag{3}$$

où J_n désigne la fonction de Bessel de première espèce, γ l'angle d'inclinaison des pales par rapport au plan de rotation, c_0 la vitesse du son, ϕ l'azimut de l'élément de pale a l'instant $t=0$, et (R_0, θ, φ) les coordonnées sphériques de $\boldsymbol{x}$ dans le repère centré sur le rotor (Fig. 1). Le bruit attribuable à une pale est donc émis aux harmoniques de la rotation (FMR).

La formule (3) a été établie la première fois par Lowson [8], sauf en ce qui concerne la dépendance vis-à-vis de l'angle φ.

Si l'on considère toujours les sources situées au rayon R, le bruit dû au rotor complet est alors la somme des signaux émis par chacune des pales, signaux différant par le terme $\mathrm{e}^{\mathrm{i}N\phi}$. Si par convention on pose $\phi = 0$ pour la pale de référence, on obtient alors:

$$P_N(\boldsymbol{x}) = \frac{-\mathrm{i}N\Omega \mathrm{e}^{-\mathrm{i}N\Omega\frac{R_0}{c_0}}}{4\pi c_0 R_0} \mathbb{I}_N(\varepsilon) \sum_{k=-\infty}^{\infty} (-1)^{N+k} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(N+k)\left(\varphi+\frac{\pi}{2}\right)} \cdot F_k J_{N+k}\left(\frac{N\Omega R}{c_0}\sin\theta\right)\left[\cos\gamma\cos\theta - \frac{N+k}{N}\frac{c_0}{\Omega R}\sin\gamma\right] \tag{4}$$

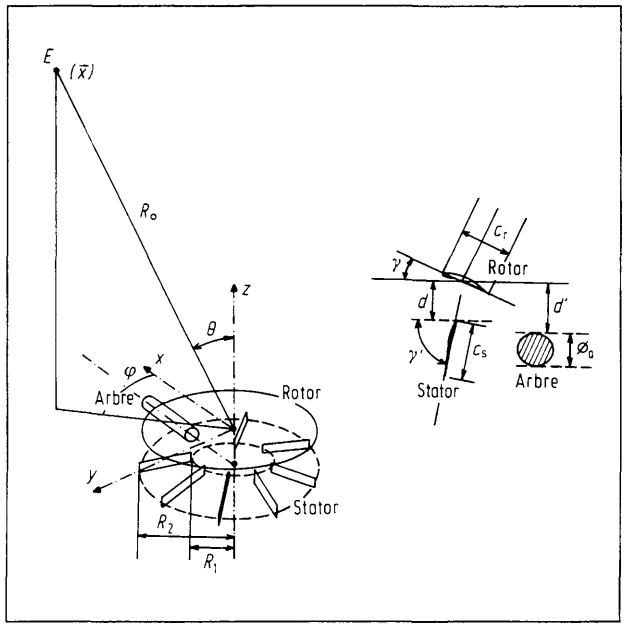

Fig. 1. Configuration de référence utilisée dans les calculs (l'arbre de transmission constitue le onzième élément du stator, les aubes étant régulièrement espacées de $2\pi/11$)

nombre de pales $B = 9$	nombre d'aubes effectif $V = 10$
$c_r = 7$ cm	$c_s = 8$ cm
$\gamma = 37°$	$\gamma' = 85°$
$d = 7$ à 8 cm	$d' = 5$ cm
$\Omega/2\pi = 70$ tr/s	$\phi = 6$ cm
$R_1 = 20$ cm $R_2 = 45$ cm	$R_0 = 3$ m

E point d'écoute situé en champ lointain.

où $\mathbb{I}_N(\varepsilon)$ est la fonction d'interférence du rotor, définie par:

$$\mathbb{I}_N(\varepsilon) = \sum_{j=0}^{B-1} e^{iN\left(\frac{2\pi j}{B} + \varepsilon_j\right)}. \tag{5}$$

Rappelons que dans le cas d'un rotor régulier, $\varepsilon = \mathbf{0}$. $\mathbb{I}_N(\mathbf{0})$ vaut ainsi B si $N = mB$ ou bien 0 si $N \neq mB$. C'est de cette propriété que découle l'émission normale d'un spectre de raies aux HFPP. L'influence de la modulation est alors claire:

– Lorsque $N = mB$, l'interférence n'est plus totalement constructive, et $|\mathbb{I}_N(\varepsilon)|$ est a priori inférieur à B.

– Lorsque $N \neq mB$, l'interférence n'est plus totalement destructive, et le résultat n'est pas nul.

On peut donc s'attendre, par rapport au cas du rotor non modulé, à une diminution du niveau des raies HFPP et à l'apparition des FMR.

3.2. Bruit à large bande du rotor

Le bruit à large bande du rotor est dû aux charges aléatoires qui se développent sur les pales lors de l'absorption de turbulences atmosphériques. Sa formulation mathématique passe donc par l'emploi d'outils statistiques. Elle repose sur une théorie bidimensionnelle de l'aérodynamique instationnaire compressible, dans laquelle les turbulences sont représentées par des rafales perpendiculaires à la corde des pales et entrainent donc des variations aléatoires de l'angle d'incidence. Plus précisément, la méthode employée repose sur le modèle de Amiet, détaillé dans les références [10] et [5]. Elle consiste à adapter le formalisme propre au bruit dun profil fixe dans un écoulement turbulent [9], d'abord au cas d'une grille de profils par la prise en compte d'une corrélation de pale à pale, puis au cas d'un rotor par une correction d'effet Doppler a posteriori. A chaque instant le problème de la pale en rotation est en fait approché par un problème de profil fixe équivalent. Une telle approche simplifie la modélisation, en ce sens qu'elle évite des calculs répétés de fonctions de Bessel, mais elle entraîne des ajustements délicats. Nous nous contentons de donner ici les éléments nécessaires pour illustrer les modifications à apporter à la référence [10].

Il est à noter que les formules qui suivent concernent une position azimutale particulière du cercle balayé par les pales au rayon R. Le calcul complet sous-entend ensuite une moyenne par intégration selon l'azimut et une intégration selon l'envergure, non exposées pour ne pas alourdir la présentation.

Les conditions d'écoulement sur une pale donnée variant de façon aléatoire avec le temps, la pression acoustique en champ lointain s'exprime par sa fonction d'autocorrélation, en considérant une infinité de passages de pales à l'azimut considéré:

$$R_{pp}(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_{pp}^{(n)}(\tau - T_n)$$

et son spectre $S_{pp}(\omega)$ s'en déduit par transformée de Fourier. Ici $R_{pp}^{(n)}$ est l'intercorrélation des signaux provenant de la pale de référence et du n-ième passage de pale suivant. T_n est le délai d'interaction des structures turbulentes (voir [4]); son expression est la seule à être modifiée par la modulation:

$$T_n = \left(\frac{2n\pi}{B\Omega} + \frac{\varepsilon_n}{\Omega}\right)\frac{M_r}{M_c}\cos\alpha, \quad \alpha = \operatorname{arctg}\frac{M_z}{M_r}$$

M_z est le nombre de Mach axial de l'écoulement moyen à travers le rotor, M_c le nombre de Mach de l'écoulement selon la corde des pales, et M_r le nombre de Mach relatif dans la direction de l'observateur (voir la Fig. 2).

La densité spectrale de puissance s'écrit par ailleurs:

$$S_{pp}(\omega_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} S_{pp}^{(n)}(\omega_0)\, e^{i\omega_0 T_n}$$

en notant ω_0 la pulsation perçue par l'observateur et ω la pulsation émise par la source à l'azimut considéré; on

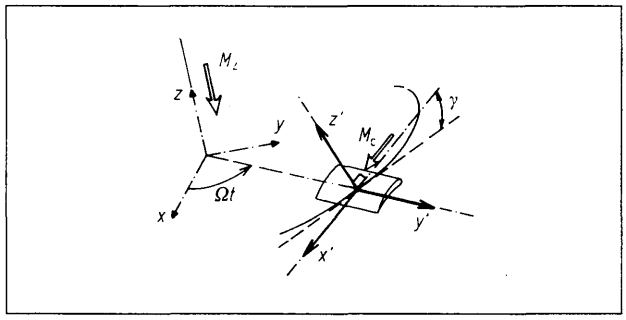

Fig. 2. Système de coordonnées utilisé pour le calcul du bruit de préturbulence.

prend en compte l'effet Doppler en posant:

$$S_{pp}^{(n)}(\omega_0) = \frac{\omega}{\omega_0} S_{pp}^{(n)}(\omega) \quad \text{avec} \quad \frac{\omega}{\omega_0} = 1 + \frac{M_r |\boldsymbol{SE}|}{1 - \boldsymbol{M}_c \cdot \boldsymbol{SE}}$$

$\boldsymbol{SE}$ étant le vecteur joignant la source à l'observateur. La référence [9] permet de déduire une expression pour $S_{pp}^{(n)}(\omega)$, que nous écrivons ici modifiée pour intégrer les effets de la modulation:

$$S_{pp}^{(n)}(\omega) = \left(\frac{\omega z' \varrho_0 c_r}{2 c_0 \sigma'^2}\right)^2 \pi c_0 M_c d_r |\mathscr{L}|^2 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(K_x, K_y, k_z) e^{i\left(n + \frac{B\varepsilon_n}{2\pi}\right) Z k_z} dk_z \tag{6}$$

Les notations utilisées sont les suivantes. z' et σ' désignent des coordonnées du point d'écoute dans le repère lié à l'élément de pale pour lequel est écrite la formule (Fig. 2):

$$\sigma' = \sqrt{x'^2 + \beta^2 (y'^2 + z'^2)} \quad \beta^2 = 1 - M_c^2$$

ϱ_0 est la densité de l'air, d_r l'envergure de l'élément de pale, $|\mathscr{L}|$ la fonction de portance instationnaire totale introduite lors des calculs d'aérodynamique instationnaie, et Φ le spectre de la préturbulence, avec les nombres d'ondes spécifiques:

$$K_x = \frac{\omega}{c_0 M_c}, \quad K_y = \frac{\omega y'}{c_0 \sigma'}$$

$(n + B\varepsilon_n/2\pi) Z$ est l'écart entre les pales (0) et (n) de la grille représentant le rotor, mesuré perpendiculairement à la corde.

Il vient:

$$S_{pp}(\omega_0) = \frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{\omega z' \varrho_0 c_r}{2 c_0 \sigma'^2}\right)^2 \pi c_0 M_c d_r |\mathscr{L}|^2 \mathbb{S}$$

où

$$\mathbb{S} = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(K_x, K_y, k_z) \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{i\left(\frac{2n\pi}{B} + \varepsilon_n\right)\xi} dk_z$$

avec les notations suivantes:

$$Z = c_0 \frac{2\pi}{B\Omega} \frac{M_r M_z}{M_c}, \quad \xi = A_1 + A_2 k_z,$$

$$A_1 = \frac{\omega_0}{\Omega} \frac{M_r}{M_c} \cos\alpha, \quad A_2 = \frac{c_0}{\Omega} \frac{M_r M_z}{M_c}.$$

La modification consécutive à la modulation se retrouve dans la somme sur n. Or on peut écrire:

$$\begin{aligned} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{i\left(\frac{2n\pi}{B} + \varepsilon_n\right)\xi} &= \sum_{j=0}^{B-1} \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{i(kB+j)\frac{2n}{B}\xi} e^{i\varepsilon_{kB+j}\xi} \\ &= \sum_{j=0}^{B-1} e^{i\left(\frac{2j\pi}{B} + \varepsilon_j\right)\xi} \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{i2k\pi\xi} \\ &= \sum_{j=0}^{B-1} e^{i\left(\frac{2j\pi}{B} + \varepsilon_j\right)\xi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\xi - n). \end{aligned} \tag{7}$$

Grâce aux propriétés de la distribution de Dirac δ, $\mathbb{S}$ devient ainsi:

$$\mathbb{S} = \frac{1}{A_2} \sum_{j=0}^{B-1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi\left(K_x, K_y, \frac{n - A_1}{A_2}\right) e^{in\left(\frac{2j\pi}{B} + \varepsilon_j\right)}.$$

On en déduit finalement le résultat cherché, en constatant encore l'apparition de la fonction d'interférence $\mathbb{I}_n(\varepsilon)$:

$$S_{pp}(\omega_0) = \frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{\omega z' \varrho_0 c_r \pi M_c |\mathscr{L}|}{2 c_0 \sigma'^2}\right)^2 \frac{d_r \Omega}{\pi M_r M_z} \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbb{I}_n(\varepsilon) \Phi(K_x, K_y, K_z^{(n)}) \tag{8}$$

avec

$$K_z^{(n)} = \frac{1}{c_0 M_z} \left(\frac{n M_c \Omega}{M_r} - \omega_0 \cos\alpha\right).$$

La formule (8) peut être considérée comme une généralisation de celle du rotor régulier démontrée dans [10], valable pour une répartition de pales quelconque.

3.3. Bruit de raies du stator

En toute rigueur, le bruit émis par le stator sous l'impact des sillages du rotor comprend à la fois une partie harmonique, attribuable au défaut de vitesse moyenne des sillages (supposé périodique), et une contribution à spectre continu, associée à la turbulence des sillages. Cette dernière est négligeable, d'une part devant le bruit de raies, d'autre part devant le bruit de préturbulence du rotor, tout du moins dans le cas d'une machine fonctionnant en aspiration [4]. Le présent paragraphe est donc consacré uniquement au bruit de raies (Les charges aléatoires sur les aubes du stator n'offrant pas de corrélation d'aube à aube en raison des faibles échelles de la turbulence des sillages, on peut d'ailleurs s'attendre à ce que la modulation de pales soit sans effet à ce niveau).

Dans ces conditions, et si le rotor est modulé, l'effort aérodynamique instationnaire s'exerçant sur un élément d'aube est périodique, avec la périodicité de la rotation, et peut être décomposé en harmoniques de charge F'_k de façon classique. Les aubes agissent alors comme un réseau de dipôles acoustiques fixes; aucun effet Doppler ne se manifeste, et la répartition du bruit en fonction de la fréquence est identique à celle des efforts sur les aubes. Le bruit produit par le stator complet à la pulsation $k\Omega$ s'exprime alors par une formule démontrée par exemple dans [4], et écrite ici sans mention de l'intégration selon l'envergure:

$$P_k(x) = \frac{\mathrm{i}\,k\,\Omega\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}k\Omega\frac{R_0}{c_0}}}{4\pi c_0 R_0} F'_k \sum_{j=0}^{V-1} [\cos\gamma'\cos\theta - \sin\gamma'\sin\theta\sin(\alpha_j-\varphi)]\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}k\left[j\frac{2\pi}{V}-\frac{\Omega R}{c_0}\sin\theta\cos(\alpha_j-\varphi)\right]} \tag{9}$$

V est le nombre d'aubes. Les autres notations se rapportent cette fois à un repère centré sur le stator et sont précisées sur la Fig. 3.

La modulation de pales, qui se transmet dans les sillages, agit ici sur les coefficients F'_k. Elle rend possibles toutes les valeurs de k et non plus seulement les multiples de B, comme se serait le cas pour un rotor régulier. Mais, à la différence de ce qui se produisait dans le cas du bruit du rotor, son action s'exerce sur la définition des sources, et non pas sur leur interférence.

Si $f_S(t)$ est la fonction représentant la perturbation de vitesse associée au passage d'un sillage sur le profil d'une aube, alors la perturbation incidente totale devient [11]:

$$w = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_S\left(u - \left(\frac{n}{B} + \frac{\varepsilon_n}{2\pi}\right)\frac{2\pi}{\Omega}\right)$$

avec

$$u = \frac{x'}{U_c} - t$$

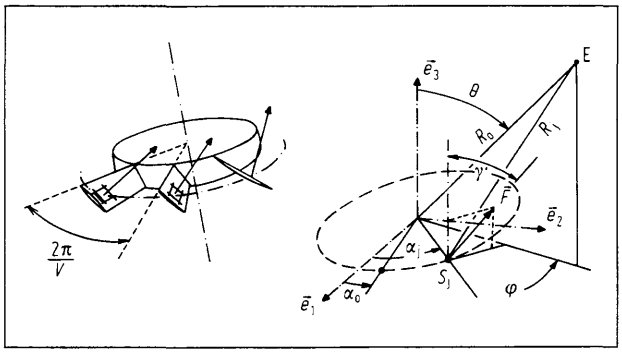

Fig. 3. Système de coordonnées utilisé pour le calcul du bruit du stator. R rayon du cercle passant par les éléments d'aubes S_j, α_j position angulaire de l'élément S_j, V nombre d'aubes, γ' inclinaison des aubes, E point d'écoute situé en champ lointain.

x' étant la coordonnée selon la corde de l'aube et U_c la vitesse de convection des sillages sur l'aube. On peut écrire:

$$w = \sum_{k=-\infty}^{\infty} w_k\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}k\Omega u}$$

avec

$$w_k = \frac{\Omega}{2\pi}\int_0^{2\pi/\Omega} w\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k\Omega u}\,\mathrm{d}u.$$

Pour poursuivre le calcul, on utilise encore l'identité (7), moyennant quoi il vient:

$$w_k = \frac{\Omega}{2\pi}\sum_{j=0}^{B-1}\sum_{k=-\infty}^{\infty}\int_0^{2\pi/\Omega} f_S\left(u - \left(\frac{j}{B}+\frac{\varepsilon_j}{2\pi}\right)\frac{2\pi}{\Omega} - k\frac{2\pi}{\Omega}\right) \cdot \mathrm{e}^{-\mathrm{i}k\Omega u}\,\mathrm{d}u = \frac{\Omega}{2\pi}\sum_{j=0}^{B-1}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k2\pi\left(\frac{j}{B}+\frac{\varepsilon_j}{2\pi}\right)}\int_{-\infty}^{\infty} f_S(x)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k\Omega x}\,\mathrm{d}x$$

écriture qui fait apparaître la transformée de Fourier de $f_S(t)$, notée $\mathbb{F}(\omega)$, soit finalement:

$$w_k = \Omega\,\mathbb{I}_{-k}(\varepsilon)\,\mathbb{F}(k\Omega). \tag{10}$$

Chaque valeur de w_k définit ainsi une rafale aérodynamique instationnaire, responsable de l'harmonique de charge F'_k (on utilise toujours la théorie bidimensionnelle compressible citée au 3.2 [9]).

Les développements qui précèdent montrent que les modifications à introduire dans les modèles classiques de calcul du bruit d'un rotor, pour prendre en compte la modulation de pales, sont somme toute mineures. Elles se réduisent à une pondération, à une étape ou une autre de la modélisation, par la fonction d'interférence du rotor.

4. Applications – Etude paramétrique de la modulation

4.1. Généralités

Bien que le nombre de degrés de liberté dans la définition de la modulation s'élève à B − 3, la manipulation d'autant de paramètres est très délicate. On peut alors avoir recours à des distributions particulières, dont la plus simple est la modulation sinusoïdale utilisée dans [1]: la position $\bar{\theta}'_j$ des pales dans le rotor modulé s'obtient à partir de leur position $\bar{\theta}_j$ dans le rotor non modulé par la relation à deux paramètres:

$$\bar{\theta}'_j = \bar{\theta}_j + \Delta\bar{\theta}\sin(m\,\bar{\theta}_j) \tag{11}$$

où $\Delta\bar{\theta}$ chiffre l'importance de la modulation et m son ordre de périodicité azimutale. On choisit m de façon à respecter les conditions d'équilibrage dynamique. Pour la configuration de référence à neuf pales étudiée ici, nous avons posé $m = 3$. Ce choix fait que toutes les FMR émises sont des multiples de $3\,\Omega/2\pi = 210$ Hz.

Lorsque $\Delta\bar{\theta}$ augmente, le niveau de bruit sur les HFPP diminue alors que les FMR apparaissent. Il faut donc se

limiter aux valeurs de $\Delta\bar{\theta}$ telles que les uns et les autres soient de niveaux comparables, compte tenu de l'amplitude intrinsèque de chaque FMR dans le bruit émis par une seule pale.

La marge de manœuvre est ainsi assez faible avec ce type de modulation.

Par ailleurs une coïncidence peut expliquer l'émergence de certaines fréquences inattendues: en effet, lorsque la distribution de B pales irrégulière obtenue se rapproche trop d'une distribution régulière de B' pales dont $(B' - B)$ pales auraient été enlevées (ou à laquelle $(B - B')$ pales auraient été ajoutées), la FMR $B'\,\Omega/2\,\pi$ est amplifiée.

Ceci nous conduit à prendre en considération un inconvénient, qui risque d'ailleurs de se manifester pour une modulation quelconque: non seulement il faut détruire la périodicité naturelle du rotor à B pales que l'on étudie, mais encore est-il aussi nécessaire de séloigner le plus possible de toutes les périodicités $2\,\pi/B'$ qui correspondent à des fréquences porteuses d'une énergie notable dans le spectre émis par une pale unique.

Pour mettre en évidence ces comportements, nous avons tout d'abord testé l'effet d'une modulation sinusoïdale sur la configuration de référence à neuf pales de la Fig. 1.

4.2. Etude d'une modulation sinusoïdale

Les calculs de bruit ont été effectués uniquement pour le bruit de raies dans cette partie. Des exemples de résultats sont consignés sur les Fig. 4 et 5, où sont aussi portées à titre de comparaison les enveloppes des spectres de raies aux HFPP obtenus pour le rotor non modulé. La modulation est définie par la relation (11), avec $m = 3$ et $\Delta\bar{\theta} = 5°$, $10°$ ou $12°$. Le rotor est donc constitué de trois groupes de pales identiques.

Les énergies des FMR émises sont réparties de façon irrégulière aux fréquences $3\,n\,\Omega/2\,\pi$, ce qui a pour effet d'abaisser la fréquence fondamentale du bruit. La perception du sifflement correspondant, initialement à 630 Hz, est ainsi ramenée à 210 Hz, ce qui est a priori moins nocif. La qualité subjective de l'émission sonore a été de ce point de vue améliorée. Parallèlement, la répartition de l'énergie acoustique calculée par tiers d'octaves est plus étalée que pour un rotor non modulé (voir Fig. 4).

Les performances acoustiques de la modulation, en ce qui concerne une éventuelle évolution du niveau global, sont en revanche discutables. Si l'on note en effet une atténuation d'environ 3 dB sur le bruit de raies du stator (Fig. 4), l'effet est pratiquement nul sur le bruit du rotor (Fig. 5).

Globalement l'amélioration est donc surtout qualitative. Une analyse plus précise des résultats conduit cependant à formuler deux critiques:

– Seules les FMR de rangs $3\,n$ étant émises, on n'utilise pas tout le potentiel de la modulation, qui consisterait à disperser l'énergie acoustique sur toutes les FMR.

– Lorsque la modulation devient suffisante pour atténuer de façon efficace le fondamental à 630 Hz, on observe l'émergence de la raie $15\,\Omega/2\,\pi$. Ce phénomène s'explique très bien à partir des arguments introduits dans le § 4.1. et illustrés sur le schéma de la Fig. 6; la répartition modulée avec $\Delta\bar{\theta} = 10°$ par exemple est très proche d'une répartition régulière de 15 pales dont six auraient été supprimées: elle ne constitue donc pas un choix judicieux.

Dans l'espoir de dépasser ces insuffisances, nous avons étudié les performances d'une modulation plus générale.

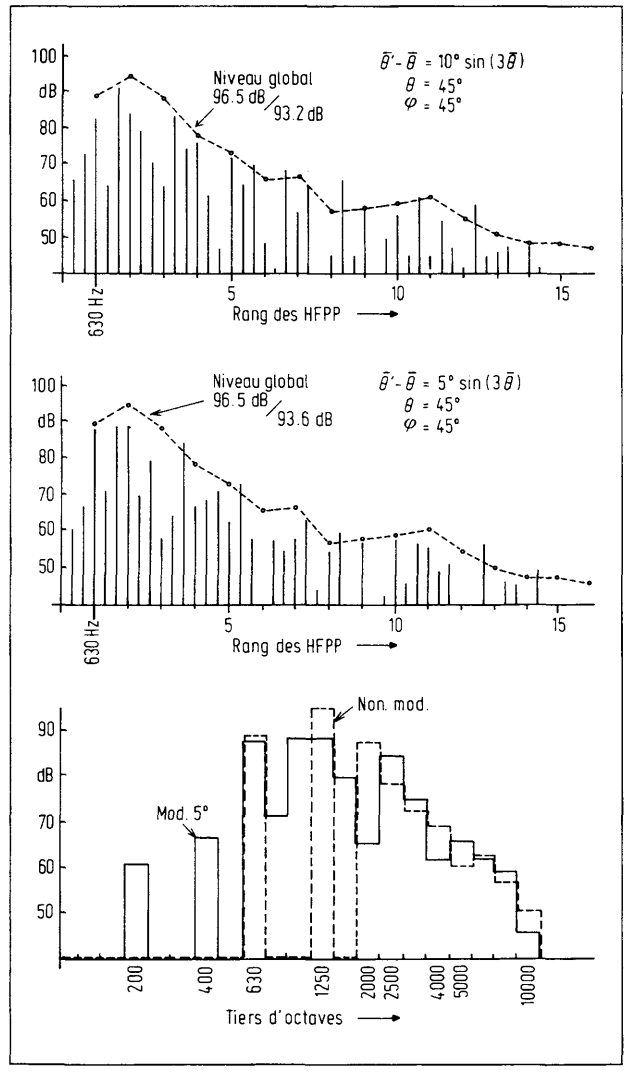

Fig. 4. Spectres de raies et spectres en tiers d'octaves du bruit du stator, avec modulation sinusoïdale, $\bar{\theta}' = \bar{\theta} + \Delta\bar{\theta}\sin(3\,\bar{\theta})$. --●---●-- Enveloppe du spectre des HFPP pour le système non modulé.

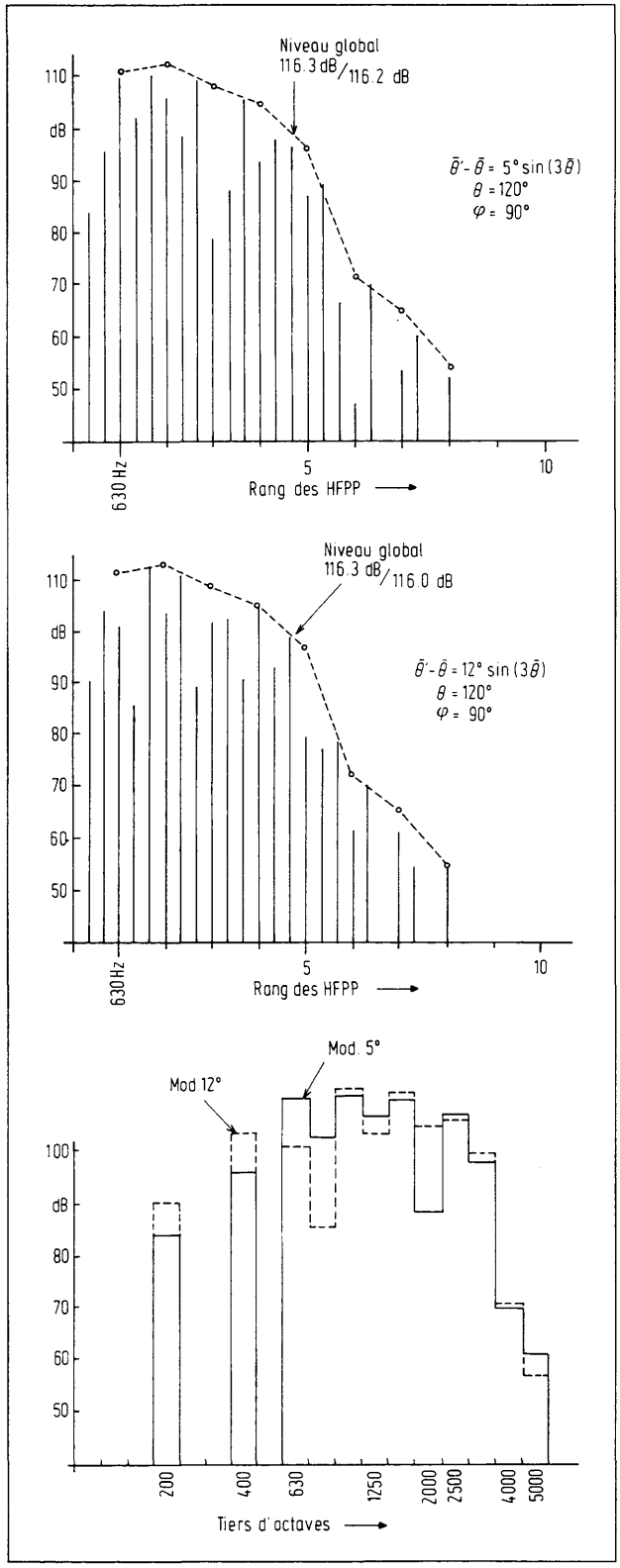

Fig. 5. Spectres de raies et spectres en tiers d'octaves du bruit de rotor, avec modulation sinusoïdale, $\bar{\theta}' = \bar{\theta} + \Delta\bar{\theta} \sin(3\bar{\theta})$. --●---●-- Enveloppe du spectre des HFPP pour le système non modulé.

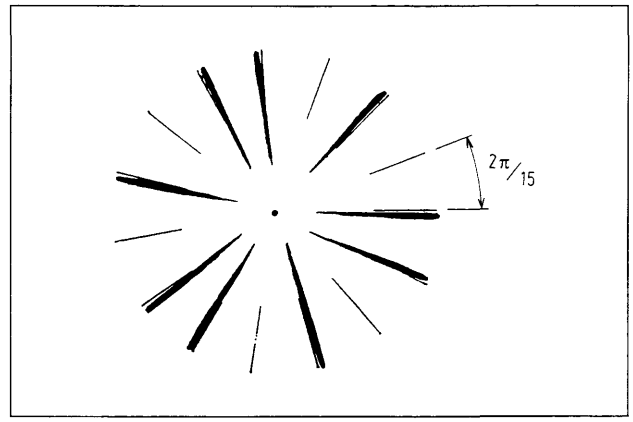

Fig. 6. Coïncidence entre une répartition à 9 pales modulée et un réseau à 15 pales, régulier mais lacunaire.

4.3. Etude d'une modulation quelconque

Les Fig. 7 et 8 fournissent les résultats concernant le bruit de raies du fenestron pour une modulation quelconque. Les répartitions des écarts à la régularité ont ici été déterminées de façon empirique, mais toujours en respectant les contraintes d'équilibrage. Elles sont précisées sur la Fig. 7, pour chacune des deux distributions testées.

Par rapport aux Fig. 4 et 5, on constate de meilleures performances, consécutives à l'augmentation du nombre de degrés de liberté exploités et au fait que l'énergie acoustique est distribuée sur un plus grand nombre de fréquences.

Avec la modulation n° 2, on aboutit même à une réduction de 5 dB du niveau global non pondéré rayonné par le stator. Compte tenu du fait que l'amélioration subjective entraînée par la suppression de l'émergence de raies n'est pas calculée, il s'agit là d'un gain remarquable. En revanche, le niveau global rayonné par le rotor reste de l'ordre de 116 dB au point d'écoute considéré, qu'il y ait ou non modulation. Pour ce type de bruit, l'amélioration est uniquement subjective.

Si l'on convient de classer les quatre modulations testées selon un degré de modulation (défini à la fois par le nombre de degrés de liberté et la valeur des écarts proprement dits) croissant, on peut aboutir au critère de performance de la Fig. 9. Cette représentation ne doit pas être interprétée autrement que de façon indicative, eu égard au nombre réduit d'essais effectués.

Néanmoins, elle permet de faire les constatations suivantes:

– la modulation de pales ne modifie pratiquement pas le niveau global rayonné par le rotor;

– elle permet cependant de réduire le niveau global rayonné par le stator, de 3 à 5 dB ou plus selon son importance.

Or, sur la configuration de fenestron fictive testée, le rotor est plus bruyant que le stator. Par conséquent, la

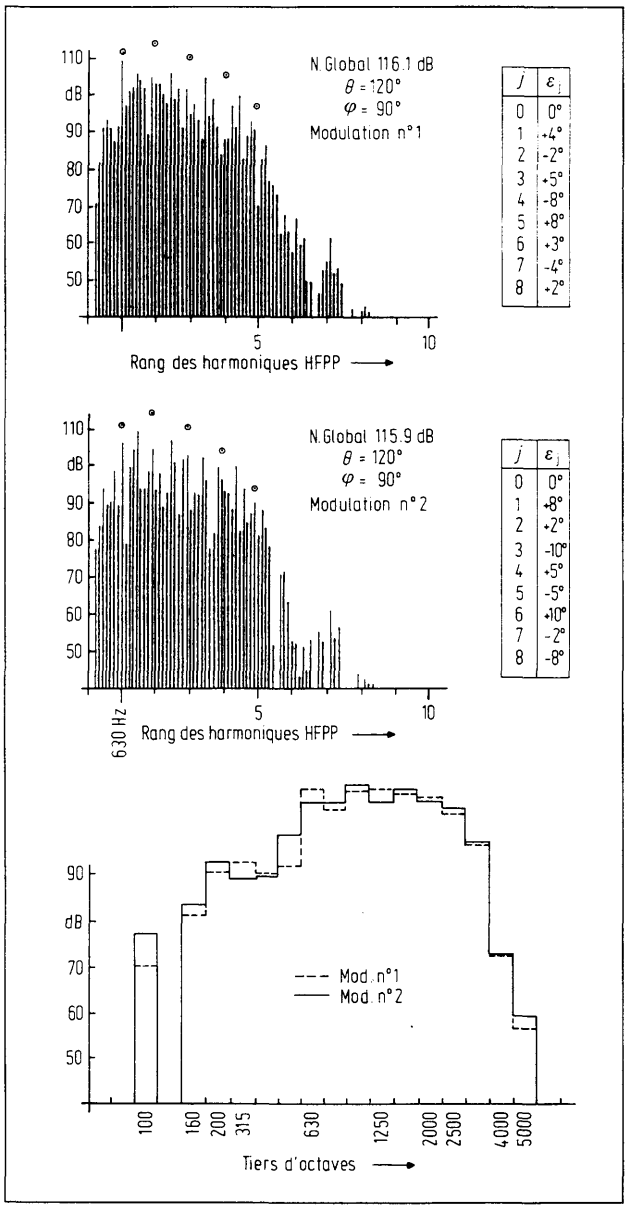

Fig. 7. Spectres de raies et spectres en tiers d'octaves du bruit de rotor, avec des lois de modulation complètes (les écarts propres à chaque loi sont indiqués à droite des spectres de raies). ⊙ Niveau des HFPP du système non modulé.

modulation ne réduit que la nuisance subjective, en supprimant un sifflement gênant qui ici se produisait à 630 Hz. Mais sur une autre machine où le bruit serait principalement dû à l'interaction rotor-stator, on serait en droit d'attendre des gains tout à fait substanciels.

4.4. Influence de la modulation sur le bruit de préturbulence

Le bruit du rotor dû à la turbulence atmosphérique est un bruit d'origine aléatoire, donc a priori à spectre continu.

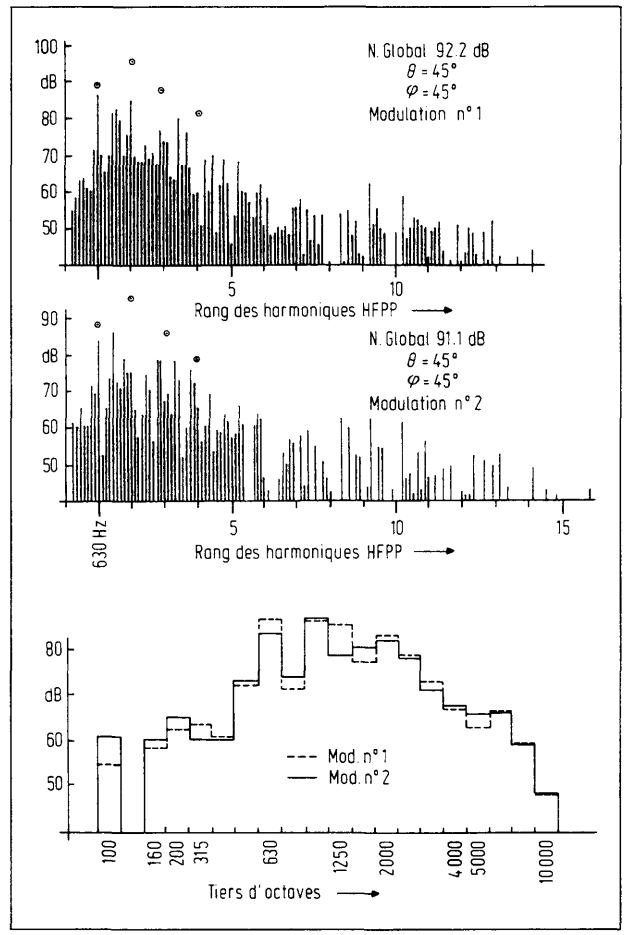

Fig. 8. Spectres de raies et spectres en tiers d'octaves du bruit de stator, avec des lois de modulation complètes (les écarts sont définis sur la Fig. 7). ⊙ Niveau des HFPP du système non modulé.

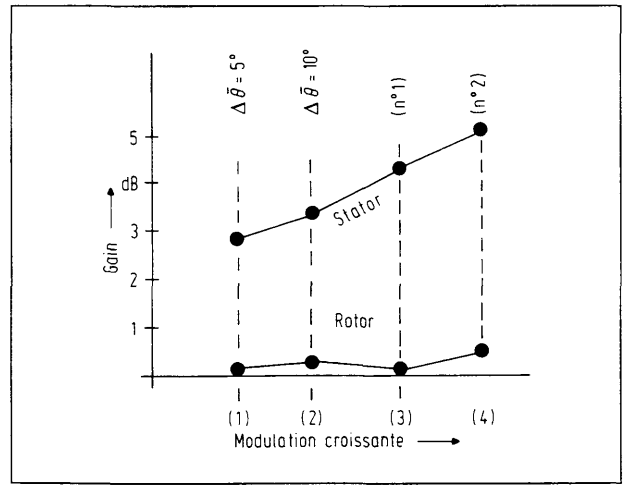

Fig. 9. Critère de performance de la modulation, (1) et (2) modulation sinusoïdale, (3) et (4) modulation complète (distributions définies sur la Fig. 7).

Mais, du fait de la contraction de l'écoulement d'alimentation du fenestron en régime d'aspiration, les structures turbulentes subissent un étirement. Elles acquièrent ainsi vis-à-vis du rotor une certaine cohérence, qui vient de ce qu'elles peuvent être interceptées un grand nombre de fois par des pales successives. Le bruit à large bande se concentre alors autour des mêmes fréquences que celles du bruit de raies, sous la forme de pics dont l'émergence rappelle parfois des raies véritables.

Pour donner lieu à une évaluation, la formule (8) nécessite donc la donnée d'un modèle statistique de la préturbulence, capable de prendre ces éléments en considération. Dans le cas présent, nous avons utilisé le modèle de von Kármán, modifié pour intégrer l'étirement des structures (la modification consiste à affecter au nombre d'onde axial de la préturbulence un facteur de pondération. Voir à ce sujet la référence [10]). Les trois paramètres qui conditionnent le calcul sont:

- le taux de turbulence τ, défini par rapport à la vitesse axiale en amont du rotor,
- l'échelle intégrale transversale de la turbulence L,
- le taux d'élongation des structures Λ, rapport entre les échelles intégrales longitudinale et transversale.

Peu de données existent dans la littérature à propos de ces grandeurs, si bien qu'il est difficile de proposer un calcul prévisionnel exact. Les résultats de la Fig. 10 utilisent pour τ, Λ et L des valeurs plausibles, mais il n'est pas certain qu'elles soient les mieux adaptées au cas du fenestron [4]. Ces valeurs correspondent à une préturbulence forte, mais moyennement étirée.

On constate alors que le spectre émis par le rotor non modulé comporte des remontées aux HFPP, qui s'atténuent vers les hautes fréquences. Il s'agit d'un cas intermédiaire entre un bruit à large bande régulier, pour lequel il n'y aurait pratiquement pas de corrélation de pale à pale, et un bruit de pseudo-raies, pour lequel la corrélation serait forte (grandes valeurs de Λ). Dans ces conditions, la modulation, représentée ici par la distribution n° 2 de la Fig. 7, diminue l'émergence spectrale au profit d'un bruit incohérent. Mais, du fait qu'elle comble les creux entre les remontées aux HFPP, elle entraîne une augmentation du niveau global, supérieure ici à 3 dB. L'augmentation provient d'un enrichissement spectral des tiers d'octaves en basses fréquences (inférieures à 500 Hz), alors que l'énergie rayonnée en hautes fréquences est peu modifiée. Elle n'est donc pas pénalisante, surtout si l'on applique ensuite une pondération en dBa.

Il faut d'ailleurs remarquer que le cas de la Fig. 10 est le plus défavorable. En effet, pour des valeurs de Λ plus grandes, le bruit émis se rapprocherait d'un bruit de raies et l'effet de la modulation serait conforme aux observations faites aux paragraphes précédents. De la même manière, si la corrélation de pale à pale était très faible, on obtiendrait un bruit à large bande sans remontée aux HFPP, et la modulation serait alors sans effet.

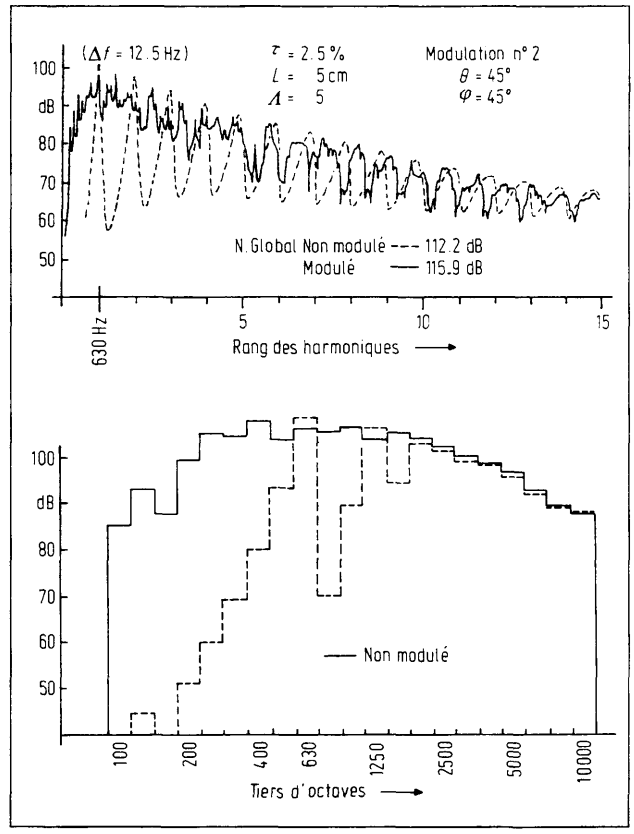

Fig. 10. Spectre d'analyse et spectre en tiers d'octaves pour le bruit à large bande du rotor, avec une modulation complète (n° 2 définie sur la Fig. 7). ----- Spectres du rotor non modulé.

5. Mise en évidence expérimentale de la modulation

Une première confrontation des performances attendues de la modulation avec des résultats expérimentaux a pu être faite, à l'issue d'une campagne de mesures conduite sur le banc d'essai des fenestrons d'Eurocopter-France, à Marignane. Cette campagne concerne un fenestron à huit pales, dont deux versions, à savoir une version non modulée et une version avec modulation sinusoïdale, ont été testées sur un point de fonctionnement aérodynamique identique.

Les résultats présentés sur la Fig. 11 permettent d'illustrer les phénomènes attendus par rapport à un niveau acoustique de référence NR. Les paramètres de la modulation utilisée sont $m = 2$ et $\Delta\bar{\theta} = 13°$. Le rotor est donc constitué de deux groupes de pales identiques. Par suite, l'émission se produit aux FMR de rangs pairs. On constate une forte atténuation du niveau des HFPP. En revanche, d'autres raies surgissent, notamment celles de rangs 6 et 12, ce qui provient du fait que le rotor modulé se rapproche à la fois d'une répartition régulière à 6 pales augmentée de deux pales et d'une répartition régulière à 12 pales lacunaire réduite de quatre pales.

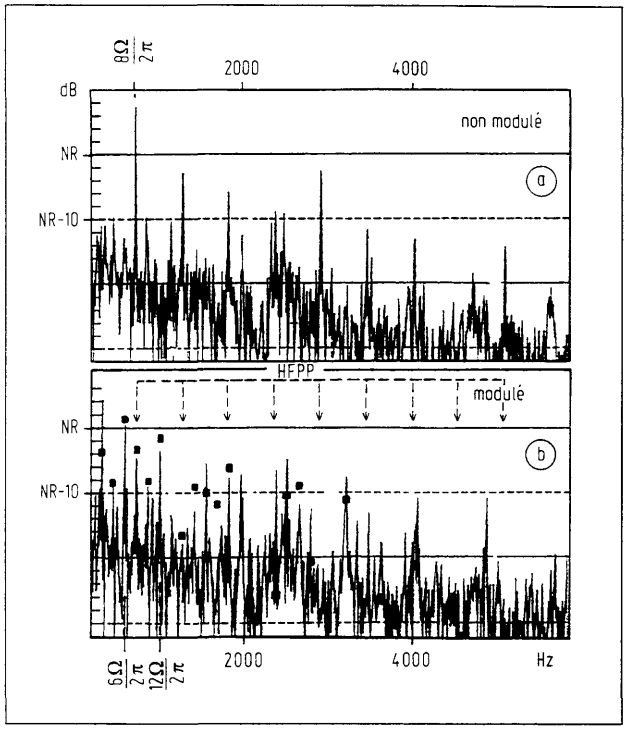

Fig. 11. Spectres de bruit mesurés sur le banc d'essai des fenestrons. Rotor à 8 pales droites rectangulaires. a) Rotor non modulé, b) rotor avec modulation sinusoïdale, ■ résultats théoriques, pour comparaison.

On remarque enfin une forte émergence de la première raie émise, de rang 2 (émergence toutefois moindre que celle du fondamental dans la version non modulée). Le critère choisi ici est de canaliser l'énergie acoustique en basses fréquences, ce qui a pour double effet de rendre le sifflement moins pénible et de faire coïncider la première raie avec une raie du spectre du rotor principal (non représenté ici). La modulation est donc dans ce cas efficace, d'autant plus qu'elle est simple à réaliser sur le plan technologique.

En ce qui concerne le calcul, les points reportés à fin de comparaison sur la Fig. 11 correspondent uniquement au bruit de raies (les contributions du rotor et du stator ont été réunies). Ils concordent avec l'expérience d'une façon très satisfaisante, compte tenu du manque de données disponibles sur la structure précise de l'écoulement dans la machine (orientation moyenne du fluide en aval du rotor, géométrie des sillages,...), et des approximations qui en découlent.

Pour les fréquences inférieures au second HFPP, les niveaux calculés s'expliquent par le seul mécanisme d'interaction potentielle avec l'arbre de transmission, alors que pour les fréquences supérieures c'est l'interaction de sillages qui est responsable du bruit. Ce point avait déjà été souligné dans la référence [4].

Un certain nombre de phénomènes observés sur la Fig. 11 restent cependant inexpliqués:

– l'émergence de la FMR de rang 2 est sous-estimée par le calcul. Il est possible que des perturbations d'autre nature que celles qui sont prises en compte en soient à l'origine, comme par exemple un tourbillon de sol ou des inhomogénéités de l'écoulement dues à l'installation.

– l'émisson en hautes fréquences, au delà de 4 kHz, n'est pas non plus restituée. Cela peut s'expliquer par la forte sensibilité du calcul en hautes fréquences vis-à-vis de petites variations des paramètres, ou par la décroissance lente qui résulterait d'un tourbillon de sol.

Les autres désaccords notables proviennent de raies parasites déjà présentes dans le spectre non modulé (a).

6. Conclusions

Dans cet article, nous avons tout d'abord montré comment les formules générales utilisées pour le calcul du bruit des machines tournantes devaient être modifiées pour traiter le cas d'une machine comportant un rotor modulé.

Pour tous les mécanismes d'émission concernés, cette adaptation se réduit à l'introduction d'une fonction d'interférence très simple, à évaluer pour chaque fréquence.

Nous avons ensuite appliqué les modèles obtenus à la configuration d'un fenestron d'hélicoptère, afin d'évaluer sur un exemple l'intérêt acoustique de la modulation. Les conclusions suivantes se dégagent des essais effectués:

– la modulation a pour effet général d'abaisser le niveau de bruit aux harmoniques de la fréquence de passage des pales HFPP, et de faire apparaître les fréquences multiples de la rotation FMR. La structure spectrale du bruit étant modifiée, il est possible d'aboutir à une nuisance moindre, soit par distribution de l'énergie acoustique sur les basses fréquences, soit par réduction de l'émergence de raies. Dans ce dernier cas, la modulation choisie doit s'écarter le plus possible de toute régularité;

– a priori la modulation est une technique de contrôle de la répartition de l'énergie sur les différents harmoniques, plus qu'une technique de réduction à proprement parler. A ce titre elle influe peu sur le niveau global rayonné par le rotor. En revanche, nous avons constaté une réduction de plusieurs décibels sur le bruit du stator.

– la modulation agit non seulement sur le bruit de raies, mais aussi sur les mécanismes d'émission à large bande liés aux préturbulences de l'écoulement d'alimentation de la machine. Elle peut alors entraîner une petite augmentation du niveau global par accroissement de l'énergie aux basses fréquences, mais seulement dans le cas où la turbulence a une cohérence moyenne par rapport au rotor.

Globalement, la modulation réduit la nuisance.

De plus, la faisabilité du procédé de modulation sur un fenestron d'hélicoptère a été démontrée, grâce à des mesures effectuées sur une maquette à pleine échelle au banc d'essai des fenestrons d'Eurocopter-France, à Marignane. L'expérience, qui a permis par ailleurs de mettre en évidence un bon accord avec les résultats issus des modèles de calcul, montre qu'il est effectivement possible d'obtenir des réductions importantes de la gêne acoustique d'une machine.

A notre avis, les conclusions qui précèdent méritent donc d'être prises en considération lors de la conception d'une machine à moindre bruit. Elles constituent une solution d'optimisation, encore applicable même quand les limites de réduction du bruit à la source semblent atteintes par ailleurs.

Remerciements

Nous remercions la société Eurocopter-France pour le soutien qu'elle a apporté au développement des modèles présentés dans cet article (commande Metraflu-Aérospatiale n° 21/003918).

Bibliographie

[1] Ewald, D., Pavlovic, A., Bollinger, J. G., Noise reduction by applying modulation principles. J. Acoust. Soc. Amer. **49** [1971], 1381–1385.

[2] Duncan, P. E., Dawson, B., Reduction of interaction tones from axial flow fans by suitable design of rotor configuration. J. Sound Vib. **33** [1974], 143–154.

[3] Hofe, R. V., Thien, G. E., Quiet and efficient tangential flow fan in compact heat exchanger application. Fan noise Symposium, Senlis (France) 1992.

[4] Fournier, F., Mise au point d'une méthode de calcul adaptée au bruit des fenestrons d'hélicoptères. Thèse de docteur-ingénieur Ecole Centrale de Lyon, 1988.

[5] Fournier, F., Roger, M., Prédiction du bruit d'interaction potentielle dans les machines tournantes; application au fenestron d'hélicoptère. CRAS tome 308 série II [1989], 703–706.

[6] Fournier, F., Roger, M., Prédiction du bruit d'interaction de sillages dans les machines tournantes; application au fenestron d'hélicoptère. CRAS tome 308 série II [1989], 831–834.

[7] Roger, M. Fournier, F., An analysis of in-fin tail rotor noise. Paper n° 40, 12th European Rotorcraft Forum. Garmisch-Partenkirchen (Germany), 1986.

[8] Lowson, M. V., Theoretical analysis of compressor noise. J. Acoust. Soc. Amer. **47** [1970], 371–385.

[9] Amiet, R. K., Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. J. Sound Vib. **41** [1975], 407–420.

[10] Paterson, R. W., Amiet, R. K., Noise of a model helicopter rotor due to ingestion of turbulence. NASA Contractor Report n° 3213, 1979.

[11] Roger, M., Sur l'utilisation d'un modèle de sillages pour le calcul du bruit d'interaction Rotor-Stator. Acustica **80** [1994], 238–246.

[12] Ffowcs Williams, J. E., Hawkings, D. L., Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. Phil. Trans. Royal Soc. **A 264** [1969], 321–342.