

# Modélisation du bruit de raies d'un fenestron d'hélicoptère en vol d'avancement

M. Roger

École Centrale de Lyon, Département d'Acoustique 36, Avenue Guy de Collongue, B.P. 163, 69131 Ecully Cedex, France.

## Theoretical Analysis of Tone Noise Generated by a Shrouded Tail Rotor in Forward Flight

### Summary

Theoretical studies in previous papers showed that the noise from the shrouded tail rotor of a helicopter is produced by three main mechanisms: the ingestion of atmospheric turbulence, the mean flow distortion due to the transmission shaft, and the rotor-stator interaction. However the facts were established in the case of hover flight, which appears to be too restrictive.

The present paper extends the analytical methods in order to infer the acoustic properties of the tail rotor in forward flight, with particular reference to the last two mechanisms above. The modifications in the radiated field are mainly a consequence of the relative helicoidal motion between the sources and the surrounding fluid. For this to be properly treated, a complete reformulation is needed. In this paper, the problem is reduced to a stationary rotor in a uniformly moving fluid (convection problem). Thus at any time, the noise received by an observer in the far field is a discrete spectrum of the blade passing frequency and its harmonics, but the spectrum is continuously modified by an instantaneous Doppler shift. This effect, not included in the convection problem, is accounted for by an a posteriori correction.

Forward flight is also responsible for excess harmonic loadings on the blades, because of the tangential flow induced on the tail rotor. This is taken into account in the paper. Conversely, the masking effect of the shroud is ignored, as also is broadband emission.

Some application of the theory to a fictitious tail rotor is proposed. The results, provide an improved understanding of the first effects of forward motion on the acoustic radiation.

### Sommaire

Cet article concerne la modélisation du bruit produit par un rotor anticouple d'hélicoptère de type fenestron en vol d'avancement horizontal. Il fait suite à d'autres publications relatives au fenestron en fonctionnement statique, configuration pour laquelle il a été montré que trois mécanismes d'émission principaux se manifestaient: le bruit à large bande résultant de l'absorption de la turbulence atmosphérique, le bruit de raies du rotor dû à la distorsion de l'écoulement engendrée par la présence de l'arbre de transmission, le bruit de raies du stator redresseur dû à l'impact des sillages du rotor. Les deux derniers mécanismes cités sont reformulés ici dans le cas du vol d'avancement, sans tenir compte de l'effet diffractant du carénage. Pour ce faire, on considère que le centre du fenestron reste fixe par rapport à l'observateur et que le milieu de propagation est animé d'un mouvement de translation uniforme. Puisque le glissement en fréquence caractéristique de l'effet Doppler ne peut alors être obtenu, il est introduit par une correction a posteriori.

Par ailleurs, la composition du mouvement d'avancement et du mouvement de rotation induit des sources de bruit supplémentaires par la production de fluctuations de charge sur les pales. Ces nouvelles sources sont prises en compte dans les calculs.

L'effet du vol d'avancement est présenté comme une perturbation des résultats classiques concernant les rotors en fonctionnement statique. Enfin, les formules proposées sont appliquées à une configuration de fenestron fictive, pour mettre en lumière l'influence des paramètres de vol sur le rayonnement acoustique.

PACS no 43.28.Ra, 43.28.Bj

## 1. Introduction

Depuis une dizaine d'années environ, les rotors anticouple de type fenestron, développés par l'Aérospatiale puis Eurocopter-France, ont fait l'objet d'études acoustiques approfondies ([1–4]). Le fenestron est en effet un système très performant sur le plan de la sécurité et sur celui du rendement aérodynamique ([5]) mais il constitue une nuisance acoustique à part entière. Ceci provient surtout de ce qu'en raison d'un grand nombre de pales (de l'ordre de la dizaine), il rayonne à des fréquences plus élevées que celles du rotor principal (typiquement entre

500 Hz et 5 kHz) et peut être jugé plus pénalisant en valeur subjective (même si objectivement un fenestron est moins bruyant qu'un rotor anti-couple classique). Devant les avantages mécaniques d'un tel système, il était donc de première importance de pouvoir disposer de critères pour la conception de produits silencieux, ce qui nécessite la mise au point de modèles adaptés.

Les premières tentatives de cet ordre, qui s'appuyaient sur des campagnes d'essais entreprises sur le site de Maignane à propos du fenestron du Dauphin 365 N et de ses dérivés, ont déjà fait l'objet de publications antérieures ([3, 4]). Elles concernaient une maquette de fenestron privée de la dérive et fonctionnant en aspiration, dans une configuration proche de celle du vol stationnaire. La modélisation proposée à l'époque a permis de montrer que

le bruit d'un fenestron sur banc d'essai résulte pour l'essentiel de trois mécanismes d'émission sonore:

– Le bruit du rotor dû à la distorsion de l'écoulement au voisinage de l'arbre de transmission. Ce bruit est appelé bruit d'interaction potentielle, car l'écoulement autour de l'arbre peut être localement assimilé à l'écoulement plan à potentiel autour d'un cercle.

– Le bruit du stator redresseur dû à l'impact des sillages du rotor. Nous parlerons de bruit d'interaction de sillages.

– Le bruit du rotor provenant de l'ingestion de la turbulence atmosphérique. Cette dernière existant indépendamment du rotor, nous parlerons ici de bruit de pré-turbulence.

Les deux premiers mécanismes cités émettent un bruit de raies aux harmoniques de la fréquence de passage des pales du rotor, dont la source est constituée par les charges périodiques exercées respectivement sur les pales du rotor et les aubes du stator (harmoniques de charge). Le troisième est responsable d'un bruit a priori à large bande mais qui, en raison du fort étirement des structures turbulentes lors de l'aspiration, se manifeste par de fortes remontées autour des raies précédentes.

On peut remarquer que le stator émet aussi un bruit à large bande attribuable à la turbulence des sillages mais cette contribution passe inaperçue devant les autres et peut être négligée.

Les bases des codes de calcul mis au point lors de l'étude du fonctionnement statique ont été développées essentiellement dans la référence [1]. Elles ont permis de constituer un outil qui peut être intégré à la conception future de fenestrons à moindre bruit. Elles ont également été étendues pour s'appliquer au cas d'un fenestron dont les pales sont réparties de façon irrégulière, technique qui permet de diminuer la gêne acoustique ([6]). Il n'en demeure pas moins que la configuration du vol stationnaire est limitative. Conformément aux normes OACI, la nuisance acoustique des hélicoptères est en effet évaluée en vol d'avancement. Par suite, même si un calcul acoustique en fonctionnement statique permet de préciser la conception d'un appareil, il est fondamental de pouvoir aussi déterminer à l'avance le comportement de l'appareil en vol. De plus, en vol d'avancement, des fluctuations de charge périodiques sont induites sur le rotor, du fait de la composition de la vitesse d'avancement, pratiquement parallèle au plan de rotation, et de la vitesse de rotation proprement dite. Il s'agit ici d'un mécanisme d'émission sonore supplémentaire, que l'on ne peut négliger.

C'est pourquoi il était nécessaire de disposer d'une modélisation de l'effet de vol sur le bruit des fenestrons. Nous présentons ici une approche s'appuyant sur l'emploi de la fonction de Green en espace libre mobile, fonction de Green dite convectée. Une telle approche n'est pas nouvelle, puisque la fonction de Green convectée a été introduite par Garrick et Watkins en 1954 ([7]). Depuis, plusieurs auteurs se sont intéressés au bruit des rotors fonctionnant dans un milieu en translation, notamment à propos des hélices rapides, configuration pour laquelle la direction de vol est alignée avec l'axe de rotation. Citons

à ce propos les travaux de Hanson dans le domaine fréquentiel (voir par exemple [8]) et de Farassat dans le domaine temporel ([9]), qui abordent le problème délicat des régimes transsoniques. La même approche a été employée par ailleurs à propos du bruit du rotor principal d'un hélicoptère, pour lequel le mouvement est cette fois parallèle au plan de rotation ([10, 11]).

Nous en donnons ici des développements dans le domaine fréquentiel, spécifiques au fenestron, qui se caractérise par des pales subsoniques de petite taille. La contribution de cet article se situe donc surtout dans l'application du formalisme aux mécanismes d'émission périodiques précédemment cités. Les développements proposés, écrits pour des éléments de pales acoustiquement compacts, sont donc une généralisation des formules classiques des rotors fonctionnant dans un milieu au repos, telles qu'elles peuvent être présentées dans [12] et [13]. De plus, les équations écrites sont valables pour une orientation quelconque du mouvement d'avancement. Elles sont exploitées de façon à mettre en évidence les effets du nombre de Mach d'avancement, compris comme une perturbation du cas du fonctionnement statique.

Devant la complexité des phénomènes intéressant le fenestron en vol d'avancement et dans le souci d'aboutir à une meilleure compréhension, un certain nombre de simplifications et hypothèses ont été consenties.

– Tout d'abord, nous ne traitons ici que le bruit de raies du rotor et du stator et ne considérons pas les mécanismes d'émission à large bande. Les propriétés de la turbulence ingérée par le fenestron en vol dépendent en effet, de façon cruciale, des paramètres du vol et aucune donnée ne semble être disponible à ce sujet. Du fait de la moindre aspiration, le bruit dû à la turbulence atmosphérique doit avoir moins d'émergence spectrale qu'en fonctionnement statique, ce qui justifie cette première restriction.

– Nous négligeons de même l'effet de toutes les distorsions supplémentaires de l'écoulement dans le fenestron résultant soit des sillages des ailerons de queue, soit de l'aspiration de la couche limite de poutre de queue, soit des sillages du rotor principal. Si la participation de ces phénomènes au bruit de raies est effective, on peut toujours la calculer formellement à l'aide des équations qui suivent, à condition de disposer des données d'entrée nécessaires. Une telle investigation sort du cadre de cet article.

– Par ailleurs, bien qu'en vol de croisière la dérive assure une partie de l'effort anticouple et décharge ainsi le fenestron de ses fonctions, nous supposons ici que ce dernier fournit toujours un travail effectif.

– Enfin, le carénage du fenestron n'est pas pris en compte. D'un point de vue acoustique, il est responsable d'un effet de masque localisé dans les directions d'émission proches du plan de rotation. Négliger cet effet est donc sans conséquence tant qu'on ne s'intéresse pas spécialement au bruit émis sous trace ([14]). En revanche, d'un point de vue aérodynamique, le carénage modifie les conditions d'alimentation du rotor déjà rendues asymétriques par le vol horizontal. Nous ne sommes pas en mesure d'en quantifier les effets mais, cette fois encore, le

formalisme permettrait de le faire pour peu que l'on dispose des données d'écoulement correspondantes. Dans ce qui suit, les harmoniques de charge sur le rotor induits par le mouvement d'avancement sont déterminés, à titre indicatif, en supposant que le rotor opère en espace libre comme un rotor anti-couple classique.

Les autres hypothèses du modèle, inhérentes à la nature du problème posé, sont détaillées au paragraphe 2. Les fondements et bases théoriques utilisés font l'objet des paragraphes 3 et 4, ainsi que de l'annexe. Enfin, au paragraphe 5, des calculs sont effectués sur une configuration de fenestron fictive. Ils permettent une première discussion sur les effets acoustiques du vol d'avancement.

A l'heure de la rédaction, une comparaison avec des résultats expérimentaux n'a pas encore été effectuée, faute de données. Elle est néanmoins prévue, grâce à une campagne de mesures dans la soufflerie CEPRA 19, faisant l'objet d'une coopération entre Eurocopter-France et l'ONERA.

## 2. L'effet de vol: énoncé du problème

Le vol d'avancement a deux conséquences sur le rayonnement acoustique d'un rotor, l'une de nature acoustique à proprement parler, l'autre de nature aérodynamique. La première concerne la propagation et les propriétés du rayonnement: efficacité, directivité, effet Doppler. La seconde intéresse les mécanismes de production de bruit aérodynamiques.

Dans le modèle décrit ici, la première conséquence est prise intégralement en compte mais elle nécessite une approximation. En effet, un rotor en translation engendre des sources en mouvement hélicoïdal, ce qui est d'appréhension délicate sur le plan de la modélisation. Ainsi, la translation détruit la périodicité des sources par rapport à un observateur fixe et rend a priori caduque une description fréquentielle des phénomènes. Cependant, si la vitesse de translation n'est pas trop grande en regard des vitesses de rotation et si l'observateur est placé en champ lointain géométrique, alors on peut considérer que le déplacement du rotor est faible sur la durée d'un tour de pale.

Dans ces conditions, une approche fréquentielle demeure possible et se déroule comme suit. On calcule tout d'abord le bruit reçu à un instant donné en supposant que l'observateur et le rotor sont fixes l'un par rapport à l'autre et le milieu mobile, ce qui revient à traiter un problème de convection équivalent, illustré sur la Fig. 1. Ce calcul prend en compte l'amplification due au mouvement relatif entre le rotor et le milieu mais non le glissement en fréquence caractéristique de l'effet Doppler qui, lui, provient du mouvement relatif entre le rotor et l'observateur. Il faut donc ensuite appliquer au résultat une correction en fréquence, qui dépend des positions relatives de l'observateur et du rotor à l'instant considéré.

Dans une telle description, l'effet Doppler de rotation, responsable de l'émission aux harmoniques de la fréquence de passage des pales pour un rotor en fonctionnement statique, est dissocié de l'effet Doppler d'avancement.

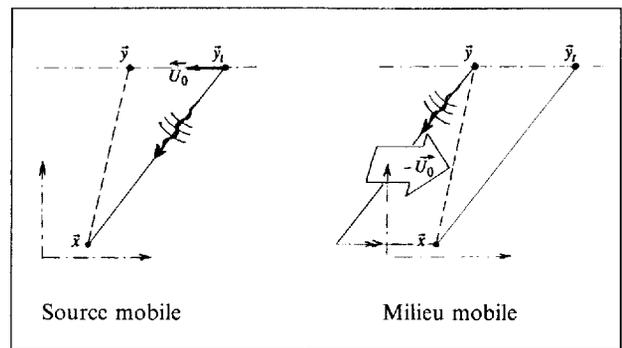


Fig. 1. Illustration du problème de convection équivalent à un problème de source mobile.

Le champ produit au point  $x$  et à l'instant  $t$  par un rotor avançant à la vitesse  $U_0$ , situé en  $y$  à l'instant  $t$  mais en  $y_t$  à l'instant d'émission correspondant, est identique à celui qui serait produit en  $x$  par un rotor fixe situé en  $y$  mais le milieu étant mobile en sens inverse avec la vitesse  $-U_0$ ,  $y_t$  étant alors la position apparente correspondante.

Cette méthode se justifie par la perception habituelle que l'on peut avoir des phénomènes: le bruit d'un rotor anti-couple en vol demeure fondamentalement un sifflement complexe, réductible à un spectre de raies harmoniques, mais dont les fréquences sont constamment décalées par l'effet Doppler d'avancement.

En ce qui concerne les conséquences aérodynamiques du vol d'avancement, nous introduisons ici certaines simplifications. Nous considérons ainsi que les sources responsables du bruit de raies d'un fenestron en fonctionnement statique ne sont pas affectées par le mouvement d'avancement. En pratique, des modifications en résultent pourtant; les sillages du rotor, par exemple, évoluent forcément au cours de la rotation, puisque l'avancement détruit la symétrie de révolution de l'écoulement, mais nous n'avons pas cherché à modéliser ces modifications.

En revanche, nous tenons compte du fait qu'au cours de la rotation, une pale rencontre des conditions d'incidence variables. Elle subit donc des variations de charge périodiques qui s'ajoutent aux harmoniques de charge propres au bruit d'interaction potentielle. Si l'avancement n'est pas parallèle à l'axe de rotation, un rotor en translation donne ainsi lieu à une émission acoustique supplémentaire, par rapport à un rotor fixe. Cette nouvelle source a été ici intégrée au calcul de façon indicative, les variations d'incidence étant évaluées comme si le rotor opérait en champ libre.

Compte tenu des arguments qui précèdent et du compromis qui en résulte, le cadre d'hypothèses présenté ici nous paraît tout à fait apte à mettre en lumière les principales manifestations acoustiques liées à l'effet de vol sur un fenestron.

Ceci étant précisé, la méthode employée repose sur l'analogie de Ffowcs Williams et Hawkins ([15]), reformulée avec la fonction de Green convectée au lieu de la fonction de Green classique. Le fenestron est assimilé à un réseau de dipôles fixes et mobiles équivalents, définis par les efforts aérodynamiques instationnaires à caractère

périodique qui s'exercent sur les pales du rotor et les aubes du stator. Plus précisément, la base du calcul est la formule du rayonnement d'une force ponctuelle en mouvement de rotation dans un fluide lui-même en translation, formule démontrée en annexe. Le bruit d'épaisseur, de nature monopolaire, n'est pas traité ici. Nous pensons qu'en raison du faible volume des pales et des fortes inhomogénéités de l'écoulement dans un fenestron, il est négligeable devant le bruit dipolaire. Cette approximation est justifiée par le fait que les sources dipolaires semblent suffire à expliquer le bruit d'un fenestron en fonctionnement statique (voir par exemple [1]).

Dans les paragraphes suivants, la démarche est appliquée tout d'abord au rotor, puis au stator.

### 3. Bruit de raies rayonné par le rotor

Rappelons que le centre du rotor et le point d'écoute sont considérés comme fixes et le milieu animé d'une translation de vecteur  $U_0$ . Le vol horizontal d'un hélicoptère s'effectue souvent en dérapage, ne serait-ce qu'à l'occasion de manoeuvres de pilotage. La direction du mouvement d'avancement, représentée par le vecteur  $-U_0$ , peut donc être quelconque par rapport au repère naturel du rotor, d'axes  $(e_x, e_y, e_z)$ . Par convention et par souci de conformité avec des publications antérieures ([1] à [4]), le centre de ce repère est dans le plan passant par les pivots de variation d'inclinaison des pales (voir la Fig. 4). L'axe  $e_z$  est confondu avec l'axe de rotation, perpendiculaire au plan du rotor, et l'axe  $e_x$  est aligné avec l'arbre de transmission. Nous introduisons un repère de convection  $(e_1, e_2, e_3)$ , de même origine que le repère du rotor et tel que  $U_0 \equiv V_0 e_1$ . L'axe  $e_2$  est perpendiculaire au plan  $(e_1, e_z)$ , conformément à la Fig. 2.

#### 3.1. Formulation générale

Nous utilisons comme point de départ la formule du rayonnement d'une force ponctuelle de valeur  $F(t) = (F_1, F_2, F_3)$  en rotation uniforme dans le milieu mobile précédemment défini. Cette formule exprime la transformée de Fourier par rapport au temps de la pression

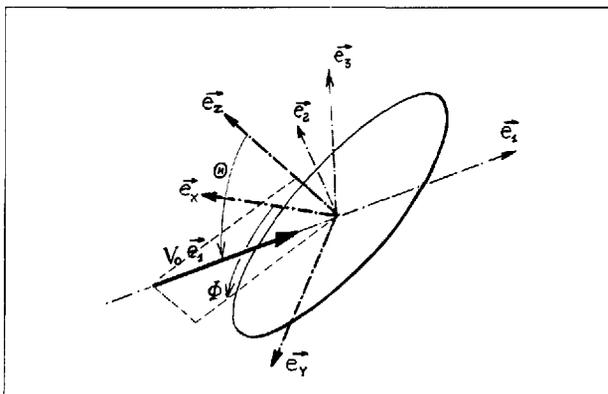


Fig. 2. Définition du repère du rotor et du repère de convection.

acoustique en champ lointain. Elle s'écrit, au point  $x$  et à la pulsation  $\omega$ ,

$$\tilde{p}(x, \omega) = \frac{i \omega}{8 \pi^2 c_0 \beta^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ F_1 \frac{M_0 R_s - R_t}{R_s^2} - \beta^2 \left( F_2 \frac{R_2}{R_s^2} + F_3 \frac{R_3}{R_s^2} \right) \right] e^{i \omega (t + R_t/c_0)} dt \quad (1)$$

les notations étant définies en annexe (formule A-2).

Dans (1), on peut développer les quantités  $R_s, R_t$  au premier ordre du champ lointain, auquel cas on obtient, les  $x_i$  et  $y_i$  désignant respectivement les coordonnées de l'observateur et de la source dans le repère  $(e_1, e_2, e_3)$ :

$$R_s \approx S_0 - \frac{1}{S_0} (x_1 y_1 + \beta^2 (x_2 y_2 + x_3 y_3)),$$

$$S_0 = \sqrt{x_1^2 + \beta^2 (x_2^2 + x_3^2)},$$

$$R_t \approx \frac{S_0 - M_0 x_1}{\beta^2} - \frac{1}{\beta^2} \left[ \left( \frac{x_1}{S_0} - M_0 \right) y_1 + \beta^2 \frac{x_2 y_2 + x_3 y_3}{S_0} \right]$$

avec

$$\beta^2 = 1 - M_0^2, \quad M_0 = V_0/c_0.$$

(1) s'applique à chaque élément de pale du rotor. Dans le cas d'un fenestron, la corde des pales est relativement faible (entre 5 et 10 cm) et on peut faire une hypothèse de compacité acoustique en ce qui concerne les premières raies du spectre de bruit. Nous considérerons donc comme élément de calcul des tronçons de pales de largeur égale à la corde. A ce titre, les résultats discutés au paragraphe 5 sous-entendent uniquement une intégration dans le sens de l'envergure et fournissent certainement une surestimation aux fréquences les plus élevées.

Dans un but de plus grande clarté, toutes les formules qui suivent sont écrites pour un tronçon unique.

#### 3.2. Configuration géométrique du vol d'avancement

Dans le problème de convection, seules les coordonnées  $y_i$  des sources en mouvement circulaire dépendent du temps. On peut donc les exprimer à partir de leurs coordonnées sphériques dans le repère du rotor, tout en conservant les coordonnées cartésiennes  $x_i$  du point d'écoute. Par projection dans le repère de convection (voir la Fig. 2), il vient:

$$R_s = S_0 + \frac{R}{S_0} [x_1 \sin \Theta \cos (\Omega t - \Phi) + \beta^2 x_2 \sin (\Omega t - \Phi) + \beta^2 x_3 \cos (\Omega t - \Phi)],$$

$$R_t = \frac{S_0 - M_0 x_1}{\beta^2} + \frac{R}{\beta^2} \left[ \left( \frac{x_1}{S_0} - M_0 \right) \sin \Theta \cos (\Omega t - \Phi) + \beta^2 \frac{x_2}{S_0} \sin (\Omega t - \Phi) + \beta^2 \frac{x_3}{S_0} \cos (\Omega t - \Phi) \right]$$

où  $R$  est le rayon du cercle balayé par la force ponctuelle ou l'élément de pale et où  $(\Theta, \Phi)$  sont les angles de la vitesse de convection dans le repère lié au rotor.

Pour mieux gérer la modulation de fréquence représentée par le facteur  $R_t$  du terme de phase dans (1), il est

commode de poser, comme dans [10]:

$$A \cos \Psi = \frac{x_2}{S_0},$$

$$A \sin \Psi = \left( \frac{x_1}{S_0} - M_0 \right) \frac{\sin \Theta}{\beta^2} + \frac{x_3}{S_0} \cos \Theta,$$

moyennant quoi:

$$R_t = \frac{S_0 - M_0 x_1}{\beta^2} + AR \sin(\Psi + \Omega t - \Phi).$$

### 3.3. Calcul formel du champ acoustique

Posons à présent:

$$\Delta = \frac{F_1}{F} (M_0 R_s - R_1) - \beta^2 \left( \frac{F_2}{F} R_2 + \frac{F_3}{F} R_3 \right).$$

Les  $F_i/F$  et donc  $\Delta$  ne sont définis que par la cinématique du problème,  $F$  étant la seule inconnue dynamique, dont la détermination doit se faire par ailleurs (voir à ce titre le paragraphe 3.4).

Compte tenu de ce qui précède, l'expression générale du champ acoustique devient:

$$\tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{i \omega e^{i \omega (S_0 - M_0 x_1) / (c_0 \beta^2)}}{8 \pi^2 c_0 \beta^2 S_0} \int_{-\infty}^{\infty} F(t) \frac{\Delta(t)}{S_0} e^{i \omega [t + (AR/c_0) \sin(\Psi + \Omega t - \Phi)]} dt.$$

En posant ensuite  $\tau = \Psi + \Omega t - \Phi$ , on peut constater que  $\Delta$  s'écrit sous la forme:

$$\Delta = A_0 + A_1 \sin \tau + A_2 \cos \tau + A_3 \sin^2 \tau + A_4 \sin \tau \cos \tau$$

où les coefficients  $A_i$  peuvent être calculés à partir de la définition de  $\Delta$  et de l'écriture des facteurs  $F_i/F$ . Leur expression formelle est fournie au paragraphe 4.2.

Pour poursuivre le calcul, on utilise les développements de l'exponentielle en série de fonctions de Bessel fondés sur la formule générique:

$$e^{-i a \sin \tau} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n J_n(a) e^{i n \tau} \quad (2)$$

et ses dérivées par rapport à  $a$  ou  $\tau$ .

Si  $\tilde{F}(\omega')$  désigne la transformée de Fourier de  $F(t)$ , on obtient alors:

$$\tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{i \omega e^{i \omega (S_0 - M_0 x_1) / (c_0 \beta^2)}}{8 \pi^2 c_0 \beta^2 S_0} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}(\omega') \left( \sum_{k=0}^4 \frac{A_k}{S_0} \mathfrak{I}_k \right) d\omega'. \quad (3)$$

$(\mathfrak{I}_k)_{0,4}$  désignant une famille d'intégrales qui, toutes, se calculent selon le même procédé à partir de (2) mais dont nous donnons la valeur uniquement pour  $k = 1$  à titre d'illustration:

$$\mathfrak{I}_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \sin \tau e^{i[(\omega - \omega')t + (AR/c_0)\omega \sin \tau]} dt$$

$$= 2i\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n' \left( \frac{AR\omega}{c_0} \right) e^{i n (\Psi - \Phi)} \delta(\omega + n\Omega - \omega')$$

$\delta$  désigne ici la distribution de Dirac.

Dans cet article, nous ne nous intéressons qu'au bruit de raies du rotor. Ce bruit provient des variations périodiques des efforts exercés sur les pales au cours de la rotation, variations dues aux interactions potentielles aussi bien qu'au mouvement d'avancement.  $F(t)$  est donc une fonction périodique de période  $2\pi/\Omega$ . Sa décomposition en série de Fourier définit les harmoniques de charge sur l'élément de pale considéré, notés  $\tilde{F}_s$ :

$$F(t) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \tilde{F}_s e^{i s \Omega t}, \quad \tilde{F}_s = \frac{\Omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\Omega} F(t) e^{-i s \Omega t} dt$$

et on peut écrire:

$$\tilde{F}(\omega') = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \tilde{F}_s \delta(\omega' - s\Omega).$$

En injectant cette forme dans (3), on constate que le résultat est nul, sauf si la pulsation est un multiple de  $\Omega$ . A la pulsation  $\omega = N\Omega$ , obtient ainsi l'amplitude complexe:

$$p_N(\mathbf{x}) = \frac{i N \Omega e^{i N \Omega (S_0 - M_0 x_1) / (c_0 \beta^2)}}{4 \pi c_0 \beta^2 S_0} \sum_{s=-\infty}^{\infty} e^{i(s-N)(\Psi - \Phi)} \tilde{F}_s \cdot \left\{ D_1 J_{s-N} \left( \frac{AR N \Omega}{c_0} \right) + D_2 J'_{s-N} \left( \frac{AR N \Omega}{c_0} \right) + D_3 J''_{s-N} \left( \frac{AR N \Omega}{c_0} \right) \right\} \quad (4)$$

avec:

$$D_1 = -\cos \gamma \left[ \cos \Theta \left( M_0 - \frac{x_1}{S_0} \right) + \beta^2 \sin \Theta \frac{x_3}{S_0} \right] - \beta^2 \sin \gamma \frac{s-N}{N} \frac{c_0}{\Omega R},$$

$$D_2 = i \frac{M_0 R \beta^2}{S_0} \left[ -\cos \gamma \cos \Theta A + \sin \gamma \sin \Theta \sin \Psi \frac{s-N}{N} \frac{c_0}{\Omega R} \right],$$

$$D_3 = \frac{M_0 R \beta^2}{S_0} \sin \gamma \sin \Theta A \cos \Psi.$$

$\gamma$  étant l'angle d'inclinaison des pales par rapport au plan du rotor.

Pour exprimer enfin le bruit produit par le rotor complet, il suffit de sommer les contributions de chaque pale en calculant l'interférence due aux déphasages de pale à pale. Si le rotor comporte  $B$  pales, on sait que le bruit est nul sauf si  $N = mB$ , auquel cas l'amplitude exprimée par (4) doit être multipliée par  $B$ .

On retrouve ainsi un comportement similaire à celui du rotor fonctionnant dans un milieu au repos, à savoir que le bruit reçu est un bruit de raies aux harmoniques de la fréquence de passage des pales  $B\Omega/(2\pi)$ , le niveau sur chaque raie s'exprimant par une somme de modes de rayonnement définis par la géométrie et la cinématique du rotor et par l'intermédiaire de coefficients  $\tilde{F}_s$  restant à déterminer.

La formule (4) illustre de plus les modifications introduites par le phénomène de convection, c'est-à-dire de transport des fronts d'ondes par l'écoulement du milieu

de propagation. La convection entraîne ainsi une anisotropie du rayonnement, dans le sens où la direction  $e_1$  et donc la composante  $F_1$  jouent un rôle particulier. Il y a donc modification de la directivité par rapport à ce que serait le rayonnement du rotor dans un milieu au repos et ce, même si  $F_1$  est conservée. La modification est d'ailleurs directement décelable si l'on considère que l'effet de convection est responsable de l'existence des facteurs  $D_2, D_3$  proportionnels au nombre de Mach d'avancement  $M_0$ . Lorsque  $M_0$  tend vers zéro,  $D_2, D_3$  s'annulent; de plus, en introduisant les coordonnées sphériques de  $x$  dans le repère du rotor  $(R_0, \theta, \varphi)$  (voir la Fig. 4) et en remarquant que l'on peut poser dans les formules précédentes  $\Theta = \pi/2, \Phi = \pi$ , on montre que  $D_1$  est égal à:

$$-\left[ \cos \gamma \cos \theta + \frac{s - mB}{mB} \sin \gamma \frac{c_0}{\Omega R} \right].$$

On retrouve ainsi exactement la formule du bruit de raies d'un rotor dans un milieu au repos, telle qu'elle est écrite par exemple dans [1]:

$$p_{mB}(x) = \frac{-i m B^2 \Omega e^{i m B \Omega R_0 / c_0}}{4 \pi c_0 R_0} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \bar{F}_s e^{-i(s-mB)(\varphi - \pi/2)} \cdot J_{mB-s} \left( mB \sin \theta \frac{\Omega R}{c_0} \right) \left[ \cos \gamma \cos \theta + \frac{s - mB}{mB} \sin \gamma \frac{c_0}{\Omega R} \right]. \quad (5)$$

A priori,  $D_2, D_3$  représentent une petite perturbation. L'effet de convection ne devient donc significatif que pour des valeurs suffisantes du nombre de Mach d'avancement.

### 3.4. Calcul simplifié des harmoniques de charge d'avancement

Pour donner lieu à un calcul de bruit, la formule (4) requiert la détermination des harmoniques de charge  $\bar{F}_s$ . Ceux-ci sont la somme des harmoniques de charge dus à l'interaction potentielle avec l'arbre de transmission, dont le calcul a déjà fait l'objet de publications antérieures ([4]), et des harmoniques de charge d'avancement, auxquels le présent paragraphe est consacré.

L'influence du vol d'avancement sur la charge du rotor est difficile à prévoir avec exactitude en raison de la présence du carénage. De ce point de vue, la technologie du fenestron pourrait apporter une amélioration en atténuant l'asymétrie de l'écoulement d'alimentation du rotor. Des harmoniques de charge d'avancement se développent néanmoins certainement sur les pales. Pour en évaluer l'ordre de grandeur, nous présentons un calcul simplifié assimilant le fenestron à un rotor libre. Par suite, les résultats obtenus doivent être compris comme une limite supérieure et peuvent toujours être pondérés pour tenir compte de l'effet bénéfique du carénage. Un calcul exact serait possible si l'écoulement réel était parfaitement déterminé mais sort du cadre de cet article.

Du fait de l'inclinaison de la vitesse  $U_0$ , chiffrée par les angles  $(\Theta, \Phi)$  l'angle d'incidence et la vitesse relative sur les pales varient au cours de la rotation. Il en résulte une variation périodique de la charge sur les pales. Ainsi, la

vitesse totale instantanée sur un profil de pale au rayon  $R$  a pour composantes:

$$\begin{aligned} V_x &= \Omega R \sin \Omega t - V_0 \sin \Theta \cos \Phi, \\ V_y &= -\Omega R \cos \Omega t - V_0 \sin \Theta \sin \Phi, \\ V_z &= -V_0 \cos \Theta. \end{aligned}$$

On peut la projeter dans le repère lié à l'élément de pale et défini par l'angle  $\gamma$ , moyennant quoi il vient (voir la Fig. 3):

$$\begin{aligned} V_{x'} &= \Omega R \cos \gamma + V_0 \cos \Theta \sin \gamma \\ &\quad - V_0 \sin \Theta \cos \gamma \sin(\Omega t - \Phi), \\ V_{y'} &= -V_0 \sin \Theta \cos(\Omega t - \Phi), \\ V_{z'} &= \Omega R \sin \gamma - V_0 \cos \Theta \cos \gamma \\ &\quad - V_0 \sin \Theta \sin \gamma \sin(\Omega t - \Phi). \end{aligned}$$

On peut considérer que les fluctuations de vitesse parallèles à l'envergure du tronçon de pale considéré n'influent pas sur les charges aérodynamiques. Par ailleurs, la périodicité des variations de portance dues à l'avancement est celle de la rotation. On peut donc, dans le but d'un simple calcul indicatif, s'appuyer sur une hypothèse de quasi-stationnarité au sens de l'aérodynamique instationnaire des profils (voir par exemple [16]) et écrire ainsi la portance totale instantanée sous la forme:

$$F(t) = C_z(i^\circ(t)) c d \frac{1}{2} \rho_0 \bar{V}^2$$

où  $c$  et  $d$  sont respectivement la corde et la fraction d'envergure du tronçon de pale,  $C_z$  son coefficient de portance sous l'incidence instantanée  $i^\circ(t)$  et où:

$$\begin{aligned} \bar{V}^2 &= V_x^2 + V_z^2, \\ \bar{V}^2 &= (\Omega R)^2 + (V_0 \cos \Theta)^2 - 2 \Omega R V_0 \sin \Theta \sin(\Omega t - \Phi) \\ &\quad + V_0^2 \sin^2 \Theta \sin^2(\Omega t - \Phi). \end{aligned}$$

Dans le cas du rotor libre, la direction d'avancement ou de convection reste proche du plan de rotation et presque alignée avec l'arbre de transmission. En effet, seul un petit angle de dérapage peut exister en vol horizontal normal. On peut donc déterminer les harmoniques de charge en utilisant l'approximation:

$$\Theta = \frac{\pi}{2}, \quad \Phi = \pi$$

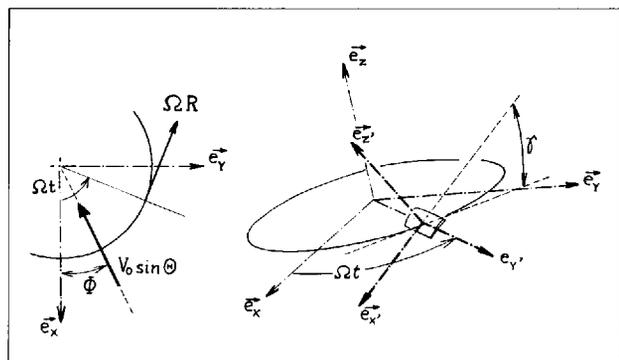


Fig. 3. Définition des repères utilisés pour la projection des fluctuations de vitesse consécutives au vol d'avancement.

(sans que cette approximation soit obligatoire dans l'étape acoustique du calcul). Dans ces conditions, il vient:

$$\bar{V}^2 \approx (\Omega R + V_0 \sin \Omega t)^2, \quad i^\circ \approx \gamma,$$

$$F(t) \approx C_z(\gamma) c d \frac{1}{2} \rho_0 (\Omega R)^2 \left(1 + \frac{V_0}{\Omega R} \sin \Omega t\right)^2.$$

$F(t)$  est alors pratiquement périodique de période  $2\pi/\Omega$ . Si l'on pose

$$\bar{A} = C_z(\gamma) c d \frac{1}{2} \rho_0 (\Omega R)^2$$

et si l'on effectue la décomposition en harmoniques de charge, on obtient les résultats consignés dans le tableau suivant:

Rang des harmoniques	-2	-1	0	1	2
Coefficient					
$\bar{F}_s/\bar{A}$	$-\left(\frac{V_0}{2\Omega R}\right)^2$	$\frac{iV_0}{\Omega R}$	$1 + \frac{1}{2}\left(\frac{V_0}{\Omega R}\right)^2$	$-\frac{iV_0}{\Omega R}$	$-\left(\frac{V_0}{2\Omega R}\right)^2$

On constate donc que le vol d'avancement parallèle a un effet du second ordre selon le paramètre d'avancement  $V_0/(\Omega R)$  sur la charge stationnaire et induit quatre harmoniques de charge de rangs  $-1, 1, -2, 2$ . Si le paramètre d'avancement est très petit, la charge stationnaire n'est pratiquement pas modifiée et seuls les harmoniques de charge de rangs  $-1, 1$  sont produits.

Ces résultats sont compatibles avec l'hypothèse de quasi-stationnarité propre aux très basses fréquences et il convient de souligner leur caractère approximatif. Par ailleurs, ils sous-entendent que la charge instationnaire est due à une variation du module de la vitesse incidente sur les pales, sans variation de l'angle d'incidence. Pour les autres sources de bruit décrites au paragraphe 5, les variations de charge résultent plutôt de variations de l'angle d'incidence et se produisent à des fréquences caractéristiques plus grandes. L'approximation quasi-stationnaire n'est alors plus valable. C'est pourquoi on utilise au paragraphe 5 un formalisme plus précis.

Une analyse détaillée des harmoniques de charge dus au vol d'avancement nécessiterait à la fois une modélisation complète de l'écoulement d'alimentation du rotor, incluant la présence du carénage (cette donnée n'est pas disponible à l'heure actuelle), et l'emploi d'une théorie aérodynamique instationnaire adaptée (par exemple, celle décrite dans [17]).

#### 4. Bruit de raies rayonné par le stator

##### 4.1. Formulation générale

Les aubes du stator redresseur d'un fenestron, au passage des sillages des pales du rotor, subissent des sollicitations aérodynamiques instationnaires et rayonnent alors un bruit de charge comme autant de dipôles fixes. Nous

proposons ici une mise en équations de ce mécanisme, en supposant que le défaut de vitesse des sillages du rotor est parfaitement périodique sur le stator. Tout comme dans le paragraphe 3, le rayonnement du stator en configuration de vol est traité comme un problème de convection. On utilise alors la formule du dipôle fixe en milieu mobile, introduite en fin de l'annexe.

##### 4.2. Calcul formel du champ acoustique

En écrivant la formule (A-3) pour un élément de la  $j$ -ème aube du stator, il vient en champ lointain:

$$\tilde{p}_j(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{8\pi^2 c_0} \left( \frac{\mathbf{R}_{tj} \cdot \mathbf{F}^{(j)}}{S_0^2} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial F^{(j)}}{\partial t} e^{i\omega(t + \mathbf{R}_{tj}c_0)} dt$$

en tenant compte du fait qu'on utilise ici des coordonnées dans un repère propre centré sur le stator. La quantité

$$A_j = \frac{\mathbf{R}_{tj} \cdot \mathbf{F}^{(j)}}{F^{(j)}}$$

ne dépend pas du temps mais seulement de la géométrie du problème. Tout le calcul effectué au paragraphe 3 est directement adaptable, en gardant à l'esprit le fait que le calage d'un stator redresseur est toujours inversé par rapport à celui du rotor qui le précède et le fait que la position de la source n'est plus mobile mais fixe. On notera donc dans les formules  $-\gamma'$  en place de  $\gamma, \gamma'$  étant l'angle d'inclinaison d'une aube du stator défini comme valeur positive, et  $\alpha_j$  en place de  $\Omega t$ ,  $\alpha_j$  étant la position angulaire de la  $j$ -ème aube. On notera également que le repère utilisé est celui du stator. Dans ce qui suit, les notations n'ont pas toutes été modifiées, afin de ne pas alourdir la présentation et de mettre en évidence l'identité formelle des deux types de bruit traités.

Ainsi, après intégration par parties, il vient:

$$\tilde{p}_j(\mathbf{x}, \omega) = \frac{-i\omega}{4\pi c_0 S_0} \exp\left(i\omega \frac{S_0 - M_0 x_1}{\beta^2 c_0}\right) \frac{A_j}{S_0} \cdot \exp\left(i\frac{A\omega R}{c_0} \sin(\Psi + \alpha_j - \Phi)\right) \tilde{F}^{(j)}(\omega)$$

avec les notations suivantes:

$$\begin{aligned} \tau_j &= \Psi + \alpha_j - \Phi, \\ A_j &= A_0^j + A_1^j \sin \tau_j + A_2^j \cos \tau_j + A_3^j \sin^2 \tau_j \\ &\quad + A_4^j \sin \tau_j \cos \tau_j, \\ A_0^j &= -\cos \gamma' [\cos \Theta (M_0 S_0 - x_1) + \beta^2 \sin \Theta x_3], \\ A_1^j &= -\cos \gamma' \cos \Theta M_0 A R \beta^2, \\ A_2^j &= A S_0 \beta^2 \sin \gamma', \\ A_3^j &= A R M_0 \beta^2 \sin \gamma' \sin \Theta \cos \Psi, \\ A_4^j &= -A R M_0 \beta^2 \sin \gamma' \sin \Theta \sin \Psi. \end{aligned}$$

Les coefficients  $A_j^j$  sont formellement identiques aux coefficients  $A_j$  du paragraphe 3.3., si l'on effectue le changement  $\gamma' \rightarrow -\gamma$ . Si le stator est constitué de  $V$  aubes régulièrement espacées, alors:

$$\tilde{F}^{(j)}(\omega) = \tilde{F}^{(0)}(\omega) e^{-i2j\pi\omega/(V\Omega)}$$

car toutes les aubes supportent la même sollicitation mais avec des retards liés à leur distance angulaire et à la vitesse de rotation des sillages du rotor.

En raison de la périodicité du défaut de vitesse des sillages,  $F^{(0)}(t)$  est une fonction périodique de période  $2\pi/(B\Omega)$ . Elle se décompose donc en harmoniques de charge et il vient:

$$\tilde{F}^{(0)}(\omega) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \bar{F}_{sB} \delta(\omega - sB\Omega).$$

Compte tenu de tous ces éléments, on est en mesure de sommer les pressions sonores rayonnées par les  $V$  aubes du stator. Le résultat concernant l'amplitude complexe obtenue en champ lointain à la pulsation  $\omega = sB\Omega$  s'écrit enfin:

$$p_s(x) = \frac{-isB\Omega}{4\pi c_0 S_0} \exp\left\{isB\Omega \frac{S_0 - M_0 x_1}{c_0 \beta^2}\right\} \bar{F}_{sB} \quad (6)$$

$$\cdot \sum_{j=0}^{V-1} \frac{\Delta_j}{S_0} \exp\left\{isB \left[\frac{AR\Omega}{c_0} \sin(\Psi + \alpha_j - \Phi) - j\frac{2\pi}{V}\right]\right\}.$$

On retrouve un résultat classique, à savoir que le stator émet également un spectre de raies aux harmoniques de la fréquence de passage des pales du rotor. Chaque raie est due à un harmonique de charge unique sur les aubes, ce qui distingue le bruit de stator du bruit de rotor. Ceci vient du fait que les sources sont fixes, dans le cadre du problème de convection, et qu'il n'y a pas ici d'effet Doppler de rotation; par suite, le calcul est possible sans passer par l'intermédiaire des fonctions de Bessel.

## 5. Application au fenestron d'hélicoptère

### 5.1. Conditions du calcul

Le modèle défini dans les paragraphes 3 et 4 a été utilisé pour estimer le bruit produit par une configuration de fenestron fictive dont les paramètres principaux sont consignés sur la Fig. 4. Les pales étant droites et rectangulaires, l'intégration selon l'envergure est effectuée simplement en découpant une pale en tronçons. Les entrées nécessaires au calcul comportent, outre les paramètres géométriques tels que le vrillage des pales (modéré pour un fenestron), la corde, etc., la donnée de l'écoulement axial en amont du rotor et de l'écoulement moyen tournant en aval.

Ensuite, la perturbation de cet écoulement induite par l'arbre de transmission est assimilée, à chaque rayon de calcul, à l'écoulement plan autour d'un cercle. Cette approximation est justifiée par la géométrie cylindrique de l'arbre de transmission. Les coefficients de Fourier des fluctuations de vitesse résultantes sur les pales sont calculés par une méthode de résidus détaillée dans la référence [4] et l'on en déduit les harmoniques de charge sur le rotor responsables du bruit d'interaction potentielle. Pour le calcul complet du bruit de raies du rotor, ces harmoniques de charge sont ajoutés aux harmoniques de charge d'avancement évalués par la méthode simplifiée du paragraphe 3.4.

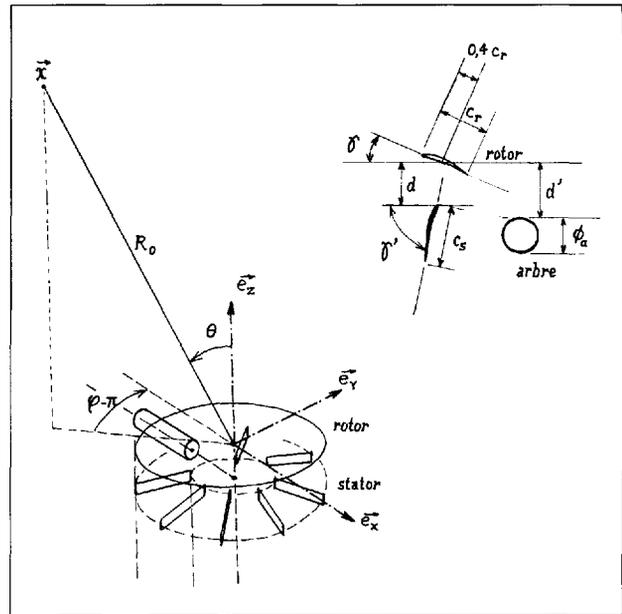


Fig. 4. Configuration du fenestron fictif utilisé pour les calculs d'application et définition des coordonnées  $(R_0, \theta, \varphi)$  du point d'écoute en champ lointain  $x$  (l'arbre de transmission constitue le onzième élément du stator, les aubes étant régulièrement espacées de  $2\pi/11$ ).

$$R_1 = 20 \text{ cm}, \quad R_2 = 45 \text{ cm},$$

Données relatives au rotor:	Données relatives au stator:
Nombre de pales $B = 9$	Nombre d'aubes $V = 10$
$c_r = 7 \text{ cm}$	$c_s = 8 \text{ cm}$
$\gamma = 37^\circ$	$\gamma' = 85^\circ$
$d = 7 \text{ à } 8 \text{ cm}$	$d' = 5 \text{ cm}$
$\Omega/(2\pi) = 70 \text{ tr/s}$	$\Phi_a = 6 \text{ cm}$
$P$ pivot de variation d'inclinaison des pales	

De la même manière, les fluctuations de vitesse sur les aubes du stator lors du passage des sillages du rotor sont déduites d'un modèle a priori d'évolution de sillages inspiré des travaux de l'équipe de Lakshminarayana (voir les références [18] et [19]).

Dans les deux cas, le lien entre les fluctuations de vitesse et les harmoniques de charge sur les pales ou les aubes est déterminé par les théories linéarisées classiques de l'aérodynamique instationnaire des profils minces. En basses fréquences, on utilise la théorie de Sears conjointement à une correction de compressibilité ([20]) et en hautes fréquences, la théorie de Amiet ([21]). Ces théories sont exploitées ici avec une hypothèse de compacité acoustique dans le sens de la corde mais elles pourraient être étendues au cas d'éléments non compacts sans remise en cause du formalisme présenté dans cet article.

Les codes de calcul mis au point à partir des paragraphes 2 et 3 ont été exploités en vue de tracer des spectres instantanés et des diagrammes de directivité. Les spectres ont été synthétisés pour un point d'écoute  $x$  fixe par rapport à la trajectoire d'un hélicoptère en vol horizontal d'approche, conformément à la Fig. 5a. La directivité a été tracée selon des diagrammes polaires tridimensionnels, projetés à partir d'une direction de visualisation

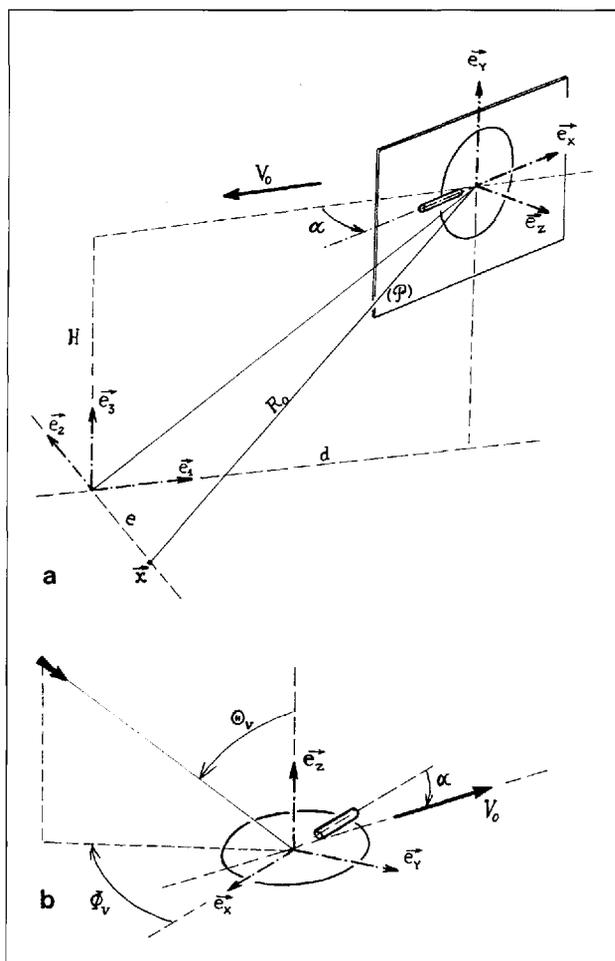


Fig. 5. a) Définition de la configuration de vol utilisée dans les calculs (le plan du fenestron (P) est incliné d'un petit angle  $\alpha$  par rapport à la trajectoire de vol  $-\alpha = (\pi/2) - \Theta$ ). b) Définition des angles de visualisation  $\Theta_v$ ,  $\Phi_v$  utilisés pour la projection d'un diagramme de directivité tridimensionnel (voir les Figs. 8 et 9).

définie par les angles  $\Theta_v$ ,  $\Phi_v$  sur la Fig. 5 b (cette direction est un simple moyen de représentation des résultats et n'a donc aucun lien avec la position de l'observateur). Dans les deux cas, un petit angle de dérapage ( $\alpha = 5^\circ$ ) a été imposé entre la direction d'avancement et le plan du fenestron.

Il est à noter qu'un calcul de spectre considère que le fenestron est mobile; à ce titre, il correspond à une position retardée du fenestron et donne lieu à une correction d'effet Doppler, conformément à la méthode décrite au paragraphe 2. En revanche, un calcul de directivité considère toujours que le fenestron est fixe et le milieu de propagation mobile avec la même vitesse en sens inverse.

## 5.2. Etude du bruit propre du rotor

Les tests effectués ici n'ont pas pour propos de traiter un cas réaliste mais d'illustrer la formulation sur un exemple. Ainsi, en vol d'avancement à grande vitesse, l'effort anticouple sur un hélicoptère est en grande partie assuré par la dérive et le fenestron lui-même continue à tourner à

faible inclinaison de pales, donc faible poussée. La poussée et la vitesse d'avancement sont donc liées. Ici nous avons fait varier la vitesse d'avancement indépendamment des autres paramètres, de façon à mettre en lumière les effets du vol, d'une part sur la production du bruit (par les harmoniques de charge d'avancement), et d'autre part sur son rayonnement (en supposant que les sources qui existent en fonctionnement statique ne sont pas affectées par le vol).

Un exemple de calcul du spectre de raies instantané émis par le rotor est reporté sur la Fig. 6 pour un point d'écoute situé latéralement par rapport à la trace au sol de la trajectoire d'un fenestron en vol. On peut constater l'importance du glissement en fréquence dû à l'effet Doppler d'avancement. Par rapport aux fréquences émises, la correction à prendre en compte est significative car elle modifie le niveau dans les tiers d'octaves (voir la Fig. 7) et donc les nuisances acoustiques.

La Fig. 6 fait également état d'une augmentation du niveau des raies avec la vitesse. Etant donné que les différents calculs sont effectués pour une même position retardée du rotor, on peut en conclure que le mouvement d'avancement entraîne une augmentation effective du bruit; l'intensité serait pratiquement doublée pour une vitesse supérieure à 100 m/s (ce qui est au-delà des vitesses courantes d'utilisation). Ce résultat est à considérer avec prudence car d'autres sources de bruit éventuelles dues à la configuration de vol ne sont pas prises en compte.

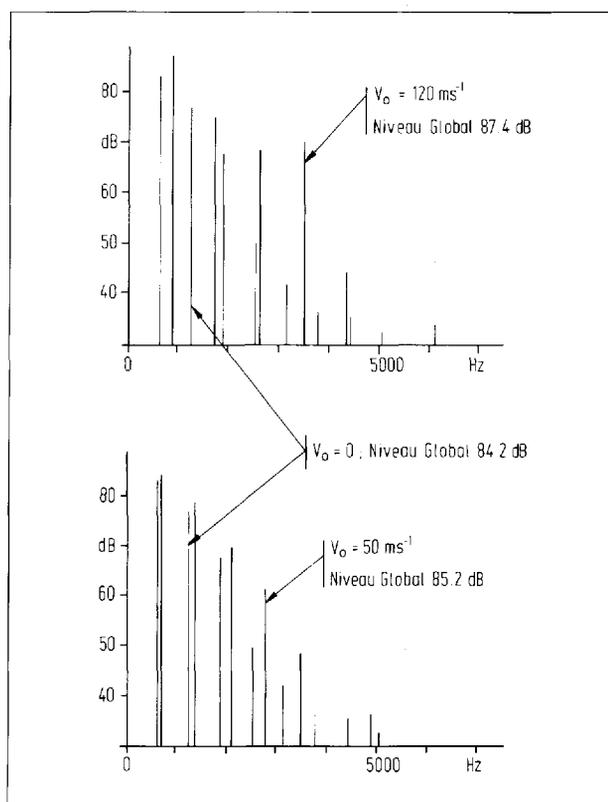


Fig. 6. Spectres du bruit de raies émis par le rotor pour différentes vitesses d'avancement mais une même position retardée du fenestron:  $H = 20 \text{ m}$ ,  $d = 20 \text{ m}$ ,  $e = 20 \text{ m}$  (voir Fig. 5).

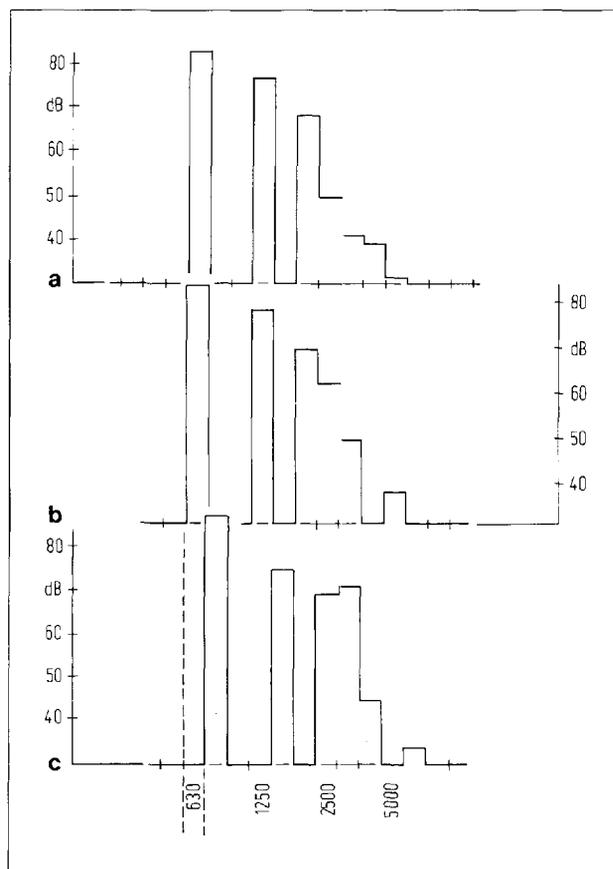


Fig. 7. Répartition par tiers d'octaves des résultats de la Fig. 6. a)  $V_0 = 0$ , b)  $V_0 = 50$  m/s, c)  $V_0 = 120$  m/s.

Pour mieux comprendre l'origine de cette augmentation, nous avons représenté sur la Fig. 8 les principaux diagrammes de directivité associés à la fréquence de passage des pales du rotor. Les diagrammes a), c) et e) sont projetés depuis un point de visualisation situé en amont, comme si la source venait de face; les diagrammes b), d) et f) sont projetés depuis un point situé perpendiculairement au mouvement, comme si la source se déplaçait de la gauche vers la droite. Les diagrammes a) et b), pour un fenestron en fonctionnement statique, figurent à titre de comparaison; ils correspondent à un pur bruit d'interaction potentielle. On peut alors faire deux constatations:

- le vol d'avancement entraîne une déformation de la directivité naturelle de la source, d'autant plus importante que la vitesse augmente;

- un bruit nouveau, caractérisé par un bulbe de rayonnement focalisé dans la direction d'avancement, apparaît. Ce bulbe est peu prononcé à faible vitesse (50 m/s) mais submerge le bruit d'interaction potentielle à forte vitesse (120 m/s). En outre, il ne se manifeste pas si l'on supprime du calcul les harmoniques de charge d'avancement, alors que la déformation persiste (les tests effectués dans ce sens ne sont pas reportés ici).

Finalement, le vol d'avancement est responsable, d'une part d'une modification de la directivité mais sans modification notable de la puissance rayonnée, due aux effets de convection, et d'autre part d'une émission supplémentai-

re privilégiée dans la direction du vol. Cette dernière est due aux harmoniques de charge d'avancement et est responsable de l'augmentation du bruit en fonction de la vitesse. On sait que la même augmentation se produit avec le rotor principal d'un hélicoptère, bien que, dans ce cas, la cinématique soit compliquée par le mouvement de pivotement alternatif des pales (voir par exemple [10]).

D'autres sources de bruit peuvent être attendues, en raison des modifications de l'écoulement d'alimentation.

### 5.3. Etude du bruit propre du stator

Si l'on suppose en première approximation que les sillages du rotor se développent de la même manière qu'en fonctionnement statique, le vol d'avancement n'induit pas de source de bruit supplémentaire sur le stator mais seulement une distorsion du diagramme de rayonnement. C'est pourquoi on peut ici restreindre la discussion de l'effet de vol à une étude de la directivité.

Il est à noter que, dans la configuration étudiée, l'arbre de transmission prend la place d'une aube de stator. Les dix aubes effectives sont espacées de  $2\pi/11$ . La formule (6) a été adaptée dans ce sens.

Les diagrammes de la Fig. 9, tracés dans les mêmes conditions que ceux de la Fig. 8, montrent que les distorsions peuvent être très importantes à grande vitesse d'avancement. Toutefois, elles ne s'accompagnent pas d'une augmentation notable de la puissance rayonnée.

Il convient de rappeler que les applications qui précèdent reposent sur une hypothèse de compacité selon la corde. Par conséquent, les niveaux de bruit obtenus pour les hautes fréquences, proches de 5 kHz, sont certainement surestimés. L'erreur correspondante est d'importance mineure, puisque l'essentiel du bruit est distribué sur les premiers harmoniques de la fréquence de passage des pales. Cependant, pour les besoins d'autres applications, un calcul plus exact serait possible, moyennant une intégration supplémentaire selon la corde.

## 6. Conclusions

Nous nous sommes proposé, dans cet article, de montrer comment le rayonnement acoustique d'un fenestron d'hélicoptère était modifié par le vol d'avancement. Il s'agit ici d'une étude de l'effet de vol pour un mouvement quasi parallèle au plan de rotation. Bien que les applications du modèle aient été effectuées sur un appareil fictif, les paramètres utilisés sont réalistes et permettent d'analyser ou de prévoir quelques traits principaux du comportement d'un fenestron.

Ainsi, les phénomènes de convection liés à l'effet de vol, c'est à dire le fait que les sources rayonnent dans un milieu mobile par rapport à l'appareil, se traduisent par une modification du rayonnement sonore qui serait engendré en fonctionnement statique. Le mouvement altère en effet les interférences qui se produisent entre les signaux provenant de différentes pales de rotor ou aubes de stator. Ce phénomène agit sur la directivité en décalant la

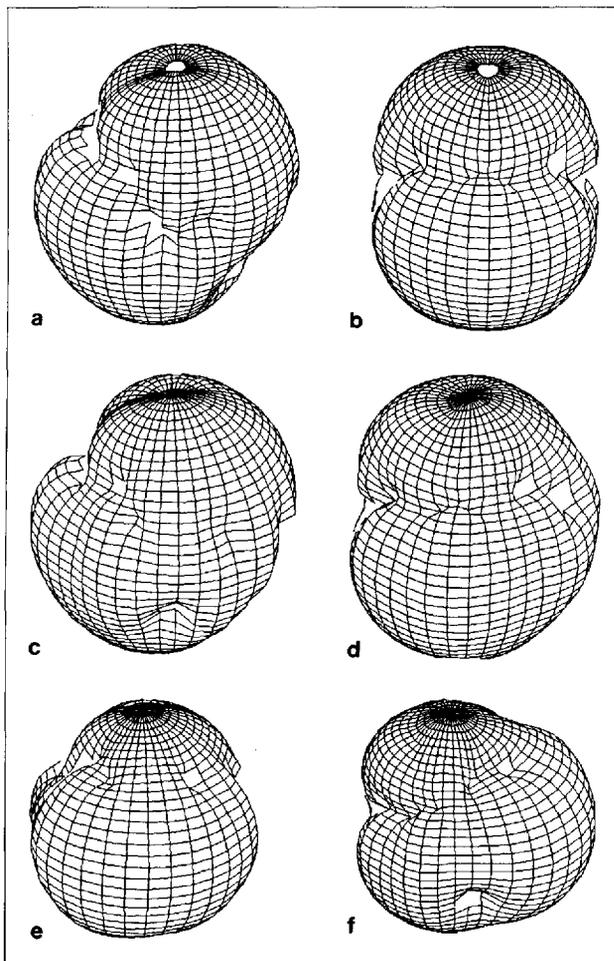


Fig. 8. Diagrammes polaires tridimensionnels illustrant la directivité du bruit du rotor à la fréquence de passage des pales (630 Hz).

a), c), e):  $\Theta_v = 60^\circ$ ,  $\Phi_v = 180^\circ$ ;  
b), d), f):  $\Theta_v = 60^\circ$ ,  $\Phi_v = 90^\circ$ .

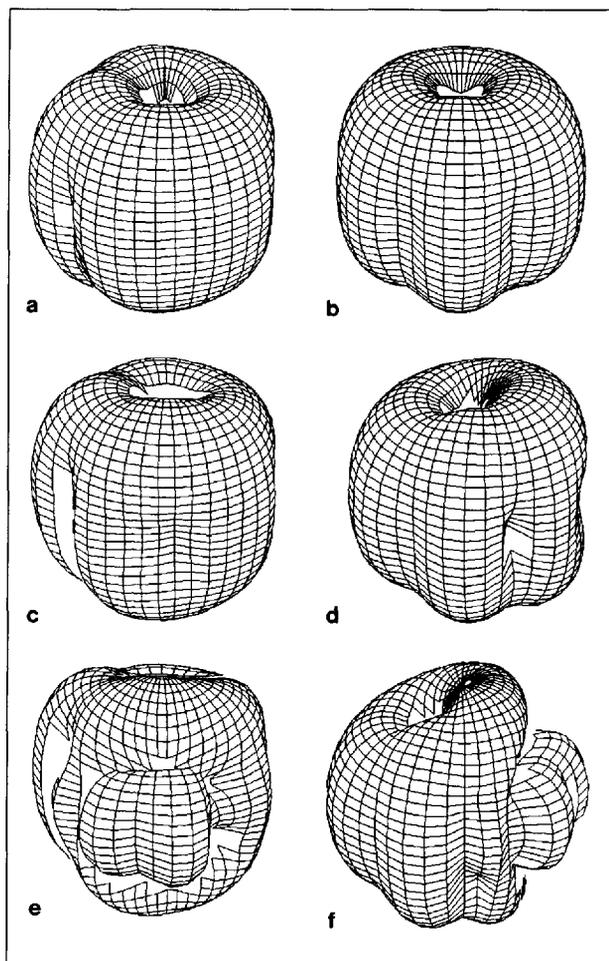


Fig. 9. Diagrammes polaires tridimensionnels illustrant la directivité du bruit du stator à la fréquence de passage des pales (630 Hz).

a), c), e):  $\Theta_v = 60^\circ$ ,  $\Phi_v = 180^\circ$ ;  
b), d), f):  $\Theta_v = 60^\circ$ ,  $\Phi_v = 90^\circ$ .

position des lobes et des zones d'extinction. Pour les vitesses d'avancement caractéristiques d'un hélicoptère, la modification n'entraîne pas par elle-même d'augmentation notable de la puissance acoustique rayonnée.

En revanche, le vol d'avancement induit des fluctuations de charge sur les pales du rotor (harmoniques de charge d'avancement). Il est donc à l'origine d'un bruit supplémentaire qui, lui, pour de grandes valeurs de la vitesse, entraîne une augmentation nette de la puissance rayonnée. L'émission correspondante se produit surtout dans la direction d'avancement.

Enfin, le glissement en fréquence lié à l'effet Doppler d'avancement modifie la répartition du bruit par bandes en tiers d'octaves et la perception qui en résulte.

Si l'on conjugue cet effet à l'émission par les harmoniques de charge d'avancement, on peut s'attendre à une augmentation de la nuisance liée au fenestron lorsque l'hélicoptère est en approche. Toutefois, on sait par ailleurs que le bruit du rotor principal possède les mêmes propriétés d'émission préférentielle dans la direction

d'avancement ([10]). En vol d'approche, il masque donc le rotor anticouple. Celui-ci prend toute son importance lorsque l'appareil passe à la verticale du point d'écoute ([22]). Nos conclusions ne constituent donc pas a priori un facteur aggravant en défaveur du fenestron dans le contexte général du bruit d'un hélicoptère. Elles apportent une meilleure compréhension de son comportement en tant que source acoustique lors des phases de vol.

Par ailleurs, le vol d'avancement se traduit par la production d'écoulements complexes (recirculations dans le fenestron, sillages d'éléments extérieurs comme les ailerons de queue, tourbillons marginaux issus du rotor principal, ...) que nous n'avons pas pris en compte. Leur contribution au bruit est néanmoins certaine. Elle peut tout à fait être calculée à l'aide des équations écrites dans cet article, pourvu que les données aérodynamiques correspondantes soient disponibles. Notre étude doit donc être comprise comme la mise en place d'un formalisme adapté au fenestron et destiné à une exploitation ultérieure plus conforme à la réalité.

**Remerciements**

Cette étude a bénéficié du soutien financier de la société Eurocopter-France (contrat Eurocopter-Metraflu n° 21/003918).

**Annexe: Formule du rayonnement d'une source dipolaire en rotation dans un fluide en mouvement**

Considérons un dipôle de force  $F(t)$  aligné suivant la direction  $j_0$  du repère et tournant sur un cercle, dans un milieu lui-même en mouvement de translation à la vitesse  $V_0$  dans le sens de la première direction du repère  $e_1$ :

$$F(t) = F_{j_0}(t) e_{j_0}.$$

Alors la fluctuation de pression acoustique résultante en un point d'écoute  $x$  est donnée par:

$$p(x, t) = \frac{\partial}{\partial x_{j_0}} \varphi(x, t) \tag{A-1}$$

où  $\varphi$  est solution de l'équation des ondes convectées:

$$\Delta \varphi - \frac{1}{c_0^2} \frac{D^2 \varphi}{D t^2} = F_{j_0}(t) \delta(x - y(t))$$

$y(t)$  étant la position instantanée de la source et  $D/Dt$  l'opérateur de dérivation suivant le mouvement de translation.  $\varphi$  s'obtient par l'intégrale de convolution:

$$\varphi(x, t) = - \int_{-\infty}^{\infty} F_{j_0}(t') \frac{\delta(t' - t + R_t(t')/c_0)}{4 \pi R_s(t')} dt'$$

dont l'intégrande fait intervenir, outre la force du dipôle, la fonction de Green en espace libre mobile définie par les distances corrigées:

$$R_t = \frac{1}{\beta^2} (R_s - M_0(x_1 - y_1)),$$

$$R_s = \sqrt{(x_1 - y_1)^2 + \beta^2 [(x_2 - y_2)^2 + (x_3 - y_3)^2]}.$$

Dans ces expressions,  $\beta^2 = 1 - M_0^2$  et  $M_0 = V_0/c_0$ .

Si  $t_1$  désigne la solution de l'équation du temps retardé

$$g(t') = t' - t + \frac{R_t(t')}{c_0} = 0,$$

il vient ainsi:

$$\varphi(x, t) = - \frac{F_{j_0}(t_1)}{4 \pi R_s(t_1) [\partial g / \partial t'](t_1)}$$

et  $p(x, t)$  s'en déduit grâce à (A-1). Le calcul fait intervenir les quantités:

$$\frac{\partial g}{\partial t'} = 1 + \frac{1}{c_0 \beta^2} \left( M_0 - \frac{R_1}{R_s} \right) y'_1 - \frac{1}{c_0} \left( \frac{R_2}{R_s} y'_2 + \frac{R_3}{R_s} y'_3 \right),$$

$$\frac{\partial t_1}{\partial x_{j_0}} = \left[ \frac{\partial g}{\partial t'}(t_1) \right]^{-1} \left\{ \frac{1}{c_0 \beta^2} \left( M_0 - \frac{R_{j_0}}{R_s} \right) \delta_{1j_0} - \frac{1}{c_0} \frac{R_{j_0}}{R_s} (1 - \delta_{1j_0}) \right\}$$

où  $R_j = x_j - y_j$  et où  $\delta_{ij}$  désigne le symbole de Kronecker.  $y'_j$  est la vitesse obtenue par dérivation de  $y_j$ . Si l'on effectue le calcul pour un dipôle de force  $F(t)$  d'orientation quelconque en ne retenant que les termes de champ lointain et si l'on introduit ensuite la transformation de Fourier:

$$\tilde{p}(x, \omega) = \frac{1}{2 \pi} \int_{-\infty}^{\infty} p(x, t) e^{i \omega t} dt$$

il vient:

$$\tilde{p}(x, \omega) = \frac{1}{2 \pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{-1}{4 \pi c_0 \beta^2 R_s} \left\{ \left( \frac{F_1}{[\partial g / \partial t']} \right)' \left( M_0 - \frac{R_1}{R_s} \right) - \beta^2 \left[ \left( \frac{F_2}{[\partial g / \partial t']} \right)' \frac{R_2}{R_s} + \left( \frac{F_3}{[\partial g / \partial t']} \right)' \frac{R_3}{R_s} \right] \right\} \Big|_{t'=t_1} \cdot e^{i \omega (t_1 + R_t/c_0)} dt_1.$$

En intégrant par parties, en éliminant les termes de champ proche et en notant  $t$  à la place du temps retardé  $t_1$  devenu simple variable d'intégration, on obtient ainsi la formule (1) du texte:

$$\tilde{p}(x, \omega) = \frac{i \omega}{8 \pi^2 c_0 \beta^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ F_1 \frac{M_0 R_s - R_1}{R_s^2} - \beta^2 \left( F_2 \frac{R_2}{R_s^2} + F_3 \frac{R_3}{R_s^2} \right) \right] e^{i \omega (t + R_t/c_0)} dt \tag{A-2}$$

où  $F_i, R_i, R_t, R_s$  restent des fonctions du temps.

On retrouve ici l'avantage principal de la méthode fréquentielle déjà cité par d'autres auteurs ([10] par exemple), à savoir que la transformation de Fourier fait jouer au temps retardé le rôle d'une variable muette d'intégration et permet d'éviter ainsi la résolution de l'équation du temps retardé, qui serait indispensable dans une approche temporelle.

La modélisation du bruit de stator nécessite de considérer aussi le rayonnement produit par un dipôle fixe de force  $F(t)$  dans le milieu en translation. Avec les notations qui précèdent, ce rayonnement obéit à la formule:

$$p(x, t) = \frac{1}{4 \pi c_0 R_s} \left\{ \frac{R_1 - M_0 R_s}{\beta^2} \left[ \frac{\partial F_1}{\partial t} \right]_{t_1} + R_2 \left[ \frac{\partial F_2}{\partial t} \right]_{t_1} + R_3 \left[ \frac{\partial F_3}{\partial t} \right]_{t_1} \right\}$$

où, cette fois, les distances corrigées  $R_t, R_s$  ne dépendent pas du temps, de même que les composantes  $R_j$ .

La suite du calcul utilise les mêmes procédés que pour un dipôle en rotation, à savoir une transformation de Fourier et une hypothèse de champ lointain acoustique. En notant  $R_t$  le vecteur de composantes:

$$\left( \frac{R_1 - M_0 R_s}{\beta^2}, R_2, R_3 \right),$$

on obtient:

$$\tilde{p}(x, \omega) = \frac{1}{8 \pi^2 c_0} \frac{R_t}{R_s^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial F}{\partial t} e^{i \omega (t + R_t/c_0)} dt. \tag{A-3}$$

**Bibliographie**

- [1] 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.
- [2] Roger, M., Fournier F., An Analysis of in-fin Tail Rotor Noise. Paper n° 40, 12th European Rotorcraft Forum, Garmisch-Partenkirchen, Germany, 1986.
- [3] Fournier, F., Roger, M., Prédiction du bruit d'interactions de sillages dans les machines tournantes: application au fenestron d'hélicoptère. CRAS, tome 308, série II [1989], 831–834.
- [4] Fournier, F., Roger, M., Prédiction du bruit d'interactions potentielles dans les machines tournantes: application au fenestron d'hélicoptère. CRAS, tome 308, série II [1989], 703–706.
- [5] Vuilet, A., Morelli, F., New Aerodynamic Design of the Fenestron for Improved Performance. Paper n° 8, 12th European Rotorcraft Forum, Garmisch-Partenkirchen, Germany, 1986.
- [6] Roger, M., Contrôle du bruit aérodynamique des machines tournantes axiales par modulation de pales. *Acustica* **80** [1994], 247–259.
- [7] Garrick, I. E., Watkins, C. E., A Theoretical Study of the Effect of Forward Speed on the Free-Space Sound Pressure Field around Propellers. NACA Report n° 1193 [1954].
- [8] Hanson, D. B., Compressible helicoidal surface theory of propeller aerodynamics and noise. *AIAA Journal* **21** [1983], 881–889.
- [9] Farassat, F., The Prediction of the Noise of Supersonic Propellers in Time Domain – New Theoretical Results. AIAA Paper n° 83-0743 [1983].
- [10] Caplot, M., Calcul du bruit de raies émis par un rotor d'hélicoptère en champ lointain. Thèse de Doctorat, 1985, et Publication ONERA n° 1990-5.
- [11] Dahan, C., Graticux, E., Helicopter rotor thickness noise. *J. of Aircraft* **18** [1981], 487–494.
- [12] Lawson, M. V., Theoretical analysis of compressor noise. *J. Acoust. Soc. Amer.* **47** [1970], 371–385.
- [13] Hanson, D. B., Unified analysis of fan stator noise. *J. Acoust. Soc. Amer.* **54** [1973], 1571–1591.
- [14] Jacob, M., Diffraction du son par des écrans de révolution courts – Application à l'étude des carénages de machines tournantes. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1991.
- [15] Ffowcs Williams, J. E., Hawkins, D. L., Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **264** [1969], 321–342.
- [16] Goldstein, M. E., *Aeroacoustics*. McGraw Hill 1976.
- [17] Naumann, H., Yeh, H., Lift and pressure fluctuations of a cambered airfoil under periodic gusts and applications in turbomachinery. ASME Trans. Paper n° 72-GT-30 [1972], 1–10.
- [18] Reynolds, B., Lakshminarayana, B., Ravindranath, A., Characteristics of the near wake of a compressor or a fan rotor blade. *AIAA Journal* **17** [1979], 959–967.
- [19] Roger, M., Sur l'utilisation d'un modèle de sillages pour le calcul du bruit d'interaction rotor-stator. *Acustica* **80** [1994], 238–246.
- [20] Kemp, N. H., Homicz, G., Approximate unsteady thin airfoil theory for subsonic flow. *AIAA Journal* **14** [1976], 1083–1089.
- [21] Amiet, R. K., Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *J. Sound Vib.* **41** [1975], 407–420.
- [22] Marze, H. J., Helicopter External Noise: ICAO Standards and Operational Regulations. Paper n° 9-4, 8th European Rotorcraft Forum, Aix-en-Provence, France, 1982.