

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Influence des nuages sur l'atténuation du son, des infrasons et du bang sonique

Michaël Baudoin^{1,2}, Jean-Louis Thomas², François Coulouvrat¹

¹Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), Institut Jean Le Rond d'Alembert, UMR CNRS 7190, 4 place Jussieu, 75005 Paris

²Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), Institut des NanoSciences de Paris, UMR CNRS 7588, 4 place Jussieu, 75005 Paris

L'objectif de l'étude est de quantifier l'influence de la couverture nuageuse sur la propagation atmosphérique à grande distance des sons et des infrasons. Une attention plus particulière sera portée au bang sonique des avions supersoniques, pour lesquels quelques données semblent indiquer un effet majeur. Dans un premier temps, un modèle existant [D. A. Gubaidulin et R. I. Nigmatulin, *Int. J. Multiphase Flow*, 26, 207-228, 2000] est repris et appliqué au cas des nuages. Trois mécanismes physiques sont inclus dans ce modèle considérant les nuages comme une suspension de gouttelettes rigides dans un mélange gazeux air / vapeur d'eau : les frottements visqueux, les transferts thermiques et les changements de phase eau liquide / vapeur d'eau. Dans un deuxième temps, les propriétés physiques (distribution en taille des gouttelettes, contenu en eau, altitude et épaisseur) et thermodynamiques des principaux types de nuages sont déterminées. On notera que le modèle ne peut être utilisé pour les nuages les plus hauts en altitude, pour lesquels le contenu en glace est trop important. Enfin le modèle est utilisé pour calculer la dispersion et l'atténuation des ondes sonores pour les différents types de nuages. On remarquera que pour les fréquences basses ou infrasonores, l'absorption dans un nuage peut être de plusieurs ordres de grandeur plus importante que dans l'air humide. L'importance des changements de phase (condensation / vaporisation) est à cet égard à souligner. Ce point est confirmé par des simulations numériques du bang sonique en régime non linéaire, pour lesquelles l'influence des nuages peut aller jusqu'à un étalement complet des ondes de choc.

1 Introduction

La présence de gouttelettes dans l'air modifie considérablement la propagation du son. Le premier article traitant de la propagation du son dans les aérosols est attribué à Sewell en 1910 [1]. Celui-ci considérait alors une assemblée de particules immobiles et tenait compte uniquement de l'échange de quantité de mouvement entre les particules et la phase continue pour déterminer l'atténuation. En 1945, Lamb [2] souligne une incohérence dans le calcul de Sewell, introduit le mouvement des particules et simplifie ainsi les expressions obtenues précédemment. En 1948, Isakovich [3] démontre l'importance des échanges thermiques. En 1953, Epstein & Carhart [4] introduisent un nouveau formalisme qui permet de tenir compte de l'élasticité des particules, dans un article qui donnera naissance à la théorie ECAH (Epstein Carhart Allegra Hawley). Epstein & Carhart se limitent au cas où la longueur d'onde est grande devant la taille des particules. Allegra & Hawley [5] étendent ce résultat aux suspensions aqueuses et aux émulsions en introduisant les lois d'état appropriées, et sans faire cette fois-ci d'hypothèse sur la taille des particules. Toutefois, cette approche sera surtout utilisée dans le cas des suspensions de particules solides ou dans les émulsions car elle ne permet pas d'introduire de changement de phase, (évaporation / condensation) à la surface des particules.

En 1938 et 1941, Viglin [6] et Oswatitsch [7] s'intéressent à l'influence des changements de phase sur la propagation d'une onde. Ils se placent alors dans un cadre simplifié et supposent que les deux phases ont même température et même vitesse. Dans les années 1970, cette

analyse est étendue par Marble [8], Marble & Wooten [9], Cole & Dobbins [10] et Ivandaev & Nigmatulin [11] au cas plus général où les températures et les vitesses de chacune des phases diffèrent. Ceux-ci prédisent l'existence d'un maximum d'atténuation lié aux changements de phases. Marble & Wooten et Cole & Dobbins considèrent le cas d'une particule liquide entourée d'un mélange de vapeur et d'un gaz inerte. Par conséquent le taux d'évaporation / condensation est fixé par la diffusion de la vapeur dans le gaz inerte qui est supposé être le phénomène limitant. Ivandaev & Nigmatulin considèrent pour leur part un liquide entouré uniquement de sa vapeur et le taux d'évaporation/condensation est déterminé à l'aide de la formule de Hertz-Knudsen-Langmuir [12] (pour plus de précisions concernant cette formule et la détermination du coefficient d'accommodation, se référer aux articles de Barrett & Clement [13] et Eames et al. [14]). Dans tous ces articles, les échanges d'énergie, de quantité de mouvement et de masse sont modélisés par des termes stationnaires.

Dans un article de 1988, Gumerov, Ivandaev & Nigmatulin [15], étudient la propagation du son dans un mélange de gouttelettes et de vapeur. Ce modèle intègre à la fois le changement de phase et une modélisation instationnaire des termes d'échange d'énergie et de quantité de mouvement. Cette approche est ensuite étendue au cas d'un mélange gaz / vapeur / gouttelettes polydispersé par Gubaidullin & Nigmatullin en 2000 [16]. En effet, peu d'auteurs [17, 18] tiennent compte de la polydispersion dans leur modèles et Gubaidullin est à notre connaissance le seul à rassembler le changement de phase, les effets instationnaires d'échange de quantité de mouvement et d'énergie et la polydispersion dans un même modèle. C'est

pour cette raison que nous retiendrons ce modèle dans la suite de notre étude. Notons que la présente étude s'inscrit pour partie dans le cadre des travaux de thèse de Michaël Baudoin [19].

Au niveau expérimental, Knudsen [20] est probablement le premier à avoir mesuré qualitativement l'atténuation du son dans un mélange gaz / vapeur / gouttelettes. En 1964 et 1966, Dobbins & Temkin [21] et Temkin & Dobbins [22] mesurent l'atténuation et la dispersion dans un mélange d'acide oléique et d'azote mais ceux-ci centrent leur mesure sur une gamme de fréquence trop élevée et ne mettent pas en évidence les phénomènes d'évaporation / condensation ; leurs résultats sont très similaires à ceux obtenus pour des aérosols composés de particules solides. Seule l'expérience de Cole & Dobbins [23] en 1971 mesure l'influence de l'évaporation / condensation sur la propagation du son à l'aide d'une chambre de Wilson où un nuage d'eau est généré avec une taille moyenne des particules contrôlée.

Ainsi, au passage d'une onde acoustique, les particules en suspension sont mises en mouvement et celles-ci dissipent et diffusent une partie de l'énergie cinétique absorbée. En se propageant, l'onde modifie aussi les conditions de pression et de température, ce qui génère des échanges thermiques entre les gouttelettes et l'air. Enfin, la rupture de l'équilibre thermodynamique provoque l'évaporation ou la condensation de vapeur aux interfaces entre les deux phases. Tous ces phénomènes introduisent de l'incohérence spatiale et temporelle et contribuent donc à diminuer l'amplitude de l'onde ainsi que sa vitesse de propagation. Nous allons maintenant présenter le modèle retenu, en mettant l'accent sur l'analyse physique des différents termes. Nous essaierons alors d'identifier les paramètres pertinents pour l'étude de la propagation dans les nuages. Nous collecterons ensuite les données nécessaires pour les différents types de nuages. Enfin, nous comparerons les résultats obtenus avec l'absorption atmosphérique classique et présenterons quelques exemples de simulation montrant l'importance des effets de la couverture nuageuse sur la propagation acoustique.

2 Modélisation

2.1 Choix du modèle

Un nuage est une suspension de gouttelettes dont la taille caractéristique est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ (cf. tableau 1 ci-dessous pour des données plus précises), entourées d'un mélange de vapeur et d'air tel que la pression partielle de vapeur est égale à la pression de vapeur saturante (pour qu'il puisse y avoir coexistence des phases liquide et vapeur). La pression totale est égale à la pression atmosphérique. *A priori*, un modèle adapté doit prendre en compte les échanges thermiques et de quantité de mouvement, (stationnaires et, à haute fréquence, instationnaires) entre les particules et la phase continue, ainsi que les effets de changements de phase (évaporation / condensation à la surface des particules) qui affectent considérablement les basses fréquences. Les modèles les plus récents et complets de la littérature sont ceux de Gubaidullin & Nigmatulin [16] et Duraiswami et Prosperetti [24]. Toutefois, ces derniers se placent dans le cas où le nombre de Knudsen est voisin de 1, ce qui correspond à des gouttelettes nanométriques (environ 50 nm), beaucoup plus petites que les gouttelettes des nuages qui correspondent à des nombres de Knudsen

d'ordre 0.01. Les effets supplémentaires introduits par ce dernier modèle ne semblent donc pas nécessaires à intégrer, et le modèle [16] paraît adapté. Ce dernier modèle permet aussi d'intégrer simplement la polydispersion des gouttelettes qui a une importance non négligeable. Enfin, le modèle a également fit l'objet d'une comparaison avec les données expérimentales de Cole & Dobbins [23], et l'accord est relativement bon [25].

2.2 Description du modèle

Le modèle retenu [16] intègre les échanges de quantité de mouvement, les échanges thermiques (stationnaires ou non), les variations de température à l'intérieur des particules, les changements de phase et la présence d'un gaz neutre (autre que la vapeur). Pour les échanges de quantité de mouvement, la force d'interaction entre le gaz et la particule correspond à la somme i) du terme de Stokes (force de trainée visqueuse quasi-stationnaire), ii) du terme de Basset (terme de mémoire visqueux instationnaire), iii) du terme de masse ajoutée (terme inertiel instationnaire) iv) et du terme d'Archimède. Les échanges thermiques sont décrits à l'aide d'un modèle à 3 températures : un champ de température à l'intérieur de la goutte, une température à l'interface et un champ de température dans la phase continue. La température à l'interface correspond à la température de saturation car on a coexistence des phases vapeur et liquide. La non-uniformité du champ de température à l'intérieur des gouttes est prise en compte.

Les échanges de masse correspondent à l'évaporation de l'eau ou à la condensation de la vapeur se produisant lorsque les conditions d'équilibre thermodynamique sont modifiées au passage de l'onde. Il faut donc relier le taux d'évaporation / condensation aux pressions et températures moyennes. Dans le cas où les gouttelettes sont exclusivement entourées de leur vapeur, ce taux peut s'exprimer à l'aide de la formule dite de "Hertz-Knudsen-Langmuir" [12] basée sur la théorie cinétique des gaz. La version utilisée par Gubaidullin est celle développée par Marble [26]. Elle néglige les variations de température devant les variations de pression dans le processus d'évaporation. Il est important de noter que cette formule introduit un paramètre, appelé coefficient "d'accommodation" β , qui correspond à la proportion des molécules de vapeur frappant l'interface et qui vont rester piégées sous forme condensée. Notons qu'il n'y a pas d'accord dans la littérature sur ce coefficient (car il est très difficile à mesurer). Dans la revue récente [14], l'utilisation d'un coefficient d'accommodation de 1 pour l'eau est préconisé. Dans le cas où la suspension est la combinaison d'une phase vapeur et d'un gaz neutre (par exemple dans les brouillards et les nuages composés de vapeur d'eau et d'air), on peut distinguer deux phénomènes : dans un premier temps la vapeur se forme à l'interface puis celle-ci est diffusée à travers le gaz neutre. La formation de la vapeur est toujours décrite à l'aide de la formule de Hertz-Knudsen-Langmuir et la diffusion de la vapeur dans l'air est décrite à l'aide de la loi classique de Fick. Notons que dans certains cas, l'un ou l'autre des phénomènes peut être limitant suivant les valeurs relatives des temps caractéristiques associés à chacun de ces phénomènes. Nous verrons dans la suite que, pour les nuages atmosphériques (sauf si le coefficient d'accommodation est très petit, ce qui est improbable), ce sont les phénomènes de diffusion qui sont limitants. Pour fermer complètement le système on utilise

enfin la relation de Clapeyron-Clausius qui lie l'évolution de la pression et de la température sur la courbe de saturation, et loi de Dalton stipulant que la pression totale d'un gaz est la somme des pressions partielles de chacun des constituants si ceux-ci sont des gaz parfaits. Notons enfin que, concernant les phénomènes d'évaporation ou de condensation à la surface d'une particule, c'est la pression partielle de la vapeur qui est en jeu, et non la pression totale.

2.3 Limites de validité du modèle

Le modèle choisi possède plusieurs limitations. Tout d'abord il suppose que la longueur d'onde acoustique est très grande devant la taille des particules, hypothèse parfaitement vérifiée en pratique jusqu'au MHz au moins. La seconde hypothèse revient à négliger les effets non linéaires inertiels pour le calcul des échanges de quantité de mouvement. On est donc en régime de Stokes (instationnaire), valable uniquement à faible nombre de Reynolds particulaire. En se plaçant dans l'hypothèse la plus défavorable, on trouve des valeurs de l'ordre de 0,15 soit relativement petites. Par ailleurs, le modèle suppose que le nombre de Knudsen est petit, ce qui là encore est bien vérifié comme déjà mentionné plus haut. L'air est par ailleurs considéré comme un gaz parfait, alors qu'il s'agit en réalité d'un mélange de gaz diatomiques (azote et oxygène). On néglige de la sorte l'influence de la relaxation moléculaire, ce qui, on le verra plus loin, limite le modèle à des fréquences inférieures à 1000 Hz environ.

Enfin, nous avons considéré que les nuages sont principalement composés de gouttelettes d'eau, et ont donc une faible teneur en cristaux de glace. Or, généralement les nuages contiennent de l'eau en surfusion, c'est-à-dire de l'eau qui ne s'est pas solidifiée à des températures inférieures à 0°C. En effet, pour se solidifier (à des températures supérieures à -38°C), l'eau a besoin de nucléis afin s'amorcer la réaction de solidification. Au contraire, pour des températures inférieures à -38°C, l'eau gèle spontanément en l'absence de nucléis. Dans le cas des nuages, le nombre de nucléis est généralement insuffisant pour que l'eau se solidifie et les gouttelettes d'eau liquide restent majoritaires devant les cristaux de glace pour les températures supérieures à -10°C environ [27]. Pour l'atmosphère standard de l'OACI ceci correspond à des altitudes inférieures à 4 km environ. Il s'agit donc là de la principale limitation du présent modèle, qui ne pourra pas être utilisé pour des nuages de haute altitude.

2.4 Relation de dispersion

Une fois le modèle établi, il est possible d'en déduire la relation de dispersion $k(\omega)$ pour une onde plane $p(x,t) = A \exp[i(kx - \omega t)]$ se propageant dans un tel milieu. Une expression analytique peut être obtenue, mais le nombre de paramètres importants et sa complexité ne permettent pas de la reproduire ici. Le lecteur est renvoyé aux références [16, 19] pour une expression complète.

3 Données

Pour clore le modèle, il est nécessaire de disposer d'un certain nombre de données. Elles sont de deux types, de nature soit thermodynamique (valeurs des différents coefficients en jeu dans le modèle en fonction de la température et de la pression de l'atmosphère) soit

physiques : épaisseur des nuages, distribution en taille des gouttelettes, contenance en eau... Ces données sont évidemment variables suivant le type de nuages, et des valeurs représentatives ont été sélectionnées pour les principaux types de nuages atmosphériques.

3.1 Données thermodynamiques

Les données suivantes sont extraites de [27].

1) Pression de vapeur saturante en fonction de la température : formule de Magnus pour des températures comprises entre -50°C et +50°C (pp.854).

2) Chaleur massique de l'eau liquide à volume constant : formule de Osborne *et al.* pour des températures comprises entre -4.2°C et +35°C, et formule de Angell *et al.* pour des températures entre -4.2°C et -37°C (pp.93).

3) Masse volumique de l'eau : formule de Kell pour des températures comprises entre 0°C et 100°C (pp.87).

4) Coefficient de diffusion de la vapeur d'eau en fonction de la pression partielle de vapeur et de la température : formule de Hall et Pruppacher (pp.503).

5) Chaleur latente d'évaporation : formule de Kirchhoff (pp.116).

6) Conductivité thermique de la vapeur : formule de Beard et Pruppacher (pp.508).

7) Conductivité thermique de l'air : formule de Beard et Pruppacher (pp.508).

8) Conductivité thermique de la phase gazeuse : formule de Mason-Sexena (pp.508).

La Ref. [28] donne la masse volumique de l'eau liquide pour des températures négatives (entre -33°C et 0°C).

La conductivité thermique de l'eau liquide, la chaleur massique de la vapeur à pression constante, la vitesse du son de la vapeur et le rapport des chaleurs spécifiques de la vapeur d'eau sont données dans [29]. Les données ne sont disponibles que pour les températures positives, et sont extrapolées par un polynôme du 2nd degré pour les températures négatives.

La chaleur massique à pression constante du mélange air sec / vapeur est donnée par [30]. La viscosité du gaz est identifiée à celle de l'air sec (même référence) car la vapeur est toujours en très faible concentration.

3.2 Données physiques

La quantité d'eau totale présente dans un nuage est donnée en météorologie par la teneur en eau du nuage w_L (unité : g/m³). La fonction de distribution des gouttelettes N selon leur rayon a s'exprime par la formule [27] :

$$N(a) = Aa^2 \exp(-Ka). \quad (1)$$

Les coefficients A et K se déduisent de la taille moyenne des particules a_0 , de la teneur en eau w_L et de la masse volumique de l'eau liquide ρ_{eau} par :

$$a_0 = \int_{a_{min}}^{a_{max}} aN(a)da \quad K = \frac{3}{a_0} \quad A = \frac{3 \times 10^{-3} w_L K^6}{480\pi\rho_{eau}} \quad (2)$$

Les nuages sont enfin caractérisés par l'altitude de leur base h , et leur épaisseur d . On suppose que l'extension horizontale d'un nuage est très grande devant la longueur d'onde acoustique et peut donc être considérée comme infinie. Sept nuages types ont été sélectionnés pour la présente étude : brouillard (BR), altostratus (AS),

stratocumulus (SC), cumulus en début de formation (CD), cumulus en cours de développement (CC), cumulus en fin de développement (CF) et cumulonimbus (CN). Les données représentatives de ces types de nuages sont regroupées dans le tableau 1 ci-dessous.

Type	h (km)	d (m)	w_L (g/m ³)	a_0 (μm)
BR	0	500	0,05 à 0,5	10
AS	2,0 à 4,5	2000	0,2 à 0,5	20
SC	0,6 à 2,0	800	0,1 à 0,5	20
CD	0,5 à 2,0	500	0,2 à 0,5	10
CC	0,5 à 2,0	1500	0,5 à 1,0	20
CF	0,5 à 2,0	2500	0,5 à 3,0	30
CN	0,5 à 2,0	5000	0,5 à 3,0	30

Tableau 1 : données physiques représentatives des principaux types de nuages.

4 Absorption du son dans les nuages

La figure 1 montre le coefficient d'absorption du son (en dB/m) en fonction de la fréquence, calculé pour 2 types de nuages (nuage « type » $w_L=1$ g/m³, $a_0=10$ μm et cumulonimbus $w_L=3$ g/m³, $a_0=30$ μm) à une altitude de 2000m dans les conditions de l'atmosphère standard. Ces valeurs sont comparées à celles de l'absorption atmosphérique (thermoviscosité et relaxation moléculaire de l'azote et de l'oxygène) [31] pour 2 taux d'humidité (20% et 100%, soit, dans ce dernier cas, à la limite de la condensation) dans les mêmes conditions. On observe immédiatement que l'atténuation du son dans un nuage est de plusieurs ordres de grandeur plus élevée que l'absorption atmosphérique, et ce pour les fréquences au moins inférieures à 100 Hz. A 1 Hz, cette différence est de 4 ordres de grandeur. Notons que le modèle actuel ne prend pas en compte les effets de relaxation moléculaire de l'azote et de l'oxygène dans les nuages. Il n'est donc pas applicable directement pour les fréquences supérieures à 1000 Hz, pour lesquelles la relaxation devient dominante.

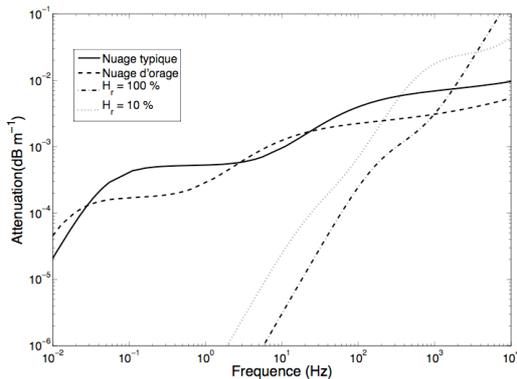


Figure 1 : atténuation du son dans un nuage comparée à l'absorption atmosphérique

L'importance de l'absorption dans les nuages à basse fréquence s'explique en examinant l'importance relative des trois mécanismes identifiés dans le modèle : les changements de phase, les effets visco-inertiels et les transferts thermiques. Les contributions de ceux-ci sont illustrés sur la figure 2. Celle-ci montre clairement que, en dessous du Hz, les effets de changement de phase sont nettement dominants. Les effets visco-inertiels et

thermiques ne deviennent prédominants qu'au-delà de 10 Hz environ. Remarquons que, sur la figure 1, le changement de pente au-delà de 100 Hz correspond à l'influence des effets instationnaires (comme le terme historique de Basset) qui ne peuvent plus être négligés à haute fréquence.

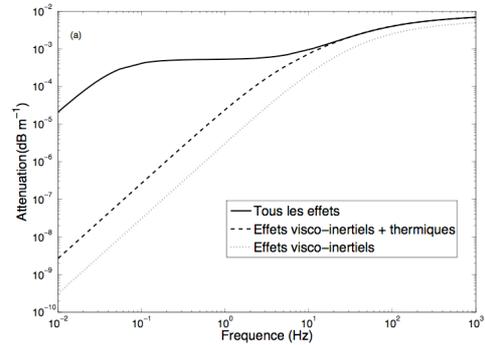


Figure 2 : contribution des différents mécanismes à l'atténuation du son dans un nuage

Les résultats ci-dessus des figures 1 et 2 ont été calculés avec un coefficient d'accommodation égal à 1 (valeur recommandée dans [14]). Toutefois, la validité des résultats ci-dessus pourrait être mise en doute compte-tenu de l'incertitude sur ce paramètre, qui influence les changements de phase dans la gamme de fréquence où ceux-ci s'avèrent dominants. Nous avons donc calculé le coefficient d'atténuation pour différentes valeurs du coefficient d'accommodation. La figure 3 montre ainsi que l'atténuation est peu sensible à ce paramètre, ce qui indique que le mécanisme limitateur dominant est la diffusion des molécules de vapeur d'eau au sein du gaz. Seule la valeur (peu probable) la plus faible du coefficient d'accommodation (0.01) donne des résultats quantitativement différents, mais même alors l'ordre de grandeur reste inchangé.

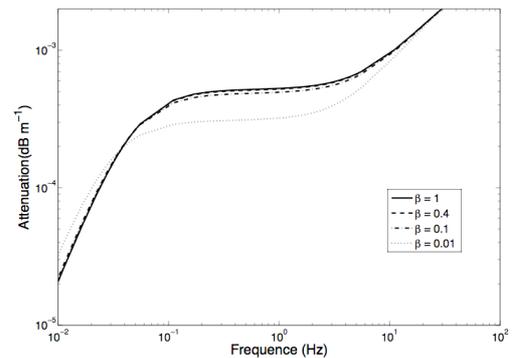


Figure 3 : influence du coefficient d'accommodation sur l'atténuation du son dans un nuage

La figure 1 montre également que l'atténuation dans le nuage type est globalement plus élevée que dans un cumulonimbus, alors que le contenu en eau est 3 fois plus faible. Ceci s'explique par le fait que les gouttelettes y sont plus petites, si bien que la surface totale d'échange entre les gouttelettes et l'air est plus élevée, et donc l'atténuation plus importante. On peut visualiser ceci sur les figures 4 et 5, qui montrent respectivement la variation de ce coefficient en fonction du contenu en eau (à rayon fixé) et en fonction du rayon des gouttelettes (à contenu fixé).

5 Application au bang sonique

Le modèle a enfin été appliqué au cas du bang sonique d'un avion supersonique, afin d'estimer l'importance des nuages pour un signal acoustique traversant toute l'épaisseur d'un nuage. Les différents nuages sélectionnés dans le tableau 1 ont été étudiés.

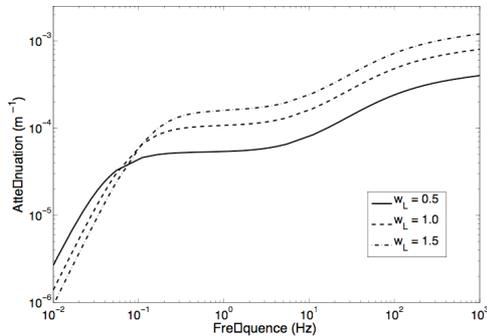


Figure 4 : influence de la contenance en eau pour un rayon moyen des gouttelettes fixée ($10 \mu m$)

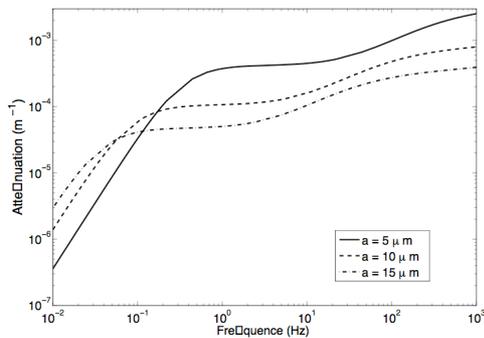


Figure 5 : influence du rayon moyen des gouttelettes pour une contenance en eau fixée ($1 g/m^3$)

Le bang est celui d'un avion supersonique de transport de grande capacité, tel qu'étudié dans [32]. Il produit au sol, sans absorption, une onde en N d'amplitude 120 Pa environ. Le bang sonique est propagé depuis l'avion jusqu'au sol selon la théorie des rayons. Seul le bang sonique reçu à la verticale de l'avion est calculé en atmosphère standard. En dehors de la couche nuageuse, l'absorption atmosphérique est prise en compte, avec le profil d'humidité moyen de la norme ANSI [33]. La forme temporelle résulte de la distorsion non linéaire et des effets d'absorption / dispersion, et est décrite par une équation de Burgers modifiée. Celle-ci est résolue numériquement suivant le schéma à pas fractionné décrit dans [34]. Sur un pas d'avancement le long du rayon, on résout successivement la partie non linéaire de l'équation de Burgers par l'algorithme dit de Burgers-Hayes [35], puis la partie linéaire décrivant l'atténuation / dispersion qui est traitée dans le domaine fréquentiel afin d'utiliser explicitement les relations de dispersion du modèle. Le schéma est globalement à l'ordre 2 grâce au fractionnement de type « Strang splitting » qui permet d'améliorer fortement la convergence du schéma.

La figure 6 présente les différentes signatures au sol pour les différents nuages, et la figure 7 montre le détail du choc avant. Notons que le modèle étant limité en altitude, pour les nuages les plus épais, seule leur influence en-

dessous de 4000 m a été prise en compte. On doit donc s'attendre à ce que les effets d'absorption soient sous-estimés. Malgré cela, on observe que pour certains nuages, l'influence des nuages est très significative, avec une forte diminution de l'amplitude de l'onde et un étalement du choc. L'effet est d'autant plus marqué que le nuage est épais (cumulonimbus, cumulus en fin de développement, altostratus). En revanche, pour un brouillard au sol, l'impact est relativement faible.

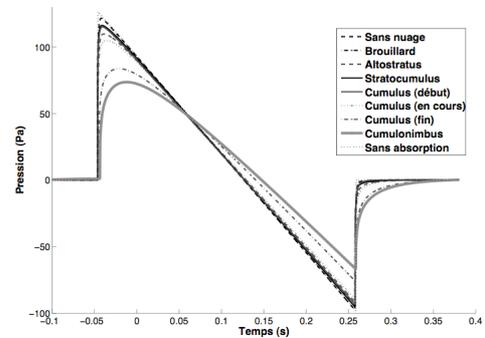


Figure 6 : bang sonique au sol après propagation à travers différents types de nuages.

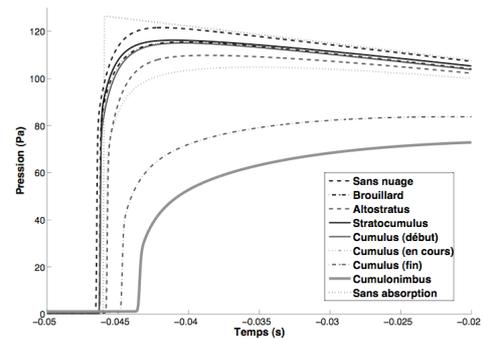


Figure 7 : bang sonique au sol après propagation à travers différents types de nuages : détail du choc avant.

6 Conclusion

Le modèle développé montre que l'absorption dans les nuages est dominante de plusieurs ordres de grandeur à basse fréquence, comparée à l'absorption atmosphérique, et ce notamment en raison de l'importance des effets de condensation / vaporisation des gouttelettes. Le mécanisme limitant principal est la diffusion de la vapeur dans l'air. Le modèle pourra être amélioré pour prendre en compte les effets de gaz réel de l'air (relaxation moléculaire) et la présence de glace en haute altitude.

Remerciements

Ce travail a été entrepris dans le cadre d'un contrat de recherche entre Airbus France et l'Université Pierre et Marie Curie.

Références

- [1] Sewell, C. J. T. "On the extinction of sound in a viscous atmosphere by small obstacles of cylindrical and spherical form", *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, 210, 239-270 (1910).

- [2] Lamb, H. *Hydrodynamics*, Dover Publications (New York) (1945)
- [3] Isakovich, M. A. "On the propagation of sound in emulsions", *Zh. Exper. I Teor. Fiz.*, 18, 907-912 (1948)
- [4] Epstein P.S., Carhart, R.R. "The absorption of sound in suspensions and emulsions. I. Waterfog in Air", *J. Acoust. Soc. Am.*, 25, 553-565 (1953)
- [5] Allegra J.R., Hawley, S.A. "Attenuation of sound in suspensions and emulsions: theory and experiments", *J. Acoust. Soc. Am.*, 51, 1545-1564 (1972)
- [6] Viglin A. "Propagation of vibrations in a two-phase vapour-liquid system", *Zh. Tekhn. Fiz.*, 8, 275-285 (1938)
- [7] Oswatitsch K. von "Die Dispersion und Absorption des Schalles in Wolken". *Phys. A*, 42, 365-378 (1941)
- [8] Marble F. E. "Dynamic of dusty gases", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 2, 397-446 (1970)
- [9] Marble F. E., Wooten D. C. "Sound attenuation in a condensing vapor", *Phys. Fluids*, 13, 2657-2664 (1970)
- [10] Cole, J.E., Dobbins, R.A. "Propagation of sound through atmospheric fog", *J. Atmos. Sci.*, 27, 426-434 (1970)
- [11] Ivandaev A.I., Nigmatulin, R.I. "On the propagation of weak perturbations in two phase media with phase transformations", *Zh. Prikl. Mekh. Tekhn. Fiz.*, 5, 77-83 (1970)
- [12] Schrage R. W. *A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer*, Columbia University Press (1953)
- [13] Barrett J., Clement C. "Kinetic evaporation and condensation rates and their coefficient", *J. Colloid Interface Sci.*, 150, 352-364 (1992)
- [14] Eames I. W., Marr N. J., Sabir, H. "The evaporation coefficient of water : a review", *Int. J. Heat & Mass Transfer*, 40, 2963-2973 (1995)
- [15] Gumerov N. A., Ivandaev A.I., Nigmatulin R.I. "Sound waves in monodisperse gas-particle or vapour-droplet mixtures", *J. Fluid Mech.*, 193, 53-74 (1988)
- [16] Gubaidullin D.A., Nigmatulin, R.I. "On the theory of acoustic waves in polydispersed gaz-vapor-droplet suspensions", *Int. J. Multiphase Flow*, 26, 207-228 (2000)
- [17] Temkin S., Dobbins R.A. "Attenuation and dispersion of sound by particulate-relaxation processes", *J. Acoust. Soc Am.*, 40, 317-324 (1966)
- [18] Ishii R., Matsuhisa H., "Steady reflection, absorption and transmission of small disturbances by a screen of dusty gases", *J. Fluid Mech.*, 130, 259-277 (1983)
- [19] Baudoin M. *Acoustique non linéaire et diffusion multiple dans les suspensions de particules rigides*, Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie (Paris 6) (2007)
- [20] Knudsen V.O., Wilson J.V., Anderson N.S. "The attenuation of audible sound in fog and smoke", *J. Acoust. Soc. Am.*, 20, 849-857 (1948)
- [21] Dobbins R.A., Temkin S. "Measurement of particulate acoustic attenuation", *AIAA J.*, 2, 1106-1111 (1964)
- [22] Temkin S., Dobbins R.A. "Measurement of attenuation and dispersion of sound by an aerosol", *J. Acoust. Soc. Am.*, 40, 1016-1024 (1966)
- [23] Cole J.E., Dobbins R.A. "Measurement of the attenuation of sound by a warm air fog", *J. Atmos. Sci.*, 28, 202-209 (1971)
- [24] Duraiswami R., Prosperetti A. "Linear pressure wave in fogs", *J. Fluid Mech.*, 299, 187-215 (1995)
- [25] Gubaidullin D.A., Ivandaev A.I. "Influence of phase transitions on sound propagation in fogs : comparison of theory with experiments", *Zh. Prikl. Mekh. Tekhn. Fiz.*, 6, 27-34 (1990)
- [26] Marble F. E. "Some gasdynamic problems in the flow of condensing vapors", *Astron. Acta*, 14, 585-613 (1969)
- [27] Pruppacher H.R., Klett, J.D. *Microphysics of clouds and precipitation (Second Revised and Enlarged Edition with and Introduction to Cloud Chemistry and Cloud Electricity)*, Kluwer Academic Publishers (Dordrecht) (1978)
- [28] Hare D.E., Sørensen C.M. "Raman-spectroscopy of bulk water supercooled to -33-degrees-C", *J. Chem. Phys.*, 93, 25-33 (1990)
- [29] WebBook of Chemistry, National Institute of Standards and Technology (NIST) (2008) (<http://webbook.nist.gov/chemistry/>)
- [30] Darrozès J.S., François, C. *Mécanique des fluides incompressibles*, Belin (Paris) (1982)
- [31] "Acoustic-Attenuation of Sound during Propagation Outdoors. Part I. : Calculation of the Absorption of Sound by the Atmosphere", ISO 9613-1:1993(E), International Organization for Standardization (Geneva) (1993)
- [32] Blumrich R., Coulouvrat F., Heimann D. "Meteorologically induced variability of sonic boom characteristics of supersonic aircraft in cruising flight", *J. Acoust. Soc. Am.*, 118, 707-722 (2005)
- [33] "Method for Calculating the Absorption of Sound by the Atmosphere", American National Standard Institute, ANSI SI 26-1995 (ASA 113-1995), New York (1995)
- [34] Loubeau A., Coulouvrat F. "Effects of meteorological variability on sonic boom propagation from hypersonic aircraft", *AIAA J.*, 47, 2632-2641 (2009)
- [35] Coulouvrat F. "A quasi exact shock fitting algorithm for general nonlinear progressive waves", *Wave Motion*, 49, 97-107 (2009)