



Détection à grande distance et localisation du supersonique "Concorde" à partir de signaux infrasonores

Géraldine Ménéxiadis

► To cite this version:

Géraldine Ménéxiadis. Détection à grande distance et localisation du supersonique "Concorde" à partir de signaux infrasonores. Acoustique [physics.class-ph]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2008. Français. NNT: . tel-00487912

HAL Id: tel-00487912

<https://theses.hal.science/tel-00487912>

Submitted on 31 May 2010

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

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

THÈSE

UNIVERSITÉ DE LA MEDITERRANEE

AIX-MARSEILLE II

Spécialité : Acoustique

Présentée par Géraldine Ménéxiadis

le 22 décembre 2008

DÉTECTION A GRANDE DISTANCE ET LOCALISATION DU SUPERSONIQUE "CONCORDE" A PARTIR DE SIGNAUX INFRASONORES

Directeur de thèse : Jean-Pierre Sessarego

Encadrants ONERA : Jean Varnier et Philippe Delorme

JURY

M. Pierre Alais	- Professeur Emérite, UPMC	Président
M. François Coulouvrat	- Directeur de Recherche, CNRS	Rapporteur
Mme Elisabeth Blanc	- Directeur de Recherche, CEA	Rapporteur
M. Jean-Pierre Sessarego	- Directeur de Recherche, CNRS	Examineur
Mme Claire Prada Julia	- Directeur de Recherche, CNRS	Examineur
M. Gérard Duval	- Pilote de ligne et Ingénieur navigant	Membre invité
M. Philippe Delorme	- Ingénieur de Recherche, ONERA	Membre invité
M. Jean Varnier	- Ingénieur de Recherche, ONERA	Membre invité

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à dire un grand merci à Jean Varnier, mon encadrant ONERA, sans qui je crois ce travail n'aurait pu aboutir. J'aimerais insister sur la qualité de son encadrement scientifique et sur les moments sympathiques que nous avons partagés au cours de ce travail de thèse. Un grand merci également à Philippe Delorme pour avoir mis "un zeste de théorie" dans tout ça et surtout pour avoir été mon co-encadrant ONERA. A ce titre, j'exprime toute ma gratitude à Philippe Morice, ancien directeur du DSNA de m'avoir accueillie, Jean-Marie Le Gouez qui a pris sa succession ainsi que Jean-Pierre Veuillot qui a assuré mon encadrement provisoire. Je remercie vivement Ghislaine Denis, "Gigi", alliée des bons comme des moins bons moments, de m'avoir soutenue tout au long de ma thèse et d'avoir rendu mon séjour à l'ONERA particulièrement plaisant. Je remercie mon directeur de thèse Jean-Pierre Sessarego du LMA de Marseille pour sa gentillesse et pour avoir suivi avec attention, malgré la distance, le bon déroulement de cette thèse.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Elisabeth Blanc et François Coulouvrat pour avoir accepté de rapporter ce mémoire et pour l'intérêt qu'ils y ont porté. Je remercie Pierre Alais d'avoir présidé ce jury ainsi que Claire Prada Julia et Gérard Duval d'y avoir participé. A ce sujet, je ne peux que remercier grandement tous les professionnels, que ce soit de l'APCOS, du CEV, de la DGA ou du CEA, avec qui j'ai eu la chance d'avoir des échanges très enrichissants, notamment Gérard Duval et Raoul Moderc. Un grand merci à mon "traducteur officiel" Charles-Jean Deléris.

Merci également à l'ensemble des salariés, doctorants et stagiaires que j'ai pu côtoyer et apprécier au cours de mon travail de thèse à l'ONERA. Mention particulière à Emma, Olivier et François ainsi qu'à Brigitte Commelin supervisant les journées doctorants.

Enfin, bien sûr un grand merci à mon père, à ma mère d'une aide essentielle, qui m'a supportée quasiment quotidiennement au téléphone, à ma famille et à mes amis Julie, Philippe sans qui je n'aurais pu habiter à Paris et Saïd qui a su m'encourager quand il le fallait.

RESUME

L'objet de cette étude est la résolution d'un problème inverse inédit, à savoir la localisation d'un avion supersonique à partir de signaux acoustiques enregistrés par une station de mesure unique. La distance de l'aéronef à la station de mesure est a priori inconnue, mais peut varier de quelques dizaines à quelques centaines de kilomètres ou davantage. Les signaux exploités à l'occasion de ce travail se situent généralement dans la gamme infrasonore, au-dessous de 20 Hz voire de 10 Hz.

L'ONERA ayant mené des campagnes de mesure en Bretagne lors des premiers vols commerciaux transatlantiques de l'avion Concorde, les premières exploitations ont consisté à reprendre les données de ces campagnes et à développer à cette occasion un code de propagation acoustique basé sur la théorie des rayons. Le code de l'ONERA existant SIMOUN a été adapté en trois dimensions pour pouvoir tenir compte de la météorologie réelle et a reçu un certain nombre d'aménagements, dont le calcul de l'atténuation acoustique en fonction de la fréquence et la prise en compte de la rotondité de la Terre dont la négligence aurait entraîné des erreurs importantes aux distances considérées. Le calcul de niveau acoustique étant peu significatif aux distances considérées, des méthodes inédites basées sur l'analyse spectrale ont été développées. Associées à une technique de goniométrie basée notamment sur le calcul des fonctions d'intercorrélation temporelles, elles nous permettent de localiser l'avion supersonique en gisement-distance.

Une première méthode, valable jusqu'à 200 kilomètres environ, est basée sur la divergence en fonction de la distance à l'aéronef de l'onde de pression en N correspondant au bang sonique. Il en résulte une modification du spectre en arche caractéristique de cette onde qui peut être corrélée avec la distance de propagation sous réserve de connaître l'onde en N initialement émise, reliée à la vitesse et à la géométrie de l'avion. Une seconde méthode beaucoup plus générale consiste à évaluer l'augmentation de la pente du spectre de l'onde en N, sachant que l'absorption atmosphérique, proportionnelle à la distance parcourue, augmente avec la fréquence et que la dissipation des effets non-linéaires a également tendance à augmenter la pente du spectre du signal. Cette méthode semble convenir pour des distances comprises entre 200 et 1000 km environ et présente l'avantage d'être indépendante des caractéristiques de la source sonore. Afin de pallier aux limitations de cette méthode, principalement liées au rapport signal sur bruit, l'analyse de signaux enregistrés en Suède à 3000 km de l'avion suggère d'utiliser pour les très grandes distances une méthode basée sur la durée totale du signal. Cette durée augmente en effet avec la distance en rapport avec le phénomène classique de "rumble" qui transforme en roulement de tonnerre le signal impulsionnel émis par un coup de foudre.

Mots-clés : bang sonique, propagation atmosphérique, code de rayons 3D, analyse spectrale

SUMMARY

The purpose of this study is to resolve an original reverse problem, i.e. the localization of a supersonic aircraft by one single measurement station. The station-to-aircraft distance is in principle unknown, but it may vary from a few tens to several hundred kilometers. The signals analyzed in the present study are generally included in the infrasound range, below 20 Hz or even 10 Hz.

In the days of the first regular transatlantic flights by the Concorde, ONERA conducted a series of measures in Brittany. Their initial exploitation consisted in using the data obtained to develop an acoustic propagation code based on the ray theory. The code was named SIMOUN and covered the three dimensions in order to be able to take account of the current weather conditions. A number of improvements were then made, including the calculation of the acoustic attenuation as a function of the frequency and taking into account the rotundity of the Earth. This was necessary because significant errors would otherwise have been made over long distances. The calculation of the acoustic level not being very meaningful at the distances mentioned above, new methods based on spectral analysis were developed. Coupled with a goniometry technique based - among others- on the calculation of time intercorrelation functions, they enable us to localize a supersonic aircraft through bearing and distance.

A first method, valid up to about 200 kilometers, is based on the divergence of the N-shaped pressure wave (corresponding to the sonic boom) according to its distance to the aircraft. This generates a modification of the arch-shaped spectrum which characterizes this wave and can be correlated with the propagation distance, provided the N wave initially emitted -specific to the speed and shape of the aircraft- is known. Another method, and much more general one, consists in evaluating the slope increase of the spectrum of the N-shaped wave, knowing that the atmospheric absorption, proportional to the distance crossed, increases with the frequency and that the disappearance of the non-linear effects also tends to increase the slope of the signal spectrum. This method seems to be valid for distances between 200 and 1000 kilometers and has the advantage of not depending on the characteristics of the sound source. In order to compensate the limitations of this method which is mainly linked up with the signal-to-noise ratio, the analysis of the signals recorded in Sweden 3000 kms away from the aircraft suggest the use -in the case of long distances- of a method based on the total duration of the signal. This duration actually increases along with the distance because of the well known “rumble” phenomenon which turns the impulse signal of a thunderbolt into a roll of thunder.

Keywords: sonic boom, atmospheric propagation, 3D-ray code, spectral analysis

SOMMAIRE

I. INTRODUCTION	9
II. GENERALITES SUR LE SON ET SA PROPAGATION	13
1. LE SON	13
2. LES INFRASONS.....	14
III. L'ATMOSPHERE.....	17
1. DESCRIPTION	17
2. ATMOSPHERE STANDARD	18
3. GUIDES D'ONDES ATMOSPHERIQUES.....	19
4. MODELES ATMOSPHERIQUES	20
5. ABSORPTION ATMOSPHERIQUE	21
IV. GENERATION ET PROPAGATION DU SON DANS L'ATMOSPHERE.....	27
1. LES EQUATIONS DE LA MECANIQUE DES FLUIDES	27
2. LINEARISATION POUR UN FLUIDE PARFAIT INHOMOGENE.....	31
3. MILIEUX LENTEMENT VARIABLES.....	33
4. METHODE DES RAYONS	35
V. ASPECTS HISTORIQUES ET THEORIQUES DU BANG SONIQUE	41
1. CALCUL DU CHAMP SOURCE	42
2. PROPAGATION NON LINEAIRE.....	43
3. RETOMBEES DU BANG SONIQUE	45
4. MODELES DE CALCUL DE L'ONDE EN N	46
5. SIMULATION DU CONE DE CHOC	53
VI. SIGNAUX CONCORDE ENREGISTRES EN BRETAGNE.....	57
1. INTRODUCTION.....	57
2. MODELES DE SOURCE ET DE PROPAGATION ACOUSTIQUE.....	58
3. APPLICATION AU VOL CONCORDE AIR-FRANCE AF002 DU 10/02/1981.....	62
4. ANALYSE DES SIGNAUX ENREGISTRES	65
VII. SIGNAUX ENREGISTRES DANS LES LANDES.....	69
1. SIGNAUX "CONCORDE" 2003.....	69
2. EXPLOITATION DES SIGNAUX "IN SITU"	81
VIII. SIGNAUX ENREGISTRES EN NORMANDIE.....	105
1. SIGNAUX.....	105
2. GONIOMETRIE	108
3. ANALYSE SPECTRALE.....	114
4. DONNEES DE VOL ET METEOROLOGIE	121
5. CALCULS RETROGRADES.....	131
6. CALCUL DIRECT	134
7. DISCUSSION	135

IX. SIGNAUX ENREGISTRES EN LAPONIE	137
1. DONNEE RELATIVES AUX TROIS STATIONS SUEDOISES.....	138
2. PROPAGATION ET ROUTE AVION : CALCULS PRELIMINAIRES.....	143
3. CALCULS DE PROPAGATION	148
4. ANALYSE DES SIGNAUX.....	155
5. COHERENCE TEMPORELLE	165
X. LA LOCALISATION A STATION UNIQUE : COMPLEMENTS, SYNTHESE ET CONCLUSION	167
1. TRAITEMENT TEMPS-FREQUENCE.....	167
2. GONIOMETRIE SITE-AZIMUT	169
3. DETERMINATION DE LA DISTANCE	170
4. DEMARCHES SUIVIES	171
5. LIMITATIONS RENCONTREES	174
6. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	175
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	177
REFERENCES ANNEXES.....	184
A1. EFFET DOPPLER EN SUPERSONIQUE	185
1. Approche temporelle de l'effet Doppler	185
2. Fréquences Doppler au point d'écoute.....	189
3. Discussion	192
A2. CALCUL DE L'AZIMUT LOCAL D'UNE ORTHODROMIE.....	194
1. Démarche générale.....	194
2. Equations des plans	194
3. Angle de l'orthodromie AB et du Nord géographique en A	195
A3. RESOLUTION ANALYTIQUE DE L'EQUATION DIFFERENTIELLE DU CONE DE MACH EN DECELERATION	199
A4. MODELE MATHEMATIQUE D'ECHOS MULTIPLES	202
1. Modèle de duplication d'une impulsion initiale.....	202
2. Extension du modèle de duplication à une série d'impulsions	205
3. Enveloppes des signaux enregistrés aux différentes stations	207
4. Remarques générales.....	209

CHAPITRE I

INTRODUCTION

La présence d'un mobile dans l'atmosphère perturbe celle-ci. Lorsque ce mobile a une vitesse supérieure à celle du son, il apparaît une onde de choc, c'est-à-dire une brusque variation de la pression sur le front de la perturbation atmosphérique. Cette onde de choc communément appelée "bang sonique" se manifeste à distance de la source par une signature caractéristique de pression, "l'onde en N". Cette onde de choc dégénère à grande distance en un signal infrasonore du fait de sa propagation à travers l'atmosphère et de l'atténuation qui en résulte. Les cinq premiers chapitres de ce rapport de thèse traitent des différents aspects de ces phénomènes.

Le sujet de recherche qui nous a été proposé est d'obtenir des informations sur la source, en l'occurrence un avion supersonique, à partir de l'environnement infrasonore détecté au sol par une station de mesure. Les incertitudes prévisibles reposent d'une part sur la diversité des sources d'infrasons, d'autre part sur la détection et la localisation de la source sonore liée à un mobile supersonique.

En 1952, G.B. Whitham avec son modèle semi-empirique a, le premier, relié les caractéristiques du mobile (sa vitesse et sa longueur) aux caractéristiques (amplitude et période) du bang sonique qu'il génère en fonction de la distance à la trajectoire. Les explosions de forte puissance sont également susceptibles de créer des infrasons. Ainsi, les recherches sur les infrasons ont débuté au CEA dans les années 50, lors des premiers essais nucléaires. Dans le cadre du Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires, le Système de Surveillance International se dote d'un réseau de 60 stations barométriques. La localisation de l'explosion se fait alors par croisements des azimuts des signaux reçus aux différentes stations. Cependant, ces stations enregistrent aussi des infrasons d'origine différente. Ainsi, le CEA a pu localiser des chutes de météorites en 2001.

Nous voyons qu'à partir de stations multiples, il est possible de localiser une source d'infrasons, qu'elle soit fixe ou en mouvement. Toutefois, la probabilité que le signal engendré par un mobile supersonique soit reçu par différentes stations est très faible du fait de la directivité de la source matérialisée par le cône de Mach. C'est pourquoi l'objet de cette thèse porte sur la localisation d'un mobile supersonique à partir d'une station d'écoute unique. La principale difficulté consiste à évaluer la distance de la station à la source à partir du signal enregistré. Notons aussi que l'onde de pression en N caractéristique du bang sonique est considérablement déformée avec la distance et que le signal subit des duplications qui entraînent une augmentation considérable de sa durée (phénomène de "rumble"). Selon des auteurs tels que Kulichkov, cette duplication serait due à des phénomènes de réfraction à petite échelle entre couches atmosphériques voisines.

La nature du problème posé concernant des distances de cent à mille kilomètres et davantage, il nous est apparu que le seul modèle de propagation utilisable était la méthode des rayons et que les calculs d'amplitude n'étaient guère envisageables du fait des incertitudes liées à la météorologie. Nous nous sommes donc limités aux seuls aspects cinématiques de la propagation, notamment en vue de déterminer les zones de retombées acoustiques et les zones de silence théoriques.

Notre démarche a donc été de créer, dans un premier temps, un code de rayons 3D à partir du code SIMOUN 2D de l'ONERA basé sur les équations de l'acoustique géométrique.

Ce code propage les ondes sonores dans l'atmosphère stratifiée réelle, c'est-à-dire en prenant en compte les gradients de température et de vent en fonction de l'altitude. L'aspect 3D est rendu nécessaire par les grandes distances mises en jeu, d'une part parce que la direction du vent aux différentes altitudes est susceptible de changer d'une région à l'autre, d'autre part parce que la prise en compte de la rotondité de la Terre est nécessaire sous peine de faire de graves erreurs. Le suivi de la trajectoire de l'avion "Concorde" est soumis à la même contrainte.

Pour pouvoir utiliser ce code de calcul en partant des stations d'écoute, l'emplacement de l'avion étant a priori inconnu, nous l'avons adapté à un mode de calcul rétrograde nécessitant l'inversion artificielle des vents indiqués par les bulletins météorologiques. Enfin, nous avons inclus le calcul de l'absorption atmosphérique par fréquence le long de la trajectoire des rayons.

En effet, le seul calcul de rayons sonores ne pouvait suffire pour localiser la source sonore comme c'est le cas où celle-ci est une explosion qui peut être entendue par différentes stations de mesure. Nous nous sommes donc intéressés à la signature acoustique du bang sonique sous ses aspects temporels et spectraux. En effet, le fait que les signaux infrasonores pénètrent largement dans la zone de silence calculée nous a incité à chercher d'autres méthodes de localisation que celle des "trajets multiples" de rayons acoustiques qui nous avait été suggérée et qui semblait, de plus, mal adaptée au cas d'une source mobile.

En définitive, nous avons fait appel à des méthodes fréquentielles pour résoudre le problème inverse inédit consistant à estimer la distance de propagation du signal à partir d'un seul enregistrement.

L'idée de départ a été d'utiliser le profil spectral du bang sonique (onde en N) pour estimer la distance de propagation à partir du spectre déformé par la divergence de l'onde. Ceci a abouti à la méthode du "test du 1^{er} zéro", qui est applicable lorsque le spectre de l'onde en N est encore lisible : c'est le cas des signaux enregistrés en Bretagne, à des distances de l'avion "Concorde" inférieures à 300 km (Chapitre VI).

Cependant, il était clair que la signature acoustique du supersonique à grande distance n'avait plus guère de rapport avec le signal d'origine, notamment à cause de l'allongement temporel signalé plus haut. L'analyse temps-fréquence des signaux ayant montré le caractère stable du contenu fréquentiel quelle que soit la fenêtre temporelle considérée, nous en avons déduit que ces signaux résultaient d'une structure d'échos multiples pouvant être issus d'une impulsion unique.

La deuxième méthode élaborée, dite "test de la pente", consiste donc à calculer le spectre fictif d'une onde en N déformée par l'absorption atmosphérique au cours de sa propagation, ou plutôt l'évolution de la pente de l'enveloppe de ce spectre pour la comparer à celle du spectre enregistré. L'originalité et la puissance de cette méthode proviennent du fait qu'il n'est pas nécessaire de connaître les caractéristiques de la source pour pouvoir donner une estimation de la distance de propagation. La méthode est intéressante lorsque cette distance est supérieure à 300 km - cas des signaux enregistrés dans les Landes (Chapitre VII), en Normandie (Chapitre VIII) et en Suède (Chapitre IX).

Une difficulté majeure consistait à évaluer l'absorption atmosphérique du bang sonique de façon correcte. L'usage de coefficients d'absorption moyennés entre 0 et 60 km d'altitude, adoptée au départ par commodité car permettant de s'affranchir dans une certaine mesure du tracé de rayons donc de la météorologie du jour, nous a permis de façon heureuse de prendre en compte la dissipation des effets non linéaires en surestimant l'absorption

classique qui aurait été obtenue avec les coefficients nominaux appliqués par tranches d'altitude. Nous avons ainsi obtenu une estimation correcte de la distance à l'avion pour des valeurs de celle-ci inférieures à 1000 km.

L'étude de signaux enregistrés en Suède à une distance de 3000 km de l'avion nous a fait entrevoir les limites de cette méthode (absorption atmosphérique, rapport signal sur bruit) et suggéré que la durée du signal pouvait nous renseigner de façon plus précise pour les très grandes distances de propagation.

Pour pouvoir localiser la source sonore en gisement-distance, il restait à compléter les calculs ainsi réalisés par une méthode de goniométrie basée sur une analyse classique d'intercorrélation temporelle à partir des mesures issues d'un réseau de capteurs. Ceci a été réalisé plus particulièrement pour la station de Flers (Chapitre VIII), pour initialiser le tir de rayons rétrogrades en direction de la trajectoire du vol "Concorde".

Dans ces chapitres VI à IX, les différents traitements et résultats obtenus sont présentés dans l'ordre chronologique dans lesquels nous les avons effectués.

Nous discutons dans la synthèse finale du domaine d'application et des limites des méthodes développées ainsi que des améliorations possibles, notamment dans le cas des très grandes distances.

CHAPITRE II

GENERALITES SUR LE SON ET SA PROPAGATION

1. LE SON

Le mouvement vibratoire de faible amplitude dans un fluide compressible constitue la manifestation des ondes sonores [1-2]. Dans une onde sonore en tout point du fluide, il se produit alternativement des compressions et des expansions. Le son est donc produit par une vibration qui se propage dans le milieu ambiant par excitation des molécules de proche en proche. Il en résulte que le son ne peut se propager dans le vide.

D'un point de vue macroscopique, le son est décrit comme des ondes longitudinales de pression se déplaçant dans l'air à la célérité ambiante. Le phénomène de base est le phénomène de propagation d'onde qui caractérise l'évolution spatio-temporelle de la perturbation en milieu homogène ou quasi-homogène. L'équation régissant la propagation des ondes se déduit des équations de la mécanique des fluides, linéarisées au premier ordre pour décrire la petite perturbation provoquée par un champ sonore. Nous la démontrerons dans le Chapitre IV. Pour la pression acoustique P (et donc également pour toutes les autres grandeurs acoustiques scalaires) dans un fluide parfait homogène au repos, cette équation d'onde, qu'on appelle également équation de d'Alembert s'écrit :

$$-\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \Delta P = 0 \quad (2.1)$$

où Δ est l'opérateur laplacien et c_0 est la vitesse du son.

On peut s'intéresser aux solutions isotropes de cette équation ne faisant donc intervenir que la distance R de réception ; c'est le cas des ondes sphériques. Une source sonore, placée en milieu illimité, produit une onde sphérique dont l'amplitude varie en R^{-1} et l'intensité en R^{-2} en fonction de la distance R de réception, ce qui traduit la conservation de la puissance acoustique à travers toute sphère entourant la source. Quand le milieu est inhomogène, la célérité du son étant liée aux caractéristiques du milieu comme nous le verrons par la suite, il apparaît des fluctuations de cette célérité. Ce qui a pour conséquence de perturber la propagation par le phénomène de réfraction essentiellement. Un second phénomène important est la diffraction, liée aux obstacles et hétérogénéités rencontré par l'onde. Un troisième phénomène, plus fin, l'absorption et la dispersion des ondes, nécessite de faire appel à des concepts thermo-mécaniques plus élaborés que la seule écriture de l'équation des ondes pour décrire la propagation en milieu inhomogène, ou l'écriture de "conditions aux limites" pour décrire la diffraction. Précisons que la gamme de fréquences des sons audibles est $16 \text{ Hz} \leq f \leq 20 \text{ kHz}$.

Nous reviendrons au Chapitre IV sur la génération et la propagation du son dans l'atmosphère.

2. LES INFRASONS

Les infrasons sont des vibrations mécaniques dans la gamme des fréquences inférieures à celle des sons audibles, en théorie $0,002 \text{ Hz} \leq f \leq 16 \text{ Hz}$. La limite haute correspond au seuil d'audition de l'oreille humaine, qui varie en fait d'un individu à l'autre entre 16 et 30 Hz. La limite basse est liée à l'épaisseur finie de l'atmosphère terrestre (plus précisément à la variation de la masse volumique de l'air avec l'altitude). Toutefois, la gamme $0 \text{ Hz} \leq f \leq 20 \text{ Hz}$ est parfois indiquée pour les infrasons et peut être retenue par commodité.

Les ondes infrasonores sont réputées comme pouvant être à l'origine d'effets perturbateurs importants sur l'homme et sur les structures solides. Le fait qu'elles ne soient pas audibles leur donne un côté mystérieux qui entre, pour une grande part, dans cette réputation sujette à un effet de mode périodique. Néanmoins, aucun effet physiologique n'a été démontré chez l'homme, sauf pour des niveaux très élevés (140 à 160 dB pour d'éventuelles nausées) [3]. Les équations physiques régissant la propagation des infrasons sont identiques à celles des autres sons (ultrasons et sons audibles). Leur propagation est donc également caractérisée par une mise en vibration mécanique du milieu. Ils se propagent en général comme des ondes sphériques à la célérité du son, avec quelques réserves toutefois vis-à-vis de certains infrasons à évolution très lente ; la vitesse peut alors être diminuée en raison du caractère non adiabatique de la propagation [4]. Comme nous le verrons dans le Chapitre III, l'absorption atmosphérique dépend de la fréquence de l'onde sonore, plus précisément, elle augmente avec la fréquence. De ce fait les infrasons peuvent se propager sur de longues distances, étant donné qu'alors l'absorption atmosphérique par longueur d'onde est faible.

2.1 Sources d'infrasons

2.1.1 Sources naturelles

Les sources naturelles d'infrasons [5-6] nous permettent d'améliorer notre compréhension des mécanismes atmosphériques mais constituent également des "bruits parasites" en ce qui concerne la détection des infrasons d'origine artificielle. Le tableau suivant est transposé des références [5-6].

Sources	Applications	Domaines de recherche
Avalanches	Localiser l'avalanche, déterminer sa profondeur et sa durée	Relier le signal à la taille et au type d'avalanche
Météorites	Déterminer l'altitude, la direction, le type (explosif ou bang sonique) de la météorite. Localiser l'impact et déterminer sa taille	Estimer la taille et le type de distribution, déterminer le taux de perte de matière, enrichir les réseaux de surveillance des météorites
Microbaroms	Mesurer l'amplitude et l'azimut du signal de houle (à la station de Flers du CEA par exemple)	Mesurer indirectement les champs de vent en altitude (depuis les années 1990)
Orages atmosphériques	Localiser l'orage et estimer l'énergie mise en jeu	Etudier le processus au niveau microphysique, modéliser les radiations acoustiques
Tornades	Détecter, localiser, prévenir, estimer leur envergure, les représenter spatialement sur de	Etudier leur formation, chercher les signes précurseurs

	courts intervalles temporels	
Turbulence	Estimer l'altitude, la force et l'extension spatiale d'une turbulence, sécurité aérienne	Développer des systèmes de détection
Séismes	Mesurer les ondes de Rayleigh, mesurer le son provenant de l'épicentre et de points intermédiaires	Déterminer les précurseurs infrasonores, comprendre le couplage ondes sismiques et acoustiques
Volcans	Localiser le volcan et estimer l'énergie mise en jeu	Déterminer la relation entre perturbations sismiques et acoustiques
Ondes associées aux montagnes	Localiser la source	Rechercher des corrélations entre ces ondes, la nature de la source et les conditions météorologiques
Activité géomagnétique : aurores boréales	Détecter les signaux cohérents corrélés à une augmentation importante de l'indice d'activité planétaire K_p	Déterminer, sous certaines conditions, l'altitude de la perturbation

Tableau 2.1 – Différentes sources naturelles d'infrasons

2.1.2 Sources d'origine artificielle

Le mécanisme de génération des infrasons a été étudié en détail dans la référence [1]. D'une manière générale, tout corps auquel on fait subir une variation brusque de vitesse (projectile, porte qui claque...) donne naissance à des infrasons. Dès que le mouvement devient continu, bien qu'il puisse être très rapide, il n'y a pas de production d'infrasons, à moins cependant que la vitesse du corps soit supersonique. L'onde de choc est alors associée à une onde infrasonore. Les avions et engins supersoniques produisent ainsi des ondes de choc qui dégénèrent à grande distance en infrasons. Dans le cas d'avions supersoniques, le signal sonore associé au bang sonique est souvent étudié à moyenne distance [7-10].

Les infrasons d'origine artificielle peuvent également être générés par les détonations et le bruit de jet. La littérature contient de nombreux exemples d'infrasons provenant de lancés ou de retours suborbitaux de fusée [11,12]. Les infrasons détectés émergent d'un bruit de fond provenant des sources naturelles décrites dans le paragraphe précédant [13]. Les ondes de pression produites par une explosion nucléaire ou une explosion chimique de forte puissance sont essentiellement des infrasons.

2.2 Détection et localisation des sources d'infrasons

Pour le contrôle du Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires (TICE), 60 stations d'acquisition sont en cours d'installation sur la Terre afin de détecter toute explosion supérieure à 1 kt (masse de trinitrotoluène équivalente) dans le domaine infrasonore. Les réseaux de détection doivent pouvoir être testés en permanence pour contrôler la qualité des mesures. Les infrasons d'origine artificielle dont la source est connue sont utilisés pour optimiser les méthodes de détection et mieux comprendre les effets de la propagation sur les signaux détectés. La base de données (débutée à la fin des années 50) répertoriant les signaux acoustiques engendrés par différents types d'explosions sous différentes conditions atmosphériques a été récemment complétée par de nouvelles mesures effectuées par le CEA

aux Etats-Unis lors de la série de tirs chimiques puissants (de l'ordre de plusieurs kt) du programme Misty Castle, en collaboration avec le Los Alamos Laboratory [14].

Dans ce contexte, le CEA a travaillé sur un modèle de source et de propagation qui décrit l'aspect cinématique du problème. Avec des signaux enregistrés à différentes stations, on peut localiser les explosions par croisement des azimuts. La propagation des ondes infrasonores est soumise aux variations de vent et de température. En effet, les signaux acoustiques reçus dans les régions côtières du Nord Est des Etats-Unis provenant de fusées lancées du Cap Canaveral montrent la forte influence des vents saisonniers [15]. De nombreuses études ont cherché à quantifier les effets du vent. Grâce aux infrasons d'origine naturelle (par exemple ceux qui sont dus à la houle océanique ou aux volcans) et à d'autres sources d'infrasons (aéronefs supersoniques), le CEA peut obtenir des informations sur les vents en haute atmosphère [16, 17]. De la même manière, le KNMI (Institut Météorologique Royal des Pays-Bas) a travaillé sur la détection à partir de signaux infrasonores, en vue de localiser des météorites [18]. Aujourd'hui, à partir de signaux enregistrés par différentes stations d'écoute, il est possible de localiser une source d'infrasons fixe (explosions) ou en mouvement (météorites) [6]. Par exemple, la prise en compte des variations spatio-temporelles du vent et de la température dans un code de rayons 3 D permet de localiser des sources telles que des éruptions volcaniques ou des tremblements de terre [19].

CHAPITRE III

L'ATMOSPHERE

1. DESCRIPTION

L'atmosphère terrestre est l'enveloppe de gaz qui entoure la Terre. La composition de ce mélange gazeux, comprenant quelques particules solides ou liquides en suspension, varie avec l'altitude. Comme tout gaz est fortement compressible, l'atmosphère est très sensible aux variations de pression qu'elle peut subir. C'est la raison pour laquelle le développement de phénomènes non linéaires y est favorisé ; il est facilité par la raréfaction de l'air avec l'altitude, les perturbations étant alors plus importantes. Effectivement, les molécules d'air, en devenant moins nombreuses, reçoivent individuellement plus d'énergie. Cette raréfaction de l'air est le résultat de la gravitation terrestre, elle est considérable puisqu'elle aboutit au vide en l'espace de quelques centaines de kilomètres. Notons cependant que la composition atmosphérique est remarquablement uniforme. Dans les premiers 80 km de l'atmosphère, la composition chimique reste pratiquement constante, soit en fractions molaires, en se limitant aux principaux composants :

- azote (N_2) : 78,09 %,
- oxygène (O_2) : 20,95 %,
- argon (Ar) : 0,93 %,
- dioxyde de carbone (CO_2) : 0,03 %.

Au-dessous de 13000 m environ, l'eau est présente dans l'atmosphère sous forme de vapeur ou d'aérosol. La composition de l'air au taux hygrométrique moyen de 62,5 % est :

- azote (N_2) : 77,32 %,
- oxygène (O_2) : 20,74 %,
- vapeur d'eau (H_2O) : 0,99 %,
- argon (Ar) : 0,92 %,
- dioxyde de carbone (CO_2) : 0,03 %.

La composition chimique intervient évidemment dans le calcul de la constante du gaz r mais aussi, avec la température T , dans le calcul du rapport des chaleurs massiques γ . Ainsi, la célérité du son

$$c_0 = \sqrt{\gamma r T} \quad (3.1)$$

apparaît comme une fonction complexe de l'altitude.

Les principales grandeurs caractérisant l'atmosphère à une altitude donnée sont les grandeurs thermodynamiques de pression P , de température T , de densité ρ , sans oublier bien sûr la force et la direction du vent. La rotation de la Terre sur elle-même et son mouvement autour du Soleil, l'influence de la Lune, du Soleil et d'autres corps célestes, les échanges thermiques ainsi que de nombreux autres phénomènes sont à l'origine des vents, dont la

détermination à l'aide de modèles est un problème complexe en raison de ses composantes aléatoires.

2. ATMOSPHERE STANDARD

Les grandeurs thermodynamiques citées précédemment (P , T , ρ) ainsi que la force et la direction du vent varient dans l'espace et dans le temps en fonction de la position sur le globe, de l'altitude et du moment (saison, heure de la journée) ainsi que des conditions météorologiques. Il est donc utile de définir des valeurs "normales" de pression, température et densité. C'est ce que fait l'O.A.C.I. (Organisation de l'Aviation Civile Internationale) en définissant une loi de variation de la pression atmosphérique et de la température, celle utilisée par la NASA Glenn Research Center. Cette loi permet de caractériser l'atmosphère standard, qui est un modèle stratifié où les caractéristiques précédemment citées ne dépendent que de l'altitude z , le vent étant supposé nul.

Pour $z > 25000$ m :

$$T = -131,21 + 0,00299 z$$

$$P = 2,488 \times \left[\frac{T + 273,1}{216,6} \right]^{-11,388}$$

Pour $11000 \text{ m} < z < 25000$ m :

$$T = -56,46$$

$$P = 22,65 \times e^{(1,73 - 0,000157 z)} \quad \text{et } \rho = P / (0,2869 \times (T + 273,1))$$

Pour $z < 11000$ m :

$$T = 15,04 - 0,00549 z$$

$$P = 101,29 \times \left[\frac{T + 273,1}{288,08} \right]^{5,256}$$

Dans ce modèle standard, de très fortes variations thermodynamiques sont enregistrées à partir du sol, ce qui traduit un passage rapide vers le vide relatif de l'exosphère. Les ordres de grandeurs des extrema de ces valeurs, du sol jusqu'à 200 kilomètres d'altitude sont :

- pour la pression : de 10^3 à 10^{-7} hPa,
- pour la densité : de 1 à 10^{-10} kg/m³,
- pour la température : de 15°C/20° C à 600° C.

La figure 3.1 ne représente ces variations que jusqu'à 120 km d'altitude. On y voit cependant que l'atmosphère est divisée en plusieurs couches caractérisées entre autre par leur profil vertical de température. Ainsi, le domaine de la basse atmosphère s'identifie à la troposphère, riche en vapeur d'eau et en nuages, au sein de laquelle la température décroît dans l'ensemble assez régulièrement avec l'altitude.

Vient ensuite le domaine de la moyenne atmosphère, qui superpose la stratosphère (jusqu'à une cinquantaine de km d'altitude) et la mésosphère, dont les mouvements sont régis par les mêmes lois que ceux de la basse atmosphère. Cependant, les réactions photochimiques

induites par la présence d'ozone stratosphérique fournissent à l'air un apport de chaleur, de sorte que lorsqu'on s'élève dans la stratosphère, la température devient d'abord constante, puis se met à croître ; ce n'est que plus haut, dans la mésosphère, que le profil thermique vertical est à nouveau décroissant.

Au-delà débute le domaine de la haute atmosphère où, dans la thermosphère, des transformations physiques et chimiques affectent de plus en plus profondément un air devenu très raréfié et soumis à une température considérablement croissante avec l'altitude. La thermosphère est prolongée par l'exosphère où une part notable des particules ionisées qui la constituent échappe à l'attraction de la gravitation terrestre et est soumise au champ magnétique dans la magnétosphère. On peut ainsi considérer que l'épaisseur de l'enveloppe atmosphérique ne va pratiquement pas au-delà de 1500 km d'altitude.

Cette figure met en évidence la présence des changements de signe du gradient de température. Un gradient de température positif réfracte les ondes vers le sol alors qu'à l'inverse un gradient négatif les réfractera en altitude. L'atmosphère, de par ses gradients de température, va donc jouer le rôle de guide d'onde dans la propagation des ondes sonores. Ceci est confirmé par le fait que les infrasons sont susceptibles sous certaines conditions de se propager sur de très grandes distances, voire de faire plusieurs fois le tour de la Terre.

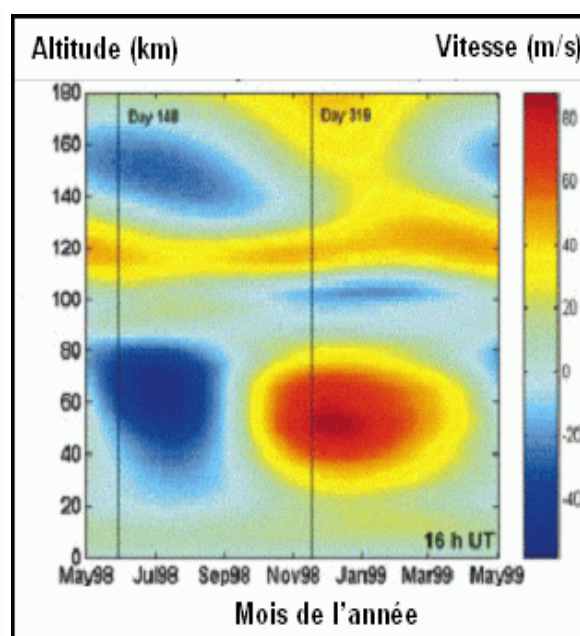
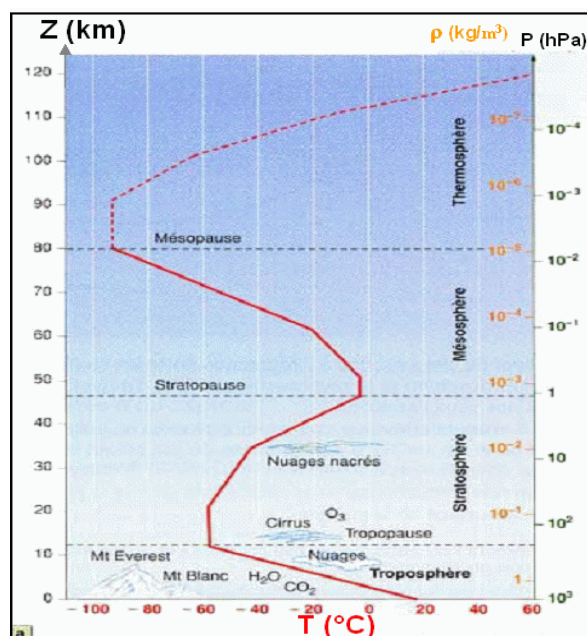


Figure 3.1 - Atmosphère terrestre standard

Figure 3.2 - Profils de vents zonaux

3. GUIDES D'ONDES ATMOSPHERIQUES

Comme nous l'avons dit précédemment, dans l'atmosphère standard, c'est-à-dire sans vent, les ondes sonores générées par une source ponctuelle au sol ont tendance à se réfracter vers les couches supérieures de l'atmosphère à cause de la diminution de température qu'elles rencontrent dans les premiers kilomètres (figure 3.3). A l'inverse, les ondes sonores sont réfractées vers le sol lorsqu'elles rencontrent le gradient de température positif de la thermosphère au-dessus de 100 km d'altitude (figure 3.4).

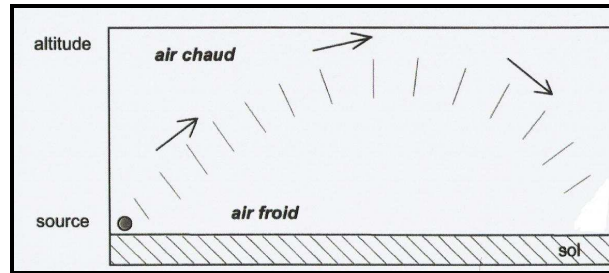
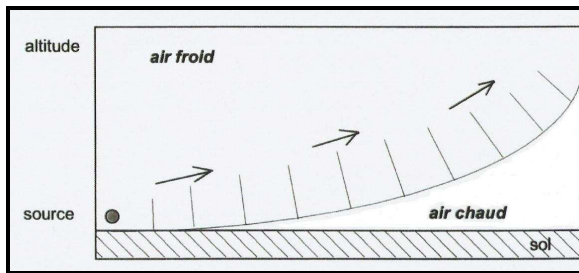


Figure 3.3 – Réfraction du son vers l'atmosphère Figure 3.4 – Réfraction du son vers le sol

Les trajectoires des ondes sonores dans l'atmosphère dépendent essentiellement du profil de la température, comme nous venons de le voir, mais également des composantes horizontales de la vitesse des vents. Notons à ce propos, que contrairement à l'influence du gradient de température, celle du gradient de vent dépend de la direction du vent, ce qui lui confère un caractère dissymétrique. Les vents zonaux, qui soufflent d'Ouest en Est, atteignent entre 50 et 70 km d'altitude des vitesses voisines de 50 m/s comme nous pouvons le voir sur la figure 3.2 pour une latitude de $48,7^\circ$ N et une longitude de $0,48^\circ$ E. Conjugués à l'augmentation de température de la stratosphère, ils font apparaître un guide d'onde supplémentaire.

La caractérisation et la localisation précise des sources d'infrasons sont conditionnées par la précision de l'estimation de l'état atmosphérique utilisé par les modèles de propagation. Il existe plusieurs types de modèles empiriques ou semi-empiriques donnant une estimation des vents horizontaux (zonaux d'Ouest en Est ou méridiens du Sud au Nord) ainsi que de la température. Les profils des vents zonaux représentés sur la figure 3.2 ont été calculés à partir des modèles empiriques HWM-93 [6]. Comme décrit dans la référence [19], les infrasons peuvent être guidés dans quatre zones de l'atmosphère :

- dans la troposphère : jusqu'à 20 km d'altitude, les ondes dites troposphériques sont guidées entre la tropopause et le dioptré du bas (qui peut être le sol). Ces ondes peuvent avoir des amplitudes significatives du fait de la faible absorption atmosphérique. Elles se propagent dans la direction des vents dominants ;
- dans la stratosphère : vers 50 km, les ondes sont réfractées dans la direction des vents dominants qui peuvent être sujets à de fortes variations saisonnières ;
- dans la basse thermosphère : vers 80 km, les ondes sont pour la plupart diffractées vers le sol ;
- dans la haute thermosphère : à une altitude supérieure à 120 km, les ondes infrasonores de la haute thermosphère sont guidées entre la basse thermosphère et la troposphère et diffractées vers le sol.

Notons que Kulichkov [20] a étudié l'influence sur la propagation atmosphérique des zones turbulentes comprises dans des couches stables. Il se produit alors des phénomènes de réfraction partielle lorsque l'onde sonore rencontre des inhomogénéités de vent et de température dans la couche limite planétaire. Ce qui donne lieu à un phénomène de trajets multiples à petite échelle dans le guide d'onde troposphérique.

4. MODELES ATMOSPHERIQUES

Le choix d'un modèle d'atmosphère est déterminant lorsque l'on étudie la propagation du son dans l'atmosphère. De manière générale, les modèles atmosphériques résolvent les équations de la Mécanique des Fluides qui tiennent compte de tous les phénomènes physiques

(convection thermique, rotation de la Terre,...) ainsi que des mesures météorologiques obtenues par un grand nombre de stations. Sans être exhaustifs, citons :

- le modèle du Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyens Terme (CEPMMT/ECMWF) qui est un modèle global pour toute la Terre ;
- le modèle Arpège : modèle de Météo-France. C'est un modèle global qui a une résolution de 20 kilomètres sur la France ;
- le modèle ALADIN (Aire Limitée Adaptation dynamique Développement International), également de Météo-France, dont la résolution est au moins deux fois supérieure à celle du modèle Arpège.

Ces modèles ne donnent cependant les caractéristiques de l'atmosphère que pour des altitudes inférieures à 30 kilomètres. Il existe de nombreux autres modèles, ceux que nous avons cités précédemment étant des modèles européens. Nous pouvons les répartir en deux grandes catégories :

- empiriques : tels que le MSIS (Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Data) [21], étendu à la moyenne et basse atmosphère en MSISE [22] pour la température entre autre, et le HWM (Horizontal Wind Model) pour les vents horizontaux, développés à l'origine par la NASA et basés sur des données obtenues par satellites, mesures au sol... ;
- "Near Real Time" : prévisions provenant de données de radiosondes, mais également de données venant de bateaux, du continent, de satellites pour les données en altitudes fournies par des centres de prévisions atmosphériques tels que NWP (Numerical Weather Prediction) et NOGAPS (Navy Operational Global Atmospheric Prediction System).

Le modèle utilisé dans notre étude est le COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA). Il calcule des valeurs empiriques pour la température et la densité de l'atmosphère. Il se présente sous forme de tables donnant les paramètres en fonction de la pression ou de l'altitude pour chacun des mois de l'année jusqu'à 120 km d'altitude. Il fournit les valeurs moyennes de la température, des vents zonaux et de la célérité du son en fonction de la latitude (de 80° N à 80° S par pas de 10°) et en fonction du mois de l'année. Les données concernant la thermosphère, c'est-à-dire au-dessus de 100 km d'altitude, sont celles du modèle MSIS. Le modèle CIRA développé en 1986 est maintenant remplacé par des modèles plus performants dus à l'amélioration des modèles de vent comme le NRL-G2S, modèle semi-empirique plus réaliste développé par le Naval Research Laboratory [17].

5. ABSORPTION ATMOSPHERIQUE

Si l'on ne prend pas en compte les processus dissipatifs, les ondes se propagent sans perte globale d'énergie : l'amplitude d'une onde plane reste constante au cours de sa propagation, celle d'une onde sphérique décroît en R^{-1} (répartition de l'énergie sur des surfaces sphériques de plus en plus grandes). Cependant, dans l'air calme et sur des longueurs de propagation assez grandes (de l'ordre du kilomètre), on constate que cette décroissance est supérieure à celle qui est prévue par la loi géométrique. Ce sont les processus dissipatifs qui entraînent ces pertes. Du fait de la viscosité et de la conduction thermique, l'énergie des ondes sonores est dissipée, ce qui signifie que le son est absorbé et que son intensité diminue progressivement. Le calcul de l'énergie mécanique dissipée, et donc de la viscosité et de la conduction thermique se fait à partir des équations de la Mécanique des Fluides [23]. Ces pertes sont d'autant plus importantes que la fréquence de l'onde considérée est élevée. On

parle alors d'absorption. Ce processus s'accompagne automatiquement d'un phénomène de dispersion, c'est-à-dire de variation de la vitesse de propagation des ondes avec la fréquence. Mais si le processus d'absorption est du premier ordre, celui de la dispersion est du second ordre et est généralement négligé, sauf pour des applications particulières.

Si l'on suit une onde sphérique au cours de sa propagation dans un fluide idéal parfait et homogène son amplitude et donc son intensité varient selon la décroissance géométrique respectivement en R^{-1} et en R^{-2} . En réalité, on constate que l'amplitude et l'intensité acoustique I décroissent exponentiellement avec la distance parcourue :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{(R/R_0)^2} e^{-\mu (R-R_0)} \quad (3.2)$$

où l'exposant μ a la dimension inverse d'une longueur.

Le premier terme représente donc l'atténuation géométrique (encore appelée divergence sphérique), le second est relatif à l'absorption atmosphérique, proportionnelle à la distance parcourue. En niveau d'intensité, la quantité correspondante $10 \mu \log(e) = 4,34 \mu$ est le coefficient d'atténuation atmosphérique qui s'exprime en dB/m.

Le coefficient μ est en fait la somme de trois termes découlant des trois types d'absorption répertoriés dans [24] :

$$\mu = \mu_c + \mu_m + \mu_e \quad (3.3)$$

où μ_c est l'absorption classique, μ_m l'absorption moléculaire et μ_e l'absorption excédentaire.

(a) L'absorption dite classique est due :

- à la viscosité du milieu : les effets de la viscosité d'un milieu résultent de phénomènes de diffusion de la quantité de mouvement : les molécules lentes d'une couche de fluide diffusent dans des régions de vitesse plus grande et tendent à réduire la quantité de mouvement du fluide et inversement. Il en résulte des pertes d'énergie du fluide avec transformation en chaleur. Dès qu'une onde sonore traverse un milieu fluide, celui-ci devient le siège de régions alternées de compression et de détente, donc de couches de fluide en mouvement relatif ; l'onde perdra ainsi de l'énergie au cours de sa propagation ;

- à la conductibilité thermique : dans la réalité, les transformations (compressions et détentes) subies par le fluide au passage d'une onde ne sont pas adiabatiques. Effectivement, dans les régions de forte température, les molécules qui ont des vitesses rapides tendent à diffuser dans des régions plus froides où les vitesses moyennes des molécules sont plus lentes. Il s'ensuit une tendance à l'égénéralisation de la température qui se traduit donc par un processus de transfert de chaleur. Il en résulte une tendance à l'égénéralisation des pressions c'est-à-dire un amortissement de l'amplitude de l'onde au cours de sa propagation dans le milieu ;

- au rayonnement : la possibilité de l'existence d'un phénomène de rayonnement thermique en direction du milieu ambiant a été étudiée par Kirchhoff et Rayleigh. En fait, son influence s'est avérée très négligeable ($1/200^{\text{ème}}$) par rapports aux effets de réchauffement par conductibilité thermique ;

- à la diffusion moléculaire des constituants du mélange : dans un mélange gazeux tel que l'air, une onde sonore ne peut se propager sans produire une diffusion du ou des

constituants les plus légers depuis les régions de compression vers les régions de dilatation. Ainsi une onde plane qui se propage dans l'air renforce lentement la concentration en azote devant son front d'onde. Cette diffusion, qui est irréversible, tend naturellement à diminuer l'amplitude des compressions successives au cours de la propagation et se traduit par un amortissement. L'analyse, très complexe, du phénomène a été faite par Y. Rocard en s'appuyant sur la théorie cinétique des gaz [25].

Dans les travaux portant sur l'absorption atmosphérique, les contributions du rayonnement et de la diffusion moléculaire sont généralement négligées. Avec cette hypothèse, l'absorption classique se réduit à :

$$\mu_c = \frac{2\pi^2}{\rho_0 c_0^3} \left(\frac{4\mu_{\text{dyn}}}{3} + \frac{K(\gamma-1)}{C_p} \right) f^2 \quad (3.4)$$

relation souvent appelée loi d'atténuation de Stokes-Kirchhoff, où μ_{dyn} est la viscosité dynamique de l'air, γ le rapport des chaleurs spécifiques, K le coefficient de conductibilité thermique et C_p la chaleur spécifique à pression constante du fluide considéré.

Il convient de signaler que, bien que la loi en f^2 théorique soit généralement bien confirmée par l'expérience pour un domaine étendu de fréquences, l'atténuation mesurée est généralement plus grande que la valeur théorique. Les divergences observées dans le cas des gaz polyatomiques suggèrent que des phénomènes de relaxation supplémentaires doivent être considérés pour mieux expliquer l'absorption du son.

(b) L'absorption moléculaire :

Les écarts qui viennent d'être signalés s'expliquent par la théorie de la relaxation thermique des molécules, car il convient de tenir compte de la contribution à la chaleur spécifique des degrés de liberté internes (vibrations et rotation). L'absorption moléculaire est donc liée au fait que les ondes sonores perdent de la puissance lors de ces échanges d'énergie de vibrations entre les molécules, principalement l'oxygène, le gaz carbonique et la vapeur d'eau. Ces transitions nécessitent une certaine durée, appelée temps de relaxation τ_R . Le coefficient d'absorption moléculaire peut s'écrire :

$$\mu_m = \mu_R \frac{2(f/f_R)^2}{1 + (f/f_R)} \quad (3.5)$$

où $\mu_R = \mu_m$ à la fréquence de relaxation $f = f_R = 1/(2\pi\tau_R)$.

La référence [26] montre que la prise en compte de la relaxation de vibration des molécules d'azote accroît l'absorption moléculaire en basse fréquence, typiquement jusqu'à 1 kHz environ.

(c) L'absorption excédentaire :

L'absorption excédentaire couvre en fait plusieurs effets non pris en compte dans l'absorption classique et moléculaire, tels que les hétérogénéités et la turbulence

atmosphérique. Ce type d'absorption, dont le coefficient peut être positif ou négatif selon les conditions, reste généralement faible.

Les références [27-28] fournissent des méthodes pratiques du calcul du coefficient d'absorption atmosphérique μ en fonction des quatre variables suivantes :

- les trois paramètres atmosphériques de pression, température et humidité,
- la fréquence sonore.

Dans la référence [29], Sutherland et Bass présentent une modélisation de l'absorption atmosphérique jusqu'à 160 km d'altitude, bien au-delà du domaine d'applicabilité des standards ANSI et ISO existants. Les grandeurs estimées de l'absorption au-dessus de 90 km d'altitude doivent être considérées comme approximatives étant donné les hypothèses simplificatrices adoptées et les incertitudes concernant la composition de l'atmosphère à ces altitudes. D'une façon générale les auteurs détaillent, pour une fréquence donnée et en fonction de l'altitude, les effets des différents mécanismes d'absorption décrits ci-dessus pour les espèces gazeuses présentes dans l'atmosphère. Ils calculent ensuite, par sommation des contributions, l'absorption atmosphérique résultante. La gamme des fréquences examinée s'étend de 0,5 Hz à 8 kHz. Dans le cadre de notre étude, nous utiliserons principalement les coefficients calculés entre 0 et 120 km d'altitude pour des fréquences allant de 0,5 à 20 Hz. La figure 3.5 nous donne l'absorption atmosphérique pour une fréquence de 8 Hz entre 0 et 60 km d'altitude. Au vu de leurs spectres de fréquence, les signaux enregistrés aux stations d'enregistrement proviennent vraisemblablement d'une propagation stratosphérique. Dans la suite de notre étude, nous allons considérer la moyenne de cette absorption entre 0 et 60 km d'altitude pour l'air sec (figure 3.6), hypothèse qui se justifie par la composition chimique de l'atmosphère détaillée dans le §1 et par le fait que l'humidité est quasi-nulle au-dessus de 13 km d'altitude. Nous avons considéré cette absorption moyenne pour calculer l'absorption subie par le son, sans qu'il soit essentiel de procéder à un tracé de rayons et donc de connaître la météorologie du jour. Comme mentionné en introduction, nous avons préféré nous abstenir d'un calcul d'amplitude du fait des incertitudes liées à la météorologie et de la complexité des phénomènes physiques s'ajoutant à l'absorption atmosphérique tels que la convection, la diffraction, les effets non linéaires. A ce propos, une étude récente a cherché à quantifier l'importance de ces phénomènes sur la répartition du niveau de pression acoustique et sur les formes d'onde [30]. De nombreux auteurs ont élaboré des modèles de propagation du bang sonique en atmosphère absorbante, en prenant en compte par exemple la relaxation vibrationnelle de N_2 et O_2 [31]. Des codes résolvant le long des rayons l'équation de Burgers généralisée incluant les effets géométriques, la stratification et la relaxation moléculaire ont ensuite été comparés entre eux pour la propagation du bang sonique à travers une atmosphère isotherme au repos, sans turbulence [32-33].

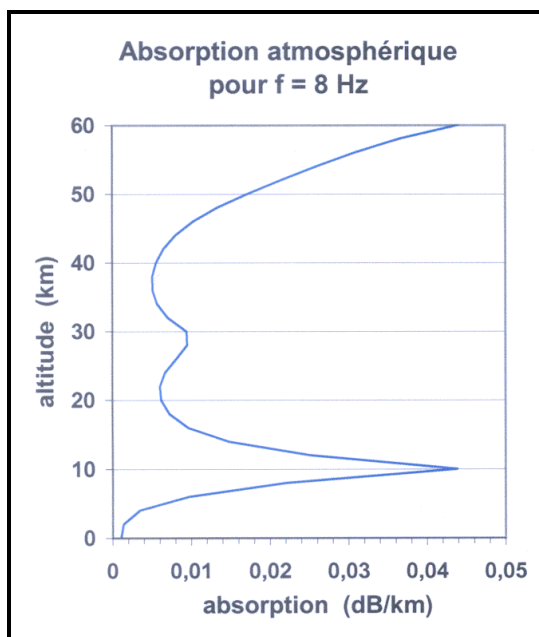


Figure 3.5 – Absorption atmosphérique de Sutherland

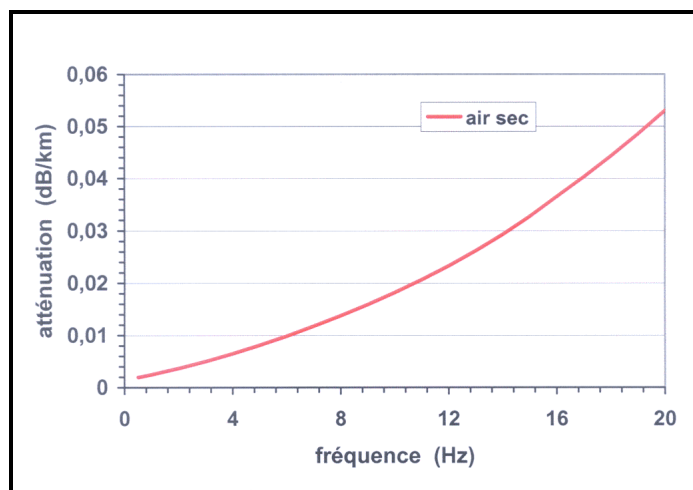


Figure 3.6 – Absorption atmosphérique moyenne entre 0 et 60 km d'altitude

CHAPITRE IV

GENERATION ET PROPAGATION DU SON DANS L'ATMOSPHERE

La plupart des sons sont classés en trois catégories suivant leur origine : ceux qui résultent d'une vibration, d'un frottement ou d'un écoulement. Mais quelle que soit leur origine, la source physique du son est toujours une fluctuation de pression. Dans le cas du premier type de source, un corps qui vibre au sein d'un fluide crée périodiquement autour de lui-même des tranches de compression et d'expansion dans le fluide, ce qui se traduit par l'apparition d'ondes sonores. On peut donc parler de l'émission de sons par les corps vibrants, l'énergie qui génère puis qui est transportée par ces ondes sonores vient de l'énergie cinétique du corps en mouvement [23]. Après avoir rappelé les équations de la mécanique des fluides, nous allons linéariser ces équations dans le cas d'un milieu non homogène tel que l'atmosphère. En assimilant l'atmosphère à un fluide lentement variable, nous aboutirons à l'équation eikonale. Nous terminerons par la méthode des rayons issue des hypothèses de l'acoustique géométrique, modèle de propagation qui sera utilisé dans la suite de ce travail.

1. LES EQUATIONS DE LA MECANIQUE DES FLUIDES

L'aéroacoustique étant définie comme la dynamique des petites perturbations d'un fluide compressible ou d'un solide élastique, comme nous considérons le milieu atmosphérique, il convient dans un premier temps d'effectuer un rappel de mécanique des fluides afin d'étudier le système d'équations à linéariser [2]. Ces équations sont les équations de conservation, l'équation d'état, et les équations de comportement. Après avoir introduit ces équations dans un cadre général, nous les appliquerons au cadre de l'atmosphère stratifiée au repos, mélange de gaz vu dans le Chapitre III, que nous assimilerons à un gaz parfait.

1.1 Equations de conservation

Elles expriment la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

- Conservation de la masse :

Avec l'hypothèse de milieu continu, on peut introduire la notion de masse volumique ρ . La masse d'un volume matériel Ω s'écrit alors : $M(\Omega) = \int_{\Omega} \rho \, d\Omega$. Et l'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega} \rho \, d\Omega = 0 \quad (4.1)$$

où $\frac{D}{Dt}$ est la dérivée par rapport au temps de l'intégrale de volume que l'on suit dans son mouvement.

- Conservation de la quantité de mouvement :

Si σ est le tenseur des contraintes et $\vec{F}$ la densité volumique de forces appliquées, l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit, pour un volume Ω , de frontière S avec une normale extérieure $\vec{n}$:

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega} \rho \vec{U} d\Omega = \int_S \sigma \cdot \vec{n} dS + \int_{\Omega} \rho \vec{F} d\Omega \quad (4.2)$$

- Conservation de l'énergie :

Enfin si e est l'énergie interne spécifique, $\vec{q}$ le flux de chaleur sortant, et r la densité de source de chaleur, l'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega} \rho \left(e + \frac{1}{2} U^2 \right) d\Omega = \int_S (\sigma \cdot \vec{U}_0 - \vec{q}) \cdot \vec{n} dS + \int_{\Omega} \rho (\vec{F} \cdot \vec{U}_0 + r) d\Omega \quad (4.3)$$

En utilisant le lemme sur les dérivées d'intégrales sur un volume matériel :

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega} \phi d\Omega = \int_{\Omega} \left(\frac{d\phi}{dt} + \phi \operatorname{div} \vec{U} \right) d\Omega = \int_{\Omega} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \operatorname{div} (\phi \vec{U}) \right) d\Omega \quad (4.4)$$

où $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}})$ ou $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}}$ suivant le caractère vectoriel ou scalaire de la fonction ϕ .

$\frac{d}{dt}$ est la dérivée temporelle totale où dérivée particulière de la fonction ϕ de point matériel.

et en remarquant que les équations de conservation sont valables pour n'importe quel volume matériel Ω , les équations précédentes écrites sous la forme globale s'écrivent sous la forme locale suivante :

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{U} = 0 \\ \frac{d}{dt} (\rho \vec{U}) + \rho \vec{U} \operatorname{div} \vec{U} = \operatorname{div} \sigma + \rho \vec{F} \\ \frac{d}{dt} \left(\rho \left(e + \frac{1}{2} U^2 \right) \right) + \rho \left(e + \frac{1}{2} U^2 \right) \operatorname{div} \vec{U} = \operatorname{div} (\sigma \cdot \vec{U} - \vec{q}) + \rho \vec{F} \cdot \vec{U} + \rho r \end{cases} \quad (4.5)$$

1.2 Equation d'état et équations de comportement

Cette équation décrit l'état thermodynamique du système ; elle indique en particulier si cet état est solide ou fluide. Le milieu que nous considérons étant l'atmosphère, nous sommes dans le cas d'un fluide simple, c'est-à-dire à 2 variables thermodynamiques indépendantes. On peut écrire une équation d'état, reliant l'énergie interne e à 2 variables thermodynamiques indépendantes, de la forme $e = (s, v)$ par exemple ; où s et $v = \rho^{-1}$ sont l'entropie et le volume spécifiques. En général, on ne connaît pas explicitement cette équation (sauf pour les gaz parfaits) ; mais on est capable, par certaines mesures, d'en atteindre une forme linéaire tangente. Par exemple, si on mesure la température et la pression, on atteint la différentielle première :

$$de = T ds - P dv \quad (4.6)$$

C'est l'équation de Gibbs où $T = \left(\frac{\partial e}{\partial s} \right)_v$ est la température absolue et $P = \left(\frac{\partial e}{\partial v} \right)_s$ la pression absolue.

Par ailleurs, compte tenu de cette équation, la conservation de l'énergie de (4.3) peut se réécrire en fonction de l'entropie :

$$T \rho \frac{ds}{dt} = \tau : D - \text{div } q + r \quad (4.7)$$

où $\tau = \sigma + P I$ est le tenseur des contraintes visqueuses (I étant le tenseur unité) et $D = \frac{1}{2} (\text{grad}(\bar{U}) + {}^T \text{grad}(\bar{U}))$ est le tenseur des taux de déformation (T désigne le transposé du tenseur considéré)

Pour un gaz parfait, l'équation d'état s'exprime de manière explicite par :

$$\frac{P}{\rho} = \frac{\gamma R T}{M} \quad (4.8)$$

où R est la constante des gaz parfaits ($R = 8,314 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mole}^{-1}$), M est la masse molaire (pour l'air, $M = 29 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mole}^{-1}$) et γ le rapport des chaleurs spécifiques ($\gamma = 1,4$ pour un gaz diatomique).

Lorsqu'on soumet un milieu continu à des sollicitations extérieures (mécaniques et/ou thermiques), il en résulte un changement de son mouvement et de son état thermodynamique. Ces changements diffèrent selon le milieu physique qu'on étudie. Les lois de comportement sont les lois qui régissent la réaction du milieu aux sollicitations extérieures, ainsi que l'ensemble des phénomènes de transport dont il est le siège : viscosité, conduction de la chaleur, etc...

La loi de comportement la plus générale d'un fluide newtonien [2], c'est-à-dire présentant une viscosité constante à une température donnée, quel que soit le taux de cisaillement, est :

$$\sigma = 2\mu D + (\lambda \text{Tr } D - P) I \quad (4.9)$$

μ et λ étant respectivement les premier et second coefficients de viscosité.

Leur dimension est $[M][L]^{-1}[T]^{-1}$. L'unité SI est le Poiseuille.

En remplaçant σ par son expression (4.9) dans l'équation de la conservation de la quantité de mouvement du système (4.5), et en utilisant l'identité : $\text{div}({}^T \text{grad } \bar{U}) = \text{grad}(\text{div } \bar{U})$, on obtient l'équation dite de Navier-Stokes (équation du mouvement pour un fluide newtonien) :

$$\rho \frac{d\bar{U}}{dt} = -\text{grad } P + \mu \Delta \bar{U} + (\lambda + \mu) \text{grad}(\text{div } \bar{U}) + \rho \bar{F} \quad (4.10)$$

où $\bar{F}$ est la densité volumique de force extérieure.

1.3 Cas de l'atmosphère stratifiée au repos

Dans l'atmosphère fixe, stationnaire et stratifiée du §2 du Chapitre III, les grandeurs caractéristiques ρ , P et T ne dépendent que de l'altitude z . Comme on ne prend pas en compte la présence du vent, on a $\vec{U} = \vec{U}_0 = \vec{0}$.

- L'équation de conservation de la masse (4.1) est vérifiée :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U}_0) = 0 \quad (4.11)$$

Nous considérons l'atmosphère au repos, les viscosités disparaissent et la loi de comportement du fluide newtonien (4.9) devient :

$$\sigma = -P \mathbf{I} \quad (4.12)$$

- L'équation de conservation de la quantité de mouvement exprimée par l'équation de Navier-Stokes (4.10) est alors appelée équation d'Euler :

$$\frac{d}{dt}(\rho \vec{U}_0) + \rho \vec{U}_0 \text{div} \vec{U}_0 = -\overrightarrow{\text{grad}} P + \rho \vec{F} \quad (4.13)$$

Le milieu étant supposé fixe et soumis à la seule force volumique de pesanteur, cette équation donne :

$$\vec{0} = -\overrightarrow{\text{grad}} P(z) + \rho(z) \vec{g}$$

$\vec{g}$ étant l'accélération déterminée par la force de pesanteur.

Notre axe des z étant orienté suivant la verticale ascendante, l'équation (4.10) se résume à son expression suivant l'axe des z :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho(z)g \quad (4.14)$$

- L'équation de conservation de l'énergie sous sa forme (4.7) conditionne le profil de température en fonction des espèces chimiques et des phénomènes complexes mis en jeu. Dans le cadre de l'atmosphère stratifiée au repos, nous négligeons tout phénomène dissipatif, l'équation (4.7) se résume alors à :

$$T\rho \frac{ds}{dt} = r \quad (4.15)$$

Le terme source de chaleur r peut être décomposé, dans le cas le plus général, en un terme d'origine externe r^e et un terme d'origine interne r^i (pouvant par exemple être dû au rayonnement ou à la relaxation thermique). Pour le terme d'origine externe, nous savons par exemple que l'absorption d'énergie solaire par les molécules d'ozone situées dans la

stratosphère (couche d'ozone entre 25 et 45 km d'altitude) est responsable du réchauffement qui y règne.

- Nous assimilons l'atmosphère au repos au gaz parfait. Son équation d'état est l'équation (4.8) :

$$\frac{P}{\rho} = \frac{\gamma R T}{M} = c_0^2 \quad (4.16)$$

pour une mole de gaz.

La grandeur c_0 possède la dimension d'une vitesse. Par la suite, on l'appellera célérité du son. L'atmosphère étant considérée comme stratifiée, au repos, ses grandeurs caractéristiques dépendent uniquement de z , c_0 dépend donc uniquement de l'altitude z .

2. LINEARISATION POUR UN FLUIDE PARFAIT INHOMOGENE

Dans l'atmosphère stratifiée, on a :

$$\begin{cases} \rho = \rho_0(z) \\ \vec{U} = \vec{U}_0(z) \\ P = P_0(z) \\ s = s_0(z) \end{cases} \quad (4.17)$$

où s est l'entropie spécifique du fluide.

Si on considère une perturbation acoustique dans l'atmosphère stratifiée, on peut écrire :

$$\begin{cases} \rho = \rho_0(z) + \rho_1(x, y, z, t) \\ \vec{U} = \vec{U}_0(z) + \vec{U}_1(x, y, z, t) \\ P = P_0(z) + P_1(x, y, z, t) \\ s = s_0(z) + s_1(x, y, z, t) \end{cases} \quad (4.18)$$

L'équation de conservation de la masse (4.11), est vérifiée :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{U} = 0 \quad (4.19)$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement (4.13) s'écrit :

$$\frac{d\vec{U}}{dt} + \frac{1}{\rho} \overrightarrow{\operatorname{grad} P} + \vec{g} = 0 \quad (4.20)$$

Sans oublier l'équation (4.14) : $\overrightarrow{\operatorname{grad} P_0} = -\rho_0 \vec{g}$.

Celle de l'énergie d'un fluide parfait :

$$\frac{ds}{dt} = 0 \quad (4.21)$$

L'équation d'état est :

$$P = P(\rho, s) \quad (4.22)$$

Linéarisons maintenant ces équations au premier ordre en séparant les grandeurs moyennes des grandeurs fluctuantes [34] comme décrit dans l'ouvrage de A.D. Pierce [35]

$$\frac{d\rho_1}{dt} + \vec{U}_1 \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \rho_0 + \rho_1 \text{div} \vec{U}_0 + \rho_0 \text{div} \vec{U}_1 = 0 \quad (4.23)$$

$$\frac{d\vec{U}_1}{dt} + (\vec{U}_1 \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) \vec{U}_0 + \frac{1}{\rho_0} \overrightarrow{\text{grad}} P_1 - \frac{\rho_1}{\rho_0^2} \overrightarrow{\text{grad}} P_0 = 0 \quad (4.24)$$

$$\frac{ds_1}{dt} + \vec{U}_1 \cdot \overrightarrow{\text{grad}} s_0 = 0 \quad (4.25)$$

$$P_1 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{s,0} \rho_1 + \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_{\rho,0} s_1 \quad (4.26)$$

Ce qui fait apparaître la célérité du son (4.16) en milieu hétérogène : $c_0^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{s,0}$.

Ici, $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{U}_0 \cdot \overrightarrow{\text{grad}})$ si cet opérateur est appliqué à un vecteur et

$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{U}_0 \cdot \overrightarrow{\text{grad}}$ s'il est appliqué à un scalaire.

L'équation (4.26) permet l'élimination de ρ_1 dans les équations (4.23) et (4.24). Concernant les premier et troisième termes de l'équation (4.23), la substitution donne :

$$c_0^2 \left(\frac{d\rho_1}{dt} + \rho_1 \text{div} \vec{U}_0 \right) = \frac{dP_1}{dt} - \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_{\rho,0} \frac{ds_1}{dt} + c_0^2 P_1 \text{div} \left(\frac{\vec{U}_0}{c_0^2} \right) - c_0^2 s_1 \text{div} \left(\frac{\vec{U}_0}{c_0^2} \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_{\rho,0} \right)$$

L'équation d'état (4.22) étant satisfaite dans le milieu ambiant, les gradients des variables d'ambiance P_0 , ρ_0 et s_0 vérifient également la relation (4.26):

$$\overrightarrow{\text{grad}} P_0 = c_0^2 \overrightarrow{\text{grad}} \rho_0 + \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_{\rho,0} \overrightarrow{\text{grad}} s_0$$

En remplaçant $\overrightarrow{\text{grad}} s_0$ dans l'équation de l'énergie linéarisée (4.25), on obtient :

$$- \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_{\rho,0} \frac{ds_1}{dt} = \vec{U}_1 \cdot \overrightarrow{\text{grad}} P_0 - c_0^2 \vec{U}_1 \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \rho_0 \quad (4.27)$$

En remplaçant ρ_1 par son expression déduite de (4.26) dans l'équation linéarisée de la quantité de mouvement (4.24) et en remplaçant les différents termes de l'équation de conservation de la masse (4.23) par leurs expressions détaillées ci-dessus, on obtient le système :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{U}_1}{dt} + \frac{1}{\rho_0} \overrightarrow{\text{grad}} P_1 &= -(\vec{U}_1 \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) \vec{U}_0 + \frac{1}{\rho_0^2 c_0^2} \left(P_1 - \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_{\rho,0} s_1 \right) \overrightarrow{\text{grad}} P_0 \\ \frac{dP_1}{dt} + \rho_0 c_0^2 \text{div} \vec{U}_1 &= -\vec{U}_1 \cdot \overrightarrow{\text{grad}} P_0 - c_0^2 P_1 \text{div} \left(\frac{\vec{U}_0}{c_0^2} \right) + s_1 c_0^2 \text{div} \left(\frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_{\rho,0} \vec{U}_0 \right) \end{aligned} \quad (4.28)$$

3. MILIEUX LENTEMENT VARIABLES

Dans le cadre d'un milieu lentement variable, les termes de second ordre des dérivées spatiales des variables ambiantes sont négligés. Comme détaillé dans [36], dans les équations (4.28), au premier membre, se trouve les termes associés à l'acoustique dans un fluide homogène. Par définition de la longueur d'onde acoustique, on a $\lambda_{ac} = c_0 T_{ac}$ où T_{ac} est la période de l'onde. La taille des hétérogénéités atmosphériques est définie par $L_{atm} = c_0 di/dc_0 = T/|grad T|$ où i est un indice muet d'espace.

Le milieu étant faiblement hétérogène, la taille des hétérogénéités atmosphériques L_{atm} (définie par $L_{atm} \approx 34$ km pour l'atmosphère standard) est grande devant la longueur acoustique λ_{ac} (que l'on peut supposer égale à 80 m au vu des très basses fréquences auxquelles nous allons être confronté). On est dans le cadre d'un milieu lentement variable, c'est-à-dire que le milieu varie peu sur une longueur d'onde, c'est-à-dire que dans chacune des directions, on a : $\lambda_{ac} \ll L_{atm}$ et si on pose $\varepsilon = \lambda_{ac}/L_{atm}$, $\varepsilon \ll 1$. Ce qui est équivalent à l'approximation haute fréquence où la fréquence acoustique est suffisamment élevée pour un milieu donné.

Dans ce cadre de milieu lentement variable, les termes du second membre de (4.28) sont donc au moins d'ordre ε par rapport aux termes du premier membre

Toutefois par la définition de s_1 de l'équation (4.27), s_1 est elle-même d'ordre ε . Par conséquent, les termes $\left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_{\rho,0} \frac{s_1}{\rho_0^2 c_0^2} \overrightarrow{\text{grad}} P_0$ et $s_1 c_0^2 \text{div} \left(\frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_{\rho,0} \vec{U}_0 \right)$ des équations (4.28) sont d'ordre ε^2 et donc négligeables.

On obtient alors le système d'équations décrivant les perturbations acoustiques dans un milieu lentement variable:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{U}_1}{dt} + \frac{1}{\rho_0} \overrightarrow{\text{grad}} P_1 &= -(\vec{U}_1 \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) \vec{U}_0 + \frac{P_1}{\rho_0^2 c_0^2} \overrightarrow{\text{grad}} P_0 \\ \frac{dP_1}{dt} + \rho_0 c_0^2 \text{div} \vec{U}_1 &= -\vec{U}_1 \cdot \overrightarrow{\text{grad}} P_0 - c_0^2 P_1 \text{div} \left(\frac{\vec{U}_0}{c_0^2} \right) \end{aligned} \quad (4.29)$$

Comme remarqué dans [36], au premier membre, se trouvent les termes usuels de l'acoustique en fluide homogène et au second membre les termes qui proviennent de l'hétérogénéité du milieu. Comme nous venons de le voir, le milieu étant faiblement

hétérogène, les termes du second membre sont petits (d'ordre ε) par rapport à ceux du premier ordre (d'ordre 1). Localement, l'influence de la stratification est faible.

Cherchons une solution du système (4.29) sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \vec{U}_1 \\ \vec{P}_1 \end{pmatrix} = \vec{A} e^{i\Phi/\varepsilon}$$

$$\text{avec } \vec{A} = \vec{A}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}, \mathbf{t}) = \begin{pmatrix} \mathbf{v}_1 \\ \mathbf{v}_2 \\ \mathbf{v}_3 \\ \mathbf{v} \end{pmatrix}, \varepsilon = \lambda_{ac}/L_{atm} \ll 1$$

En gardant les termes prépondérants, le système (4.28) s'écrit :

$$\begin{aligned} & \frac{i}{\varepsilon} \left[\left(\frac{d\Phi}{dt} \right) \mathbf{v}_1 + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \mathbf{v} \right] \\ & \frac{i}{\varepsilon} \left[\left(\frac{d\Phi}{dt} \right) \mathbf{v}_2 + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \mathbf{v} \right] \\ & \frac{i}{\varepsilon} \left[\left(\frac{d\Phi}{dt} \right) \mathbf{v}_3 + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \mathbf{v} \right] \\ & \frac{i}{\varepsilon} \left[\left(\frac{d\Phi}{dt} \right) \mathbf{v} + \rho_0 c_0^2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \mathbf{v}_1 + \rho_0 c_0^2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \mathbf{v}_2 + \rho_0 c_0^2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \mathbf{v}_3 \right] \end{aligned} = \vec{0}$$

ce qui revient à résoudre le système matriciel suivant :

$$\begin{pmatrix} \frac{d\Phi}{dt} & 0 & 0 & \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ 0 & \frac{d\Phi}{dt} & 0 & \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \\ 0 & 0 & \frac{d\Phi}{dt} & \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \\ \rho_0 c_0^2 \frac{\partial \Phi}{\partial x} & \rho_0 c_0^2 \frac{\partial \Phi}{\partial y} & \rho_0 c_0^2 \frac{\partial \Phi}{\partial z} & \frac{d\Phi}{dt} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{v}_1 \\ \mathbf{v}_2 \\ \mathbf{v}_3 \\ \mathbf{v} \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (4.30)$$

Ce système admet une solution non nulle si et seulement si son déterminant est nul, c'est-à-dire si on a :

$$\frac{d\Phi}{dt} \left[\left(\frac{d\Phi}{dt} \right)^2 - c_0^2 \left(\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right) \right] = 0$$

On reconnaît l'identité remarquable:

$$\frac{d\phi}{dt} \left(\frac{d\phi}{dt} - c_0 \sqrt{\left(\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2} \right) \right) \left(\frac{d\phi}{dt} + c_0 \sqrt{\left(\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2} \right) \right) = 0$$

Le facteur $\frac{d\phi}{dt}$ correspond au tourbillon. Ce qui va nous intéresser par la suite sont les deux autres facteurs correspondant à la propagation de l'onde progressive et de l'onde régressive. L'onde sera progressive si le son va dans le même sens que le vent et régressive si elle va dans le sens contraire.

Cette équation sur la phase ϕ est appelée équation eikonale :

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{U}_0 \cdot \overrightarrow{\text{grad } \phi} \right)^2 - c_0^2 \left| \overrightarrow{\text{grad } \phi} \right|^2 = 0 \quad (4.31)$$

4. METHODE DES RAYONS

Les considérations générales énoncées ci-dessous reprennent principalement les développements des références [37] et [38].

La méthode des rayons est une description lagrangienne de la propagation acoustique. Elle consiste à suivre au cours du temps les déplacements des points d'une surface d'onde (ou surface isophase). La trajectoire d'un point à partir de la source est appelée rayon acoustique. Le calcul de la pression acoustique sur une surface donnée est effectué soit en considérant le transport de l'énergie acoustique par un tube de rayons, soit par la méthode plus réaliste des faisceaux gaussiens axés sur chaque rayon (répartition spatiale de l'énergie autour du rayon).

Le calcul des trajectoires des rayons acoustiques repose sur les hypothèses de l'acoustique géométrique, à savoir :

- le milieu propagatif est faiblement inhomogène,
- les effets de diffraction sont négligeables.

L'approximation de l'acoustique géométrique consiste à assimiler l'onde sonore à une onde plane dans une petite région de l'espace (ou durant un court espace de temps), la longueur d'onde étant faible devant l'échelle de variation spatiale de la vitesse et de la température (ou la période faible devant leur échelle de variation temporelle).

Par analogie avec l'onde plane, nous définissons le vecteur d'onde local $\vec{k}$ et la pulsation locale ω en fonction de la phase ϕ , fonction réelle de l'espace et du temps :

$$\begin{aligned} \vec{k}(\vec{r}, t) &= -\overrightarrow{\text{grad } \phi} \\ \omega(\vec{r}, t) &= \Omega(\vec{r}, \vec{k}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \phi \end{aligned} \quad (4.32)$$

On note $\mathbf{k} = \|\vec{k}\|$ le vecteur d'onde perpendiculaire à la surface isophase (Φ) représentée sur la figure 4.1 et on définit le vecteur normal à cette surface :

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}}{k} \quad (4.33)$$

Par définition, le vecteur d'onde local et la pulsation locale vérifient l'équation eikonale (4.31):

$$k^2 c_0^2 - (\omega - \vec{k} \cdot \vec{U}_0)^2 = 0 \quad (4.34)$$

Du fait de la relation liant pulsation ω , nombre d'onde k et célérité dans un milieu au repos, il n'y a pas d'ambiguïté sur le signe et la relation de dispersion caractéristique de l'acoustique géométrique, s'écrit:

$$\omega = \vec{k} \cdot (\vec{c}_0 \vec{n} + \vec{U}_0) \quad (4.35)$$

et fait apparaître la vitesse de groupe, ou célérité apparente de l'onde sonore :

$$\vec{c}_g = \vec{U}_0 + c_0 \frac{\vec{k}}{k}$$

Le vecteur $\vec{c}_g$ définit donc le déplacement d'un point M de phase constante :

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{c}_g = \vec{U}_0 + c_0 \frac{\vec{k}}{k} \quad (4.36)$$

et la direction de la tangente au rayon acoustique en ce point.

Les équations (4.32) donnent immédiatement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \vec{k} + \overrightarrow{\text{grad}} \omega &= \vec{0} & (a) \\ \overrightarrow{\text{rot}} \vec{k} &= \vec{0} & (b) \end{aligned} \quad (4.37)$$

Le report de l'expression de la pulsation locale (4.32) permet d'écrire la ième composante de l'équation (a) de (4.37) comme suit :

$$\frac{\partial k_i}{\partial t} + \sum_j \frac{\partial \Omega}{\partial k_j} \frac{\partial k_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \Omega}{\partial x_i} = 0 \quad (4.38)$$

Or d'après l'équation (b) de (4.37), on a :

$$\frac{\partial k_j}{\partial x_i} = \frac{\partial k_i}{\partial x_j} \quad (4.39)$$

D'où :

$$\frac{\partial \vec{k}}{\partial t} + \sum_j \frac{\partial \Omega}{\partial k_j} \frac{\partial \vec{k}}{\partial x_j} = - \overrightarrow{\text{grad}} \Omega \quad (4.40)$$

Posons :

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{c}_g \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \quad \text{avec} \quad \vec{c}_g = \begin{pmatrix} \frac{\partial \Omega}{\partial k_1} \\ \frac{\partial \Omega}{\partial k_2} \\ \frac{\partial \Omega}{\partial k_3} \end{pmatrix} \quad (4.41)$$

Au vu de la relation de dispersion (4.35), l'équation (4.40) s'écrit :

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = -k \overrightarrow{\text{grad}} c_0 - \sum_i k_i \overrightarrow{\text{grad}} U_0^i \quad (4.42)$$

Le système formé par (4.36) et (4.42) est résolu simplement en fixant des conditions initiales $(\vec{V}_0, \vec{k}_0)$ et un pas de temps Δt .

En réalité, l'introduction implicite d'une fréquence source $\omega_0 = k_0 c_0$ n'a aucune influence sur la trajectoire. Comme on le montre dans la référence [38], avec $\vec{n} = \frac{\vec{k}}{k}$ le vecteur normal à la surface isophase, l'équation (4.36) peut aussi bien s'écrire :

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{U}_0 + c_0 \vec{n} \quad (4.43)$$

La dérivée temporelle du vecteur normal à la surface isophase vérifie :

$$\frac{d\vec{n}}{dt} = \frac{1}{k} \frac{d\vec{k}}{dt} + \vec{k} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{k} \right) = \frac{1}{k} \frac{d\vec{k}}{dt} - \frac{\vec{n}}{k} \frac{dk}{dt}$$

Or

$$\frac{1}{k} \frac{dk}{dt} = \frac{1}{k} \frac{d(\vec{k} \cdot \vec{n})}{dt} = \frac{\vec{n}}{k} \frac{d\vec{k}}{dt} + \frac{\vec{k}}{k} \frac{d\vec{n}}{dt}$$

la norme de $\vec{n}$ ne variant pas, le dernier terme du second membre de l'expression précédente est nul et l'équation (4.42) peut s'écrire :

$$\frac{d\vec{n}}{dt} = - \overrightarrow{\text{grad}} c_0 - \sum_i n_i \overrightarrow{\text{grad}} U_0^i + \vec{n} \left[\vec{n} \cdot \left(\overrightarrow{\text{grad}} c_0 + \sum_i n_i \overrightarrow{\text{grad}} U_0^i \right) \right] \quad (4.44)$$

et il est clair que, comme dans la loi de Snell, la fréquence de l'onde n'intervient plus, sinon dans les phénomènes autres que la réfraction proprement dite. La résolution du système

vectériel fournit les lignes caractéristiques de l'équation de dispersion (4.35), d'où le nom de la méthode. La "méthode des caractéristiques" ne constitue en fait qu'une généralisation de la loi de Snell écrite sous la forme :

$$\frac{c}{\sin i} + V = C^{te} \quad (4.45)$$

la célérité du son et la vitesse du fluide variant continûment le long de la trajectoire du rayon.

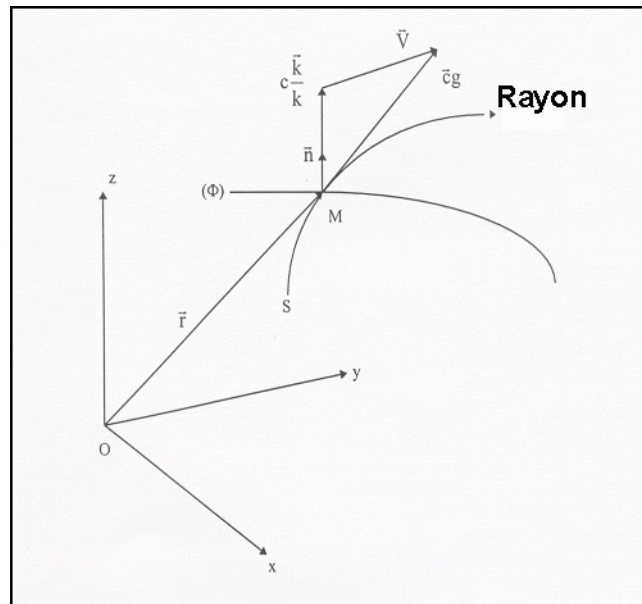


Figure 4.1 – Notations concernant la méthode des caractéristiques

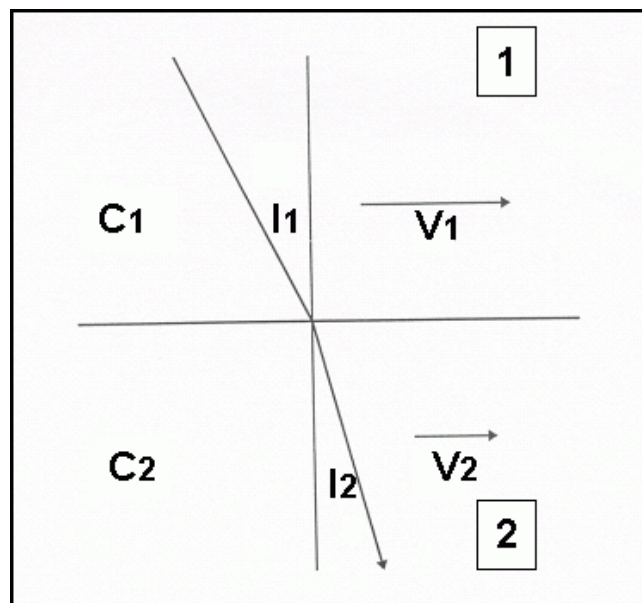


Figure 4.2 – Réfraction à l'interface de deux milieux en mouvement

Effectivement, un exemple simple d'application de la méthode des caractéristiques est la loi de Snell-Descartes pour deux milieux adjacents en mouvement :

$$\frac{c_1}{\sin i_1} + V_1 = \frac{c_2}{\sin i_2} + V_2 \quad (4.46)$$

où c et V sont la célérité du son et la vitesse relatives au milieu 1 ou 2, et i l'angle d'incidence par rapport à l'interface des deux milieux (figure 4.2).

La célérité joue ici le rôle d'un indice de réfraction. Il faut noter qu'en Optique, celle-ci est liée à la fréquence de la radiation, alors qu'en Acoustique la dépendance entre célérité et fréquence, du fait de l'absorption moléculaire, ne joue que faiblement [39].

La loi de Snell permet de mettre en évidence les phénomènes de zone de silence et de réflexion totale. Remarquons que l'angle d'incidence i ne concerne pas la direction du rayon acoustique mais celle du vecteur d'onde $\vec{k}$, contrairement à l'assimilation souvent faite (l'erreur commise est toutefois minime en termes de déviation).

Le fluide concernant notre étude, l'atmosphère stratifiée, milieu lentement variable en mouvement est caractérisé par :

$$\begin{cases} \rho = \rho_0(z) + \rho_1(x, y, z, t) \\ \vec{U} = \begin{pmatrix} U_0^x(z) \\ U_0^y(z) \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} U_1^x(x, y, z, t) \\ U_1^y(x, y, z, t) \\ U_1^z(x, y, z, t) \end{pmatrix} \\ P = P_0(z) + P_1(x, y, z, t) \\ s = s_0(z) + s_1(x, y, z, t) \end{cases} \quad (4.47)$$

Les équations que nous avons retenues dans le code de propagation SIMOUN3D propageant le bang sonique à travers le milieu caractérisé par (4.47) sont les suivantes:

$$\begin{aligned} \frac{dr_x}{dt} &= U_0^x + c_0 \frac{k_x}{\|\vec{k}\|} \\ \frac{dr_y}{dt} &= U_0^y + c_0 \frac{k_y}{\|\vec{k}\|} \\ \frac{dr_z}{dt} &= c_0 \frac{k_z}{\|\vec{k}\|} \end{aligned} \quad (4.48)$$

pour les composantes du rayon vecteur $\vec{r}$. Pour le vecteur d'onde $\vec{k}$, ces équations s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{dk_x}{dt} &= 0 \\ \frac{dk_y}{dt} &= 0 \\ \frac{dk_z}{dt} &= - \left(\|\vec{k}\| \frac{dc_0}{dz} + \frac{dU_0^x}{dz} k_x + \frac{dU_0^y}{dz} k_y \right) \end{aligned} \quad (4.49)$$

Dans le cadre de notre étude, la vitesse du milieu $\vec{U}_0(\mathbf{z})$ est la vitesse du vent

$\vec{V} \begin{pmatrix} \mathbf{V}_x(\mathbf{z}) \\ \mathbf{V}_y(\mathbf{z}) \\ \mathbf{0} \end{pmatrix}$. L'atmosphère étant considérée stratifiée, les composante aéorologiques dans un

plan horizontal sont invariantes : les gradients horizontaux de vitesse du vent $\vec{V}(\mathbf{z})$ et de célérité du son $\mathbf{c}_0(\mathbf{z})$ sont donc nuls et n'interviennent donc pas dans les deux premières composantes du vecteur d'onde. Comme nous le repréciserons dans le Chapitre VI, nous avons considéré que les variations lentes des gradients horizontaux de vent et de température entre deux zones météorologiques pouvaient être omises dans la suite de la thèse (Chapitre VII et suivants).

CHAPITRE V

ASPECTS HISTORIQUES ET THEORIQUES DU BANG SONIQUE

L'apparition, avec les premiers avions supersoniques, des détonations qui traduisaient au sol le "franchissement du mur du son" fut une surprise, et ce phénomène considéré comme nouveau. Mais en réalité il n'était pas différent, dans sa nature, des phénomènes déjà observés de longue date autour des projectiles. En effet, les premiers travaux sur l'onde balistique furent menés avant 1900 et lors de la Première Guerre Mondiale, notamment en Autriche par Ernst Mach, et en France par Ernest Esclangon [4]. Les études portant sur le sillage supersonique des projectiles de petit calibre ont repris après la Seconde Guerre Mondiale avec Du Mond et al. aux U.S.A. [40]. Ce sillage est caractérisé par deux cônes de choc de pentes α différentes reliées à la vitesse normale du choc c et à la vitesse V du mobile (figure 5.1) de la manière suivante :

$$\sin \alpha = \frac{c}{V} \quad (5.1)$$

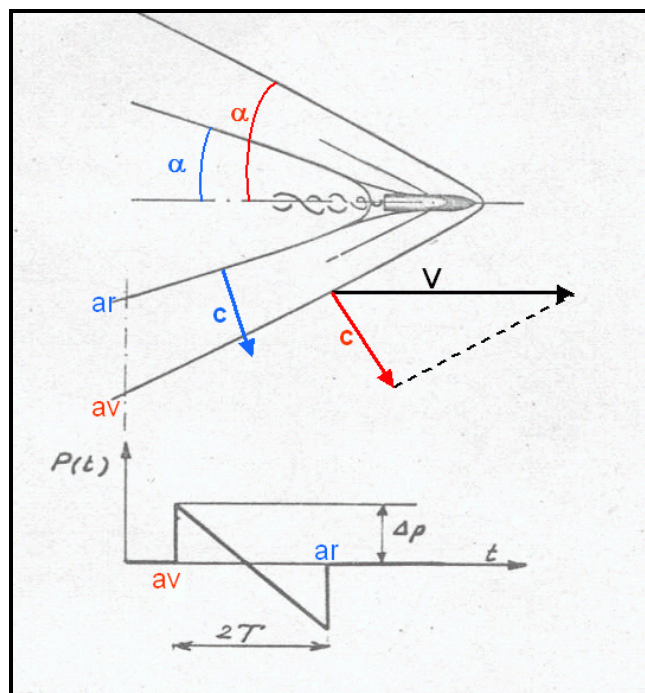


Figure 5.1 – Sillage supersonique et onde en N (d'après [45])

Nous allons voir dans ce chapitre comment le champ de pression au voisinage du profil élancé, de section variable, de la figure 5.1 ainsi que son sillage ont été modélisés pour une vitesse V supersonique. La propagation non linéaire de ce champ source est à l'origine de l'onde de choc enregistrée loin du mobile (jusqu'à une distance de l'ordre de 1000 diamètres), appelée onde en N du fait de l'allure caractéristique de son signal de pression spatio-temporel (Figure 5.1, en bas). Effectivement, l'onde de choc avant **av** crée une compression, la

surpression locale est alors ΔP suivie d'une détente lente d'une durée $2T$ jusqu'à une valeur inférieure à la pression atmosphérique, puis le milieu subit de nouveau une rapide compression due à l'onde de choc arrière ΔP jusqu'à atteindre la pression atmosphérique.

1. CALCUL DU CHAMP SOURCE

La présence d'un corps élané axisymétrique supersonique dans une atmosphère considérée comme uniforme génère un champ acoustique cylindrique. La théorie de Whitham [41] décrit, à l'aide d'une formulation semi-empirique, le développement de ce champ de pression à partir du corps axisymétrique profilé de la figure 5.2. A une distance donnée R de la trajectoire, le maximum de pression à L , abscisse adimensionnée par la longueur de référence du corps axisymétrique considéré est donnée par :

$$\frac{\Delta P_{(L)}}{P_0} = \frac{\gamma}{R^{1/2}} \frac{M^2}{\left(2\sqrt{M^2 - 1}\right)^{1/2}} F(L) \quad (5.2)$$

où M est le nombre de Mach égal à V/c_0 .

Sur la figure 5.2 est représentée la fonction $F(y)$ appelée "fonction de Whitham" du corps, ΔP est l'amplitude de l'onde de choc avant, $y_0 = E$ est la distance entre la pointe du corps et le premier retour à la pression ambiante P_0 . La fonction $F(y)$ s'exprime analytiquement par :

$$F(y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^y \frac{S''(x)}{\sqrt{y-x}} dx \quad (5.3)$$

où $S(x)$ est la surface de la section droite du corps à l'abscisse x .

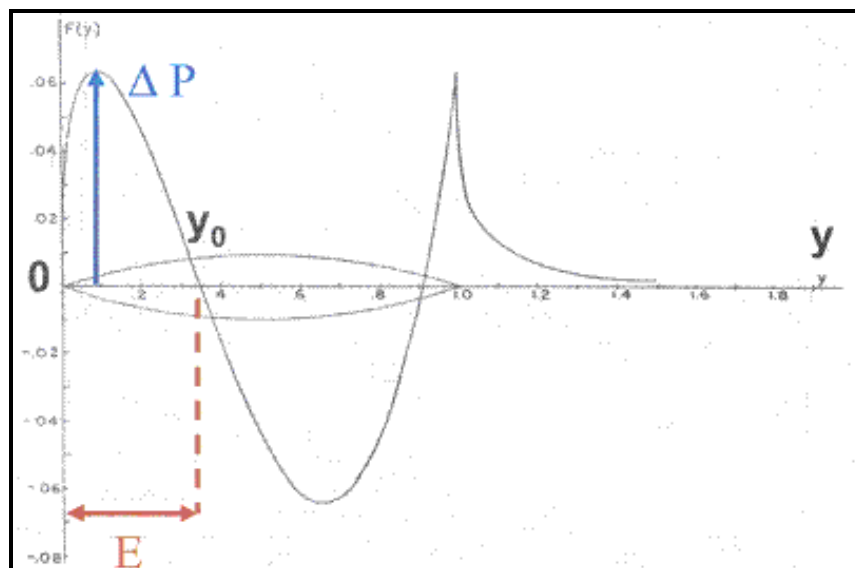


Figure 5.2 – Fonction de Whitham $F(y)$ pour un corps axisymétrique

Si cette loi $S(x)$ est remplacée par une loi des aires équivalente reflétant la géométrie du corps selon l'axe de la trajectoire, ces expressions peuvent être étendues à un corps non-axisymétrique [42].

L'étude de Whitham fut élargie par la suite à un corps avec portance par Walkden [43]. Cette modélisation du champ de pression est une théorie linéarisée, valable pour un corps élancé. Selon cette théorie, l'avion est remplacé par son "squelette" sur lequel sont distribués des flux de masse et des densités de forces résultant, d'une part, des masses d'air mises en mouvement par l'avion lorsqu'il se déplace, d'autre part, des forces liées à la portance de l'avion. Le champ acoustique est alors décrit par une équation des ondes, avec des termes sources linéiques (pour le fuselage) et surfaciques (pour la voilure) représentant l'avion. L'équation peut être résolue par la méthode des potentiels retardés. A une envergure environ de l'avion, on montre que le champ acoustique se propage le long de rayons acoustiques normaux au cône de Mach, la signature temporelle résultant de la fonction de Whitham $F(y)$. Le champ source est défini par la fonction de Whitham dans le cas d'un vol supersonique. Par contre cette théorie n'est pas adaptée pour les vols transsoniques et hypersoniques pour lesquels il faut résoudre les équations d'Euler.

2. PROPAGATION NON LINEAIRE

Lors de sa propagation, comme l'illustre la figure 5.3, le champ de pression se déforme au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'avion et tend vers le schéma simple suivant : un saut brutal de pression suivi d'une décroissance sensiblement linéaire et d'un deuxième saut ramenant la pression à la pression ambiante, ce que l'on appelle l'onde en N décrite dans l'introduction. Près de l'avion, on a un signal complexe dont les fronts se raidissent du fait des effets non linéaires liés au choc, qui se traduisent par une surpression et donc une température et une célérité supérieures à celles des conditions ambiantes [44-46]. Ces effets de non-linéarité sont faibles mais sur des longues distances, ils deviennent non négligeables (alors que l'atténuation spatiale classique est linéaire, celle des effets non linéaires suit une loi logarithmique). R désignant la distance à la trajectoire, la décroissance expérimentale du front de pression ΔP est en $R^{-3/4}$, alors que l'allongement spatial E de l'onde en N croît en $R^{1/4}$. Sous l'hypothèse d'atmosphère homogène, ΔP et E s'expriment de la manière suivante :

$$\frac{\Delta P}{P_0} = 2^{1/4} \gamma (\gamma + 1)^{-1/2} (M^2 - 1)^{1/8} \left[\int_0^{y_0} F(y) dy \right]^{1/2} R^{-3/4} \quad (5.4)$$

$$E = 2^{1/4} (\gamma + 1)^{1/2} M^2 (M^2 - 1)^{-3/8} \left[\int_0^{y_0} F(y) dy \right]^{1/2} R^{1/4} \quad (5.5)$$

La loi de décroissance de pression tend vers R^{-1} près du mobile, et vers $R^{-1/2}$ à l'infini quand les effets non linéaires deviennent négligeables. Cette loi en $R^{-1/2}$, inhabituelle en acoustique, est simplement due au fait que sur un cône de choc une surface iso-énergie (S) est un tronc de cône de hauteur h constante, qui varie linéairement quand son rayon de base R augmente, comme nous le voyons sur la figure 5.4.

En terme de distance, l'onde en N "pure" apparaît à dix ou vingt kilomètres de l'aéronef. L'onde sonore va ensuite continuer à être modifiée par des effets dissipatifs et

dispersifs. La dissipation des effets non linéaires, jointe aux effets classiques de l'absorption atmosphérique, se traduit par la disparition des hautes fréquences et donc l'effondrement progressif des fronts de choc. C'est ce qu'illustre le dernier dessin de la figure 5.3.

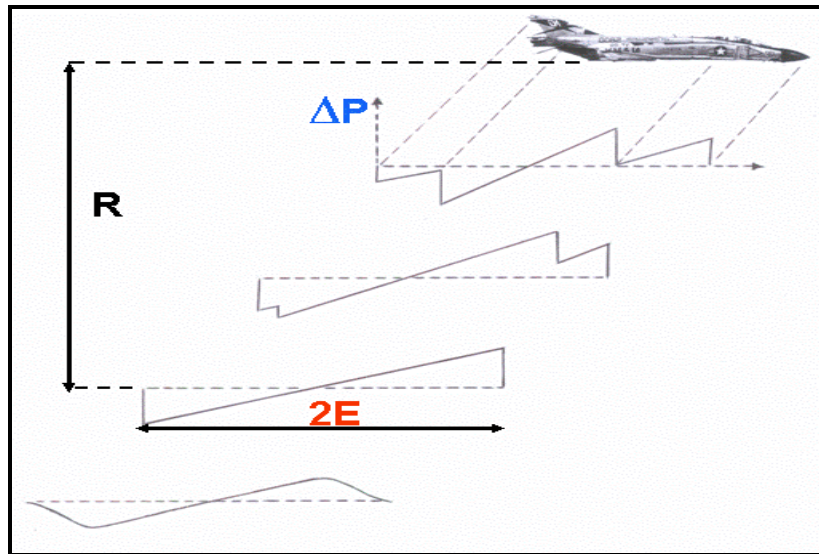


Figure 5.3 – Formation et propagation de la signature de pression d'un aéronef

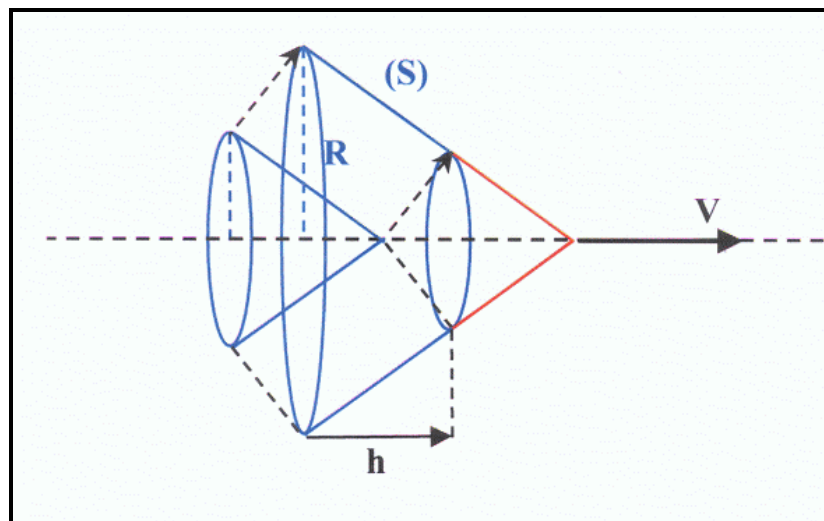


Figure 5.4 – Développement d'une surface iso-énergie S de hauteur h

A distance du mobile (vers 100 diamètres), le premier retour à la pression ambiante a lieu vers le milieu du corps, ainsi la durée ΔT de l'onde en N est donnée par :

$$\Delta T \approx 2 E / V \quad (5.6)$$

Il est intéressant de remarquer que les relations (5.4), (5.5), et (5.6) combinées conduisent à une relation simple liant amplitude ΔP et période ΔT de l'onde en N :

$$\frac{\Delta T}{2} = \frac{\Delta P}{P_0} \frac{\gamma + 1}{\gamma c_0} \frac{M}{\sqrt{M^2 - 1}} R \quad (5.7)$$

3. RETOMBÉES DU BANG SONIQUE

L'étude de la propagation du bang sonique de l'avion jusqu'au sol est assurée par le biais de l'acoustique géométrique. Cette théorie approchée fut adaptée à l'étude du bang sonique par Hayes, cette modélisation est toujours utilisée aux U.S.A. [47]. C'est une méthode asymptotique (formellement valable en haute fréquence) qui suppose que les perturbations acoustiques émises par l'avion se propagent le long de rayons acoustiques dont la direction initiale est perpendiculaire au cône de choc. Les rayons subissent l'influence de la réfraction atmosphérique causée par les gradients verticaux de température et de vent et leur propagation répond au principe de Fermat [48]. Tout au long de la propagation de ces perturbations acoustiques, les effets non-linéaires indissociables du bang sonique sont pris en compte en corrigeant la célérité du son de la surpression locale instantanée par la formule:

$$c \approx c_0 \left(1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{\Delta P}{P_0} \right) \quad (5.8)$$

Nous allons à présent nous pencher sur les lieux géométriques de la retombée au sol du bang sonique [44]. Lorsque l'avion de vitesse V se trouve en un point donné de l'espace où la vitesse du son est c_0 , il émet des perturbations dans toutes les directions ; mais nous venons de voir précédemment que les perturbations émises dans les directions perpendiculaires au cône de choc, c'est à dire faisant avec la vitesse un angle $\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha$ tel que $\cos \beta = \frac{1}{M}$ sont les seules à créer une discontinuité de pression. Nous sommes donc amenés à ne considérer que les perturbations se propageant le long de rayons sonores dits rayons caractéristiques qui, à l'instant d'émission, sont situés sur un cône axé sur la trajectoire et de demi-angle au sommet β .

Un rayon caractéristique, comme tout rayon sonore, se propage en suivant le trajet de temps minimum [48]. Cette trajectoire de temps minimum est connue sous le nom de brachystochrone. En atmosphère standard, température et célérité du son ne dépendant que de l'altitude z , les rayons sonores restent dans leur plan vertical d'émission. Au dessous de 11 km d'altitude, le gradient de température et donc de célérité du son étant constant, le rayon se propage suivant une trajectoire en arches de cycloïde [44].

Sur la figure 5.5, nous voyons la formation des courbes de discontinuité de pression au sol à partir des rayons caractéristiques. On se trouve ici dans la configuration de "super bang" où le sol est tangent à la caustique (rayons sonores en incidence rasante) au-dessous de laquelle le bang n'est plus audible.

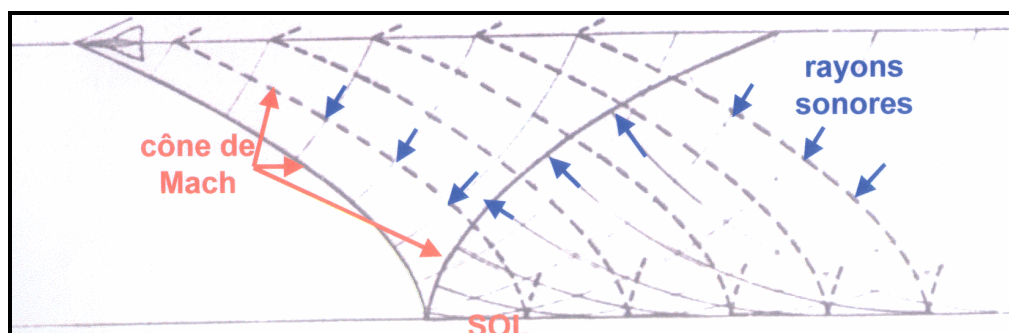


Figure 5.5 – Cône de choc et trace au sol

Il est à remarquer que le cône de choc avançant à la vitesse de l'avion, cette vitesse ne peut pas dépasser la célérité du son au niveau du sol si les rayons sonores sont rasants à la verticale de la trajectoire. De ce fait, la faible ouverture du cône de Mach de la figure 5.5 qui suggère une vitesse largement supersonique n'est pas réaliste, à moins d'admettre que le dessin soit situé dans un plan oblique par rapport au plan vertical passant par la trajectoire.

Sur la figure 5.6, nous voyons la trace au sol de la discontinuité de pression calculée dans l'hypothèse "école" d'une atmosphère homogène, tous les rayons sonores émis du même point arrivant au sol à des instants différents du fait de trajectoires de longueurs différentes (courbe iso-émission). Comme détaillé dans la référence [44], la ligne de discontinuité, courbe iso-réception (même instant de réception du son) en vert sur la figure, peut être obtenue par "translation temporelle" à la vitesse de l'avion de la courbe iso-émission (même instant d'émission du son), en rouge sur la figure. D'un point de vue physique, la courbe iso-réception est la trace au sol du cône de Mach qui délimite la "carpettes primaire", zone où le bang sonique direct est perçu.

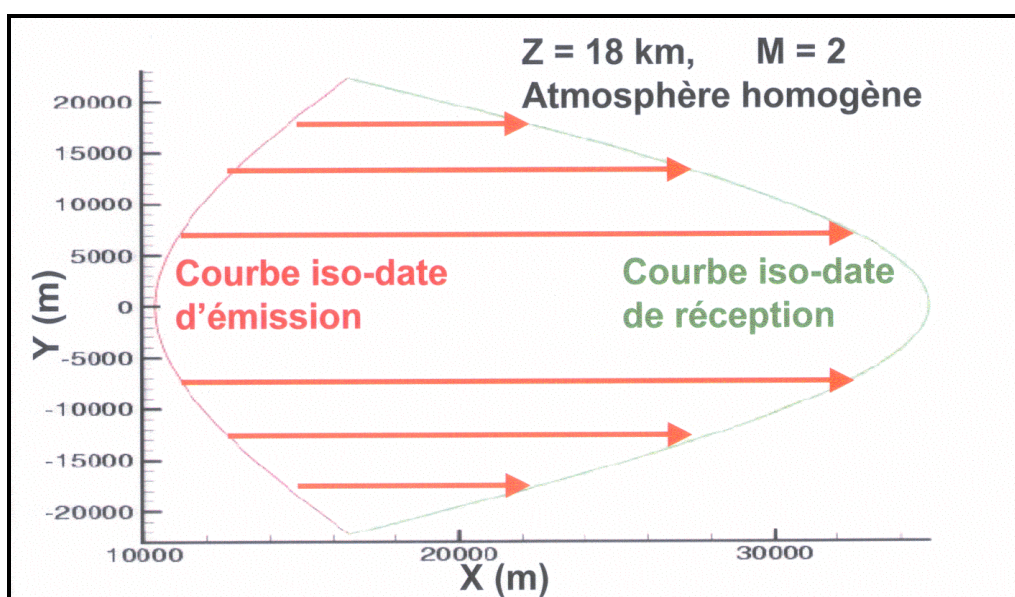


Figure 5.6 – Courbes iso-date d'émission et iso-date de réception

4. MODELES DE CALCUL DE L'ONDE EN N

4.1 Simulation du bang sonique

Comment obtient-on cette signature caractéristique de pression qu'est l'onde en N ?

Comme mentionné dans le paragraphe 3, le bang sonique et sa propagation, en prenant en compte les effets non-linéaires, ont été modélisés par Hayes [47], entre autre pour un corps de révolution sans portance en atmosphère standard (code ARAP). Le code ARAP a été validé à l'ONERA par rapport à des mesures de bang sonique effectuées à Istres en mai 1971 avec le prototype 001 de Concorde [49]. La portance de l'avion était prise en compte par l'intermédiaire d'une fonction de Whitham adaptée.

Par la suite, le code a été complété par un module prenant spécifiquement en compte les effets de portance et par des aménagements concernant les entrées-sorties. Le code numérique correspondant TRAPS de Taylor [50] se réfère au modèle suivant :

- restitution des fronts de choc grâce au modèle de Whitham,
- acoustique géométrique (propagation par la méthode des rayons),
- atmosphère standard ou réelle stratifiée horizontalement.

A partir d'une fonction de Whitham programmée qui correspond au profil de pression le long du mobile (considéré en fait comme une source linéique), le code calcule les vitesses de propagation locales et en déduit le processus de formation des fronts et l'évolution spatio-temporelle de l'onde en N. La propagation de l'onde dans une direction donnée est calculée à partir d'un rayon central unique, son amplitude par la méthode des tubes de rayons, compte tenu de la dissipation thermique liée aux effets non linéaires. Les formules semi-empiriques de Du Mond-Whitham citées dans les paragraphes précédents ne sont pas utilisées de façon explicite, mais ont probablement été utilisées pour adapter et valider le code.

Le code TRAPS utilisé à l'ONERA, validé en 1991 par C. Lecomte [51], permet de calculer le tapis sonore au niveau du sol pour un mobile de vitesse et de trajectoire quelconques. Dans la version du code TRAPS modifiée par l'ONERA [52], la fonction de Whitham peut être remplacée par un profil de pression calculé à faible distance du mobile ou de l'aéronef à l'aide d'un code de mécanique des fluides. A ce propos, de nombreuses études ont été et sont toujours consacrées aux techniques de raccord entre le champ proche aérodynamique, maintenant usuellement calculé par CFD, et l'acoustique géométrique [53].

Dans le cadre de cette étude, nous nous sommes penchés sur la signature acoustique créée par un mobile supersonique. Le champ proche d'un corps bi-ogival de longueur $L = 10$ m, de diamètre maximal $D = 2$ m, en vol stationnaire à Mach 2 et à 15 km d'altitude, a été étudié à l'aide du code de mécanique des fluides elsA (Ensemble Logiciel de Simulation en Aérodynamique) de l'ONERA. Le code a résolu les équations d'Euler sur le maillage de la figure 5.7 et nous voyons en figure 5.8 le profil de pression obtenu à deux longueurs de fuselage. Ce profil de pression a servi ensuite de donnée d'entrée pour un code de propagation à longue distance: le code TRAPS (Tracing Rays and Aging Pressure Signatures) de la NASA, tenant compte des aspects non linéaires et basé en ce qui concerne les aspects cinématiques sur la méthode des rayons. Le code disponible à l'ONERA est dérivé du code U.S. d'origine [50]. Dans ce code, lui-même inspiré du premier code NASA de Hayes [47], Taylor a étendu la fonction de Whitham à un corps avec portance (avion). Le code TRAPS applique donc le modèle de Whitham [42] en propageant le signal dans une atmosphère réelle avec gradients de vent et de température. Le phénomène d'absorption atmosphérique est pris en compte dans les coefficients empiriques des équations régissant la loi de pression. Ce code peut prendre en compte les réflexions au sol et calcule la réfraction au niveau des différentes couches atmosphériques. Dans notre cas, une légère modification a été apportée afin de ne pas prendre en compte la réflexion au sol et donc de visualiser l'évolution de l'onde en N lors de la propagation atmosphérique.

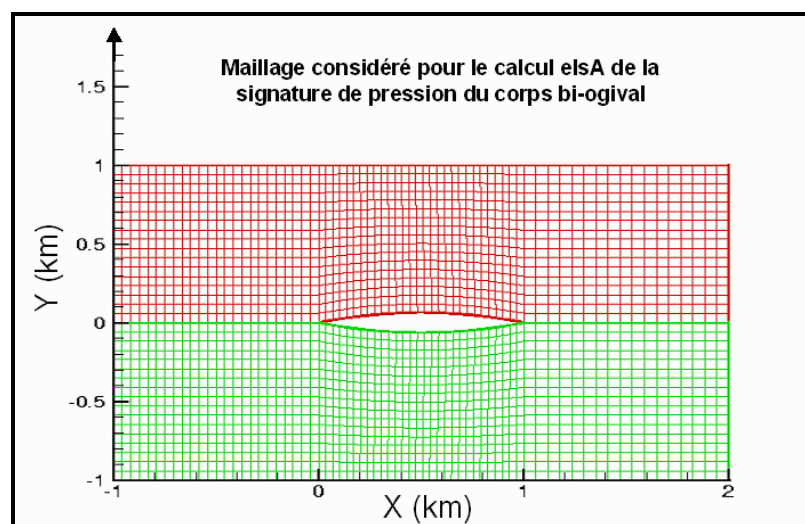


Figure 5.7 – Maillage cartésien autour d'un profil biconvexe axisymétrique

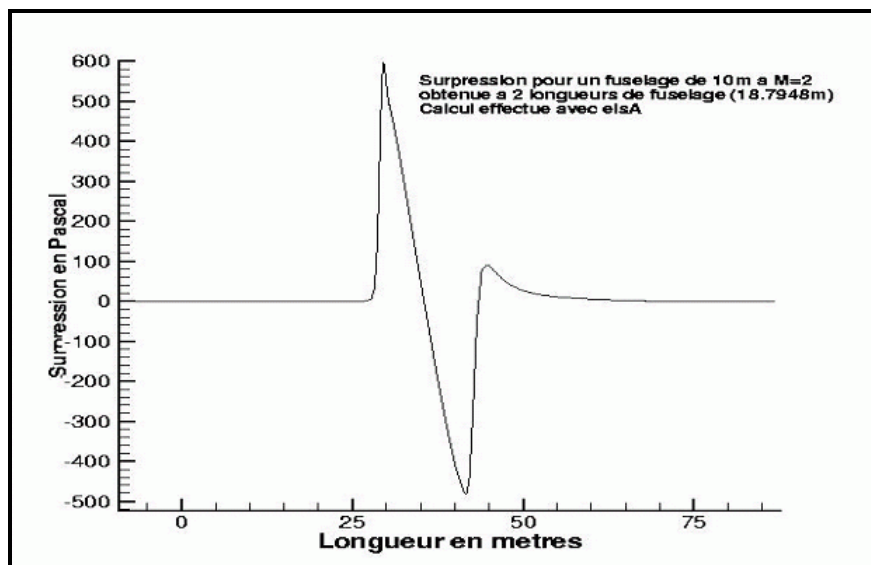


Figure 5.8 – Profil de pression (Pa) obtenu par calcul elsA

La figure 5.9 montre les aspects spatiaux et temporels du signal calculé au niveau du sol en prenant le signal de la figure 5.8 comme donnée d'entrée (c'est à dire l'onde en N à 15000 m d'altitude obtenue pour un corps bi-ogival de longueur $L = 10$ m, de diamètre maximal $D = 2$ m, en vol stationnaire à Mach 2). On note la symétrie du signal due au fait que le mobile considéré est dépourvu de portance. Dans le cas d'un aéronef, la composante positive de la surpression est en principe plus forte que la composante négative (la pression ambiante valant 0 par convention).

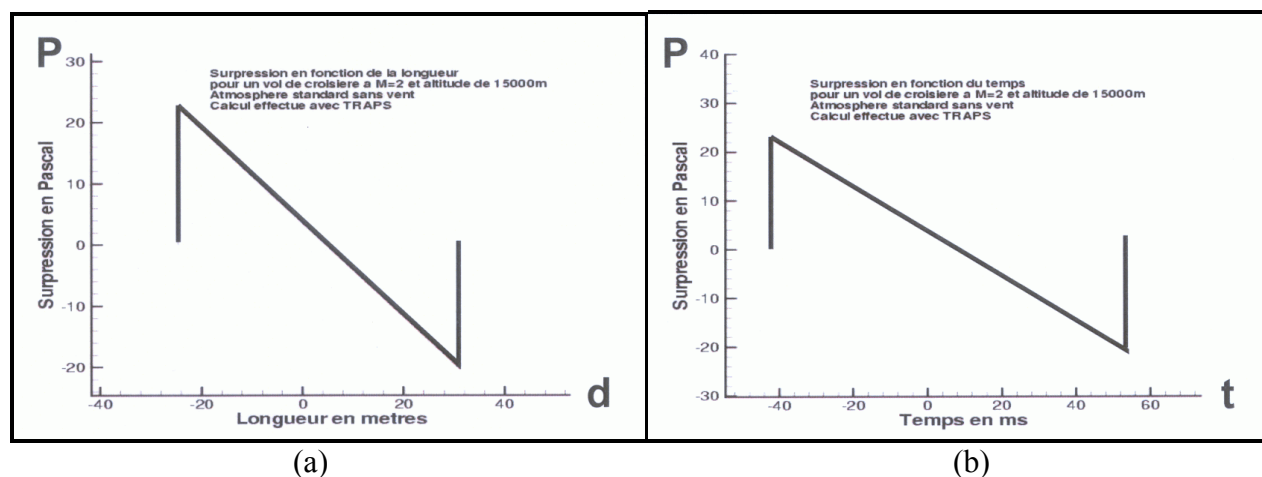


Figure 5.9 – Signal spatial (a) et temporel (b) obtenu par calcul TRAPS

Les résultats obtenus par le code TRAPS ont été utilisés pour valider le code semi-empirique décrit au paragraphe 4.3 dans la configuration "corps à symétrie de révolution". Ce modèle a également été testé et validé à partir des enregistrements de bangs soniques effectués au sol lors des campagnes "Jéricho" menées dans les années 60 par le Centre d'Essais en Vol [54-55] et lors des expérimentations d'un prototype "Concorde" au Centre d'Essais des Landes [56]. La valeur approchée de l'intégrale de la fonction de Whitham trouvée en champ lointain pour le "Concorde" permet de calculer la surpression ΔP et la durée de l'onde de choc à une distance arbitrairement proche de la route de l'appareil. Ce formalisme a été utilisé dans le

Chapitre VI pour calculer l'onde en N pour diverses vitesses de l'avion en approche des côtes de Bretagne.

4.2 Spectre du bang sonique réel

Nous savons que les chocs avant et arrière d'une onde en N théorique de durée T génèrent une densité spectrale de puissance (DSP) en forme d'arches bien caractéristique. Du fait de son expression en $1/f^2$, la pente de l'enveloppe de ce spectre est de -6 dB par octave pour $f > \sqrt{3}/(\pi T)$. Nous voyons sur la figure 5.10 que la forme de cette enveloppe ne dépend pas de la durée de l'onde en N. Comme indiqué dans la référence [57], la pente du spectre d'une onde en N réelle est de -12 dB par octave jusqu'au point de discontinuité à $f = 1/\tau$, où τ est le temps de montée que nous voyons sur la figure 5.11.

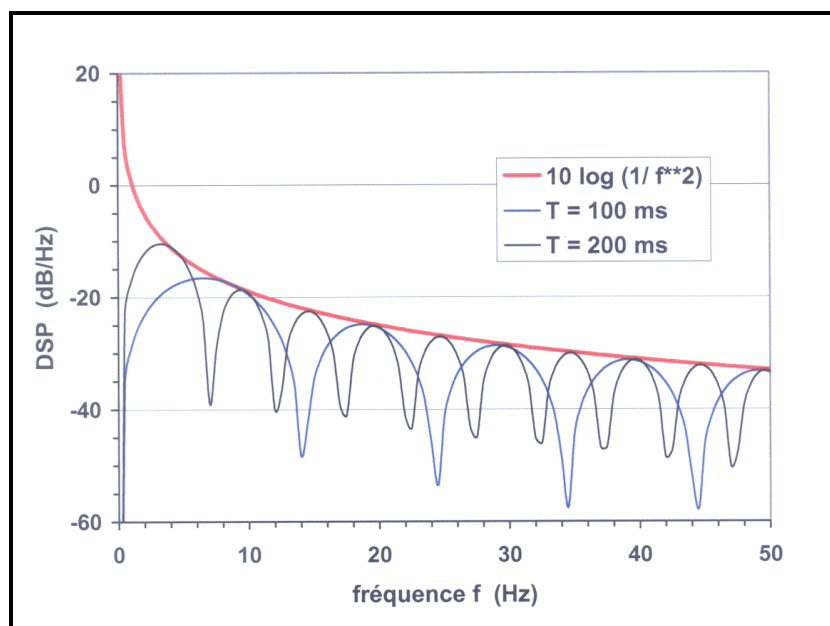


Figure 5.10 – Spectres de deux ondes en N de durées différentes et leur enveloppe commune

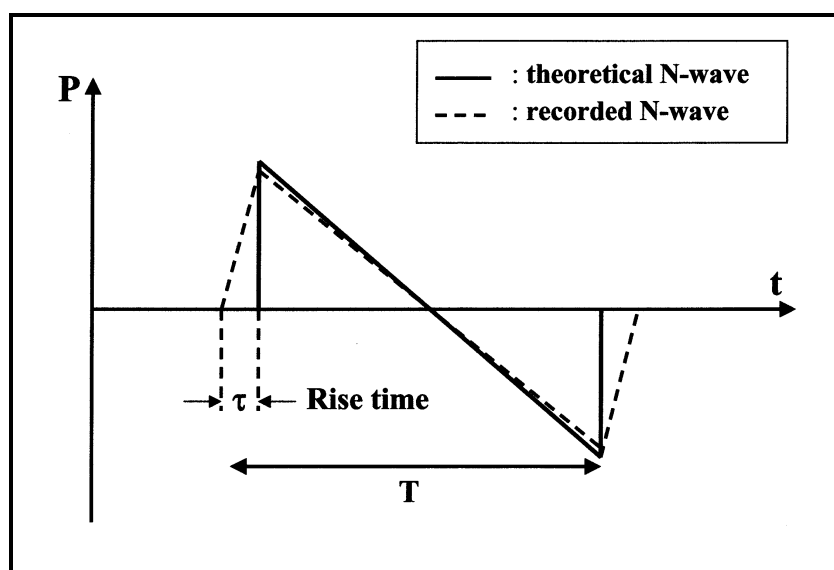


Figure 5.11 – Ondes en N théorique et réaliste (d'après [57])

En fait, le temps de montée d'une onde en N étant très faible, le point de discontinuité fréquentielle se trouve largement hors de la gamme infrasonore. Citons pour exemple la référence [58] où la pente du spectre de l'onde en N enregistrée à plusieurs dizaines de kilomètres du vol d'approche de la navette "Columbia" ($M < 1,5$) reste de -6 dB par octave (ou -20 dB par décade) de 2 Hz à plus de 50 Hz. Lors de sa propagation dans l'atmosphère, principalement du fait de l'absorption, l'onde en N perd son caractère non linéaire en s'adoucissant et en s'allongeant en un train d'oscillations temporelles. Le spectre garde cependant une enveloppe de pente -6 dB par octave mais les minimums spectraux sont atténués et deviennent indiscernables à grande distance.

4.3 Calcul semi-empirique de l'onde en N en atmosphère réelle

Les formules semi-empiriques de Du Mond-Whitham sont valable uniquement en atmosphère homogène. En effet, elles ont été établies à l'origine sur la base de mesures d'onde balistique de projectiles de petit calibre, donc à des distances n'excédant pas quelques centaines de mètres [40].

Par ailleurs, le code TRAPS présente l'inconvénient de fonctionner à partir d'une entrée complexe, à savoir une fonction de Whitham ou un profil de pression calculé à distance du mobile supersonique considéré. De plus, son maniement est relativement lourd, puisqu'il faut renseigner plusieurs fichiers concernant la fonction aérodynamique prise en compte, les caractéristiques et la trajectoire du mobile, le calcul de propagation à effectuer et la météorologie complète par niveaux d'altitude.

Au cours d'une étude menée par l'ONERA est apparue la nécessité de disposer d'un code de calcul permettant de simuler de façon simple et rapide l'onde en N à distance d'un aéronef en atmosphère réelle, c'est-à-dire de reproduire les conditions dans lesquelles ont été mesurés les bangs soniques au cours des campagnes menées par le Centre d'Essais en Vol (CEV) et l'Institut Franco-Allemand de Saint-Louis (ISL) avant la mise en service du Concorde [49, 54-56].

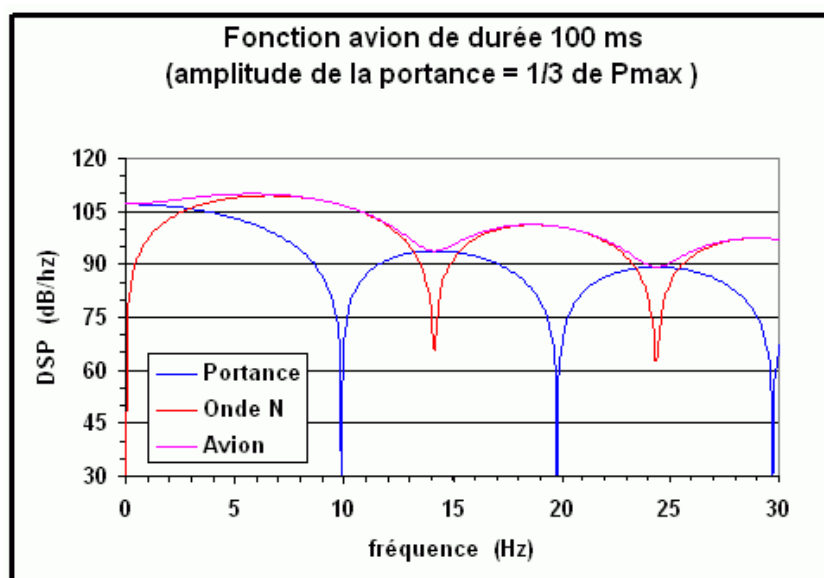


Figure 5.12 – Influence de la portance sur le spectre du bang sonique

Il s'agissait en fait d'adapter les formules (5.4) et (5.5) du paragraphe 2 au cas d'une atmosphère quelconque et de déterminer de façon empirique la valeur de l'intégrale de la

fonction de Whitham apparaissant dans ces formules pour quelques avions comme le Mirage III, le Mirage IV et le Concorde, en ayant préalablement quantifié les effets de portance. Il est clair en effet que le facteur de portance va agir beaucoup plus sur l'amplitude de l'onde en N que sur sa durée, celle-ci étant plutôt liée à la longueur de l'avion. Ceci revient à dire que la formule (5.7) qui relie période et suppression de l'onde en N ne peut être considérée comme valide que pour un mobile dont la portance est nulle.

Dans le même ordre d'idées, la mesure d'un bang sonique par un capteur situé au ras du sol a classiquement pour effet de multiplier son amplitude par deux, alors qu'elle est évidemment sans conséquence sur la durée du passage de l'onde. A l'issue d'une étude menée par J. Varnier à partir de données expérimentales (bangs soniques issus d'avions Mirage III et Mirage IV mesurés lors des campagnes "Jéricho" du Centre d'Essais en Vol dans les années 60), il est apparu que l'amplitude mesurée au sol du bang sonique d'un aéronef devait être divisée par trois pour être cohérente avec sa durée de passage : sachant que l'influence du sol correspond à un facteur 2, on en déduit que l'influence de la portance équivaut à un facteur 1,5. Notons que la déformation de l'onde en N due au facteur de portance est un décentrage en amplitude qui accentue la suppression de l'onde en N par rapport à la dépression. La composante continue ainsi introduite (courbe "Portance" de la figure 5.12) n'est pas visible d'un point de vue spectral si l'analyse en fréquence est effectuée à partir du signal centré (courbe "Onde N"). Dans le cas contraire, la composante continue a pour effet d'atténuer les minimums du spectre (courbe "Avion").

Il s'agit maintenant de trouver la transformation qui permet de passer du calcul d'une onde en N en ambiance homogène (P, c) à une distance R de la trajectoire du mobile à celui de l'onde en N à la même distance, mais aux conditions locales (P', c'). On postule que ce calcul ne dépend que des conditions ambiantes initiales et finales, ce qui affranchit des conditions aérologiques intermédiaires entre point d'émission et point d'écoute. L'énergie d'une onde en N de durée totale ΔT est calculée à partir de l'intensité acoustique :

$$e = I \Delta T = \left(\frac{1}{\rho c} \frac{1}{\Delta T} \int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} P_{(t)}^2 dt \right) \Delta T \quad (5.9)$$

expression où I est l'intensité moyenne, $P_{(t)}$ variant linéairement entre $+\Delta P$ et $-\Delta P$. Après intégration, on obtient :

$$e = \Delta T \frac{(\Delta P)^2}{3 \rho c} \quad (5.10)$$

En admettant que cette énergie se conserve quand on passe des conditions aérologiques initiales (P, c) aux conditions locales (P', c'), et sachant que $P = \rho.r.T$ et que $c^2 = \gamma.r.T$, on obtient, en égalant les expressions (5.10) pour les deux ambiances atmosphériques, l'expression de la valeur locale de la suppression relative :

$$\frac{\Delta P'}{P'} = \frac{\Delta P}{P} \sqrt{\frac{\gamma'}{\gamma} \frac{P c}{P' c'}} \sqrt{\frac{\Delta T}{\Delta T'}} \quad (5.11)$$

Il s'agit cependant de définir la durée de l'onde $\Delta T'$ aux conditions locales que l'on peut prendre, par défaut, égale à la durée ΔT en ambiance homogène. Les comparaisons

effectuées en atmosphère standard avec les calculs TRAPS (cf. §4.1) ont toutefois montré qu'il était préférable d'appliquer la correction suivante :

$$\Delta T' = \Delta T \frac{c}{c'} \quad (5.12)$$

qui traduit simplement le fait que la durée de passage des fronts d'onde au point d'écoute est d'autant plus brève que leur vitesse normale est grande (cela implique que la distance d'un front à l'autre reste sensiblement constante). Si l'on considère comme constant le rapport des chaleurs massiques γ - celui-ci varie faiblement en réalité, en fonction du degré d'humidité de l'air et de la température locale - la relation (5.11) devient en définitive, en terme de surpression absolue :

$$\Delta P' = \Delta P \sqrt{\frac{P'}{P}} \quad (5.13)$$

et la relation (5.12) donnant la durée de l'onde en N peut s'écrire :

$$\Delta T' = \Delta T \sqrt{\frac{T}{T'}} \quad (5.14)$$

expression où les quantités sous radical sont les températures absolues locales.

Les relations (5.13) et (5.14) sont les formules de transformation cherchées.

En prenant pour référence le corps bi-ogival décrit dans le paragraphe 4.1, on déduit de la comparaison avec TRAPS à $R = 1000$ m la valeur du "facteur de Whitham" des équations (5.4) et (5.5) :

$$F_W = \left[\int_0^{y_0} F(y) dy \right]^{1/2} \quad (5.15)$$

La valeur 0,590 trouvée est évidemment conservée pour toutes les valeurs de la distance R à la trajectoire. Le code semi-empirique calcule les données $(\Delta P, \Delta T)$ à partir des équations (5.4), (5.5) et (5.6) aux conditions ambiantes (P, c) à la source, puis applique les formules (5.13) et (5.14) aux conditions ambiantes au point d'écoute, déterminées à partir d'un modèle d'atmosphère standard. La concordance avec les résultats TRAPS est correcte de $R = 100$ m à $R = 15000$ m, ce qui constitue une première validation du modèle semi-empirique décrit.

Les valeurs du facteur de Whitham correspondant aux avions ont été trouvées à partir des mesures effectuées à Istres ou au Centre d'Essais des Landes, soit :

- 0,560 pour le Mirage III,
- 0,825 pour le Mirage IV,
- 1,425 pour le Concorde.

Ces valeurs sont cohérentes avec les dimensions respectives de ces appareils : 16 m de long pour le Mirage III, 24 m pour le Mirage IV, 60 m pour le Concorde. La valeur expérimentale relativement faible trouvée pour le Concorde peut s'expliquer par la forme très effilée de son fuselage.

Comme indiqué plus haut, le résultat de l'équation (5.4) qui donne l'amplitude du bang sonique doit être multiplié par 1,5 pour rendre compte des effets de portance en champ libre, par 3 s'il s'agit de reproduire un niveau mesuré au sol.

Les calculs pour le Concorde du paragraphe 2.5.4 du Chapitre VII seront effectués dans l'hypothèse de champ libre. Les résultats du modèle de l'ONERA ont été comparés avec succès aux résultats obtenus par Lecomte avec TRAPS pour différentes altitudes de l'avion [52].

5. SIMULATION DU CONE DE CHOC

Pour clore le chapitre, nous allons à présent nous pencher de façon plus précise sur le mécanisme des chocs qui sont à l'origine de l'onde en N.

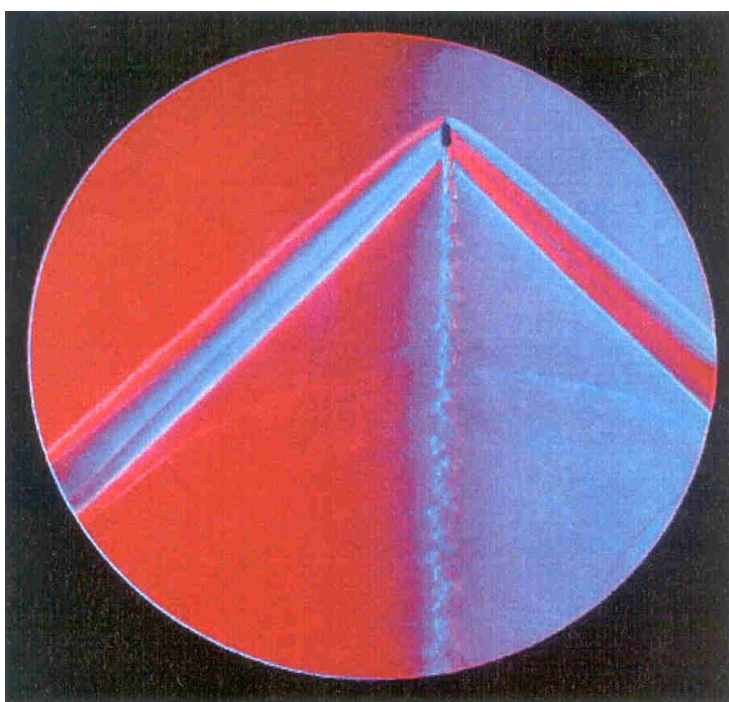


Figure 5.13 – Sillage d'un projectile supersonique

On sait que les effets non linéaires locaux au voisinage de la source, sont bien connus pour être des effets non acoustiques, donc nécessairement non décrits par les théories précitées. Ces effets ont pour conséquence d'augmenter l'ouverture du cône de choc avant, la vitesse normale du front étant supersonique. Par la suite, l'orientation du front s'infléchit (figure 5.13) car les vitesses de propagation locales diminuent. Si l'on tire un rayon perpendiculairement à ce front au voisinage du mobile, l'angle α étant plus ouvert que l'angle de Mach théorique issu de (5.1), on obtient un angle d'émission β plus fermé.

Sur la figure 5.14 représentant une photographie de 1910, on a renforcé d'un trait les fronts de choc avant et arrière du sillage d'un projectile animé d'une vitesse voisine de 1000 m/s ; les ouvertures des deux cônes ainsi matérialisés sont respectivement de 20° et 24° . Le calcul montre que l'ouverture du cône arrière est sensiblement égale à l'angle de Mach vérifiant la formule 5.1. Le cône avant est quant à lui légèrement plus ouvert au nez du mobile, ceci étant dû aux effets non linéaires liés à la pression et à la température élevées vers la pointe

de l'ogive. On voit que la surface de choc devant cette pointe est normale à la direction de propagation.

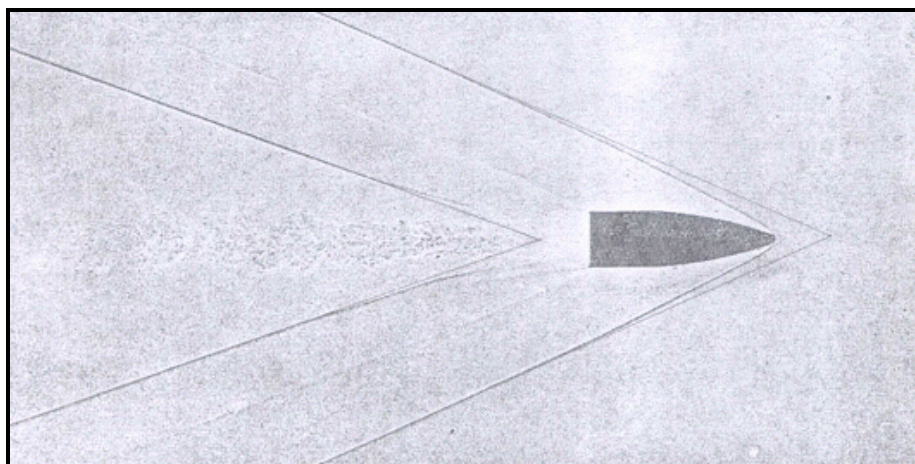


Figure 5.14 – Cônes de choc encadrant la perturbation engendrée par le projectile [4]

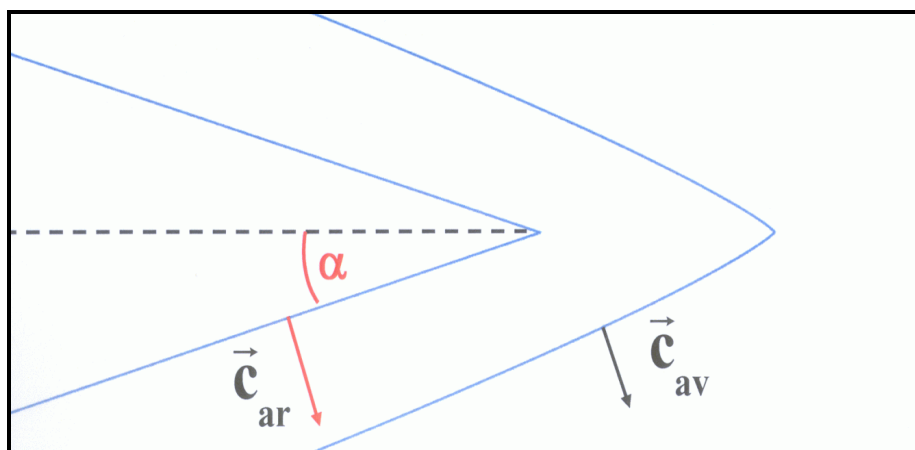


Figure 5.15 – Cônes de choc obtenus analytiquement à partir de la photographie

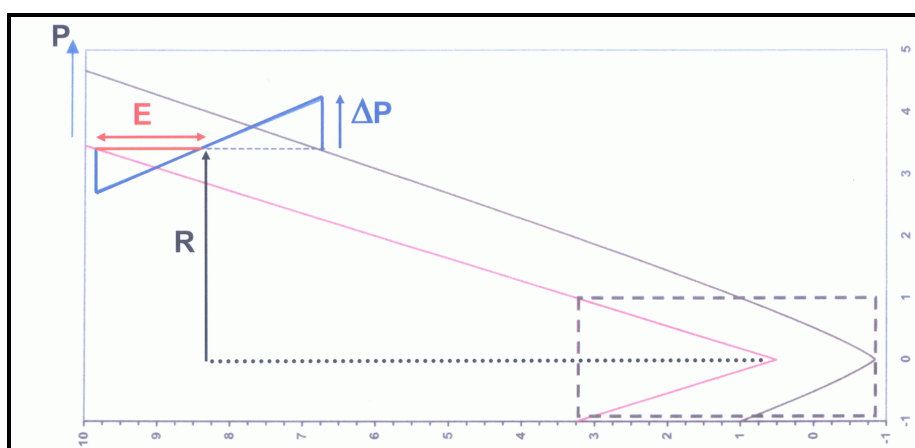


Figure 5.16 – Cônes de choc extrapolés à partir du modèle de Whitham

A partir de cette constatation, nous avons cherché une expression analytique en $\sqrt[n]{x}$ pour modéliser en 2D la surface de choc avant, en faisant l'hypothèse d'une surface de choc arrière conique. Les tracés obtenus de façon empirique sont représentés sur la figure 5.15 où

nous avons représenté les célérités normales aux fronts de choc avant $\bar{c}_{av}$ et arrière $\bar{c}_{ar}$. Le but de l'exercice était d'extrapoler le sillage avant de la photographie 5.14 à l'aide de la formule (5.5) à partir des conditions initiales analytiques. Le résultat obtenu est montré sur la figure 5.16, la zone analytique correspondant à la photographie étant délimitée par les pointillés. Bien que n'étant pas encore dans le domaine de validité des formules de Whitham qui ne s'appliquent en principe qu'assez loin du projectile, le sillage obtenu a une allure proche de celle que l'on constate sur les photographies de projectiles rapides (celui de la figure 5.13 est plus lent).

Comme le confirment les figures 5.13 et 5.14, l'onde de choc avant a une forme ogivale et non conique. On peut évidemment se demander ce qui subsiste à distance de la forme du cône de choc avant dans le cas d'un aéronef supersonique, sous réserve que le point d'écoute soit situé assez près de la trajectoire. Une variante de ce problème sera abordée au Chapitre VIII dans le cas de l'avion "Concorde" en décélération, phénomène qui donne également au "cône de Mach" une forme ogivale.

Dans l'absolu, le calcul de la surpression ΔP de l'onde de choc à une distance arbitrairement proche de l'appareil permet d'en déduire, à l'aide de la relation (5.8), la célérité locale $c = c_{choc}$ de l'onde de choc avant. Cette onde de choc attachée au mobile de vitesse V va se propager localement dans une direction perpendiculaire à un cône d'ouverture α_{choc} , angle donné par la formule :

$$\alpha_{choc} = \arcsin\left(\frac{c_{choc}}{V}\right) \quad (5.16)$$

On peut associer ce cône fictif à un "faux Mach" local tel que :

$$M_{choc} = \frac{1}{\sin \alpha_{choc}} \quad (5.17)$$

En raison de la multiplicité des phénomènes en cause (effets de non linéarité, effets de portance, manœuvre, variation de vitesse de l'avion), nous admettrons cependant dans la suite que la directivité de la source est peu différente de celle qui résulte du cône de Mach théorique. La notion de "faux Mach" sera utilisée au Chapitre VIII dans une acception différente, à savoir la vitesse que devrait avoir l'avion pour pouvoir émettre un rayon acoustique sous tel angle.

Nous ne pouvons clore ce chapitre sur le bang sonique sans citer F. Coulouvrat qui dans la référence [59] nous donne une vue d'ensemble des travaux effectués et en cours concernant le bang sonique. Sans être exhaustifs, nous pouvons dire qu'en France, les travaux les plus remarquables sur les effets de focalisation du bang dus aux virages et accélérations d'un avion sont dus à la collaboration du Centre d'Essais en Vol de Brétigny (CEV) et de l'Institut de Recherches Franco-Allemand de Saint-Louis (ISL) lors des campagnes "Jéricho" (citées dans le paragraphe précédent) effectuées avec des Mirage III et IV en prévision de la mise en service du TSS Concorde [54-56; 60-61].

En général, les études concernant le bang sonique considèrent au plus des distances de propagation de quelques dizaines de kilomètres [62-63]. Au-delà, l'onde en N qui perd son caractère non linéaire caractérisé par les fronts de pression verticaux dégénère, pour diverses raisons, en un train d'ondes infrasonores. Kulichkov a, à ce propos, étudié l'influence sur la propagation des zones turbulentes comprises dans la couche limite planétaire. Il se produit alors des phénomènes de réfraction responsables de la duplication et de l'allongement du

signal [20]. Les infrasons résiduels peuvent se propager sur plusieurs centaines de kilomètres et peuvent ainsi être enregistrés très loin de la source comme nous le verrons par la suite.

CHAPITRE VI

SIGNAUX CONCORDE ENREGISTRES EN BRETAGNE

1. INTRODUCTION

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'un aéronef supersonique génère un bang sonique qui peut être responsable de nuisances sonores. Des campagnes de mesure visant à évaluer ces nuisances ont été effectuées avant la mise en service du supersonique Concorde.

A partir des années 80, l'ONERA a exploité des données acoustiques issues de vols commerciaux transatlantiques de l'appareil pour approfondir la connaissance du phénomène de bang, notamment sous l'angle de sa propagation à grande distance. Ces signaux ont été enregistrés par des stations de l'ONERA installées en Bretagne comme nous le voyons sur la figure 6.1. Le "point à protéger", c'est-à-dire à maintenir hors du tapis de bang, est situé à quelques milles nautiques à l'Ouest de Guernesey (PAP de la figure 6.1 sur la trajectoire AF002 [64]). Pendant la phase de décélération supersonique qui précède, l'avion est susceptible de provoquer des nuisances sonores aussi bien en Bretagne que dans le Sud de l'Angleterre.

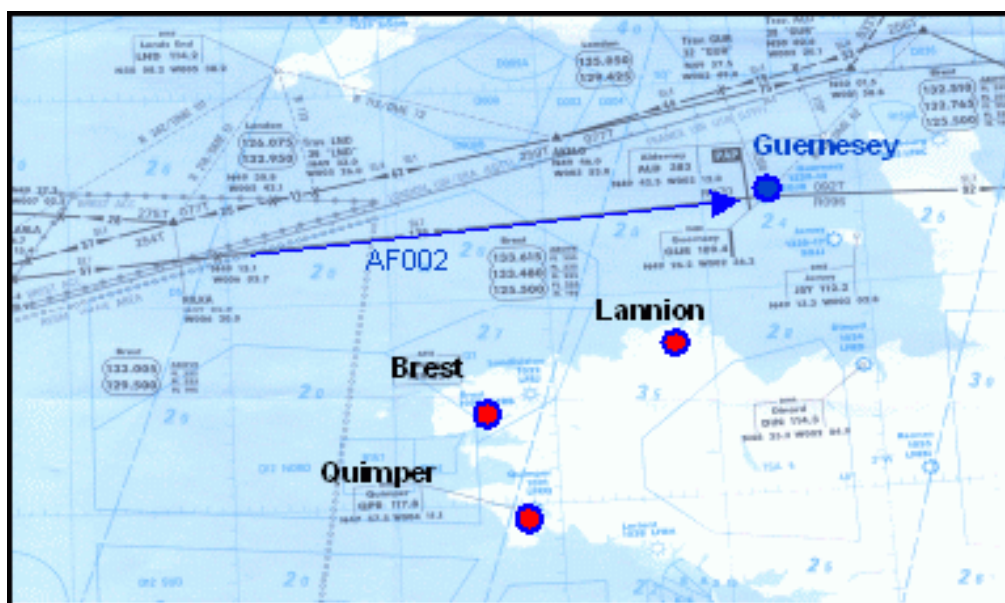


Figure 6.1 – Stations d'enregistrement de l'ONERA et trajectoire du vol Concorde

L'étude concernant la propagation du bang sonique des aéronefs à grande distance nécessite le choix d'un modèle de source (cône de Mach) et d'une approche cinématique (méthode des rayons). La nature du problème impose de prendre en compte une atmosphère réaliste et une propagation en trois dimensions (3D) comme le suggèrent les références [65-66].

Nous nous sommes basés sur une étude menée par l'ONERA en 1981 concernant les signaux infrasonores du bang sonique généré par les vols commerciaux New York-Paris du supersonique Concorde en approche de Guernesey [67]. Nous ne disposons pas des signaux

temporels sous forme numérique mais des données écrites et des figures fournies par cette étude. Le rapport [67] présente le calcul de carpettes de bang sur la Bretagne à l'aide d'un modèle de rayons. Après avoir refait ces calculs afin de vérifier notre code de rayons 3D, nous effectuerons dans la dernière partie de ce chapitre une analyse temporelle et fréquentielle succincte des signaux graphiques.

2. MODELES DE SOURCE ET DE PROPAGATION ACOUSTIQUE

Le Concorde étant supersonique en approche de Guernesey (vitesse de croisière à Mach 2), il s'agit de modéliser le cône de Mach pour une altitude, une vitesse, une pente et une direction données. Le cône de Mach est le volume de l'espace limité par l'onde de choc avant (figure 6.2). Nous postulons que tout se passe à grande distance comme si l'ouverture du cône était initialement égale à l'angle de Mach théorique, ce qui n'est pas vrai à courte distance à cause des effets de non-linéarité que nous avons abordés dans le chapitre précédent.

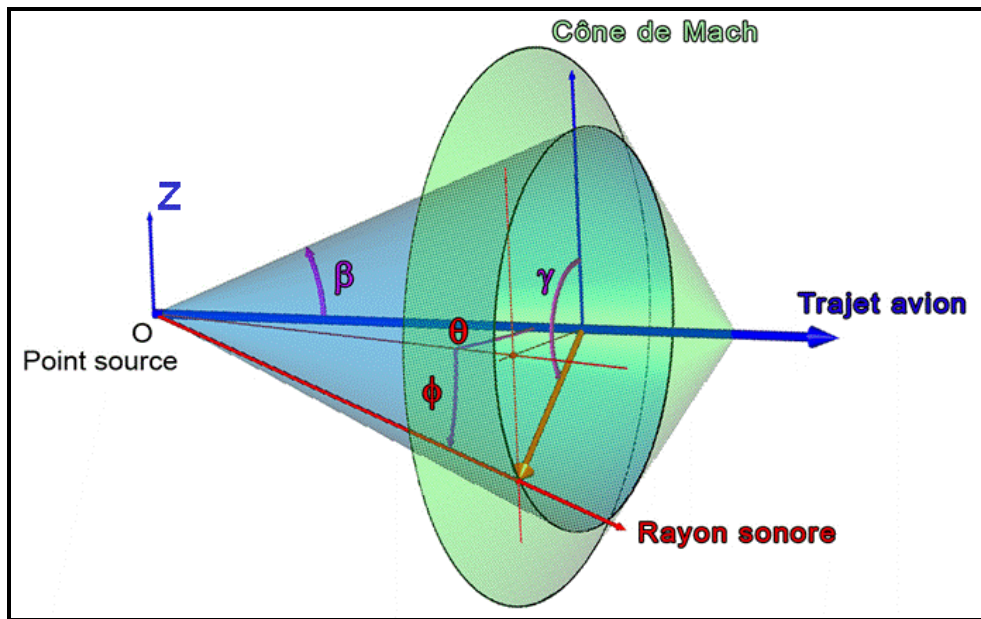


Figure 6.2 – Modèle de source et initialisation des rayons sonores

On considère de façon classique que le cône de Mach se comporte comme une source sonore très directive, les rayons étant émis perpendiculairement à sa surface. A noter que nous avons utilisé dans la formule (5.1) la célérité du son ambiante, omettant ainsi, comme indiqué ci-dessus, l'ensemble des effets non linéaires qui tendent à compliquer singulièrement le problème. Au moment de l'émission sonore, la source se trouve au point O, sommet de l'anti-cône de Mach ou "cône de tir" perpendiculaire au cône de Mach. Les rayons sont lancés le long du cône de tir d'ouverture β selon un angle au centre γ variant avec un pas angulaire $\delta\gamma$ constant. Pour chaque rayon déterminé par le couple (β, γ) , on cherche les angles d'azimut et de site (θ, ϕ) caractérisant le rayon. Ces angles peuvent être définis en introduisant, pour simplifier l'écriture, le nombre de Mach $M = 1/\cos\beta$:

$$\theta = a \tan \left(\sqrt{M^2 - 1} \cdot \sin \gamma \right) \quad \phi = a \cos \left(\frac{1}{M \cdot \cos \theta} \right) \quad (6.1)$$

Quand on prend en compte l'angle d'inclinaison σ , qui est la pente locale de la trajectoire et non l'assiette de l'avion (en effet ce n'est pas l'axe de l'avion qui détermine l'orientation du cône de Mach, mais son vecteur vitesse), on obtient les formules suivantes :

$$\theta_p = a \tan \left(\frac{\sin \theta \cdot \cos \phi}{\cos \sigma \cdot \cos \theta \cdot \cos \phi + \sin \sigma \cdot \sin \phi} \right)$$

$$\phi_p = a \sin (\cos \sigma \cdot \sin \phi - \sin \sigma \cdot \cos \theta \cdot \cos \phi)$$
(6.2)

Comme l'ont montré nos simulations, il est important de prendre en compte cette inclinaison afin d'avoir le cône de tir dont sont réellement issues les trajectoires des rayons sonores. Dans le système de coordonnées géographiques adoptées, l'azimut est évidemment calculé par rapport au Nord Géographique, le sens positif étant celui des aiguilles d'une montre.

La méthode des rayons détaillée dans le Chapitre IV, qui repose sur les hypothèses simplificatrices de l'acoustique géométrique, est apparue comme la mieux adaptée au problème de la propagation à longue distance. Avec cette méthode, nous suivons le rayon pas-à-pas dans une atmosphère stratifiée. La finalité des calculs est de déterminer les zones de silence et les zones de retombées théoriques, et non d'estimer des niveaux acoustiques. Nous savons en effet que les calculs d'intensité acoustique sont très aléatoires à grande distance en raison des facteurs que le modèle ne prend pas en compte, comme la turbulence atmosphérique ou la diffraction au niveau des caustiques lors des réflexions sur le sol [63]. Le facteur d'incertitude est encore aggravé dans le cas d'une incidence rasante.

Le code de propagation en deux dimensions SIMOUN 2D est un code de l'ONERA qui a été validé par comparaison avec des calculs de propagation atmosphérique effectués par l'Institut de Recherche Franco-Allemand de Saint-Louis (ISL).

Nous avons étendu ce modèle à une troisième dimension horizontale pour pouvoir prendre en compte des directions du vent différentes en fonction de l'altitude, voire variant dans un même plan horizontal sur une grande échelle de distance (code SIMOUN 3D). Les données météorologiques prises en compte par tranche d'altitude sont le vent (force et azimut) et la température, sachant que la célérité du son est liée à la température T de la manière suivante :

$$c = \sqrt{\gamma r T}$$
(6.3)

expression où r est la constante du mélange gazeux.

Dans ce code, le rapport des chaleurs massiques γ est calculé pour chaque altitude en fonction de la température et de la composition de l'air, en considérant un degré d'humidité moyen en dessous de 12000 m (62,5 %), nul au-dessus. Les gradients de vent et de célérité sont calculés par interpolation entre tranches d'altitude voisines. D'un point de vue numérique, on a utilisé un schéma aux différences finies du premier ordre (méthode d'Euler) afin de calculer les composantes du rayon-vecteur $\vec{r}$ et du vecteur d'onde $\vec{k}$ selon un pas de temps dt . Nous avons vérifié que l'utilisation d'une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 donnait des résultats similaire (à 1 % près) à ceux que l'on obtient avec la méthode d'ordre 1 utilisée, erreur négligeable au vu des incertitudes concernant les données météorologique. Les composantes du rayon-vecteur sont données par :

$$\begin{aligned}
\mathbf{r}_{x_t+dt} &= \mathbf{r}_{x_t} + (\mathbf{V}_{x_t} + c_{z_t} \frac{\mathbf{k}_{x_t}}{\|\bar{\mathbf{k}}_t\|}) dt \\
\mathbf{r}_{y_t+dt} &= \mathbf{r}_{y_t} + (\mathbf{V}_{y_t} + c_{z_t} \frac{\mathbf{k}_{y_t}}{\|\bar{\mathbf{k}}_t\|}) dt \\
\mathbf{r}_{z_t+dt} &= \mathbf{r}_{z_t} + (\mathbf{V}_{z_t} + c_{z_t} \frac{\mathbf{k}_{z_t}}{\|\bar{\mathbf{k}}_t\|}) dt
\end{aligned} \tag{6.4}$$

La trajectoire des rayons est bien déviée suivant les variations du vent et de la célérité du son. Il est important de noter le caractère dissymétrique de l'influence du vent : en effet, pour un gradient de vitesse donné, la concavité des rayons change avec leur orientation par rapport à la direction du vent comme nous le voyons sur la figure 6.3.

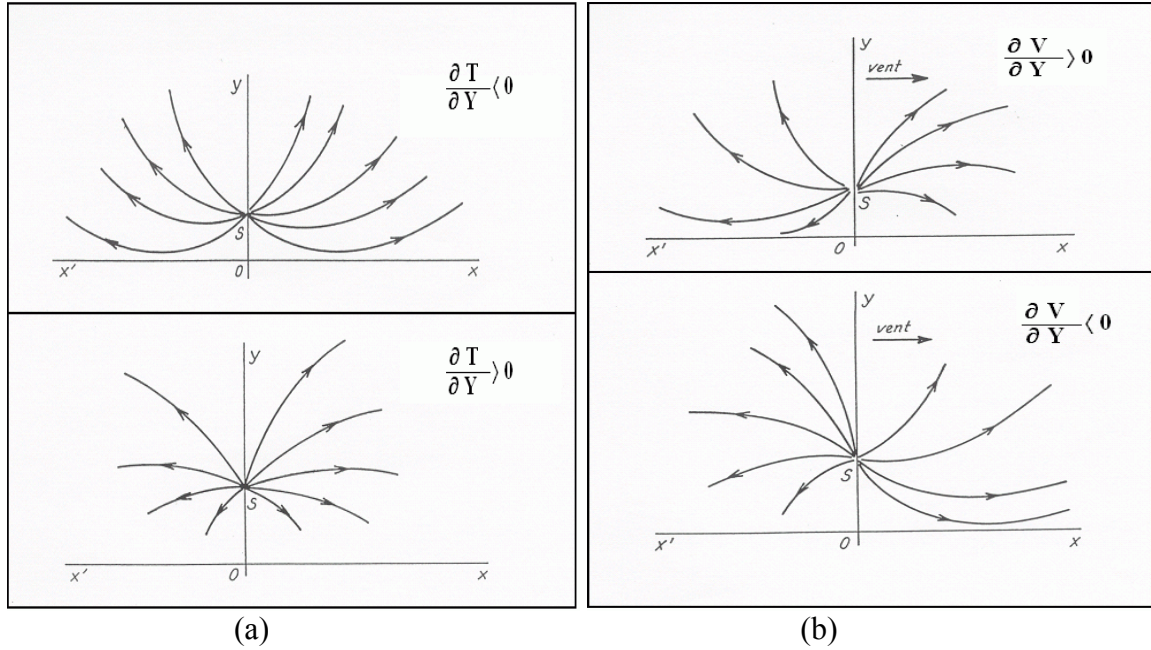


Figure 6.3 – Effet du gradient de Température (a) et de Vent (b) sur un rayon sonore

En conséquence, la trajectoire des rayons n'est pas réversible comme le suggérerait le principe de Fermat [48]. Ce point est primordial si l'on veut effectuer un tracé rétrograde pour localiser la source dans le cadre d'un "problème inverse" : on obtient en fait les trajectoires rétrogrades en inversant artificiellement le sens du vent à toutes les altitudes.

D'une manière générale, à chaque pas de temps, le vecteur d'onde $\bar{\mathbf{k}}$ varie comme le rayon $\bar{\mathbf{r}}$ suivant le schéma numérique :

$$\bar{\mathbf{k}}_{t+dt} = \bar{\mathbf{k}}_t - (\|\bar{\mathbf{k}}_t\| \cdot \overrightarrow{\text{grad}} c_{z_t} + \sum_{i=1}^3 \mathbf{k}_{i_t} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \mathbf{V}_{i_t}) dt \tag{6.5}$$

Avec le vecteur vitesse du vent $\bar{\mathbf{V}}$ introduit dans le chapitre IV, cette relation vectorielle se traduit par les composantes suivantes :

$$\begin{aligned}
k_{x_{t+dt}} &= k_{x_t} \\
k_{y_{t+dt}} &= k_{y_t} \\
k_{z_{t+dt}} &= k_{z_t} - \left(\|\bar{k}_t\| \frac{dc}{dz} + k_{x_t} \frac{dV_x}{dz} + k_{y_t} \frac{dV_y}{dz} \right) dt
\end{aligned} \tag{6.6}$$

Comme on le voit, les deux premières composantes dépendent uniquement des conditions initiales (au premier pas de temps, le vecteur d'onde est normal au cône de Mach). En effet, dans une atmosphère stratifiée, les composantes aérologiques dans un plan

horizontal donné sont invariantes : les gradients horizontaux de la vitesse du vent $\vec{V} \begin{pmatrix} V_x(z) \\ V_y(z) \\ 0 \end{pmatrix}$

et de la célérité du son $c(z)$ sont donc nuls et n'interviennent donc pas dans les deux premières composantes du vecteur d'onde. Dans la suite (Chapitre VII et suivants), nous avons considéré que les variations lentes des gradients horizontaux de vent et de température entre deux zones météorologiques pouvaient être omises dans ces équations, leur influence étant certainement négligeable à côté de celle des variations locales qui se produisent à toutes les échelles dans l'atmosphère réelle.

Le code de calcul a été par ailleurs contrôlé

(a) en vérifiant que la trajectoire des rayons est bien indépendante de la fréquence introduite, ce qui apparaît dans les équations (6.4) sous forme de normalisation du vecteur d'onde ;

(b) en effectuant une étude de dispersion des résultats en fonction du pas de temps adopté.

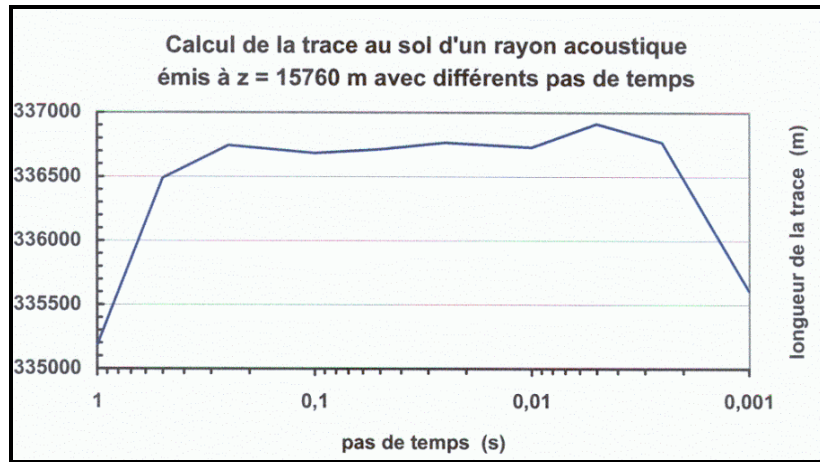


Figure 6.4 – Détermination de la plage de pas temporels acceptables

Il nous a fallu rechercher la zone de discrétisation acceptable, c'est-à-dire délimitée par un pas temporel trop grand par rapport à l'échelle des gradients météorologiques et entraînant donc un calcul imprécis, et un pas trop petit allongeant inutilement le temps de calcul ou provoquant une divergence numérique. Afin de visualiser cette zone, nous avons représenté les valeurs de la longueur de la trace au sol du rayon pour différents pas de temps sur la figure 6.4. En excluant les 2 valeurs extrêmes des pas de temps, soit 1 et 0,001 secondes, nous obtenons un écart-type relatif de 0,035 %. En dessous d'un pas de 0,001 secondes, le calcul

devient numériquement instable. De façon pratique, nous nous sommes généralement contentés d'un pas de 0,02 s, situé dans la zone de stabilité visible en figure 6.4. Ce pas permet d'obtenir des trajectoires de plusieurs centaines de kilomètres stables et réversibles (un tir rétrograde après inversion du sens du vent retourne à la source) pour un faible temps de calcul.

A noter qu'une procédure de rebond a été introduite lorsque le rayon atteint l'altitude zéro, en l'occurrence le niveau de la mer. On applique la loi de réflexion de Descartes, l'incidence considérée étant celle du vecteur d'onde local conformément à la théorie.

A l'origine, le modèle de source a été élaboré pour permettre une équirépartition de l'énergie acoustique dans l'espace. En définitive, pour les raisons indiquées plus haut, nous n'avons traité que l'aspect cinématique du problème sans inclure le calcul des niveaux acoustiques. En effet, il s'agit de traiter un problème de propagation à grande distance où une méthode telle que celle des "tubes de rayons" voire des "faisceaux gaussiens" serait inapplicable ou du moins irréaliste (voir aussi les incertitudes du modèle météorologique). De plus, on se trouve le plus souvent en présence de cas particuliers, notamment celui de l'incidence rasante. Enfin, on sait que le calcul d'amplitude devrait être assujéti à la modélisation complète du bang sonique, c'est à dire des composantes avant et arrière de l'onde en N – ceci revenant à réécrire le modèle de Hayes [47]. L'objet d'une modélisation purement cinématique est de permettre le calcul des zones de retombées acoustiques, dans les limites d'application de l'acoustique géométrique qui, comme on le verra, semble assez mal adaptée au domaine infrasonore.

3. APPLICATION AU VOL CONCORDE AIR-FRANCE AF002 DU 10/02/1981

Comme mentionné dans l'introduction, afin de valider les modèles de source et de propagation élaborés, nous nous sommes référés à une étude analogue menée par l'ONERA en 1981 à l'occasion de vols commerciaux transatlantiques du supersonique Concorde en approche de Guernesey [67]. Pour étudier les "retombées" du bang sonique sur la Bretagne, trois stations d'enregistrement avaient été mise en place à Brest, Lannion et Quimper (figure 6.1). La trajectographie de l'avion était déterminée de façon précise par le radar de Brest. Nos simulations ont porté sur le vol Air-France 002 New York-Paris du 10 février 1981 au soir. Nous avons utilisé les relevés météorologiques français jusqu'à 30 km d'altitude, anglais jusqu'à 60 km d'altitude qui sont donnés dans le rapport, en effectuant le raccordement entre les deux types de relevés à l'altitude 30 km (figure 6.5). Nous avons complété ces relevés au-dessus de 60 km avec les données CIRA (COSPAR International Reference Atmosphere) du mois de février au niveau du 50^{ème} Parallèle Nord. En effet, la météorologie et particulièrement les vents saisonniers en haute altitude jouent un rôle considérable quant aux éventuelles retombées acoustiques, celles-ci étant grandement conditionnées par les réfractions dans la stratosphère ($z \leq 60$ km) qui ne se produisent pas dans le cas d'une atmosphère standard sans vent. Avec le modèle de source adopté, on considère nécessairement des rayons émis simultanément à partir d'un point de la trajectoire de l'avion (figure 6.6).

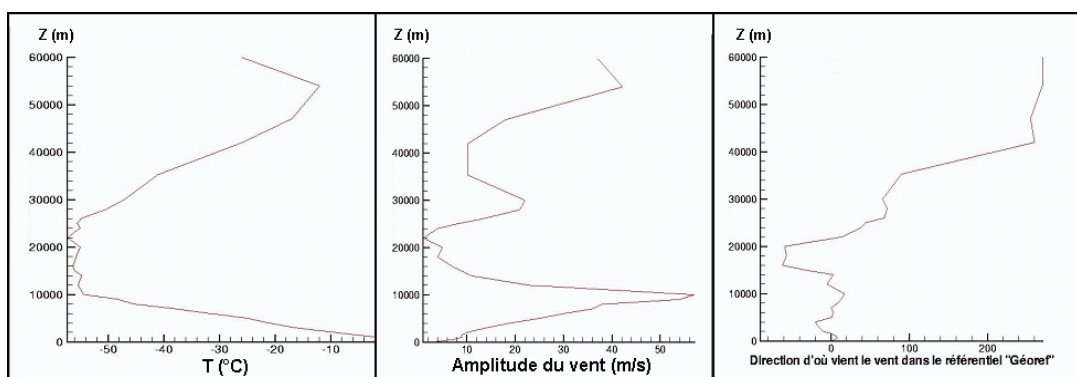


Figure 6.5 – Données météorologiques du 10 février 1981

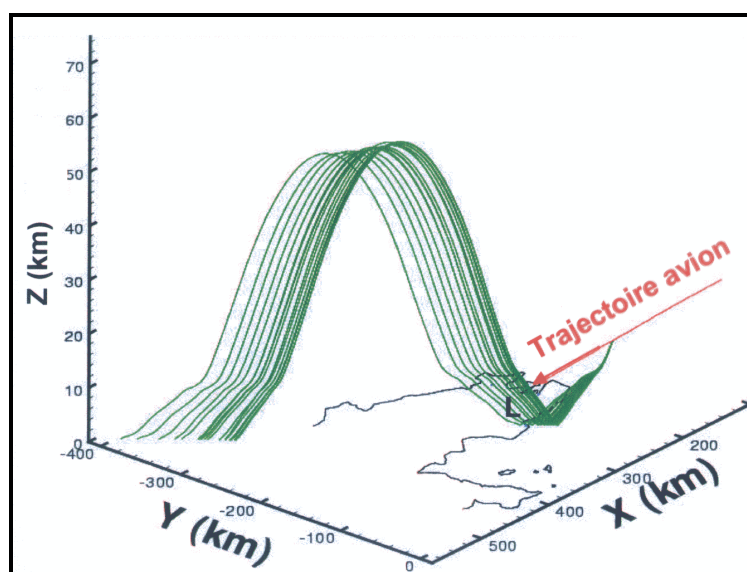


Figure 6.6 – Tracé de rayons 3D issus du cône de Mach

La trace au sol (ou sur la mer) du cône de Mach est appelée *carpette primaire* dans la littérature. Comme nous le voyons sur la figure 5.6 du chapitre précédent, la limite physique du bang perçu au sol est convexe et correspond à une isochrone des ondes reçues au niveau du sol (courbe iso-réception). A l'inverse, des rayons émis simultanément à la source n'arrivent pas au sol au même moment : leur trace sur le sol est alors une courbe iso-émission de forme concave dans la direction de propagation, nommée "*carpette primaire*" par commodité sur la figure 6.7. Nous pouvons voir sur les figures 6.6 et 6.7 que les rayons directs atteignent la ville de Lannion (L) en limite de *carpette primaire* (trajectoire rasante) avant de remonter dans l'atmosphère. Nous avons également représenté les courbes iso-émission secondaires résultant d'une première réflexion sur la mer et d'une deuxième réflexion en haute atmosphère, soit à 50 km ou à 120 km d'altitude.

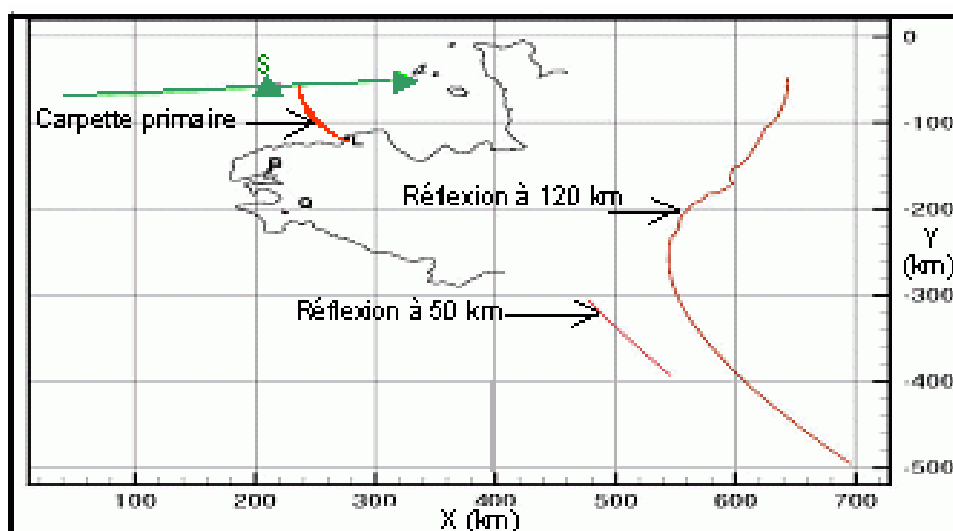


Figure 6.7 – Courbe iso-émission primaire et courbes secondaires obtenues

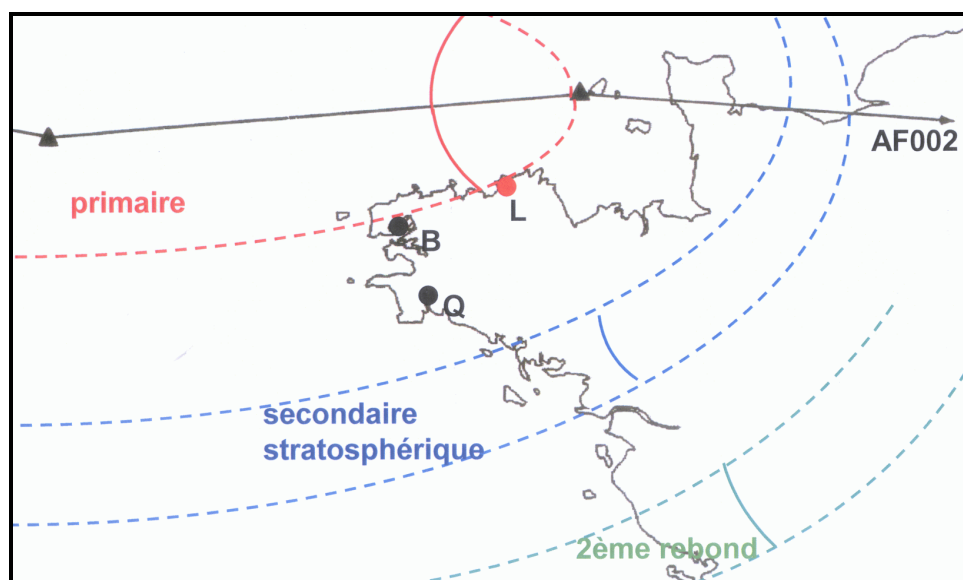


Figure 6.8 – Carpettes primaire et secondaires calculées dans [67]

Les résultats du calcul des zones de retombées acoustiques représentés sur la figure 6.8 sont raisonnablement proches de ceux qui ont été trouvés par l'ONERA en 1981.

La courbe iso-émission "secondaire stratosphérique" représentée correspond à une gerbe de rayons émis directement vers la stratosphère et réfléchis vers 50 km d'altitude. La courbe iso-émission secondaire "2^{ème} rebond" concerne des rayons rasants issus de la carquette primaire et de nouveau réfléchis vers 50 km d'altitude (figure 6.7). A noter que les trajets thermosphériques ($z > 100$ km) n'avaient pas été calculés, faute de disposer d'une météo réelle en haute altitude, dans l'étude de l'ONERA. On rappelle que la très forte absorption de l'atmosphère au-dessus de 100 km ne laisse subsister que des fréquences inférieures au Hertz qui sont plus ou moins occultées par le bruit de fond naturel.

Il est important de noter que des signaux ont été enregistrés aux stations de Brest (B) en limite de carquette et de Quimper (Q) dans la zone d'ombre, c'est-à-dire dans une zone non concernée par les courbes primaires et secondaires calculées. Cela confirme que la théorie des rayons ne peut expliquer comment les basses fréquences se propagent dans les zones d'ombre

au-delà des caustiques (enveloppes des trajectoires des rayons). La référence [63] propose une théorie géométrique non-linéaire de la diffraction pour expliquer ce phénomène.

4. ANALYSE DES SIGNAUX ENREGISTRES

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre V, le bang sonique, à une certaine distance de l'avion, est caractérisé par un profil de pression en N. A grande distance, l'onde en N est déformée et lissée par l'action de l'atmosphère, notamment la dissipation thermique. Les hautes fréquences responsables de la raideur des profils de pression initiaux disparaissent (cf. figure 5.3) en même temps que se produit un étalement temporel de la perturbation : c'est ce que l'on voit sur la figure 6.9 où les oscillations de pression du signal enregistré à Lannion durent environ deux secondes.

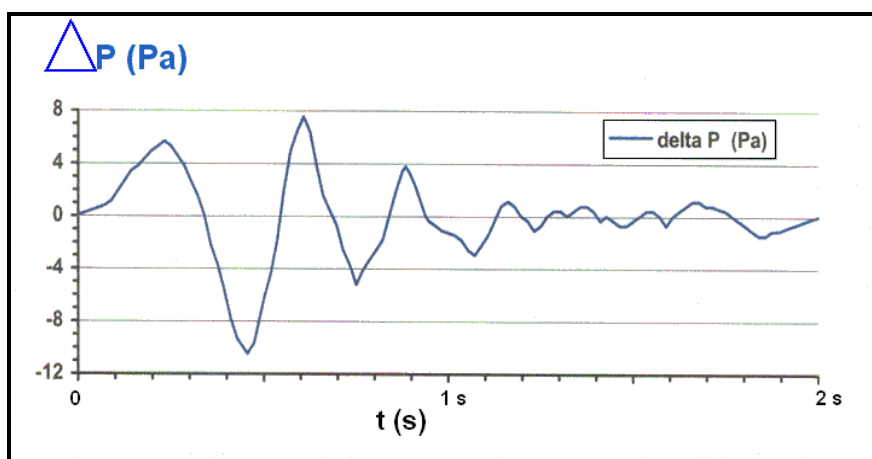


Figure 6.9 – Signal enregistré à la station de Lannion le 10/02/81 à 22 h 00

Vraisemblablement, la déformation et l'allongement de ce signal proviennent également d'un phénomène de diffraction lié à l'incidence rasante des rayons atteignant la station de Lannion, qui est située en limite de carapette primaire à 105 km du point d'émission du bang (cf. figure 6.7). Pour Lannion comme pour les autres stations de Bretagne, la position de l'avion lors de l'émission du bang est estimée dans le rapport [67] d'après l'azimut de réception du signal et la trajectoire de l'avion.

Connaissant la longueur du Concorde et sa vitesse au point estimé de l'émission du bang ($M = 1,55$ d'après la trajectographie établie), on a calculé à l'aide de la formule (5.6) la durée ΔT de l'onde en N initiale à proximité de l'avion. Nous voyons sur la figure 6.10 que la fréquence pic de la densité spectrale de puissance de cette onde est d'environ 5 Hz.

Le spectre approximatif du signal enregistré à Lannion a été obtenu à partir d'un relevé point par point de la courbe reproduite sur la figure 6.9 dont l'original semble provenir d'un enregistreur graphique. A noter que l'analyse a été effectuée sur le signal temporel centré (moyenne des amplitudes nulle), ce mode opératoire classique permettant ici :

- d'annuler les effets de la portance de l'avion qui se traduisent, à courte distance, par une composante continue du spectre,
- de mieux faire apparaître, par conséquent, les minimums du spectre caractéristiques de l'onde en N, comme on peut le voir sur la figure 5.12 du Chapitre V.

En superposant à ce spectre le spectre d'une onde en N virtuelle obtenue par recalage du premier zéro (figure 6.11), on constate en se référant à la figure 6.10 que la fréquence pic de l'onde (et donc du signal) a été divisée par 1,9. Le spectre réel décroît plus vite que prévu, ce qui est probablement imputable à la mesure et au mode d'exploitation sommaire utilisé.

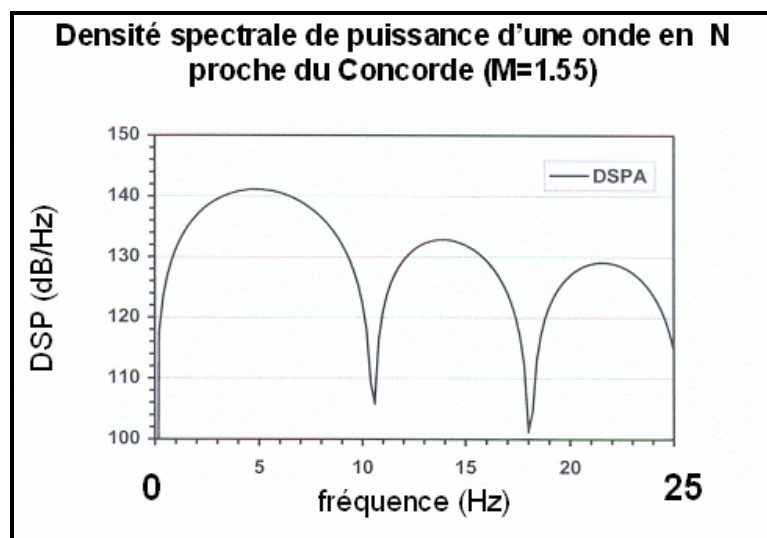


Figure 6.10 – Spectre de l'onde en N théorique à proximité de l'avion Concorde

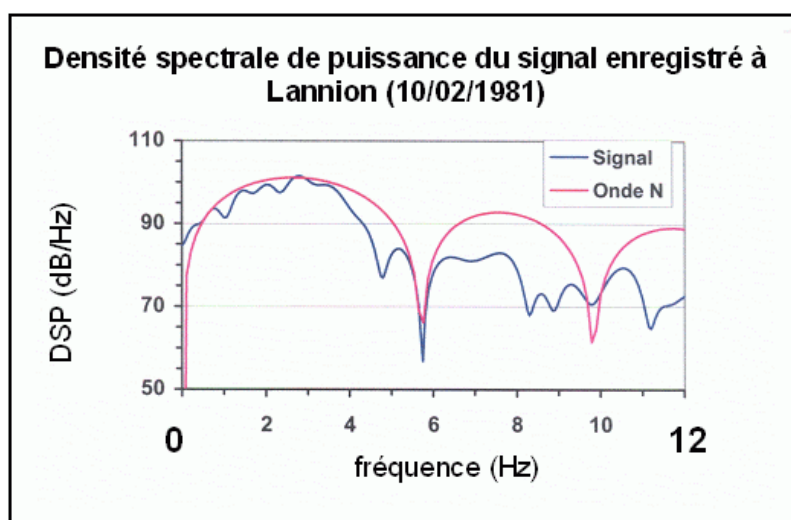


Figure 6.11 – Spectres du signal et de l'onde en N fictive calés sur le premier zéro

La divergence de l'onde en N constatée est liée à la distance de propagation comme le suggère par ailleurs l'équation (5.5). Pour les stations de Brest et Quimper situées dans la zone d'ombre, la position de l'avion au moment de l'émission a été déterminée par goniométrie (calcul de l'azimut d'arrivée du train d'ondes à partir des signaux de trois capteurs distants de 67 ou 75 m). On effectue ensuite, à partir des spectres expérimentaux également donnés dans [67] et de la vitesse de l'avion estimée aux points d'émission, un calcul analogue au précédent dont les résultats figurent dans le tableau 6.1 avec les principales données fournies par le rapport [67]. La fréquence F_N est celle de l'onde en N à proximité de l'avion, la fréquence F_S la fréquence pic du signal enregistré. La corrélation du rapport des fréquences avec la distance de propagation est nette malgré l'influence perturbatrice (ou supposée telle) de la zone d'ombre.

Pour visualiser cette corrélation, la figure 6.12 traduit sous forme graphique la relation entre rapport des fréquences et distance. Nous observons que les points sont quasiment alignés sur la droite de régression, ce qui suggère que la propagation en zone d'ombre n'accroît pas la déformation de l'onde en N ou du train d'ondes qui en résulte.

Ville	Lannion	Brest	Quimper
Nombre de Mach	1,55	1,83	1,86
Azimut du signal	308°	336°	340°
Distance à l'avion	105 km	145 km	200 km
Fréquence F_N	4,8 Hz	5,6 Hz	5,8 Hz
Fréquence F_S	2,5 Hz	2,2 Hz	1,6 Hz
F_N / F_S	1,9	2,6	3,4

Tableau 6.1 – Rapport des fréquences à l'émission et à la réception de l'onde en N

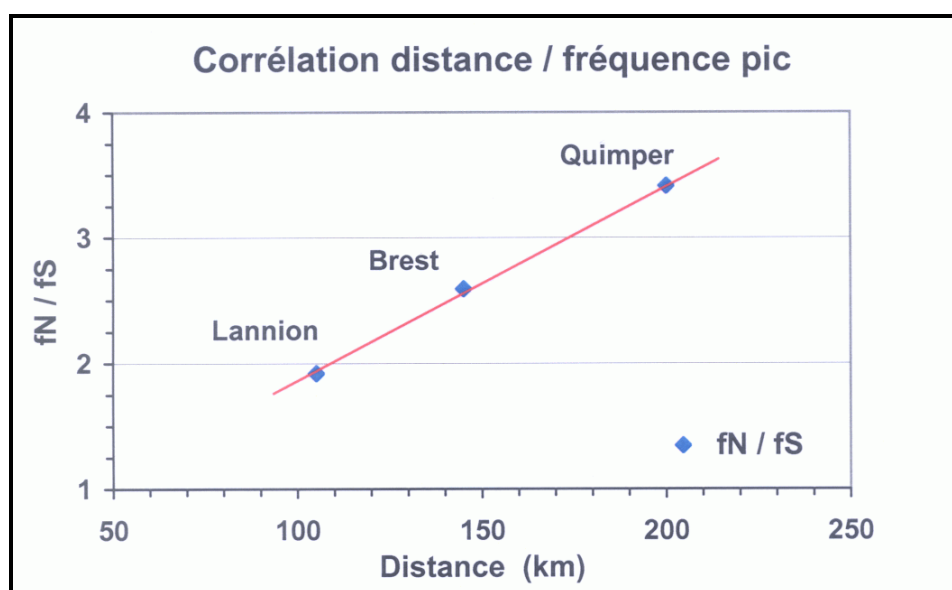


Figure 6.12 – Données issues de l'étude ONERA [67] ; Recherche de corrélation

Arrivés au terme de ce chapitre, nous pouvons dire que l'analyse fréquentielle du signal enregistré semble prometteuse pour estimer la distance source-station grâce à la corrélation apparente entre la fréquence pic du spectre et la distance à l'avion. Dans la suite nous appellerons cette méthode le "test du premier zéro", qui semble être plus précis que le test du premier pic. Cependant cette méthode utilisée dans le cadre d'un problème inverse a un inconvénient évident : pour pouvoir estimer la distance à partir de la droite de la figure 6.12, il faut soit connaître la géométrie et la vitesse de l'aéronef pour calculer l'onde en N à l'origine, soit faire une hypothèse plus ou moins hasardeuse sur sa durée initiale.

CHAPITRE VII

SIGNAUX ENREGISTRES DANS LES LANDES

1. SIGNAUX "CONCORDE" 2003

1.1 Données disponibles

Au début de l'étude nous disposions, entre autres signaux fournis à l'ONERA dans le cadre de la thèse en cours, de signaux temporels enregistrés le 17 mars 2003 entre 16 heures et 17 heures par 6 capteurs microbarographiques d'une station d'enregistrement non précisée. Ces signaux étaient donnés comme provenant du bang sonique généré par le supersonique Concorde.

Outre les signaux temporels de fréquence d'acquisition 100 Hz, les documents fournis comportaient la configuration des 6 capteurs (figure 7.1) et des analyses en temps réel effectuées par la station. Les capteurs sont disposés le long et à l'intérieur d'un triangle sensiblement équilatéral de 50 m de côté (figure 7.1). Les analyses comportent les instants d'arrivée, fréquences, célérités, amplitudes et directions de provenance apparentes des trains d'ondes, ainsi que le niveau de corrélation entre les six capteurs. Un exemple de série temporelle comportant les moyennes globales et écarts-types de l'azimut et de la célérité est présenté sur la figure 7.2.

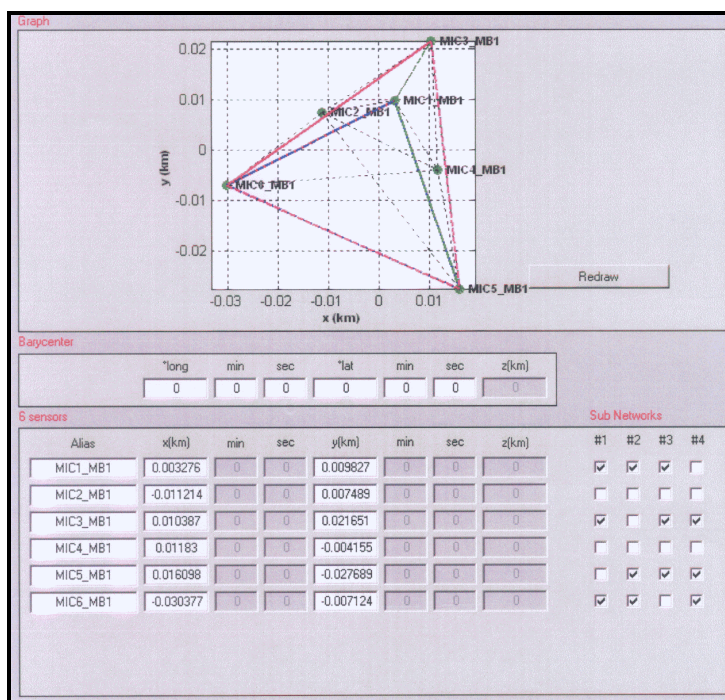


Figure 7.1 – Configuration des 6 capteurs de la station de mesure

----- n°25							
date : 1322.50 s	freq : 3.97500000 Hz	azim : 5.60934 rads	sp : 0.36446 km/s	RMS : 0.05174738 Pa	cor : 0.98	cons : 0.006	
date : 1323.50 s	freq : 3.97500000 Hz	azim : 5.60934 rads	sp : 0.36446 km/s	RMS : 0.05280805 Pa	cor : 0.98	cons : 0.006	
date : 1324.50 s	freq : 3.97500000 Hz	azim : 5.60934 rads	sp : 0.36446 km/s	RMS : 0.05536503 Pa	cor : 0.98	cons : 0.006	
date : 1325.50 s	freq : 3.97500000 Hz	azim : 5.60934 rads	sp : 0.36446 km/s	RMS : 0.05572181 Pa	cor : 0.98	cons : 0.006	
date : 1326.50 s	freq : 2.50500000 Hz	azim : 5.60934 rads	sp : 0.36446 km/s	RMS : 0.08642312 Pa	cor : 0.99	cons : 0.006	
date : 1326.50 s	freq : 3.97500000 Hz	azim : 5.60934 rads	sp : 0.36446 km/s	RMS : 0.05501168 Pa	cor : 0.98	cons : 0.006	
date : 1326.50 s	freq : 1.03500000 Hz	azim : 5.62233 rads	sp : 0.36755 km/s	RMS : 0.18228033 Pa	cor : 0.83	cons : 0.005	
date : 1327.50 s	freq : 2.50500000 Hz	azim : 5.62390 rads	sp : 0.36751 km/s	RMS : 0.08591226 Pa	cor : 0.99	cons : 0.006	
date : 1327.50 s	freq : 3.97500000 Hz	azim : 5.60934 rads	sp : 0.36446 km/s	RMS : 0.04912480 Pa	cor : 0.97	cons : 0.006	
date : 1328.50 s	freq : 3.97500000 Hz	azim : 5.62390 rads	sp : 0.36751 km/s	RMS : 0.05470895 Pa	cor : 0.98	cons : 0.006	
date : 1329.50 s	freq : 3.97500000 Hz	azim : 5.65643 rads	sp : 0.36732 km/s	RMS : 0.05928306 Pa	cor : 0.97	cons : 0.005	
Azimuth mean : 5.617							
Speed mean : 0.365557							
Azimuth standard deviation : 0.01377							
Speed standard deviation : 0.00145156							
Sensors used : 1 1 1 1 1 1							

Figure 7.2 – Exemple de données concernant les séries statistiques intégrées en temps réel

1.2 Analyse des séries

Dans le contexte considéré, il est évidemment intéressant de traduire la vitesse apparente c_A des trains d'ondes en angle de site ϕ_A (élévation par rapport à l'horizontale), sous réserve que celle-ci soit au moins égale à la célérité du son ambiante c_L .

L'angle de site d'une onde incidente peut se calculer, pour chaque série de signaux identifiée, par la relation :

$$\phi_A = \arccos\left(\frac{c_L}{c_A}\right) \quad (7.1)$$

en supposant que $\phi_A = 0^\circ$ (incidence rasante) si $c_A \leq c_L$. Le caractère subsonique d'un train d'onde peut être dû soit à un phénomène physique réel de dispersion en très basse fréquence, soit à un calcul imprécis de la corrélation temporelle du signal entre les capteurs.

Le calcul nous donne en fait des valeurs de l'angle de site généralement proches de 20° ou 25° , les azimuts variant entre 320° et 324° , soit une direction dominante Nord-Ouest / Sud-Est.

Nous avons cherché tout d'abord les éventuelles corrélations entre angle de site, azimut et instant d'arrivée des signaux issus des "séries" fournies, qui s'étalent sur une durée totale d'environ trois minutes à partir de 16 h 20 min 58 s TU. Nous voyons sur les figures 7.3 et 7.4 qu'il n'y a pas de corrélation évidente entre le temps et les angles de site et d'azimut pendant les trois minutes d'analyse considérées.

Il semble par contre y avoir une certaine corrélation entre les angles de site et d'azimut des ondes incidentes. En effet deux familles semblent apparaître sur la figure 7.5, les ondes provenant des azimuts 320° - 322° ayant une incidence plus forte que les ondes provenant des azimuts 322° - 324° . Ceci nous a fait espérer l'éventualité de trajets atmosphériques différents (on dit aussi dans la littérature : de phases différentes) des deux trains d'ondes, hypothèse qui n'a pu être confirmée par la suite.

1.3 Analyse succincte des signaux

Dans nos analyses, nous avons principalement considéré les capteurs 2 et 5. Ces deux capteurs, distants de 44,5 m, présentent la particularité d'être alignés dans la direction moyenne de réception du signal (322° soit sensiblement NW-SE, voir la figure 7.1).

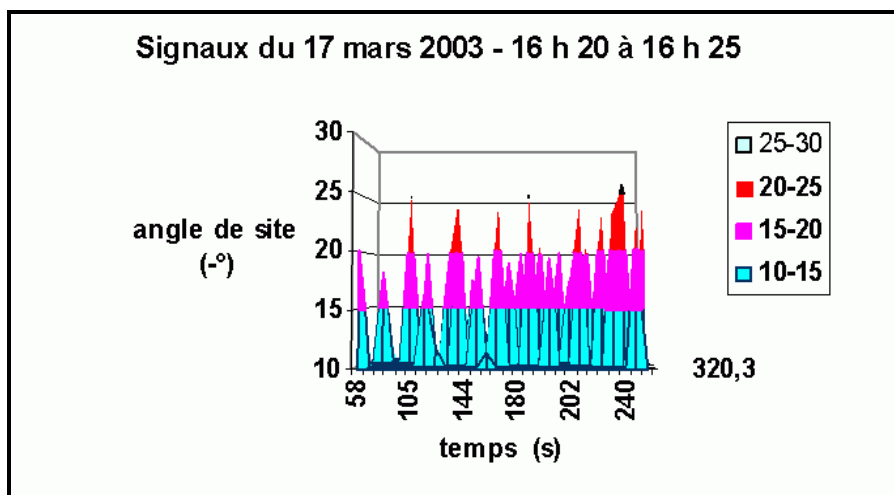


Figure 7.3 – Recherche d'une corrélation angle de site – temps

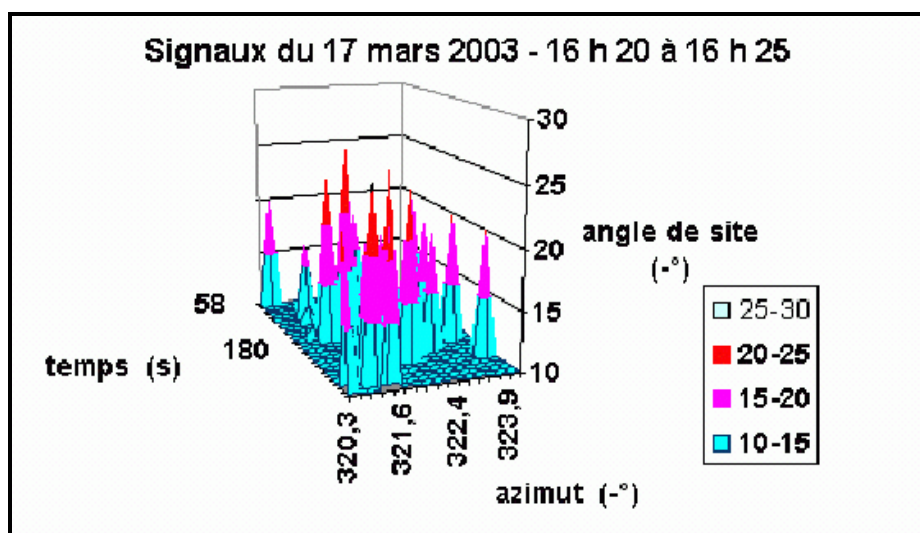


Figure 7.4 – Recherche d'une corrélation angle de site – temps – azimuth

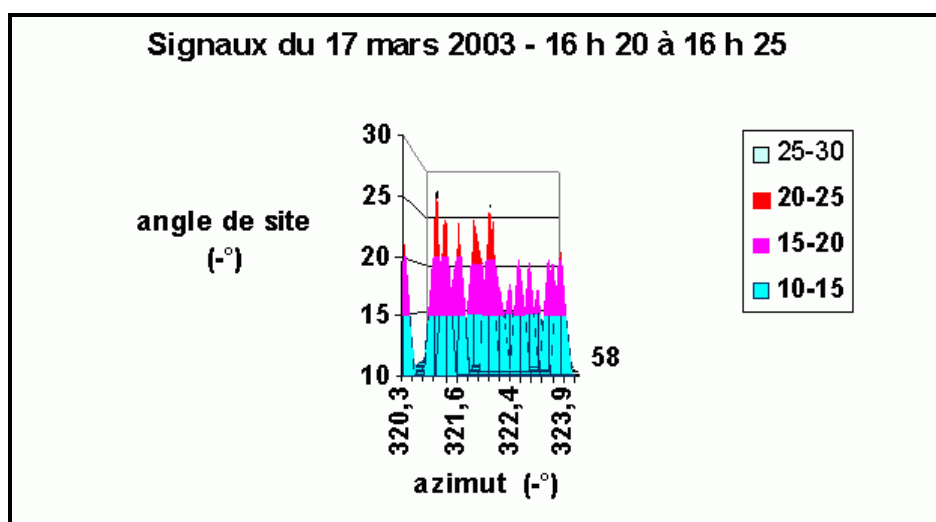


Figure 7.5 – Recherche d'une corrélation angle de site – azimuth

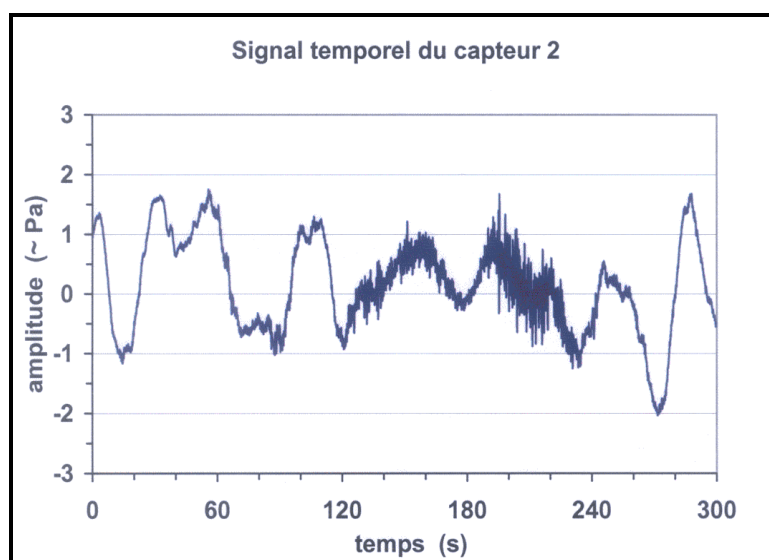


Figure 7.6 – Signal enregistré par la station de mesure le 17 mars 2003

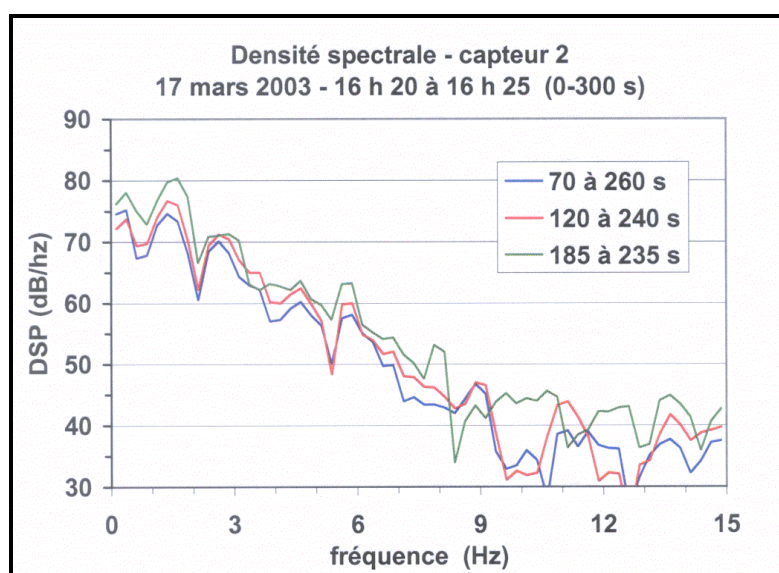


Figure 7.7 – Spectre du signal pour différentes fenêtres temporelles

Nous voyons sur la figure 7.6 le signal enregistré par le capteur 2 entre 16 h 20 (instant 0 s) et 16 h 25 (instant 300 s), créneau d'arrivée du signal utile qui se superpose à un bruit de fond naturel comportant des oscillations lentes de grande amplitude, peut-être causées par des variations locales de pression dues au vent interagissant avec le corps et le mécanisme des capteurs. A noter que ces oscillations ne sont pas les mêmes d'un capteur à l'autre, en dépit de leur proximité.

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre VI, l'approche fréquentielle semble prometteuse pour estimer la distance entre une station de mesure et un avion supersonique. Nous avons donc procédé à une première analyse spectrale du signal avec un pas de 0,25 Hz sur différentes fenêtres temporelles dans l'intervalle 16 h 20 – 16 h 25. Comme nous le voyons sur la figure 7.7 relative au capteur 2, les spectres de fenêtres d'environ une, deux et trois minutes de signal semblent contenir la même information, du moins entre 0 et 9 Hz. Ceci montre une certaine "redondance temporelle" du signal, ce qui peut suggérer une structure d'échos multiples (cf. Chapitre X). On peut faire le rapprochement avec un coup de foudre qui se traduit à quelques kilomètres de distance par un grondement de plusieurs secondes. On note par ailleurs un minimum apparent vers 2 Hz, particularité intéressante qui ne sera pas confirmée par l'analyse fine.

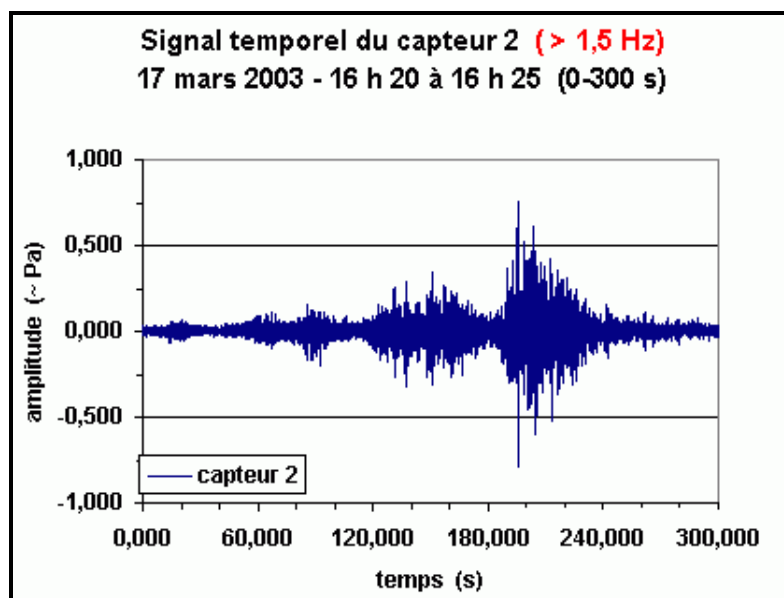


Figure 7.8 – Signal temporel filtré à 1,5 Hz

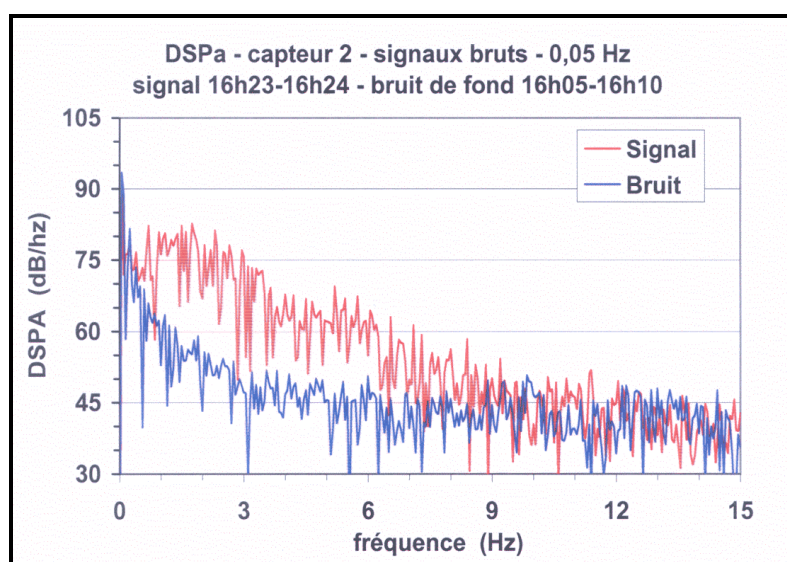


Figure 7.9 – Spectre du signal brut et du bruit de fond

1.4 Analyse approfondie

Disposant de 5 minutes de signal entre 16 h 20 et 16 h 25 sur 6 capteurs différents (cf. figure 7.6), il nous a tout d'abord fallu détecter la partie utile du signal. Pour cela, nous avons filtré le signal à 1,5 Hz afin d'éliminer le bruit de fond (figure 7.8).

Cela nous a permis de situer le signal utile le plus évident entre 16 h 22 et 16 h 24 (120 s à 240 s sur la figure 7.8). Nous avons pu contrôler par ce filtrage passe-haut l'absence de signal utile en dehors de la fenêtre de 5 minutes initialement considérée.

Cependant ce filtrage introduit une perte d'information en très basse fréquence, ce qui nous contraint d'effectuer les analyses spectrales à partir du signal brut. Il est donc important de connaître le spectre du bruit superposé au signal. La figure 7.9 représente les spectres (densités spectrales de pression acoustique DSPA) analysés par tranches de 0,05 Hz d'une minute de signal brut à son maximum et de cinq minutes de bruit de fond sans signal, entre 16 h 05 et 16 h 10.

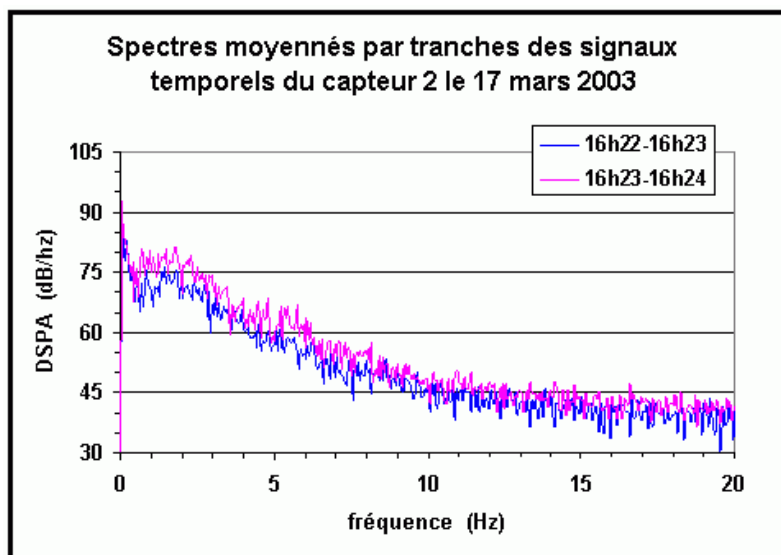


Figure 7.10 – Comparaison des spectres dans deux tranches temporelles successives

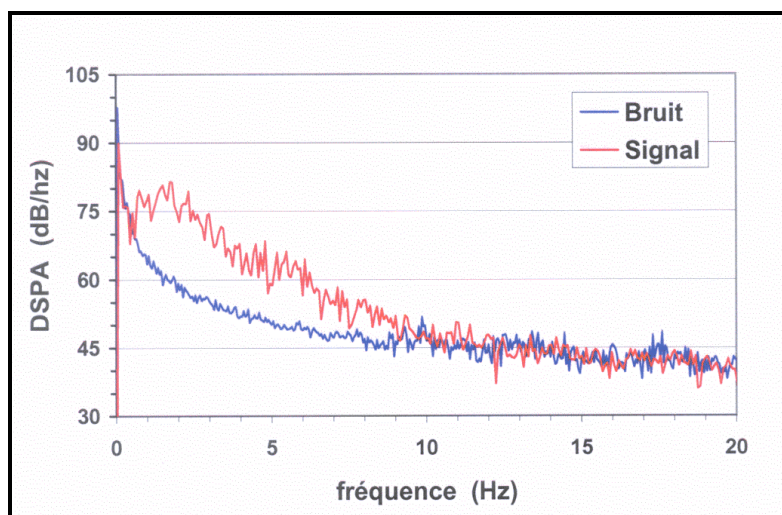


Figure 7.11 – Spectres du signal et du bruit de fond du capteur 2 après lissage par moyenne sur des fenêtres temporelles adjacentes

Nous pouvons faire plusieurs observations :

- le bruit de fond prédomine entre 0 et 0,5 Hz, masquant l'éventuel signal,
- au-dessus de 9 Hz, le signal éventuel est masqué par le bruit de fond,
- le signal et le bruit de fond sont affectés d'oscillations importantes qui semblent aléatoires,
- aucun minimum évident du spectre du signal n'est identifiable.

Afin d'éliminer les oscillations non significatives des spectres, nous avons choisi de moyenniser les spectres de fenêtres temporelles successives. Pour le signal, cette démarche est justifiée par l'observation faite précédemment sur la redondance du contenu spectral (cf. figure 7.7), observation confirmée par l'analyse des deux "blocs" successifs du signal visibles sur la figure 7.8 entre $t = 120$ s et $t = 180$ s d'une part (16 h 22 à 16 h 23), $t = 180$ s et $t = 240$ s d'autre part (16 h 23 à 16 h 24). On voit en effet sur la figure 7.10 que les spectres correspondant aux deux périodes temporelles sont identiques, au décalage d'amplitude près : l'analyse spectrale restitue bien, conformément au théorème de Parseval-Plancherel, la différence de niveau constatée entre les deux blocs de signal temporel.

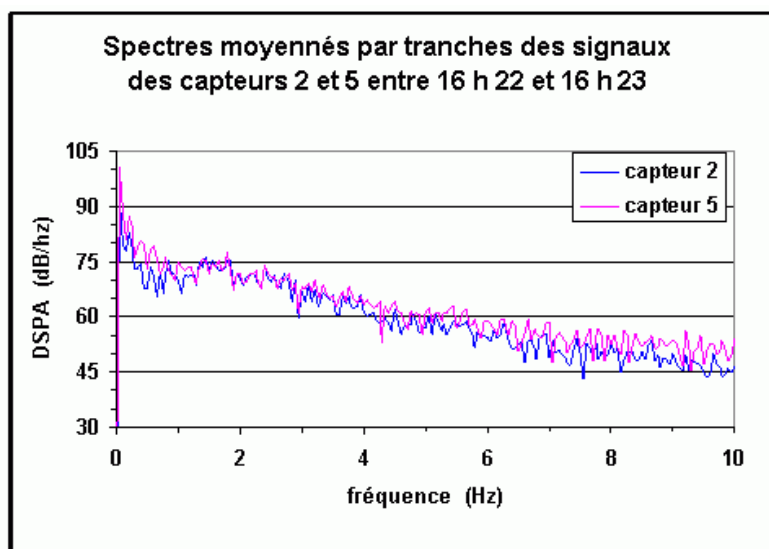


Figure 7.12 – Comparaison des spectres entre capteurs 2 et 5 (1)

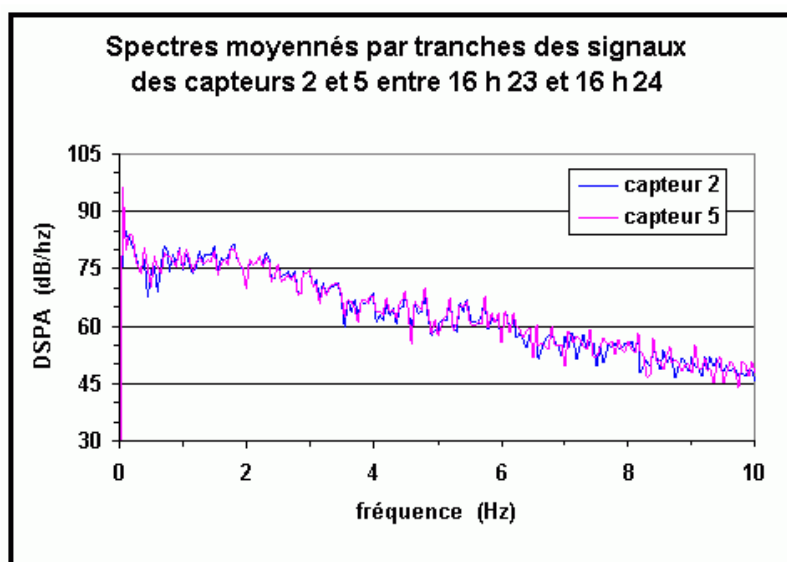


Figure 7.13 – Comparaison des spectres entre capteurs 2 et 5 (2)

Les densités spectrales de pression acoustique ont donc été moyennées en valeurs quadratiques (Pa^2/Hz) par tranches temporelles de 12 secondes du signal enregistré entre 16 h 23 et 16 h 24, fenêtre correspondant au maximum de pression acoustique. Pour le bruit, les densités spectrales ont été moyennées par tranches de 60 secondes à partir du signal enregistré entre 16 h 05 et 16 h 10. Dans la figure 7.11 qui permet de comparer les spectres lissés du signal et du bruit de fond, nous avons adopté, comme dans les figures précédentes, une échelle logarithmique de niveau acoustique (dB/Hz).

Nous pouvons remarquer que :

- le bruit de fond n'évolue pas au cours du temps (tranches 0-0,5 Hz et au-dessus de 10 Hz),
- la partie lisible du spectre du signal utile est comprise entre 0,5 Hz et 10 Hz,
- le premier minimum du spectre qui apparaissait en figure 7.7 n'est plus décelable ; il n'était donc pas significatif et résultait du choix du pas d'analyse en fréquence.

Au vu des figures 7.9 et 7.10, nous pouvons noter l'amélioration considérable de la lisibilité apportée par un "traitement temps-fréquence" succinct.

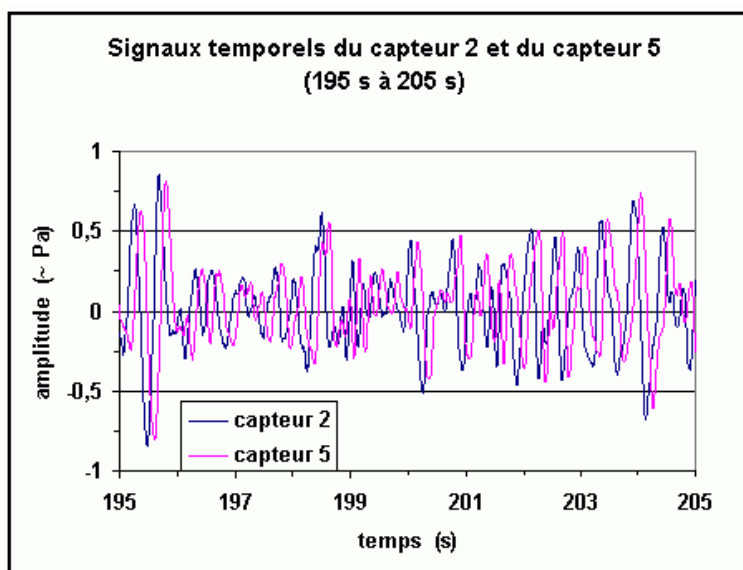


Figure 7.14 – Signaux temporels des capteurs 2 et 5 entre 16h 23min 15s et 16h 23min 25s

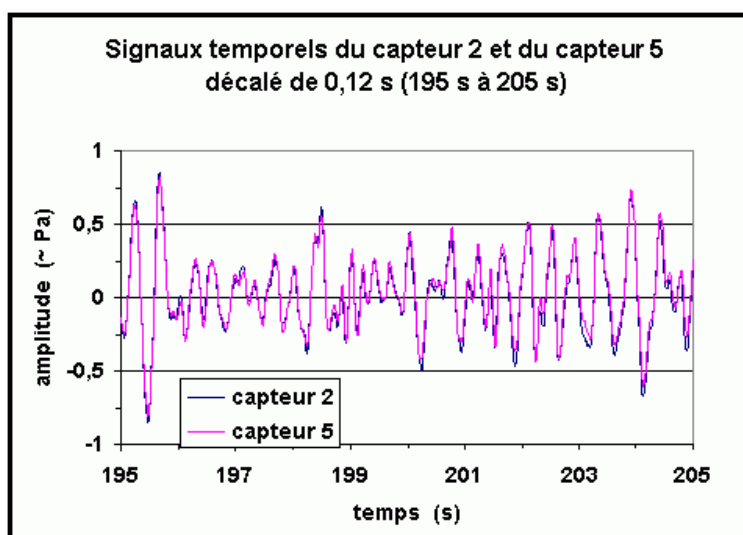


Figure 7.15 – Signaux temporels des deux capteurs après décalage de 0,12 s du signal du capteur 5

Il était intéressant de comparer les résultats des analyses pour deux capteurs. Sur la figure 7.12 relative à la fenêtre 16 h 22 - 16 h 23, on constate une bonne concordance entre les spectres lissés des capteurs 2 et 5. Sur la figure 7.13 relative à la fenêtre 16 h 23 - 16 h 24, la concordance devient quasi-parfaite. Ceci est dû d'une part à un meilleur rapport signal sur bruit, d'autre part à la proximité des capteurs du dispositif par rapport aux longueurs d'onde concernées.

1.5 Corrélation spatiale

On se propose de calculer l'interspectre entre les signaux de deux capteurs pour évaluer la différence de marche entre les capteurs et par suite la célérité apparente de l'onde sonore, en confirmation des données fournies par la station. Nous avons effectué les calculs par tranches successives de 15 s de signal pour les capteurs 2 et 5, distants de 44,5 m. Le maximum de cohérence est toujours obtenu pour un décalage temporel Δt de 0,12 s, soit 12 pas de temps à 100 Hz. En affinant par interpolation de Lagrange le maximum de la fonction de cohérence (le détail de

la méthode est donné au chapitre suivant), on aboutit à $\Delta t = 0,122$ s et à une célérité apparente de 365 m/s.

Les capteurs 2 et 5 étant alignés dans la direction moyenne de réception du signal (azimut 322°), nous pouvons déduire directement l'angle de site de la formule (7.1). On trouve un angle d'environ 20° en accord avec les données des figures 7.3 à 7.5. Il faut cependant remarquer qu'à un pas de décalage temporel près ($\Delta t = 0,13$ s), on obtient une célérité apparente très proche de la célérité ambiante et donc une incidence de l'onde acoustique quasi-rasante. Les informations obtenues à partir des analyses de la station de mesure apparaissent en fait sujettes à une incertitude due au fait que la fréquence d'acquisition du signal est encore insuffisante en regard des faibles distances séparant les capteurs.

Nous pouvons vérifier l'exactitude du calcul de corrélation directement à partir des signaux temporels des capteurs 2 et 5 (figure 7.14). A l'aide du logiciel "Excel", on peut décaler pas à pas un signal par rapport à l'autre. On obtient effectivement la superposition optimale des deux signaux pour un décalage de 12 ou 13 pas (12 pas sur la figure 7.15).

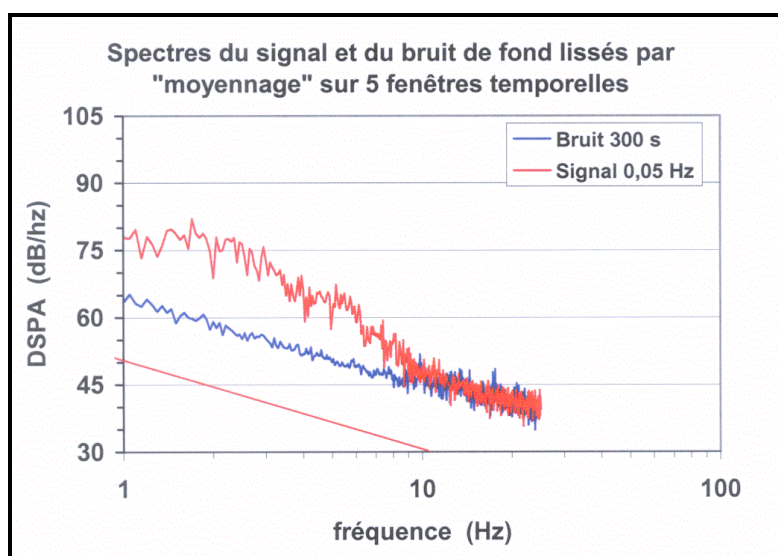


Figure 7.16 – Spectres lissés du bruit et du signal en échelle logarithmique

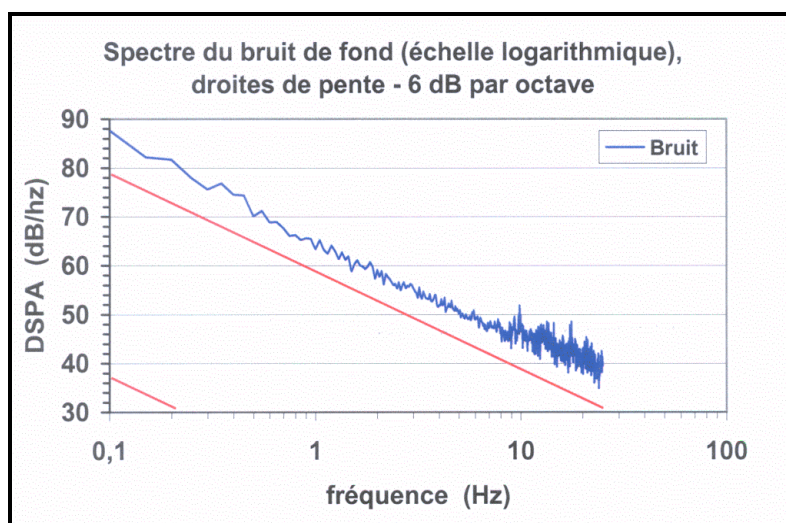


Figure 7.17 – Spectre du bruit de fond à partir de 0,1 Hz

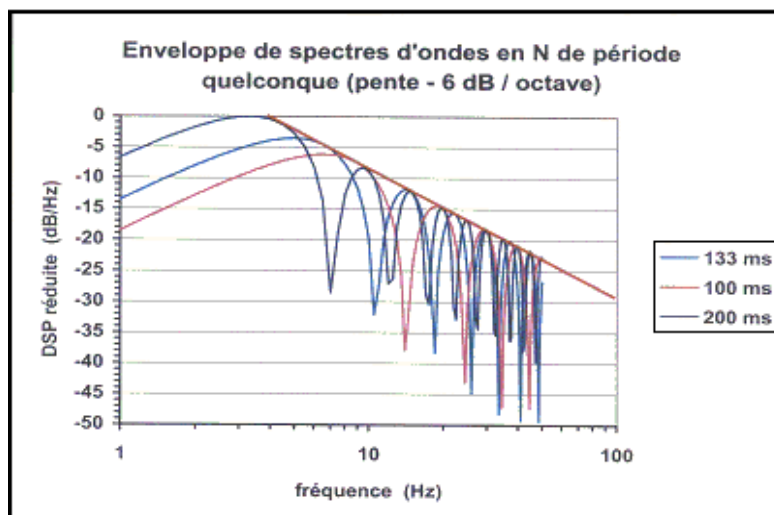


Figure 7.18 – Enveloppe des spectres d'ondes en N de période quelconque

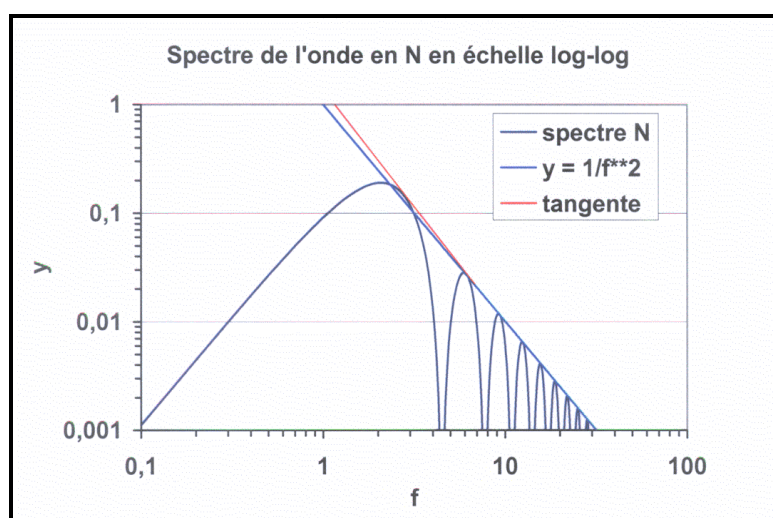


Figure 7.19 – Enveloppe du spectre d'onde en N, droite tangente aux premières arches

1.6 Vers une approche fréquentielle du problème posé

La forme régulière de la courbe suivie par le spectre lissé du bruit de fond de la figure 7.11 nous suggère d'utiliser une échelle de fréquence logarithmique plutôt que linéaire, en vue de préciser cette décroissance. La figure 7.16 résulte de ce changement d'échelle. On constate que le spectre du bruit oscille faiblement autour d'une droite de pente -20 dB par décade, soit -6 dB par octave. Nous rapprochons cette particularité du fait que l'énergie transportée par une onde sonore et sa pénétration dans l'air sont fonction inverse du carré de sa fréquence. Nous pouvons voir sur la figure 7.17 qu'il en est de même au-dessous de 1 Hz. Cette particularité ne peut être due au fait que la composante continue du bruit de fond n'est pas nulle, puisque le spectre d'un échelon unité ou d'une fonction porte admet une tangente horizontale en $f = 0$.

Il se trouve que la tangente aux arches du spectre d'une onde en N de durée quelconque a également une pente de -6 dB par octave ou -20 dB par décade (de -10 à -30 dB entre 10 et 100 Hz sur la figure 7.18). D'un point de vue algébrique, il s'agit d'une approximation, notamment pour les premières arches du spectre. On rappelle que l'équation de la densité spectrale de puissance d'une onde en N de durée $2T$ et d'amplitude A est :

$$G_{\omega}^2 = \left[\frac{A}{\omega T} \left(\frac{\sin \omega T}{\omega T} - \cos \omega T \right) \right]^2 \quad (7.2)$$

expression égale au carré du module de la transformée de Fourier du signal temporel. L'hyperbole enveloppe de ce module (toujours moyennant une petite approximation) est :

$$y_1 = \frac{A}{\omega T} \quad (7.3)$$

De cette courbe résulte une enveloppe de la densité spectrale d'équation :

$$y_2 = \left(\frac{A}{\omega T} \right)^2 \quad (7.4)$$

qui donne bien, en échelle log-log, une droite de pente -6 dB par octave. On a représenté cette droite sur la figure 7.19, ainsi que la vraie tangente aux deux premières arches du spectre qui est légèrement différente.

On pourrait penser qu'à grande distance le spectre d'une onde en N dont les "zéros" auraient disparu aurait la même allure et la même pente que le spectre du bruit de fond. En fait, les effets de l'absorption atmosphérique lors de la propagation de l'onde varient en fonction de la fréquence, ce qui accentue la pente apparente du spectre comme nous le voyons sur la figure 7.16.

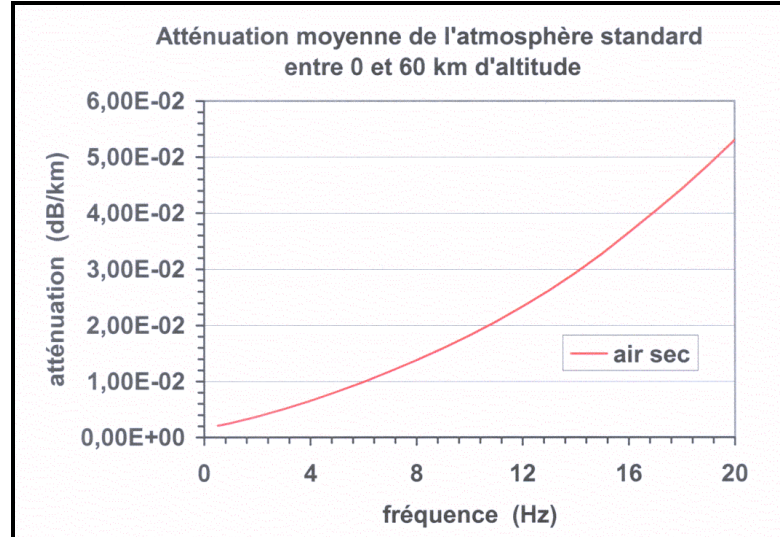


Figure 7.20 – Atténuation moyenne calculée à partir des coefficients de Sutherland

On peut calculer la déformation de l'enveloppe du spectre d'une onde en N en fonction de la distance parcourue dans l'atmosphère par le signal soit à l'aide de formules semi-empiriques [68], soit à l'aide des coefficients d'atténuation par fréquence et par altitude déterminés par Sutherland et Bass [29]. Les formules semi-empiriques sont d'un emploi incommode, nécessitant la connaissance de nombreux paramètres atmosphériques qui varient avec l'altitude. Une approche paramétrique a été effectuée dans la référence [29] et l'absorption globale a été calculée pour l'air sec en bandes de tiers d'octave. Nous avons en fait, par commodité, utilisé dans nos simulations la moyenne des

coefficients ainsi déterminés sur les 60 premiers kilomètres d'altitude qui correspondent à une propagation limitée à la stratosphère. Ce choix et ses conséquences seront discutés au paragraphe 2.5.3.

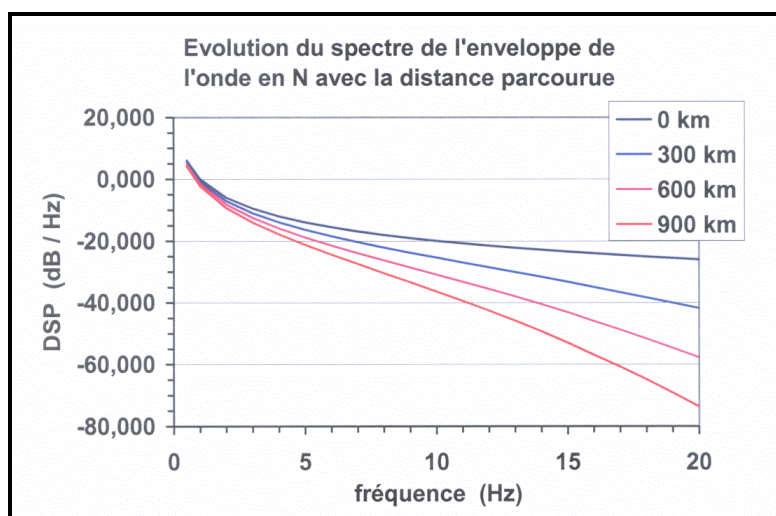


Figure 7.21 – Déformation de l'enveloppe des spectres d'ondes en N avec la distance curviligne parcourue

En raison de la fréquence où le rapport signal sur bruit devient inférieur à 1 dans l'application considérée (environ 10 Hz, voir figure 7.16), nous avons limité à la fréquence 20 Hz le calcul de la courbe continue correspondant aux coefficients moyennés (figure 7.20).

L'idée est donc de calculer la déformation de l'enveloppe du spectre de l'onde en N lors de sa propagation. Pour cela, nous avons procédé à un tracé de rayon en atmosphère d'hiver (celle du Chapitre VI, selon les météo française et anglaise). En effet, il n'est pas possible d'obtenir de trajet stratosphérique en atmosphère standard, le profil de température ne rabattant les rayons vers le sol qu'aux alentours de 100 km d'altitude. Ces trajets thermosphériques sont d'un intérêt moindre au vu des très forts coefficients d'atténuation qui règnent en haute atmosphère, ceux-ci ne laissant guère subsister que les fréquences inférieures au Hertz. Le rayon stratosphérique considéré oscille entre 0 et 53 km d'altitude où il est réfléchi par le gradient des vents saisonniers. En vue de l'application envisagée, la source sonore a été positionnée à 17.500 m d'altitude soit 57.000 pieds, altitude de croisière du Concorde.

Le chemin parcouru par ce rayon avant son premier rebond sur le sol est calculé pas-à-pas par le code SIMOUN, la longueur de l'arche étant de 300 km et celle de la trace au sol de 275 km. On a calculé l'atténuation cumulée le long de ce rayon aux 1^{er}, 2^{ème} et 3^{ème} rebonds, c'est-à-dire dans le cas où le rayon parcourt 300, 600 et 900 km en distance curviligne, ce qui correspond à une distance horizontale de 270 km, 545 km et 820 km de la position de la source. Remarquons que la différence entre longueur de trajectoire et distance projetée sur le sol est inférieure à 10 %.

Nous avons représenté sur la figure 7.21 les enveloppes du spectre d'une onde en N ayant subi l'atténuation atmosphérique correspondant à chacune des distances parcourues par le rayon. Les atténuations calculées pas-à-pas à une fréquence donnée et sommées au moment des rebonds sont retranchées à l'enveloppe nominale du spectre de l'onde en N (voir figure 7.19), qui est matérialisée sur la figure 7.21 par la courbe "0 km" dont le niveau a été fixé arbitrairement (0 dB à 1 Hz).

En superposant à ces courbes de niveau arbitraire le spectre du signal enregistré par la station de mesure, on constate qu'au-delà du premier maximum présumé et jusqu'à la limite du signal utile, soit entre 2 Hz et 10 Hz, la forme du spectre suit la pente de l'enveloppe obtenue après une trajectoire de 900 km avec rebonds stratosphériques (figure 7.22). Ceci nous a permis d'évaluer à environ 800 km, en l'absence de toute autre donnée, la distance de l'avion à la station de mesure.

On voit que la méthode élaborée est a priori avantageuse à deux points de vue, le premier étant de pouvoir s'affranchir des données du bang sonique à la source et donc des données de vol de l'aéronef, le deuxième de pouvoir ignorer, dans certaines limites, la météorologie du jour.

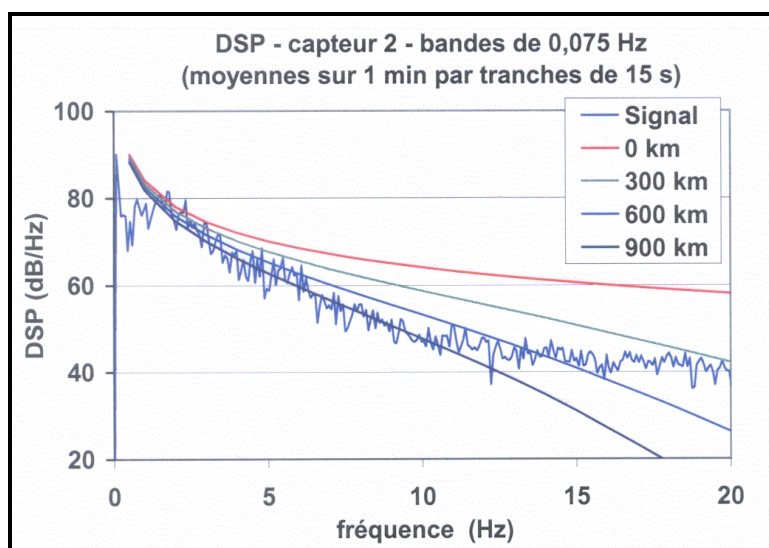


Figure 7.22 – Estimation de la pente du spectre du signal enregistré

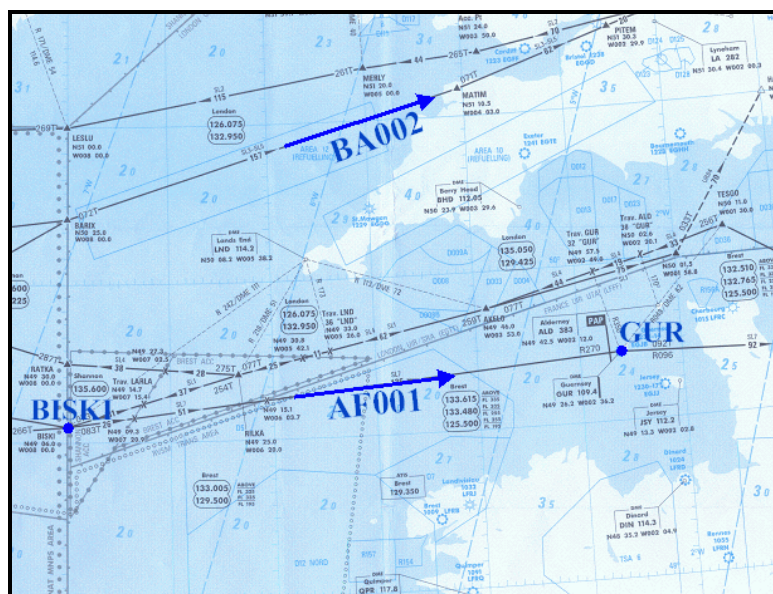


Figure 7.23 – Trajectoires des vols Concorde du 17 mars 2003

2. EXPLOITATION DES SIGNAUX "IN SITU"

2.1 Identification de la station et du vol

Les signaux analysés dans le §1 étaient finalement issus d'un site de mesure situé dans les Landes aux environs de Parentis que nous appellerons par commodité S.M.L.. Une exploitation complémentaire a donc été menée afin d'identifier le vol "Concorde" à l'origine de ces signaux. L'azimut d'arrivée des signaux au S.M.L. (Nord-Ouest) et la distance de propagation estimée (800 km) nous suggèrent de rechercher un vol transatlantique U.S.A.- Europe.

Les trajectoires et horaires des vols transatlantiques "Concorde" partant de New York (J.F. Kennedy Airport) le matin en 2003 étaient :

- Vol Air France AF001, arrivée à Paris Charles-de-Gaulle à 16 h 45 GMT,
- Vol British Airways BA002, arrivée à London Heathrow à 17 h 25 GMT.

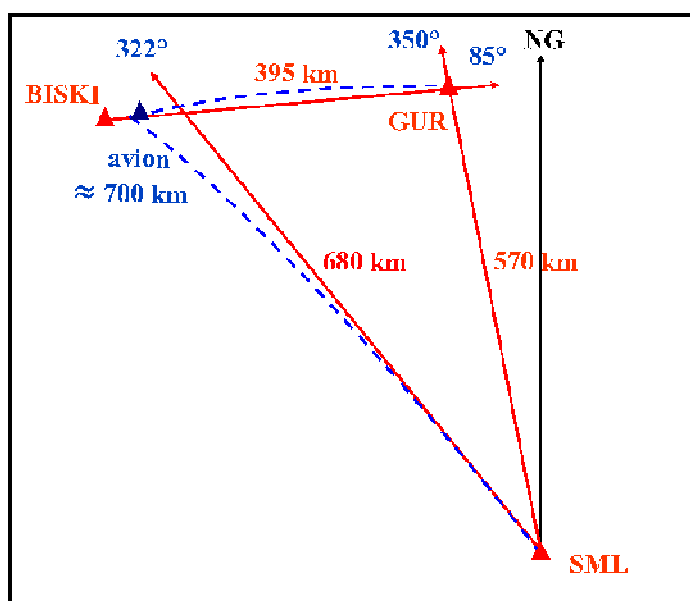


Figure 7.24 – Triangulation en "Terre plate" pour la localisation du Concorde

Ces données nous ont été fournies, avec un certain nombre de documents concernant navigation et trajectographie de l'avion, par l'Association des Professionnels du Concorde [64]. Les trajectoires de ces deux vols sont représentées figure 7.23. On voit qu'elles sont distantes d'environ 200 km en latitude. Le signal ayant été reçu au S.M.L. entre 16 h 20 et 16 h 25 GMT, un calcul rapide montre que l'avion de la British Airways passe environ une heure trop tard pour l'avoir émis. Par contre, le créneau d'arrivée du signal est compatible avec les horaires du vol Air France, sachant que ceux-ci comportent une incertitude de dix à quinze minutes liée aussi bien aux conditions de trafic à J.F.K. Airport qu'à la météorologie du jour [64]. On remarque que la trajectoire du Vol AF001 comporte deux "points tournants" où le cap suivi par l'avion s'infléchit, BISKI (en limite Ouest de la figure 7.23) et GUR (Guernesey). Ces deux points sont distants d'environ 400 km.

Selon le plan de vol, l'azimut de l'avion est de 100° en arrivant à BISKI, de 83° en partant de BISKI (l'avion effectue donc un virage à gauche à Mach 2). Le début du ralentissement et de la descente de l'avion intervient 100 km après le franchissement du point tournant BISKI, le passage du Mach s'effectue à 25 milles nautiques du PAP (Point à Protéger du bang sonique, situé à 5 milles nautiques avant le point tournant GUR). Notons que l'azimut d'arrivée réel à Guernesey est de $86,5^\circ$ et non 83° , ceci étant dû à la rotondité de la Terre.

Compte tenu de l'azimut moyen d'arrivée au S.M.L. du signal résultant du bang sonique (322°), nous avons effectué pour localiser le Concorde une première triangulation en configuration "Terre plate", c'est-à-dire qu'une direction donnée est représentée par une ligne droite (loxodromie d'azimut constant). Dans le schéma de la figure 7.24, nous avons positionné dans un plan orthonormé la station de mesure S.M.L. (N $44^\circ 24'$ - W $01^\circ 10'$), le point tournant BISKI (N $49^\circ 06'$ - W $07^\circ 00'$) et le point tournant GUR (N $49^\circ 26'$ - W $02^\circ 36'$) en adoptant des azimuts géographiques moyens entre le S.M.L. et GUR d'une part, BISKI et GUR d'autre part, et en respectant les distances calculées entre ces points. On trouve dans ces conditions que l'avion se trouve à environ 680 km du S.M.L. et à 320 km de Guernesey. Cependant, on sait qu'avec des

trajectoires orthodromiques suivant le plus court chemin à la surface du globe terrestre (en tirets bleus sur la figure 7.24), on trouverait une position de l'avion plus proche du point tournant BISKI et une distance au S.M.L. d'environ 700 km.

On voit que la détermination "à l'aveugle" de la distance faite au §1 (800 km) était somme toute satisfaisante.

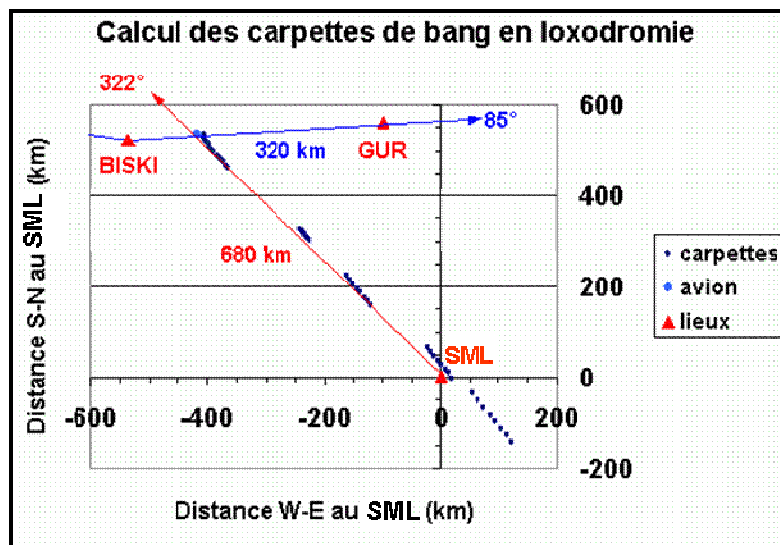


Figure 7.25 – Carpettes obtenues en "Terre plate" pour le vol Concorde de 17 mars 2003

Nous avons procédé à une simulation de propagation à partir du point de la trajectoire de l'avion donné par l'intersection avec la direction 322° issue du S.M.L., en adoptant la même atmosphère d'hiver que précédemment. L'avion est toujours situé à son altitude de croisière de 57.000 pieds, n'ayant pas encore ralenti à 70 km de BISKI. Les rayons stratosphériques issus du cône de Mach donnent les carpettes représentées sur la figure 7.25, certaines d'entre elles étant issues de la carquette primaire, d'autres provenant de rayons émis directement vers la stratosphère. En fonction de la météorologie réelle, le S.M.L. pourrait être concerné par l'une ou l'autre de ces familles. A noter que les "pincesaux" des trajectoires stratosphériques sont étroits (de 2° à 3° de variation pour l'angle γ de la figure 6.2) et qu'il n'était nullement évident, dans ces conditions, que l'azimut de l'avion et l'ouverture du cône de Mach (30° à Mach 2) permettent une émission dans la direction opposée à l'azimut 322° . Ceci nous conforte dans notre "choix" du Vol AF001.

2.2 Modèle météorologique et atmosphérique

Il ressort du paragraphe précédent la nécessité de prendre en compte une météorologie réaliste et la rotondité de la Terre dont les conséquences à de telles distances ne peuvent plus être tenues pour négligeables.

Nous avons demandé à Météo France [69] les bulletins météorologiques susceptibles d'être utilisés entre l'Atlantique Nord à la latitude de Brest et Parentis, le 17 mars 2003 aux environs de 16 heures. Afin d'établir à partir d'interpolations temporelles et spatiales une carte météorologique plausible sur cette zone, les seuls bulletins utilisables étaient :

- les bulletins de radio-sondages du jour de Brest et de Bordeaux à midi et à minuit, allant jusqu'à 30 km d'altitude environ,
- les données ALADIN de Parentis à 15 heures allant du sol à 1500 m d'altitude (on rappelle qu'il ne s'agit pas de mesures locales mais d'un calcul effectué sur un maillage de relevés connus),
- les moyennes saisonnières de vent et température en haute altitude CIRA (COSPAR International Reference Atmosphere) au niveau des $45^{\text{ème}}$ et $50^{\text{ème}}$ Parallèles Nord.

L'ensemble de ces données et de leurs créneaux spatio-temporels de validité est résumé sur les figures 7.26 et 7.27.

Les bulletins météo à Brest et à Bordeaux à 16 heures ont été estimés en affectant un coefficient 2 aux données relevées à midi (12 h), un coefficient 1 aux données relevées à minuit (24 h). Le bulletin ALADIN de 15 heures a été considéré comme encore valable entre 16 h et 17 h.

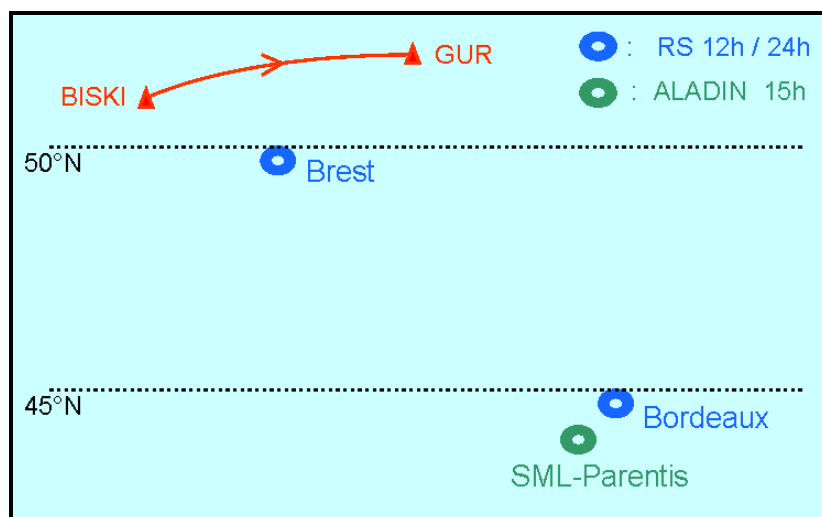


Figure 7.26 – Bulletins de radio-sondages et données ALADIN fournies par Météo France

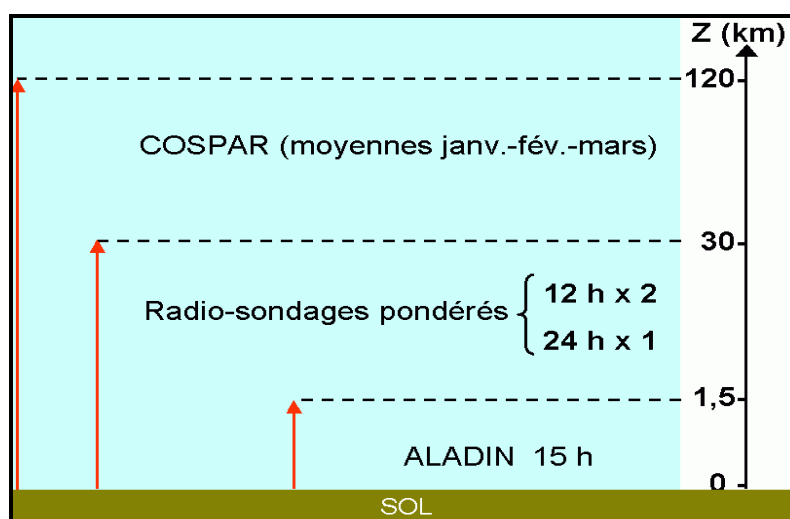


Figure 7.27 – Météo du 17 mars à 16 heures en fonction de l'altitude

Par ailleurs, des problèmes de raccordement se sont posés entre les radio-sondages de Brest ou Bordeaux et les données COSPAR correspondantes, particulièrement en ce qui concerne la force du vent. Cette remarque, jointe à des considérations de lissage, nous a amené à considérer la moyenne janvier-février-mars des données COSPAR plutôt que les seules données du mois de mars.

A titre d'exemple, on montre sur les figures 7.28 et 7.29 les données de vitesse du vent et de température aux environs de Parentis issues du bulletin ALADIN, de radio-sondages (bulletin météo de Bordeaux interpolé à 16 heures) et de moyennes COSPAR. Pour des raisons de cohérence concernant la force et la direction du vent, on a choisi, en fonction de l'altitude, les domaines de validité suivants :

- bulletin ALADIN de Parentis entre 0 et 1500 m,

- radio-sondage de Bordeaux entre 2000 m et 30.000 m,
- données COSPAR du 45^{ème} Parallèle Nord à partir de 36.000 m.

Il y a donc deux zones d'interpolation linéaire entre 1500 m et 2000 m d'une part, 30.000 m et 36.000 m d'autre part. Ces interpolations apparaissent plus artificielles pour les données "vent" (figure 7.30) que pour les données "température" (figure 7.31). Sur la figure 7.30, on a représenté la composante du vent selon la direction Ouest-Est, la seule qui figure dans les données COSPAR.

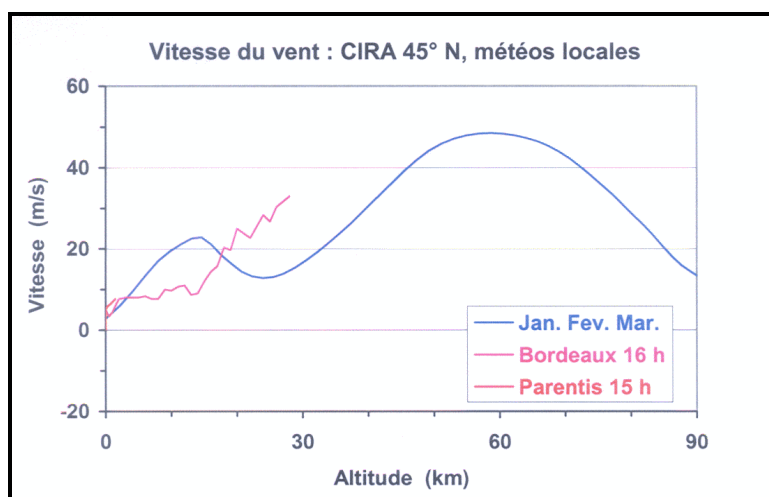


Figure 7.28 – Problème de raccordement des données "vent" (hors azimuth)

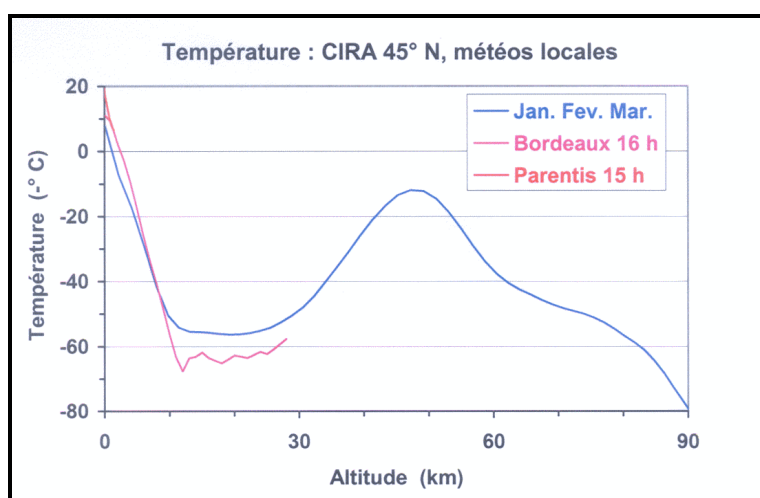


Figure 7.29 – Problème de raccordement des données "température"

Nous pouvons remarquer un premier passage au zéro de cette composante vers l'altitude 13.000 m, le vent n'étant en fait pas nul mais venant du Nord dans le radio-sondage. Bien entendu, le code de calcul SIMOUN prend en compte la vitesse et l'azimut réels du vent à chaque altitude.

Nous avons représenté sur les figures 7.32 et 7.33 ces mêmes données pour Brest, lissées au niveau du 50^{ème} Parallèle Nord et interpolées aux mêmes altitudes, à la différence près que la validité des radio-sondages de Brest va jusqu'au niveau de la mer, ceux-ci n'étant pas relayés par un bulletin ALADIN comme les radio-sondages de Bordeaux aux environs de Parentis.

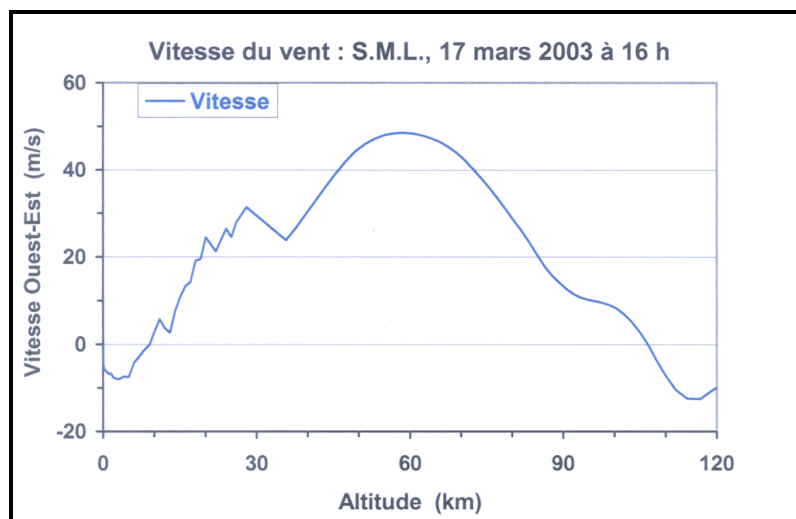


Figure 7.30 – Données "vent" (azimut Ouest-Est) raccordées à Parentis

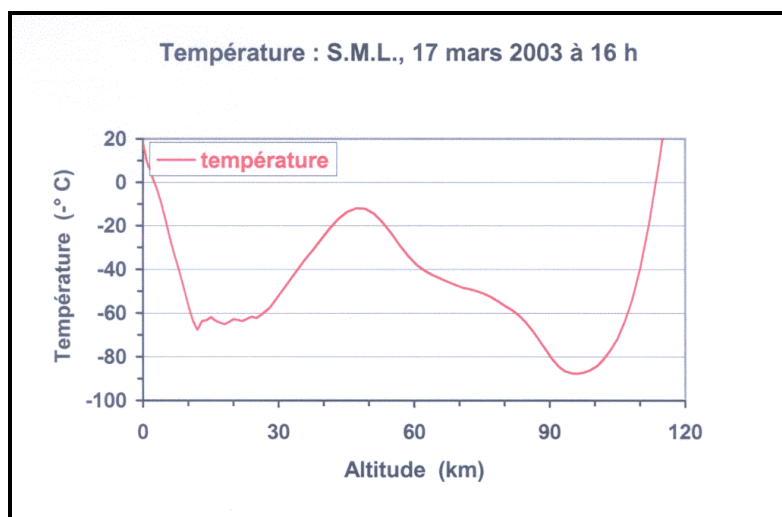


Figure 7.31 – Données "température" raccordées à Parentis

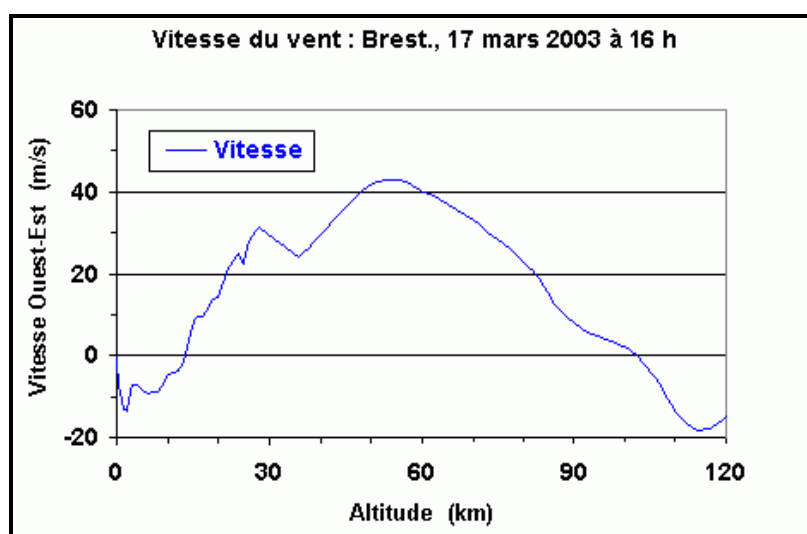


Figure 7.32 – Données "vent" (azimut Ouest-Est) raccordées à Brest

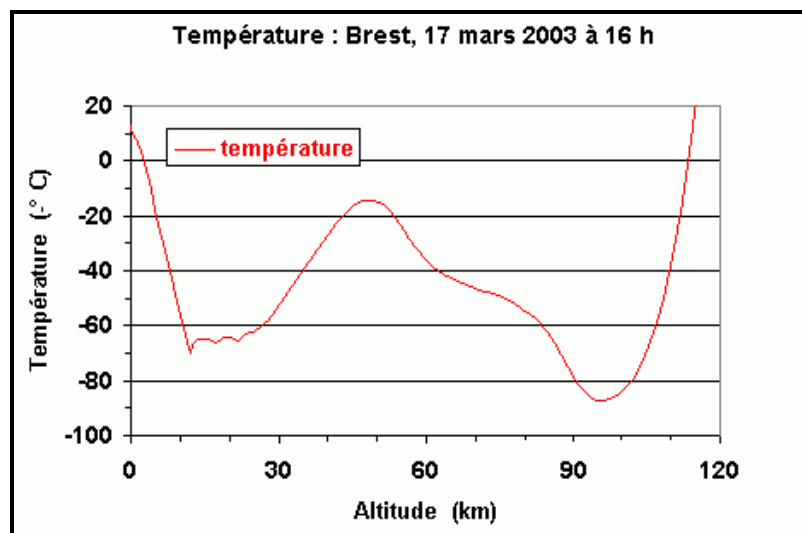


Figure 7.33 – Données "température" raccordées à Brest

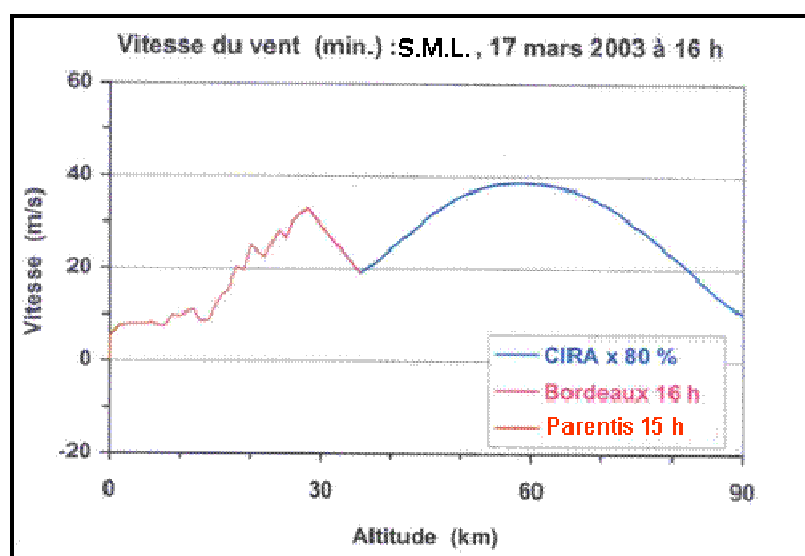


Figure 7.34 – Vitesse du vent à Parentis minorée de 20 % pour $Z > 36$ km

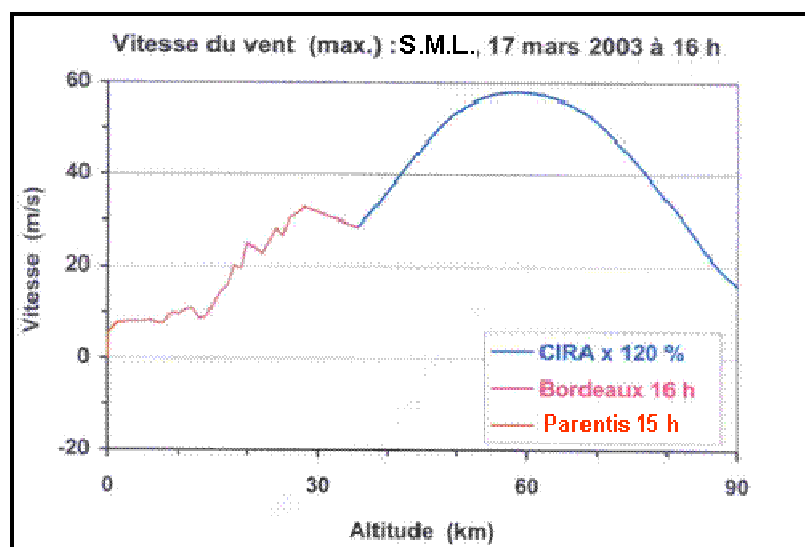


Figure 7.35 – Vitesse du vent à Parentis majorée de 20 % pour $Z > 36$ km

Il est clair qu'une certaine incertitude subsiste au-dessus de 30.000 m, du moins pour les données "vent", les données "température" étant cohérentes entre les radio-sondages et les moyennes COSPAR, comme le suggère la continuité des courbes des figures 7.31 et 7.33. Nous nous sommes donc réservé la possibilité de faire varier les moyennes et donc les gradients de vent à partir de 36.000 m dans un pourcentage donné pour se rapprocher de la réalité (figures 7.34 et 7.35). Ceci est rendu possible par la zone d'interpolation linéaire qui permet de passer progressivement des données fixes des radio-sondages (RS) aux données COSPAR arbitrairement modifiées. La conséquence prévisible de ce degré de liberté ("facteur vent") est de pouvoir faire varier l'altitude des réflexions stratosphériques.

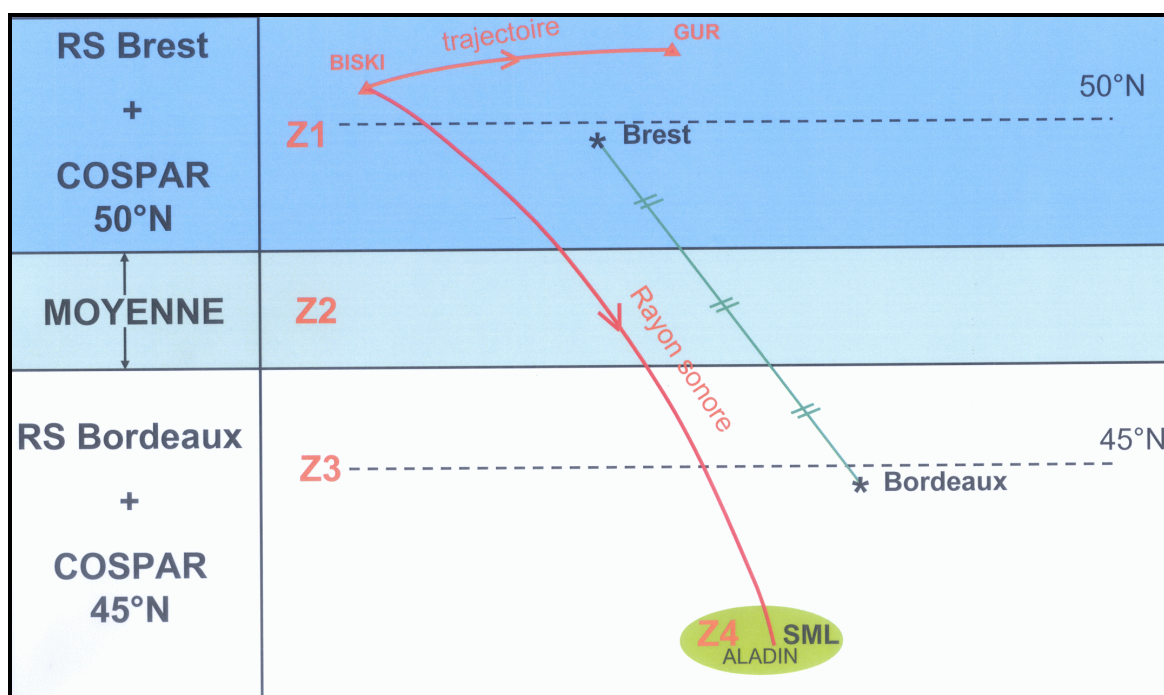


Figure 7.36 – Météo du 17 mars 2003 à 16 heures en fonction de la zone géographique

D'un point de vue spatial on a préféré, comme nous le voyons sur la figure 7.36, établir plusieurs zones de météorologie fixe plutôt que de procéder à une interpolation continue entre Brest et Parentis, ceci également par souci de réalisme (il semble peu probable que la météo au voisinage de Brest puisse être influencée par la météo de Bordeaux). Les zones Z1 (Nord) et Z3 (Sud) sont séparées par une zone Z2 (Atlantique) à égale distance de Brest et Bordeaux. Dans cette zone, on a effectué les moyennes des radio-sondages de Brest et Bordeaux d'une part, des données COSPAR lissées pour les 50^{ème} et 45^{ème} Parallèles d'autre part. Dans la zone Z4, cercle d'un rayon de 50 km centré sur le S.M.L., on substitue aux radio-sondages de Bordeaux au-dessous de 2000 m les données du bulletin ALADIN de Parentis. A noter que dans le code de calcul, le "facteur vent" introduit est commun aux quatre zones météo.

Par ailleurs, on calcule à chaque altitude la célérité du son qui dépend de la température locale et du rapport des chaleurs massiques γ . Selon la loi de Le Châtelier et Mallard, ce rapport dépend lui-même de la température mais aussi de la composition du milieu ambiant, donc de son degré d'humidité dont nous avons établi un profil très simplifié sur la base du profil atmosphérique réel (cf. Chapitre VI §2). Cette procédure, empruntée à la référence [70], permet de ne pas inclure la célérité du son dans les fichiers météo et facilite le calcul du gradient de célérité local.

La connaissance même approchée de la météorologie du jour permet le calcul plus ou moins réaliste de la propagation des ondes infrasonores par la méthode des rayons. Pour calculer l'atténuation cumulée à une fréquence donnée le long d'une trajectoire de rayon, on pourrait donc

utiliser, à la place des coefficients d'atténuation moyennés de la figure 7.20, les coefficients réels par tranches d'altitude donnés par la référence [29]. Lors de l'exploitation des signaux du S.M.L. présentée ici, nous avons fait le choix d'utiliser, comme dans la première partie de ce chapitre, les coefficients moyennés entre 0 et 60 km d'altitude plutôt que les coefficients de Sutherland nominaux. Les implications et conséquences de ce choix sont présentées au § 2.5.

2.3 Prise en compte de la rotondité de la Terre

Nous sommes confrontés à un problème de propagation atmosphérique à grande distance. Il est à prévoir que faire abstraction de la rotondité de la Terre engendrerait des erreurs non négligeables, que ce soit au niveau des distances ou au niveau des directions. Le problème concerne aussi la troisième dimension, à cause de la courbure des strates de l'atmosphère. Il s'agit donc de transformer un "espace courbe" formé de sphères concentriques en un espace orthogonal formé de plans parallèles (figure 7.37), en minimisant les erreurs commises lors des calculs de propagation.

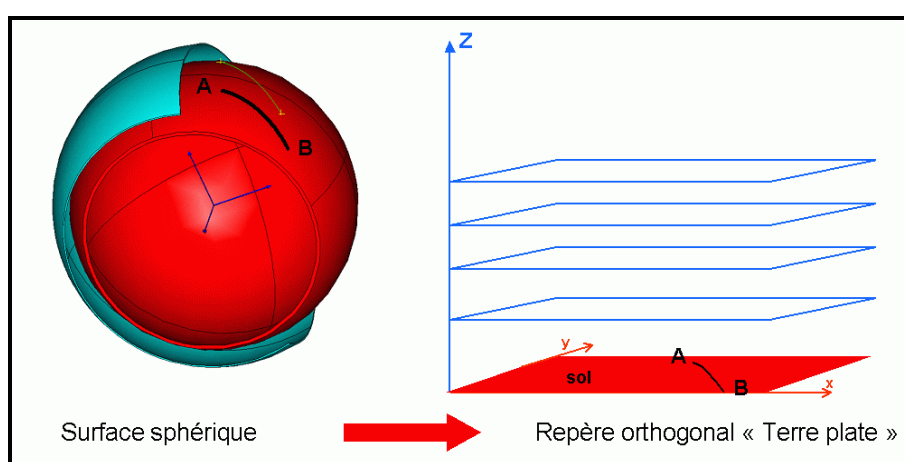


Figure 7.37 – Passage de l'espace sphérique entourant la Terre à un espace plan stratifié

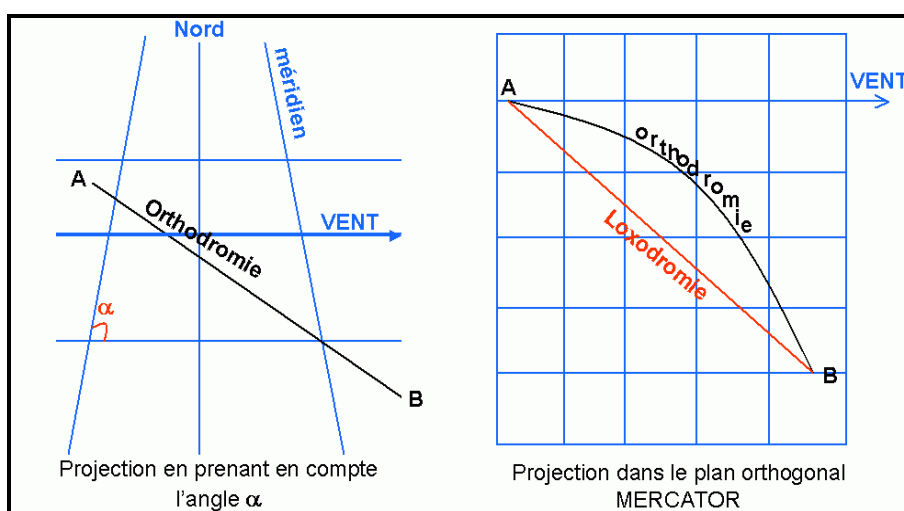


Figure 7.38 – Modes de projection possibles dans un repère "Terre plate"

2.3.1 Problème 2D

Afin de prendre en compte de façon appropriée la rotondité de la Terre dans une projection plane, il est important de veiller à la conservation des distances et notamment du plus court chemin

reliant un point à un autre (orthodromie). Deux types de projections étaient envisageables à priori, comme nous le voyons sur la figure 7.38. Le premier (à gauche) consiste à respecter la convergence des méridiens, ce qui aboutit à une pseudo-conservation des distances : dans cet espace, l'orthodromie peut être assimilée à une droite, avec l'avantage que les trajectoires projetées des rayons et des avions sont des droites. L'inconvénient majeur est qu'un vent d'Ouest, par exemple, fait avec le méridien local un angle α qui varie en permanence : or le vent donné par le bulletin météo suit en fait une loxodromie qui fait avec chaque méridien un angle constant. Ceci a l'inconvénient de fausser localement la direction du vent par rapport à une trajectoire, à l'inverse de ce que suggère la figure.

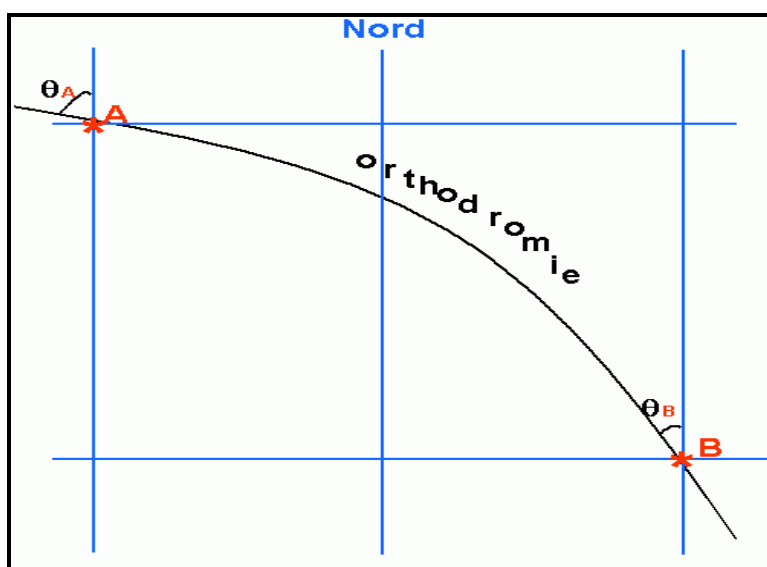


Figure 7.39 – Azimut variable de l'orthodromie en projection Mercator

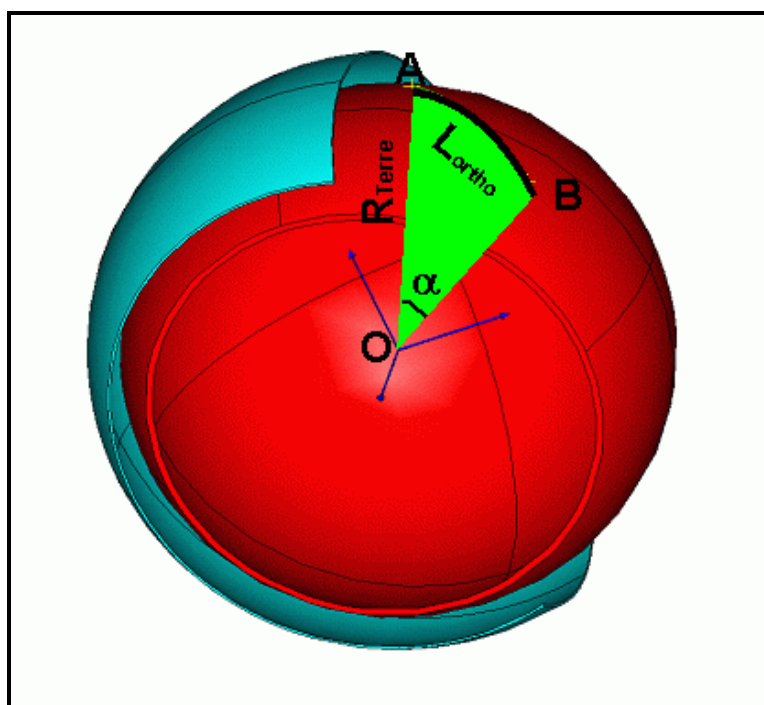


Figure 7.40 – Calcul de la longueur de l'orthodromie $L = AB$

La projection Mercator à méridiens parallèles (figure 7.38, à droite) présente l'avantage de ne pas fausser la direction du vent, la loxodromie étant toujours une ligne droite. Elle a par contre l'inconvénient évident de ne pas conserver les distances sur les parallèles. De ce fait, l'orthodromie devient une courbe dont la courbure dépend de la latitude et qui fait avec le méridien local un angle qui n'est pas constant (figure 7.39). Ceci se retrouve dans la réalité : l'azimut de l'orthodromie suivie par le Vol AF001 passe ainsi de 83° à BISKI à 86,5° à GUR. Il en est de même pour les azimuts des rayons acoustiques en atmosphère sans vent.

En définitive, nous avons préféré adopter la projection Mercator, bien que l'espace qui en résulte ne soit plus euclidien et que la géométrie en soit complexe. Le caractère curviligne d'un trajet orthodromique AB doit être simulé en coordonnées cartésiennes dans le plan qui représente le sol ou la mer (figure 7.37). Un problème particulier se pose pour calculer la trace d'un rayon acoustique. Dans l'espace orthogonal stratifié ne prenant pas en compte la rotondité de la Terre, la direction en azimut du vecteur d'onde reste constante : c'est donc sur cet azimut de référence qu'il faut agir, non sur celui du rayon qui varie en fonction du vent et par conséquent de l'altitude.

Un calcul analytique 3D est nécessaire pour connaître l'angle que fait localement avec le Nord Géographique l'orthodromie reliant deux points A et B de la surface de la Terre donnés en "coordonnées Marine" (remarquons que longitude et latitude sont en fait des coordonnées sphériques si l'on prend comme unité le rayon de la Terre). Cette orthodromie est contenue dans le plan passant par ces deux points et le centre de la Terre (figure 7.40). Le vecteur directeur de la tangente à l'orthodromie au point A est contenu dans ce plan mais également dans le plan tangent en ce point à la surface de la Terre. De même, pour chaque point situé sur l'orthodromie AB, on peut obtenir le vecteur directeur de la tangente à la courbe en considérant l'intersection du plan AOB et du plan tangent à la surface de la Terre en ce point. Le vecteur Nord Géographique local est obtenu en faisant l'intersection du plan méridien avec le plan tangent à la surface de la Terre. L'angle entre la tangente à l'orthodromie et le Nord Géographique ("anti-azimuts" $\theta_{A,B}$ de la figure 7.39) est ensuite déduit du produit scalaire entre ces deux vecteurs. La longueur totale de l'orthodromie AB est calculée simplement à partir de l'angle au centre α issu du produit scalaire OA.OB (cf. figure 7.40) :

$$L_{ortho} = R_{Terre} \cdot \alpha \quad (7.5)$$

L'ensemble des calculs analytiques effectués est détaillé dans l'Annexe 2.

D'un point de vue informatique, ces calculs liés au système de coordonnées sphériques sont d'une mise en œuvre incommode, notamment pour un calcul de rayon. On leur substitue une formulation semi-empirique dans le repère orthogonal (X,Y,Z) de la figure 7.37. Pour calculer, par exemple, l'orthodromie reliant BISKI à Parentis (S.M.L.), il s'agit tout d'abord d'introduire entre le méridien de BISKI et celui de Parentis une distance telle que la longueur de l'orthodromie dans le plan "Terre plate" de la figure 7.41 soit égale à celle qui résulte de la formule (7.5), soit 737 km. En pratique, cette distance fictive idéale entre les deux méridiens est très proche de la moyenne des distances réelles des méridiens aux latitudes de BISKI et de Parentis, soit 519 km. Le problème ne se pose pas dans la direction Y, les distances entre deux parallèles distants de 1° valant toujours 60 milles marins. La distance Nord-Sud entre BISKI et Parentis est donc issue directement des latitudes de ces points. L'azimut analytique de la tangente à l'orthodromie varie de 132,6° à BISKI à 137,6° au S.M.L., soit une variation de 5° pour 519 km dans la direction Ouest-Est. On sait que cette direction est directement reliée à la variation d'azimut, cette variation étant cependant fonction de la latitude (elle est nulle à l'Equateur, seul parallèle qui soit aussi une orthodromie). D'un point de vue pratique, nous utilisons aux latitudes comprises entre celle du S.M.L. et celle de BISKI-GUR une correction empirique de +1° pour 100 km dans le sens Ouest-Est. L'azimut local θ

du vecteur d'onde est donc donné à partir de l'azimut d'origine θ_0 de la trajectoire par la formule suivante :

$$\theta = \theta_0 + \frac{\Delta X}{100} \quad (7.6)$$

D'un point de vue numérique, l'azimut du vecteur d'onde est en fait calculé à chaque pas en fonction de l'azimut au pas précédent. Les trajets de la figure 7.41 ont été calculés de cette manière à partir du code de rayons "sans vent" (la trace du rayon ne correspond à l'orthodromie qu'à cette condition). L'orthodromie BISKI-GUR est aussi la trajectoire suivie par l'avion à l'altitude de 57.000 pieds. La distance parcourue est de 393 km, l'azimut analytique initial étant de $82,5^\circ$, angle très proche des 83° donnés dans le plan de vol. Les longueurs curvilignes de la trace des rayons au niveau de la mer calculées pas-à-pas correspondent bien aux distances orthodromiques issues de la formule (7.5), les azimuts d'arrivée des rayons calculés par le code étant conformes au calcul analytique ($137,6^\circ$ au S.M.L., $86,6^\circ$ à GUR).

A noter que la formule (7.6) s'applique aussi bien pour un trajet direct que pour un trajet en sens inverse, la distance Ouest-Est ΔX étant une grandeur algébrique.

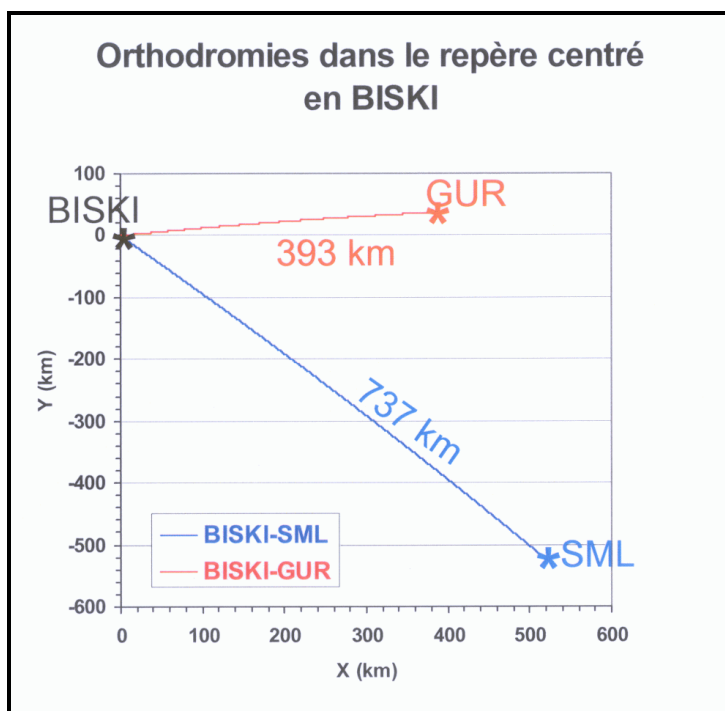


Figure 7.41 – Orthodromies calculées entre points caractéristiques

2.3.2 Problème 3D

Il s'agit maintenant d'intégrer les effets de la troisième dimension (axe Z de la figure 7.37), c'est-à-dire de passer d'un espace stratifié courbe à un espace stratifié plan. Comme nous le voyons sur la figure 7.42 (à gauche), un rayon lancé dans le repère courbe selon un angle de site φ va faire avec une strate de l'atmosphère un angle de site $\varphi' \neq \varphi$, cet angle augmentant avec l'altitude de la strate. Transposé dans l'espace orthogonal (à droite), l'angle φ initial est, à l'inverse, conservé au passage des strates. Pour rétablir la similitude avec l'espace courbe, il convient de redresser le rayon selon l'angle φ' correspondant à la strate considérée, c'est-à-dire d'introduire une correction de site $\beta = \varphi' - \varphi$. Cet angle se calcule aisément en remarquant qu'il est égal à l'angle au centre EOI de la figure 7.42 et correspond à une trace curviligne de longueur s à la surface de la Terre.

Nous pouvons donc relier l'angle β à cette longueur curviligne, qui vaut 10.000 km quand β vaut 90° . On a donc une correction de site de $0,9^\circ$ pour 100 km d'orthodromie au niveau de la mer. On en déduit le site corrigé pour une longueur Δs de trace du rayon :

$$\varphi' = \varphi + \frac{0,9 \Delta s}{100} \quad (7.7)$$

Remarquons que cette correction est indépendante de la latitude et s'applique aussi bien pour une trajectoire montante que pour une trajectoire descendante du rayon. Il en résulte que la longueur et la hauteur d'une arche vont augmenter dans le repère orthogonal, l'arche restant symétrique par rapport à son sommet dans cette transformation (figure 7.43). Dans le code numérique, la formule (7.7) est appliquée à chaque pas de calcul ; ceci ayant plus d'importance que pour la formule (7.6), à cause des effets de réfraction qui modifient l'angle φ et varient avec l'altitude. Sur la figure 7.43, on montre un calcul effectué avec l'atmosphère du § 2.2, d'une part sans la correction de site (arche nominale), d'autre part avec la correction de site. Les deux calculs sont effectués pour un temps de trajet identique (17 min 18 s). Les rebonds des deux arches sont distants de 48 km, ce qui est loin d'être négligeable.

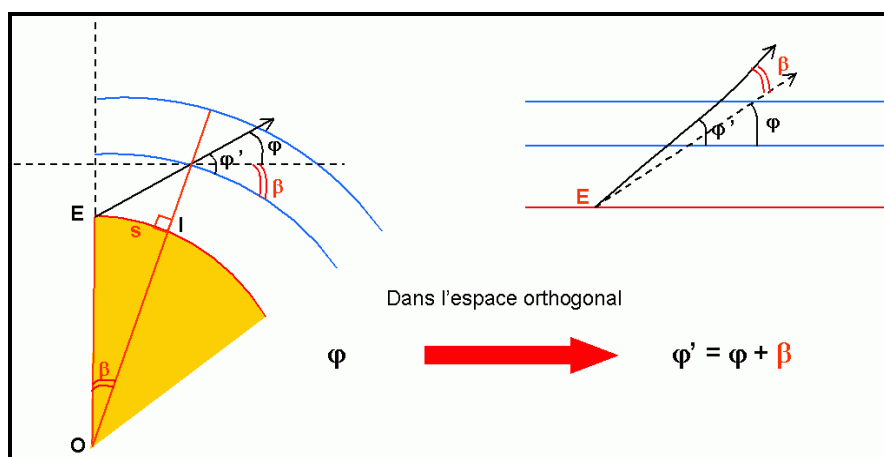


Figure 7.42 – Correction de l'angle de site pour prendre en compte la courbure de l'atmosphère

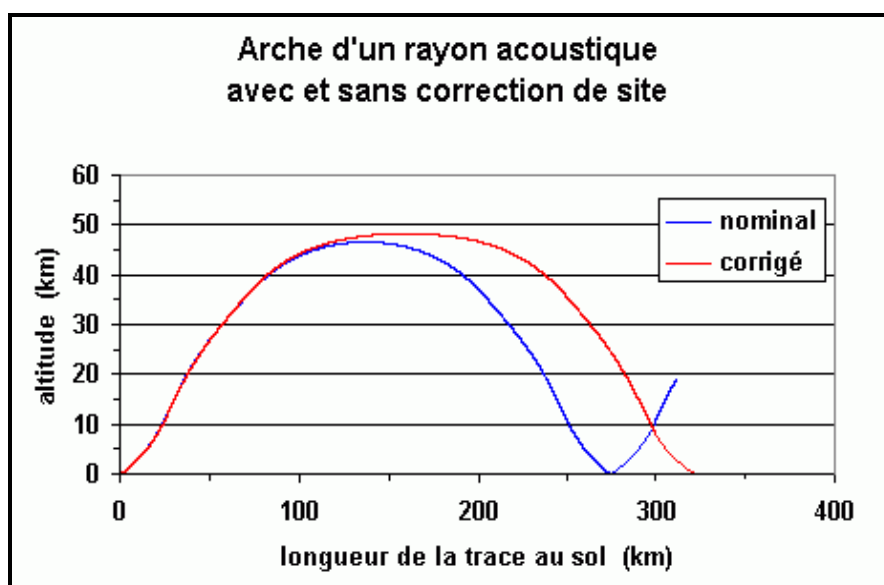


Figure 7.43 – Influence de la correction de site sur l'arche d'un rayon acoustique

Sur la figure 7.44, on remarque qu'à cause de la longueur croissante des arcs formés par les strates atmosphériques, l'espace curviligne se déforme, en toute rigueur, en un "espace trapézoïdal" dans lequel une arche reportée point par point (courbe mauve) n'est plus du tout symétrique, son sommet étant situé au milieu de la base supérieure du trapèze formé par les strates rectilignes. L'arche symétrique représentée en rouge est issue de la transformation "rectangulaire" de la figure 7.37. Sa longueur est manifestement inférieure à celle de l'arche mauve. Pour obtenir dans l'espace orthogonal une arche de longueur équivalente à celle de l'arche de l'espace curviligne, il convient d'éloigner le point de chute R du rayon à une position intermédiaire R'. Pour une arche de 100 km au sol culminant à 64 km d'altitude, on montre que la correction RR' est égale à 0,5 km. Elle se réduit de moitié si l'arche culmine à 32 km. Concrètement, on respecte la conservation de la distance curviligne et du temps de trajet en éloignant la "cible" du rayon acoustique (figure 7.45). Notons cependant que cette correction de distance est faible par rapport à celle qui résulte des considérations angulaires.

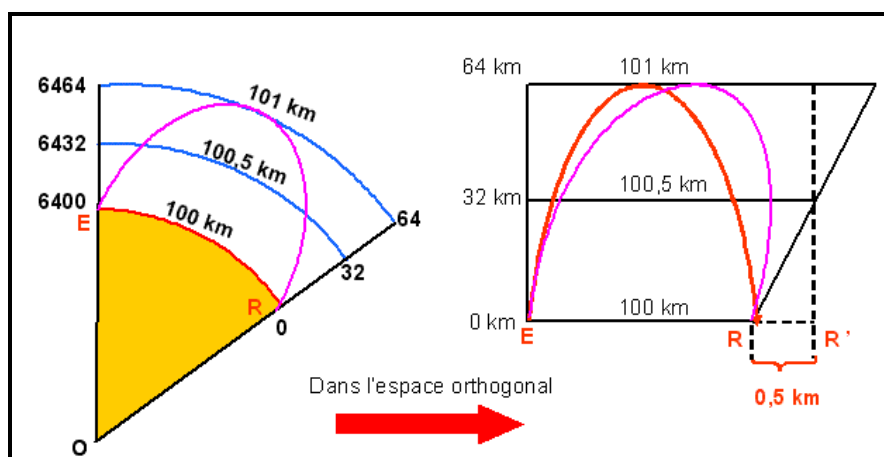


Figure 7.44 – Correction de distance pour 100 km de trace au sol due à l'espace courbe

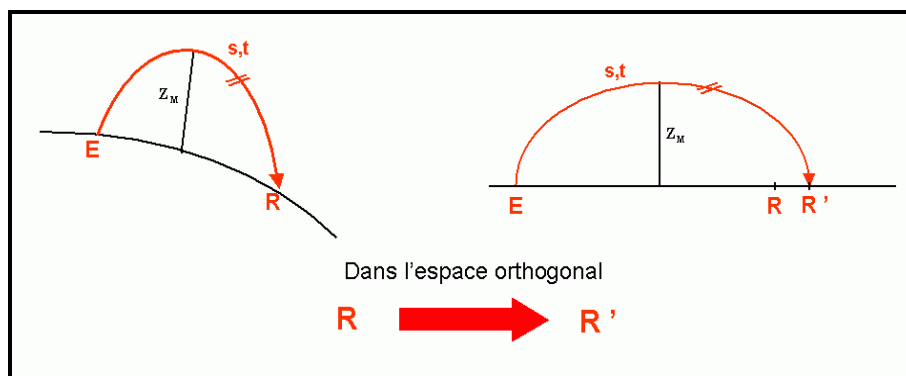


Figure 7.45 – Correction du point de chute à temps de parcours égal

2.4 Calcul des rayons directs et rétrogrades

Dans ce paragraphe dont le but est principalement de tester les modèles élaborés, la faisabilité d'un calcul rétrograde et l'influence des différents paramètres, nous avons retenu par commodité la route théorique suivie par l'avion, à savoir un cap de 100° en arrivant au point tournant BISKI, à 400 km à l'Ouest de Brest, et un cap de $82,5^\circ$ en quittant ce point en direction de Guernesey. L'altitude de croisière de l'avion est de 57.000 pieds, sa vitesse est de Mach 2.

2.4.1 Test préliminaire du modèle

L'azimut d'arrivée de l'orthodromie BISKI-S.M.L. étant de $137,6^\circ$, soit un anti-azimut de $317,6^\circ$, nous avons cherché une position de l'avion aux environs et plutôt à l'Est du point tournant BISKI. En effet comme nous l'avons vu auparavant, la direction de provenance du signal est comprise dans l'intervalle 320° - 324° . Le code prend en compte la météorologie du § 2.2 et les modifications décrites dans le § 2.3. Les données avion adoptées sont $z \approx 17.500$ m, $M \approx 2$, azimut $82,5^\circ$, position 10 km Est de BISKI. Les rayons stratosphériques issus de la carapette primaire passent au-dessus du S.M.L. à l'altitude maximale. Par contre les rayons stratosphériques tirés vers le haut à partir du cône de Mach (cela concerne toujours un faisceau angulaire étroit) retombent à proximité du S.M.L. au niveau du 3^{ème} rebond comme on le voit sur la figure 7.46. L'encadrement optimal est trouvé pour un "facteur vent" en haute altitude égal à 1,05, donc supérieur de 5 % aux moyennes COSPAR introduites. Au vu de cette simulation, nous sommes amenés à faire les remarques suivantes :

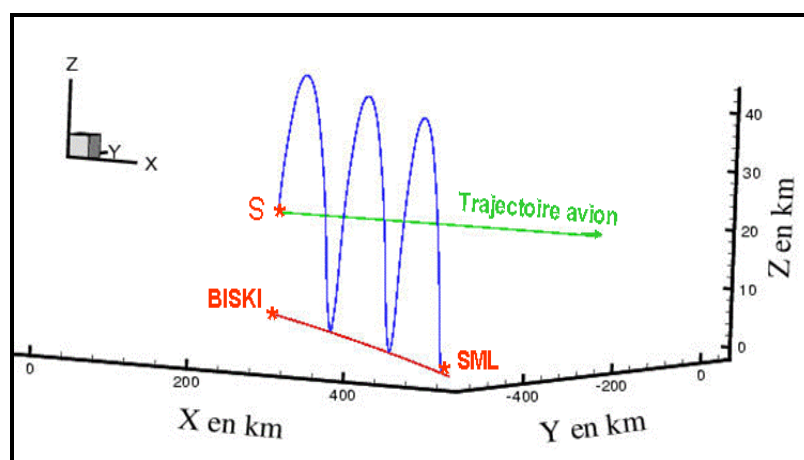


Figure 7.46 – Rayon lancé vers le haut (site $+34^\circ$, azimut 316°) atteignant le S.M.L.

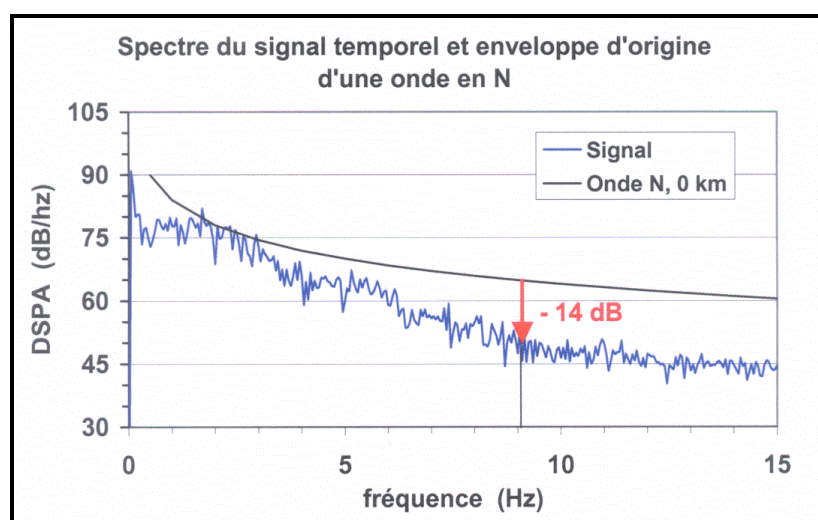


Figure 7.47 – Comparaison du spectre du signal et de l'enveloppe d'origine d'une onde en N

- les incidences sont rasantes au niveau des rebonds, ce qui ne correspond pas aux angles de site d'une vingtaine de degrés attendus au vu des analyses des § 1.2 et 1.3 ;
- les rebonds se produisent en fait, d'une manière générale, à 200 ou 300 m du sol ;

- les rebonds stratosphériques se produisent entre 40 et 45 km d'altitude pour 740 km de trajet, ce qui suggère d'éloigner la "cible" de 2,5 km (cf. § 2.3.2) ;
- le S.M.L. ne peut être atteint que pour une frange du "facteur vent" relativement restreinte ;
- aucun trajet de rayon issu de la carpe primaire ou d'un point situé à l'Ouest de BISKI (azimut de l'avion 100°) ne peut atteindre le S.M.L., quel que soit le facteur vent adopté.

La longueur de la trace curviligne du rayon sur la mer, sensiblement égale à celle de l'orthodromie reliant BISKI à Parentis, est de l'ordre de 740 km au lieu des 680 km issus de la simulation "Terre plate" du § 2.1, l'anti-azimut du rayon arrivant au S.M.L. étant de 321°, en accord avec les analyses du signal réel.

Si l'on compare le spectre du signal à l'enveloppe d'une onde en N n'ayant subi aucune absorption atmosphérique (figure 7.47), la différence de niveau à 9 Hz entre les deux spectres est de 14 dB. L'atténuation de l'onde en N trouvée à 9 Hz au 3^{ème} rebond des rayons est de 12,5 dB, ce qui semble raisonnablement proche de cette atténuation "expérimentale".

Le temps de trajet des rayons entre l'avion et la station de mesure est d'environ 40 min 30 s, ce qui correspond à un passage de l'avion au point tournant BISKI vers 15 h 42, quatre minutes après l'horaire de passage indiqué par le plan de vol [64]. Cet écart est très plausible selon les pilotes du Concorde que nous avons consultés.

2.4.2 *Calculs rétrogrades*

Nous nous sommes proposés de traiter le "problème inverse" en effectuant des tirs de rayons rétrogrades à partir de la station de mesure.

On sait qu'en théorie les trajets de rayons acoustiques ne sont pas réversibles en présence de vent [48]. En fait, on rend possible le calcul rétrograde en inversant artificiellement le sens du vent, c'est-à-dire en ajoutant 180° aux azimuts issus des données météorologiques. La trajectoire du rayon rétrograde se superpose alors à celle du rayon direct, à condition d'orienter son vecteur d'onde initial en sens inverse du vecteur d'onde d'arrivée du rayon direct. Une superposition quasi-parfaite des trajets aller et retour est obtenue avec un pas de temps Δt de 0,02 s, mais on adopte en pratique un pas de 0,05 s qui donne une précision satisfaisante pour un temps de calcul plus court.

Nous utilisons tout d'abord la météorologie nominale du § 2.2 (facteur vent égal à 1) et les données obtenues au S.M.L., à savoir :

- azimut d'arrivée 320° à 324°,
- incidence d'arrivée 20° à 25°.

Si nous lançons les rayons d'une altitude de 20 m (altitude présumée de la station de mesure), ceux-ci culminent à près de 120 km d'altitude et croisent la trajectoire de l'avion aux environs de BISKI, juste avant le deuxième rebond sur la mer. Le trajet optimal est obtenu pour un azimut initial du vecteur d'onde de 321° (soit un azimut de 322° pour le rayon) et un angle de site de 23,5°. Le temps de trajet calculé est de 46 minutes.

Ce résultat a priori très encourageant se heurte cependant à deux objections :

- un trajet thermosphérique de flèche 120 km ne donnerait pas un spectre aussi étendu,
- l'hypothèse d'une arrivée stratosphérique simultanée est démentie par les cinq à six minutes d'écart entre les temps de trajet calculés (cf. § 2.4.1).

Notons que les données site-azimut du rayon de flèche 120 km lors de son passage à l'altitude de l'avion ne sont compatibles qu'avec un cône de Mach orienté plein Est, ce qui ne se produit que lors du virage de l'avion à BISKI.

L'ensemble de ces considérations nous conduit donc à privilégier l'hypothèse d'un trajet stratosphérique et à adopter, d'après les résultats de calcul direct obtenus au § 2.4.1 :

- un facteur vent haute altitude de 1,05,
- un angle de site rasant, ou du moins proche de l'horizontale,
- une altitude initiale pour le tir des rayons égale à 500 m.

On rappelle en effet que lors du calcul direct, les rayons n'atteignaient pas tout à fait le sol. Ceci n'est pas inquiétant, dans la mesure où nous savons que les très basses fréquences sont sujettes à des effets de diffraction au voisinage des incidences rasantes qui leur permettent de franchir la caustique (enveloppe des rayons sonores). L'examen des signaux de Bretagne nous a de plus indiqué que leur pénétration pouvait se poursuivre très loin dans la zone de silence théorique.

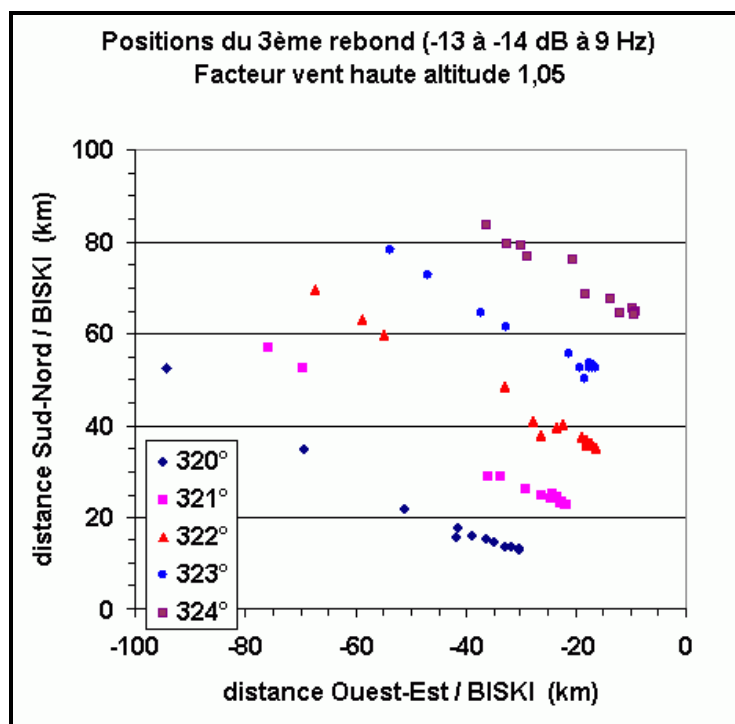


Figure 7.48 – Calculs rétrogrades au départ du S.M.L. pour un jeu d'angles site-azimut

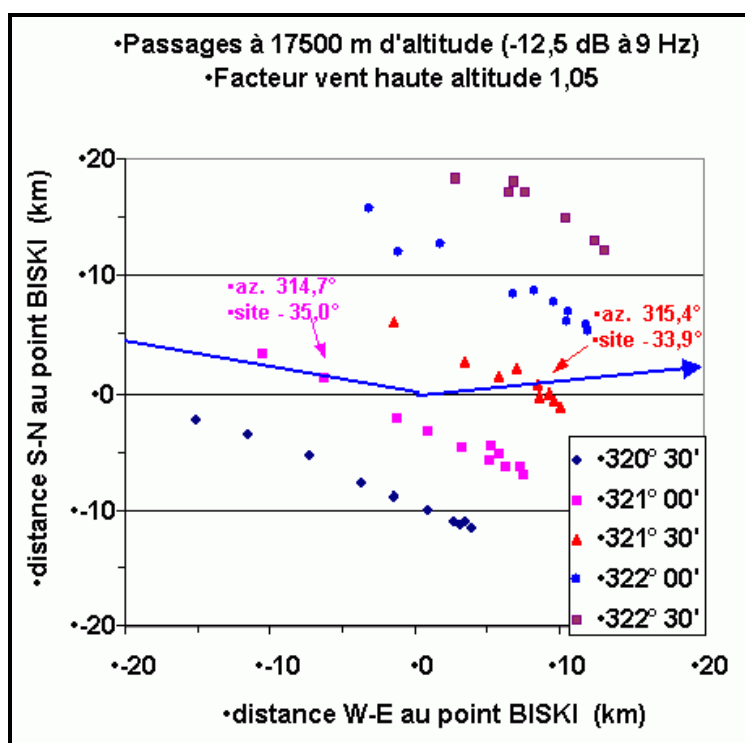


Figure 7.49 – Calculs rétrogrades stoppés à l'altitude de la trajectoire de l'avion

La figure 7.48 représente les impacts des rayons rétrogrades sur la mer au niveau du 3^{ème} rebond pour un jeu d'angles initiaux variant de degré en degré, de 320° à 324° pour l'azimut, de 0° à 12° pour le site. Ces impacts ont lieu au Nord-Ouest du point BISKI situé en (0,0). L'atténuation à 9 Hz cumulée lors de ce 3^{ème} rebond va de -13 à -14 dB, ce qui est proche de l'atténuation expérimentale indiquée sur la figure 7.47. Sans connaître la trajectoire de l'avion, nous l'aurions ainsi localisé à environ 800 km de la station de mesure.

Nous voyons sur la figure 7.48 que l'azimut sous lequel est envoyé un rayon au S.M.L. est plus déterminant que son angle de site. En restreignant notre calcul aux rayons lancés sous les azimuts allant de 320° 30' à 322° 30', nous arrêtons maintenant les trajets avant le rebond, à l'altitude de l'avion (17.500 m). Nous voyons sur la figure 7.49 que deux rayons croisent la trajectoire de l'avion (en bleu) à moins de 10 km du point tournant BISKI :

- le rayon 1 stoppé à l'altitude de l'avion sous un azimut de 314,7° et un site de -35°,
- le rayon 2 stoppé à l'altitude de l'avion sous un azimut de 315,4° et un site de -33,9°.

Nous avons donc deux positions de l'avion susceptibles d'avoir émis les signaux reçus au S.M.L., celles-ci correspondant à deux azimuts de trajectoire différents.

Il faut donc vérifier à présent la compatibilité des rayons rétrogrades et de la trajectoire de l'avion par le biais de notre modèle de source. Il est clair qu'un rayon de direction donnée peut provenir d'un faisceau de trajectoires avion faisant avec ce rayon l'angle complémentaire de l'angle de Mach. L'avion volant en palier, on ne prend en compte que les deux intersections de ce cône des trajectoires avec le plan horizontal, nommées routes 1 pour le rayon 1, routes 2 pour le rayon 2. Nous voyons sur la figure 7.50 qu'une seule des quatre routes ainsi définies est compatible avec la trajectoire de l'avion à l'Est de BISKI. Aucune route 1 ne pouvant convenir, on en déduit que le rayon 1 ne peut pas être émis par le cône de Mach de l'avion. Il en sera de même pour les rayons émis de tous les autres points de la trajectoire situés à l'Ouest de BISKI, ce qui confirme notre pronostic du § 2.4.1.

Par ailleurs, les figures 7.49 et 7.50 suggèrent que tous les points de la trajectoire situés à l'Est de BISKI dans une limite d'une douzaine de kilomètres sont susceptibles d'adresser un signal sonore en direction du S.M.L.

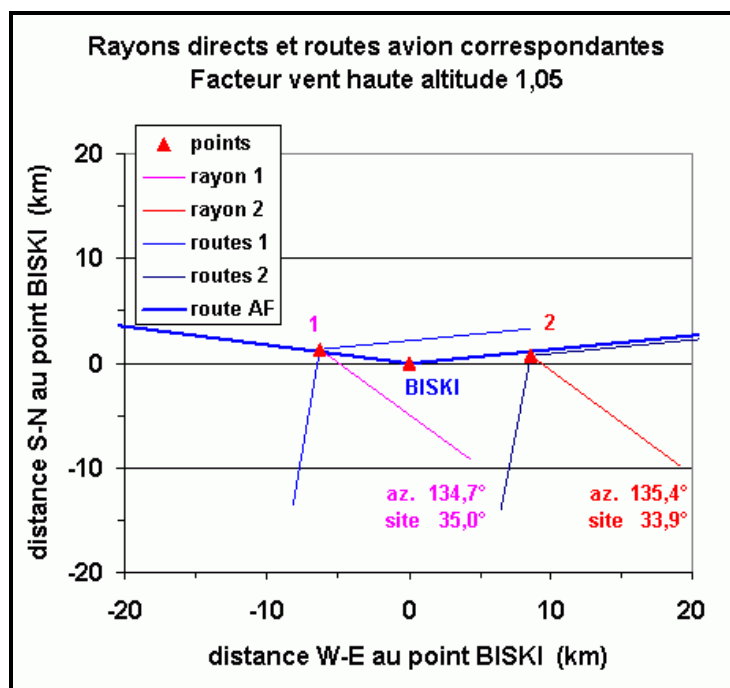


Figure 7.50 – Calcul de deux rayons directs et trajectoires avion correspondante

2.4.3 Calculs complémentaires

Nous avons voulu vérifier l'effet du "facteur vent" sur les retombées des rayons sonores au S.M.L. ainsi que l'influence de la position de l'avion sur ces retombées. Nous avons effectué le calcul direct des trajets stratosphériques retombant le plus près possible du S.M.L. pour des positions de l'avion allant de 0 à 15 km à l'Est de BISKI et des valeurs du facteur vent comprises entre 1,03 et 1,07. Les positions de l'avion sont espacées de 3 km, le temps de trajet correspondant étant exactement de 5 s, sous réserve que notre modèle météo à l'altitude de l'avion soit correct (le nombre de Mach local et la vitesse par rapport au sol dépendent aussi bien de la température que du vent ambiants). Nous avons donc six positions de l'avion et six trajets de rayon optimums pour chaque valeur du facteur vent (figure 7.51). La plupart des rayons n'atteignant pas le sol, les calculs sont interrompus arbitrairement à l'altitude de 500 m.

La figure 7.51 confirme les conclusions du § 2.4.1., à savoir que le S.M.L. ne peut être atteint que pour une frange du facteur vent relativement restreinte dont la valeur optimale est de 1,05 (rappelons que cette correction ne s'applique qu'aux données au-dessus de 36 km d'altitude). Une particularité de la figure est que les cinq impacts de rayons situés entre 3 et 5 km à l'Est du S.M.L. correspondent aux cinq rayons émis de la position de l'avion à 15 km de BISKI. Ces rayons étant rasants, il n'est pas possible de se rapprocher davantage du S.M.L. sans augmenter l'altitude minimale des trajectoires. Il n'y a donc pas lieu de chercher des points d'émission au-delà de 15 km de BISKI. Remarquons que les azimuts de provenance des rayons compris entre 321° et 322° ne permettent pas d'interpréter les signaux reçus en dehors de cet intervalle sans introduire une hypothèse de "dispersion en azimut".

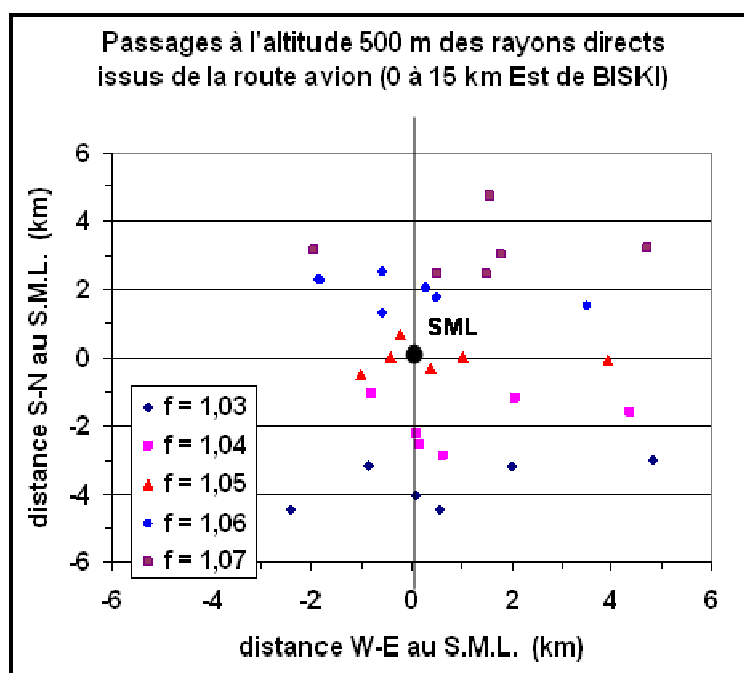


Figure 7.51 – Influence du "facteur vent" f sur les rayons directs atteignant le S.M.L.

Pour essayer d'interpréter l'étalement dans le temps de l'arrivée des signaux (plus d'une minute), nous avons considéré les temps de propagation et l'horaire d'arrivée des signaux émis sur la trajectoire avion à l'Est de BISKI. Ces données sont résumées dans le Tableau 7.1. L'origine des temps est pris lors du passage de l'avion au point tournant (top émission = 0 s). Les temps de propagation sont calculés entre la source (avion) et le plan $Y = X$ passant par le point d'écoute. En

effet, ce plan qui est quasiment perpendiculaire à la direction d'arrivée des rayons est un meilleur témoin du temps de propagation que le plan horizontal d'altitude 500 m de la figure 7.51.

Position / BISKI (km)	Top émission (s)	Temps de propagation	Instant d'arrivée
0	0	40 min 32,8 s	40 min 32,8 s
3	5	40 min 27,5 s	40 min 32,5 s
6	10	40 min 22,4 s	40 min 32,4 s
9	15	40 min 17,2 s	40 min 32,2 s
12	20	40 min 11,8 s	40 min 31,8 s
15	25	40 min 6,5 s	40 min 31,5 s

Tableau 7.1 – Arrivée du bang sonique au S.M.L. en fonction de la position de l'avion

Pour obtenir l'instant d'arrivée au S.M.L., on ajoute le temps de propagation calculé au moment d'émission correspondant, obtenu en considérant une vitesse par rapport au sol de l'avion de 600 m/s. On voit que tout le signal émis sur une durée de 25 secondes arrive quasiment dans la même seconde au S.M.L. Notons le retournement temporel : le signal émis en dernier à 15 km à l'Est de BISKI arrive en premier au S.M.L. alors que celui émis en premier à BISKI arrive en dernier. Cela s'explique par le fait que la vitesse supersonique de l'avion compense le retard à l'émission du signal.

En définitive, la durée d'émission du signal ne peut pas être rendue responsable du "roulement" perçu au point d'écoute. D'un point de vue physique, on peut concevoir que le passage du front de choc au point d'écoute soit bref, même si le cône de Mach est très déformé par les effets de propagation.

On peut en conclure, comme c'était prévisible, que ces effets de roulement ne sont pas restitués par le biais de l'acoustique géométrique comme nous le verrons au Chapitre X. Il semble probable que plus le signal subit de réflexions au niveau de la mer et de réfractions par la stratosphère, plus ce phénomène d'allongement temporel par duplication est important. On entrevoit donc un deuxième critère pour estimer la distance d'un mobile supersonique, à savoir la durée totale des signaux reçus.

2.5 Aperçu du problème réel et discussion

2.5.1 Généralités

Ne perdons pas de vue le fait que la trajectoire de vol retenue est tout à fait théorique, le "coude" du couloir aérien à BISKI (angle de 18°) ne pouvant être suivi à la vitesse où vole l'avion. De plus, nous avons considéré que l'ouverture du cône de choc était égale à l'angle de Mach, donc négligé les effets non linéaires. Nous ne pouvons pas prétendre, avec cette approche, avoir effectué un calcul réaliste.

Par ailleurs, le modèle météorologique comporte de fortes incertitudes et le modèle de propagation est mal adapté aux basses fréquences. Nous avons constaté la dépendance et la sensibilité des calculs par rapport aux conditions de vent introduites en haute altitude, et relevé que les conditions d'arrivée des ondes infrasonores au S.M.L. ne pouvaient pas être reproduites. En effet, d'une part il est difficile pour les rayons d'atteindre le sol, soit du fait de l'insuffisance du modèle, soit à cause de l'imprécision des prévisions ALADIN, d'autre part l'incidence expérimentale d'une vingtaine de degrés semble incompatible avec des trajets stratosphériques. Nous avons cependant signalé au § 1.5 qu'à un pas d'acquisition près, on aboutissait à une célérité

apparente sonique et à une incidence rasante. La fréquence d'acquisition du signal est donc trop faible pour permettre une bonne estimation de ces paramètres.

D'une façon générale, il est clair que les basses fréquences pénètrent dans les zones d'ombre définies par le modèle d'acoustique géométrique par effet de diffraction, notamment au niveau du sol [63]. Ce phénomène de franchissement des caustiques ayant également lieu en haute altitude, il est probable que les trajectoires réelles aient une courbure plus faible et une flèche plus haute que les trajectoires théoriques. Cela pose le problème du calcul réaliste de l'absorption atmosphérique.

2.5.2 Trajectoire réelle de l'avion

Selon nos sources [64], le virage est amorcé deux minutes avant BISKI, le cap de l'avion étant alors proche de l'azimut 100° . L'avion passe au Nord de BISKI puis rejoint l'azimut 83° en un peu plus d'une minute. Pendant tout le virage, l'avion reste incliné de 15° . On peut supposer qu'il décrit un arc de cercle tangent aux deux orthodromies théoriques, que nous nous sommes efforcés de modéliser en omettant la déformation liée à la projection Mercator. Nous avons considéré que l'avion passait à l'azimut 90° au bout de deux minutes, soit après 72 km de trajectoire à 600 m/s. Après ce point, il rejoint l'azimut 83° en 1 min 28 s. Les limites de la trajectoire circulaire déterminées par le calcul sont, dans le repère centré sur BISKI (figure 7.52) :

- à l'Ouest, $X = -62$ km, $Y = 10,6$ km
- à l'Est, $X = 62,4$ km, $Y = 7,9$ km

Le rayon de giration trouvé est de 439 km, la limite Sud de la trajectoire (azimut 90°) est située en $X = 9,7$ km, $Y = 4,7$ km, à la verticale du centre de l'arc de cercle. Cette trajectoire réelle, ou du moins plus réaliste que le couloir aérien théorique de la figure 7.52, a fait l'objet des simulations décrites dans le § 2.5.4.

Selon les pilotes de Concorde, les retombées du bang sonique enregistrées à Parentis ont de fortes chances d'être liées à ce virage. On sait que les phénomènes de bang sont modifiés et amplifiés dans cette configuration de vol, encore que les focalisations se produisent à l'intérieur du virage [55], donc vers le Nord dans le cas présent. Mais on peut penser que la fonction de Whitham est modifiée à la fois par la trajectoire et l'inclinaison de l'avion, ce qui se traduit en toute logique par une amplification des effets non linéaires liés à la portance.

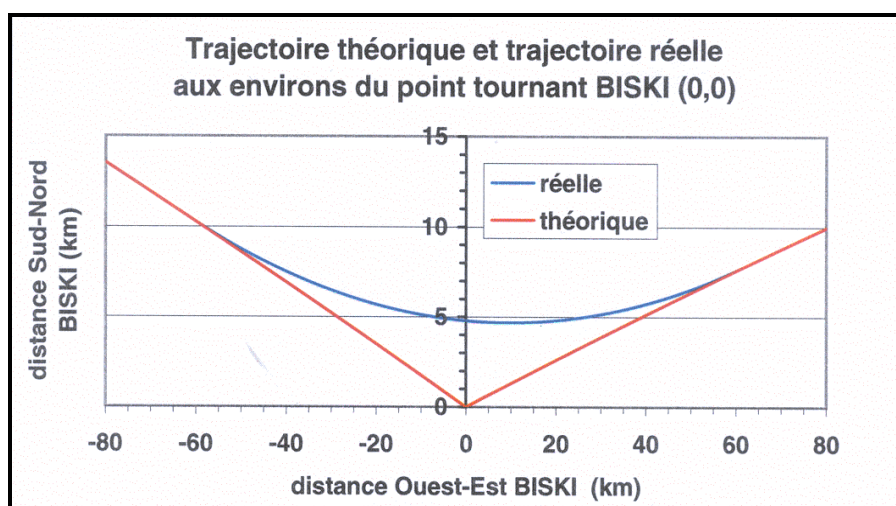


Figure 7.52 – Trajectoires réelle et théorique de l'avion en virage à BISKI

2.5.3 Absorption atmosphérique

Dans l'ensemble des calculs présentés, nous avons utilisé la moyenne des coefficients de Sutherland entre 0 et 60 kilomètres d'altitude (figure 7.20). Etant donné que les rayons sonores calculés avec l'atmosphère du jour culminent aux environs de 45 km, l'usage de ces coefficients moyennés a pour effet de majorer l'absorption globale calculée dans des proportions non négligeables, ceci étant dû au fait que l'absorption augmente rapidement entre 50 et 60 km d'altitude (à noter un pic d'absorption de moindre influence aux environs de l'altitude 10 km). Cependant cette erreur apparente a permis une évaluation correcte de la distance de propagation en fonction de la pente du spectre au point d'écoute, ce que l'on peut interpréter de différentes façons.

Partant de l'hypothèse que les coefficients d'absorption classique calculés dans la référence [29] sont fiables, on peut penser tout d'abord que les infrasons qui ont la propriété de traverser les caustiques théoriques au voisinage du sol se comportent de la même manière en haute altitude, donc atteignent de façon prévisible des altitudes plus élevées que celles qui sont calculées par la théorie des rayons. D'autres effets d'absorption variant en fonction de la fréquence peuvent être liés à la turbulence atmosphérique ainsi qu'à l'humidité de l'air au-dessous de 13.000 m.

Enfin et peut-être surtout, il faut tenir compte de la dissipation des effets non linéaires qui concerne en premier lieu les fréquences les plus élevées. Celles-ci sont responsables des fronts verticaux de l'onde en N dont le profil tend à s'adoucir avec la distance (on sait que les effets non linéaires décroissent en fonction logarithmique de la distance à la source, donc rapidement à proximité de l'avion et beaucoup plus lentement ensuite). Le résultat prévisible est une accentuation de la pente du spectre du signal. Nous pouvons conclure que le calcul "majoré", choisi initialement par nécessité, a intégré de façon heureuse divers effets non prévus dans le modèle d'absorption atmosphérique dont l'influence était loin d'être négligeable.

En retenant la valeur pratique de la procédure utilisée, il était néanmoins intéressant de faire les mêmes simulations en utilisant cette fois les coefficients nominaux de la référence [29].

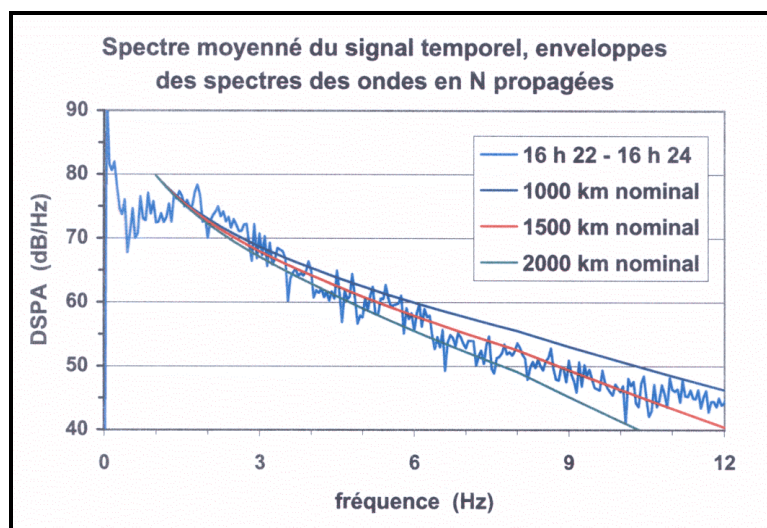


Figure 7.53 – Spectre du signal et enveloppes des spectres d'onde en N propagées

En fonction du trajet des rayons dans la direction BISKI-Parentis avec la météorologie décrite au § 2.2, nous avons donc refait les calculs de distorsion de l'onde en N en prenant en compte, dans le calcul de l'atténuation pas-à-pas, les coefficients de Sutherland par tranches d'altitude. Le calcul était poursuivi jusqu'à des distances projetées au niveau de la mer multiples de 500 km. Par une méthode identique à celle de la figure 7.22 (restitution de la pente du spectre par celle de l'enveloppe de l'onde en N atténuée), la distance source-station projetée peut être estimée à 1500

km, ce qui surestime largement la distance orthodromique réelle (figure 7.53). Rappelons que le calage vertical des courbes est arbitraire, l'origine commune étant ici fixée à 80 dB à 1 Hz. Le spectre du signal est ici intégré sur une durée de deux minutes, entre 16 h 22 et 16 h 24 GMT.

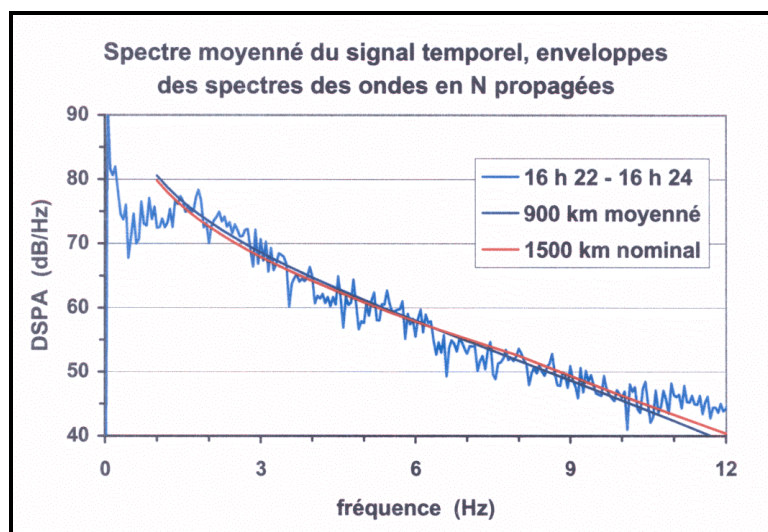


Figure 7.54 – Spectre du signal et enveloppes "moyennée" et "nominale" du spectre d'onde en N propagée

En utilisant les coefficients d'absorption moyennés, on obtient une courbe équivalente à la courbe "1500 km nominale" pour une distance projetée de 900 km (figure 7.54). Cette différence entre atténuations nominale et moyennée confirme que l'absorption liée aux effets non linéaires est loin d'être négligeable. Nous voyons sur la figure 7.54 que la forme de l'enveloppe du spectre de l'onde en N correspondant à l'atténuation moyennée épouse un peu mieux la forme du spectre du signal enregistré. Nous appellerons par la suite "test de la pente" la comparaison des enveloppes du spectre d'onde en N propagée au spectre du signal. Sachant que la distance orthodromique entre BISKI et le S.M.L. est de 740 km, on voit que l'usage de l'atténuation nominale aboutit ici à estimer la distance source-station au double de sa valeur réelle. Si notre interprétation des phénomènes en jeu est licite, on peut s'attendre au fait que plus la station d'enregistrement sera éloignée de la source du bang sonique, plus l'erreur commise en utilisant l'absorption atmosphérique classique ira en s'atténuant.

2.5.4 Vers une simulation plus réaliste

Nous effectuons à partir de la trajectoire réelle programmée (figure 7.52) des tirs de rayons en direction du S.M.L. Comme vu précédemment (figure 7.51), cette "cible" n'est pas facile à atteindre avec notre modèle de source directive. Nous disposons en fait de plusieurs degrés de liberté :

- la position de l'avion sur l'arc de cercle, ce qui détermine son cap,
- l'angle au centre déterminant le couple (site, azimuth) d'un rayon,
- le "facteur vent" en haute altitude,
- le "faux Mach" relatif à l'angle de divergence des rayons considérés (cf. Chapitre V).

Les prévisions ALADIN à Parentis pouvant être moins fiables que le sondage de Bordeaux, nous pouvons en outre effectuer les calculs en tenant compte ou non de la zone Z4 du § 2.2. Enfin, nous avons testé les rayons tirés soit en direction de la stratosphère, soit en direction de la mer.

La première position choisie se situe à 10 km à l'Est de BISKI. Le cap instantané suivi par l'avion en virage est alors de 90°, azimuth très différent des 83° du couloir aérien. De ce fait nous sommes contraints de prendre en compte les effets non linéaires pour pouvoir atteindre le S.M.L.,

en introduisant de plus un facteur vent important. Malgré l'indépendance apparente des paramètres décrits ci-dessus, on ne trouve qu'un jeu très restreint de rayons qui conviennent, c'est-à-dire qui tombent à moins de 10 km du S.M.L. Par contre, notons qu'ils atteignent tous le sol, résultat que nous n'obtenions pas auparavant. Les plus fortes incidences des retombées (5° à 10°) sont obtenues en omettant la zone Z4, donc en gardant aux environs du S.M.L. les données basse altitude du radio-sondage de Bordeaux.

Quant à l'usage d'un "faux Mach", à titre d'exemple, nous avons calculé les données à 100 m du Concorde en vol de croisière au voisinage du point BISKI (cf. Chapitre V). Compte tenu des conditions météorologiques (vent et célérité du son à 17.500 m), la vitesse de l'avion par rapport au milieu ambiant est de 594 m/s et sa vitesse par rapport au sol de 600 m/s. En adoptant pour la pression atmosphérique la valeur standard de 8135 Pa, la surpression trouvée à 100 m est de 688 Pa, la célérité du front de choc de 318,2 m/s. On en déduit que la divergence est de $32,4^\circ$ et le "faux Mach" de 1,866. Si l'on considère que l'onde de choc arrière est voisine du cône de Mach théorique d'ouverture 30° à Mach 2, on voit que l'écart angulaire local de $2,4^\circ$ est de l'ordre de grandeur attendu au vu de la figure 5.14 du Chapitre V.

Un point commun à toutes les simulations est un "faux Mach" optimal de 1,8 qui correspond à une ouverture du cône de Mach de $33,7^\circ$, soit un écart de $3,7^\circ$ avec l'ouverture de 30° correspondant à Mach 2. L'interprétation de cet écart qui semble important demanderait une connaissance approfondie de la mécanique du vol et de la physique des phénomènes qui déborde du cadre de cette étude. On peut cette fois toucher le S.M.L. à partir de la carapette primaire. Pour cela, nous avons dû adopter un facteur vent de 1,3 encore inclus dans les limites des variations statistiques.

Pour un rayon tiré directement vers la stratosphère, le S.M.L. est atteint avec un facteur vent de 1,14. La trajectoire culmine à 46 km d'altitude et retombe au troisième rebond avec une incidence voisine de 9° , selon un azimuth de $321,3^\circ$. L'atténuation à 9 Hz est alors de 12,8 dB. Ces caractéristiques semblent cette fois compatibles avec l'ensemble des données expérimentales.

Enfin, la portion de trajectoire d'où l'on peut atteindre le S.M.L. est, comme précédemment, de longueur restreinte et située à l'Est de BISKI.

Il ressort de cette étude succincte que le modèle de source "géométrique" utilisé pour initialiser les rayons sonores est probablement trop restrictif par rapport à la réalité.

CHAPITRE VIII

SIGNAUX ENREGISTRES EN NORMANDIE

1. SIGNAUX

1.1 Station de mesure

Nous disposons de signaux enregistrés à la station du CEA de Flers située dans l'Orne en Normandie. Ces signaux communiqués par le CEA/DAM ont été enregistrés le 15 novembre 1999 de 16 heures à 17 heures T.U. avec une fréquence d'acquisition de 20 Hz. Comme nous le voyons sur la figure 8.1, cette station est constituée de quatre capteurs microbarographes ; un capteur central, FLNB entouré de trois capteurs disposés aux sommets d'un triangle sensiblement équilatéral : BUTB, CDPB et GAUB. Les coordonnées géographiques du capteur central FLNB sont :

Latitude : $48^{\circ} 45' 54''$ N ; Longitude : $0^{\circ} 28' 55''$ W ; altitude ≈ 200 m.

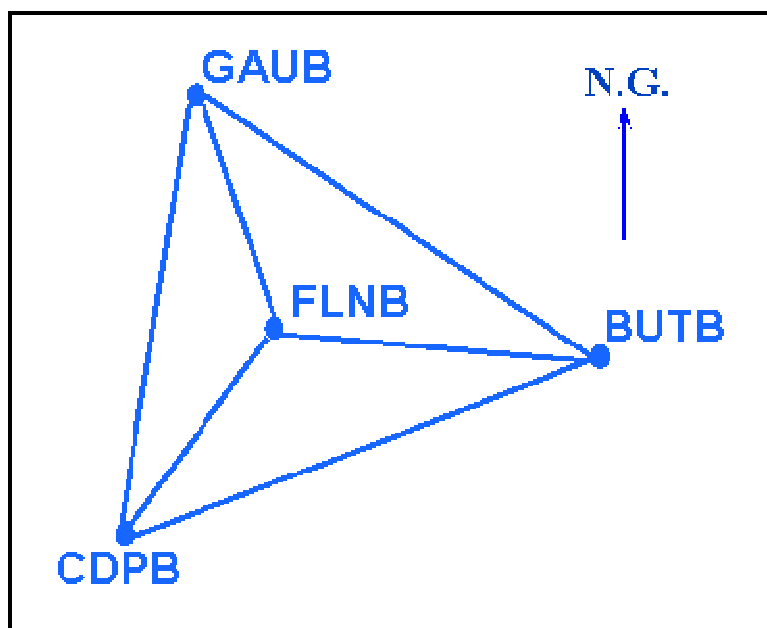


Figure 8.1 – Géométrie de la station du CEA de Flers

Les distances entre les capteurs sont :

BUTB-GAUB :	2793,5 m
CDBP-GAUB :	2762,1 m
BUTB-CDPB :	2694,4 m
FLNB-GAUB :	1794,1 m
FLNB-CDPB :	1507,9 m
FLNB-BUTB :	1471,5 m

Dans la suite, nous avons adopté par commodité la numérotation des capteurs qui suit :

C1 = BUTB
 C2 = CDPB
 C3 = FLNB
 C4 = GAUB

1.2 Signaux temporels

Le signal utile est composé d'arrivées successives couvrant une durée de cinq minutes environ, entre 16 h 22 min et 16 h 27 min.

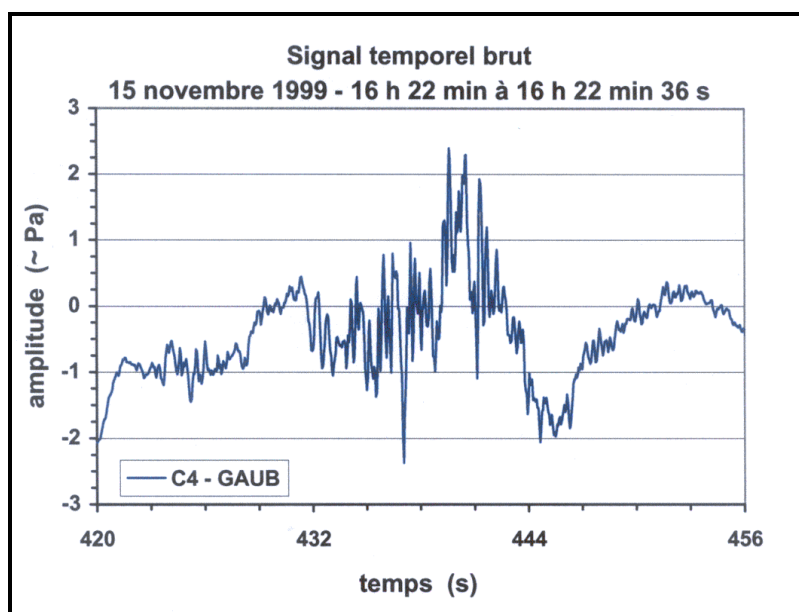


Figure 8.2 – Signal enregistré sur le capteur GAUB de la station de Flers

Nous voyons sur la figure 8.2 le signal brut enregistré par le capteur GAUB de 16 h 22 min 00 s à 16 h 22 min 36 s. Les abscisses sont en secondes, l'origine des temps a été fixée à 16 h 15 min. Afin de déterminer les plages temporelles sur lesquelles nous allons analyser le signal par la suite, nous avons procédé à un filtrage passe-bande entre 0,5 Hz et 9 Hz afin, d'une part d'éliminer les grandes oscillations liées au bruit de fond (filtrage passe-haut), d'autre part de réduire la plage où la réponse des capteurs devient défectueuse, bien que la fréquence de Shannon soit de 10 Hz. Le signal obtenu après ce filtrage (figure 8.3) nous permet de choisir les plages temporelles que nous allons considérer pour effectuer les analyses. Une plage d'analyse est retenue si le signal enregistré par les quatre capteurs est cohérent. Nous avons sélectionné six plages temporelles sur lesquelles nous procéderons par la suite à une analyse fréquentielle. Sur la figure 8.4, nous voyons ces six plages pour les capteurs CDPB (C2) et GAUB (C4).

S1 :	0 s à 12 s	durée : 12 s
S2 :	12 s à 24 s	durée : 12 s
S3 :	24 s à 36 s	durée : 12 s
S4 :	72 s à 87 s	durée : 15 s
S5 :	87 s à 107 s	durée : 20 s
S6 :	235 s à 247 s	durée : 12 s

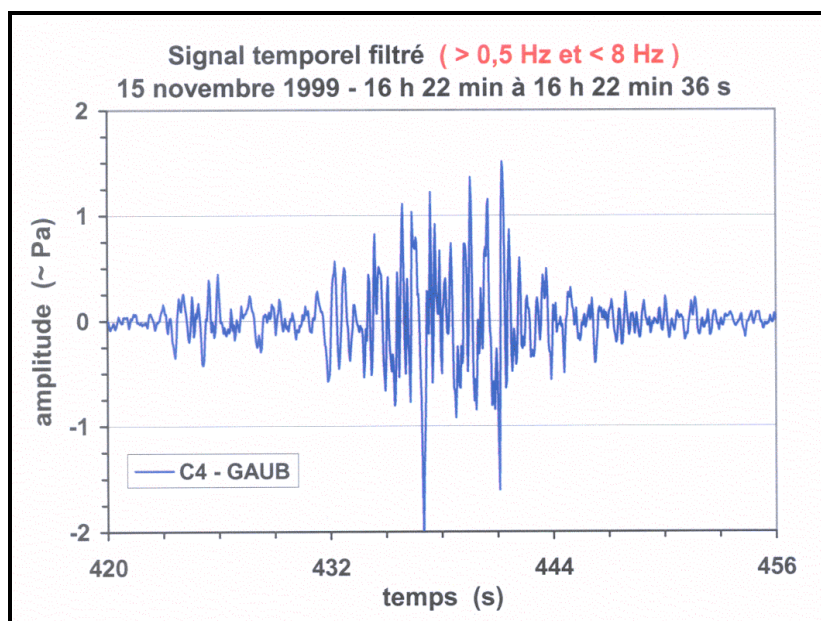


Figure 8.3 – Signal temporel du capteur GAUB filtré entre 0,5 et 9 Hz

Le début 0 s de la plage S1 correspond au temps $t = 16 \text{ h } 22 \text{ min } 00 \text{ s}$. Ce qui semble être l'arrivée principale du signal (maximum de l'amplitude) a été divisé arbitrairement en trois tranches de 12 s.

Entre S5 et S6, on note des perturbations sur certains capteurs, mais pas sur tous. La plage temporelle S6 qui arrive bien après les autres et où le signal a une amplitude très faible pourrait correspondre à un autre type de trajet atmosphérique que les autres plages temporelles. Nous le vérifierons par la suite.

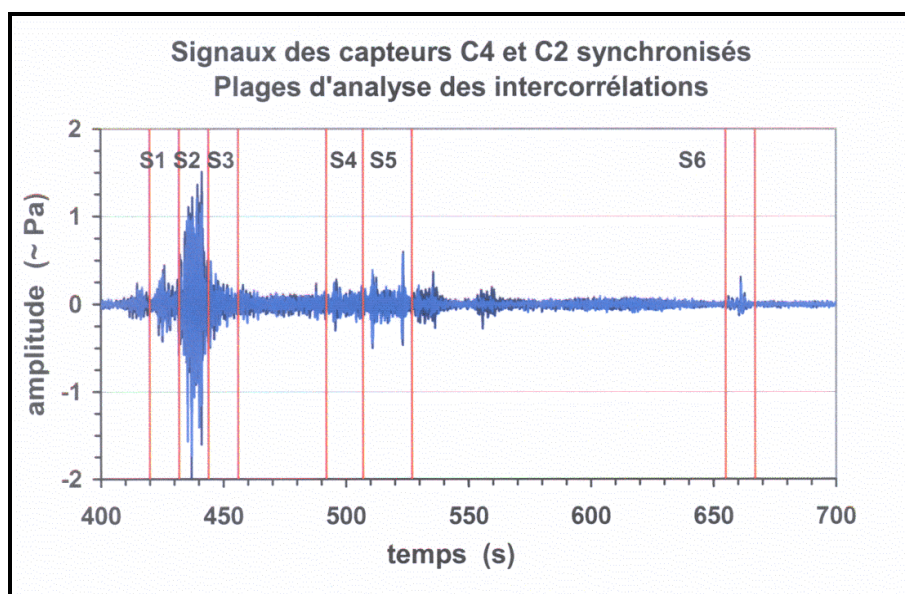


Figure 8.4 – Sélection des plages temporelles d'analyse du signal

2. GONIOMETRIE

2.1 Analyse des intercorrélations temporelles

Il s'agit de déterminer la direction d'arrivée des différents trains d'onde. Cet exercice a par ailleurs été fait dans la référence [16] à partir des mêmes signaux, mais avec un découpage des tranches temporelles différent (S1 à S3 d'une part, S6 d'autre part).

Dans une plage temporelle donnée, on calcule le temps de propagation entre deux capteurs (x, y) par la recherche du maximum de la fonction d'intercorrrelation du signal. Pour les plages temporelles S1, S2, S3, S4 et S5, nous avons considéré le signal filtré à 0,5 Hz. Pour la plage S6, nous avons considéré le signal non filtré centré, comme nous l'explicitons dans le paragraphe 3.1. La fonction d'intercorrrelation est donnée par :

$$C_{xy}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) y(t - \tau) dt \quad (8.1)$$

Soit encore, sous une forme discrète :

$$C_{xy}(m T_e) = \frac{1}{N+1} \sum_{k=0}^N x(k T_e) y(k T_e - m T_e) \quad (8.2)$$

où T_e est le pas d'échantillonnage temporel.

La fonction d'intercorrrelation normalisée s'écrit :

$$F_{xy}(\tau) = \frac{C_{xy}(\tau)}{\sqrt{C_{xx}(0) C_{yy}(0)}} \quad (8.3)$$

Cette fonction vaut 1 ou est très voisine de 1 si les signaux enregistrés par les deux capteurs sont identiques. Si le retard τ correspondant est nul, cela signifie que le front d'onde les atteint simultanément. Dans ce cas, la direction du vecteur d'onde est perpendiculaire à la droite reliant les deux capteurs, la vitesse de propagation apparente du front entre ces deux capteurs étant alors infinie.

On parle de fonction d'autocorrrelation si l'on a pris deux fois le signal du même capteur, (x, x) ou (y, y), la valeur de cette fonction en $\tau = 0$ étant évidemment 1.

On recherche donc le maximum de la fonction d'intercorrrelation pour chacune des six paires de capteurs. Comme nous l'avons dit précédemment le pas de temps est le pas d'échantillonnage temporel du signal T_e , ici de 0,05 s. Sur les figures 8.5 et 8.6 la fonction d'intercorrrelation temporelle sur la plage S2 est représentée pour les paires de capteurs GAUB-CDPB et GAUB-FLNB. On peut affiner la position du maximum par interpolation polynomiale de Lagrange sur trois points dans le cas d'un seul point au maximum (figure 8.5) ou sur quatre points dans le cas de deux points voisins (figure 8.6).

En effet, le pas d'échantillonnage du signal conditionne l'exactitude de l'appréciation du temps réel de propagation du signal entre les deux capteurs. Si la célérité apparente du front d'onde est par exemple de 400 m/s, un pas de 0,05 s représente 20 m et l'erreur théorique que l'on peut commettre est de 10 m. C'est le cas où le maximum réel se trouve entre deux maximums mesurés de même amplitude : la figure 8.6 n'en est pas très éloignée.

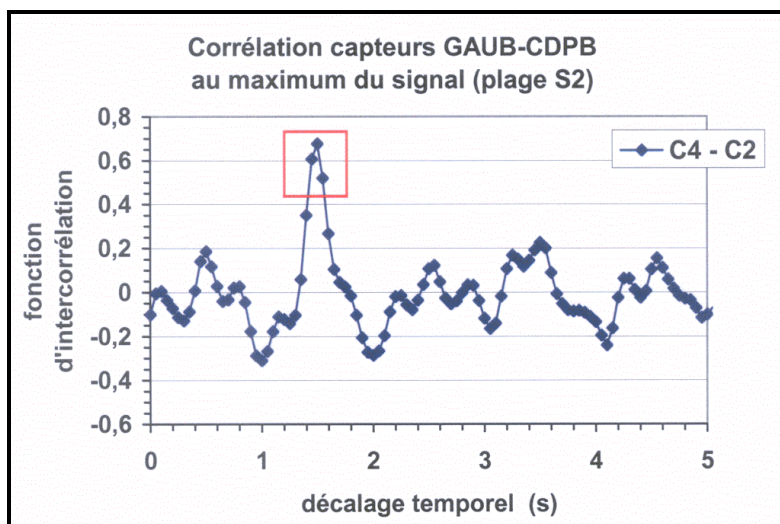


Figure 8.5 – Recherche du décalage temporel entre C2 et C4 par le maximum de corrélation

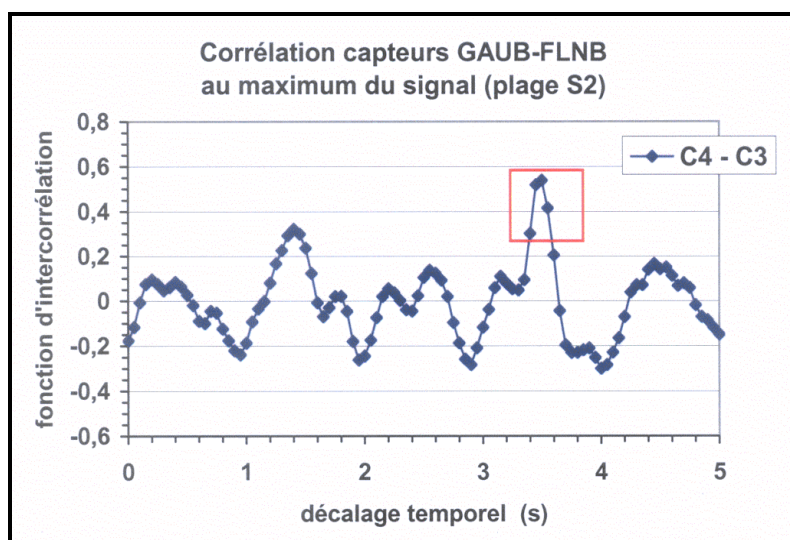


Figure 8.6 – Recherche du décalage temporel entre C3 et C4 par le maximum de corrélation

Sur la figure 8.7, nous donnons pour la plage temporelle S2 les temps de corrélation maximale bruts (a) et interpolés (b) comme expliqué ci-dessus. Ces temps correspondent au temps de retard ou temps de propagation du signal entre les capteurs considérés. Sur la figure 8.8, ce sont ces temps calculés pour la plage temporelle S5.

Lors du calcul de la fonction de corrélation, le signe du retard nous indique l'ordre dans lequel les capteurs sont touchés, ici par exemple C4 puis C3 puis C1. Sur les figures 8.7 et 8.8 sont simplement indiqués les décalages temporels en valeur absolue. Les calculs sont vérifiés de la façon suivante : le temps de propagation de C4 vers C3 ajouté au temps de propagation de C3 vers C1 doit être sensiblement égal au temps de propagation de C4 vers C1. Ainsi, dans la figure 8.7 (a), on a pour chacun des groupes de 3 capteurs considérés:

C4, C3, C1 : $3,50 \text{ s} + 4,30 \text{ s} = 7,80 \text{ s}$	pour un temps de retard C4-C1 de 7,80 s
C4, C2, C3 : $1,50 \text{ s} + 2,00 \text{ s} = 3,50 \text{ s}$	pour un temps de retard C4-C3 de 3,50 s
C2, C3, C1 : $2,00 \text{ s} + 4,30 \text{ s} = 6,30 \text{ s}$	pour un temps de retard C2-C1 de 6,35 s
C4, C2, C1 : $1,50 \text{ s} + 6,35 \text{ s} = 7,85 \text{ s}$	pour un temps de retard C4-C1 de 7,80 s

Dans la figure 8.7 (b) on a :

$C4, C3, C1 : 3,480 \text{ s} + 4,280 \text{ s} = 7,760 \text{ s}$ pour un temps de retard $C4-C1$ de 7,785 s
 $C4, C2, C3 : 1,490 \text{ s} + 2,015 \text{ s} = 3,505 \text{ s}$ pour un temps de retard $C4-C3$ de 3,480 s
 $C2, C3, C1 : 2,015 \text{ s} + 4,280 \text{ s} = 6,295 \text{ s}$ pour un temps de retard $C2-C1$ de 6,345 s
 $C4, C2, C1 : 1,490 \text{ s} + 6,345 \text{ s} = 7,835 \text{ s}$ pour un temps de retard $C4-C1$ de 7,785 s

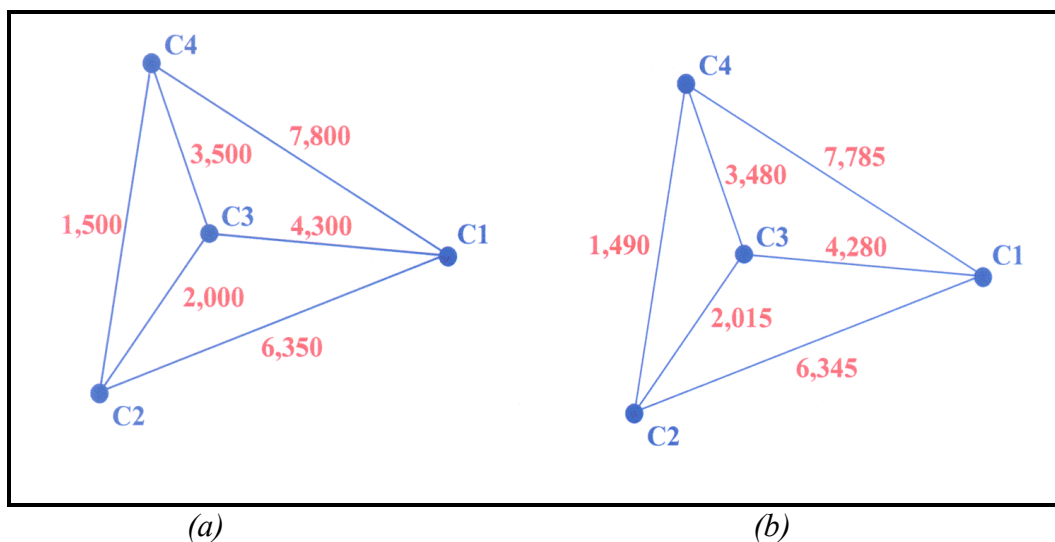


Figure 8.7 – Temps de corrélation bruts (a) et interpolés (b) obtenus pour la plage S2

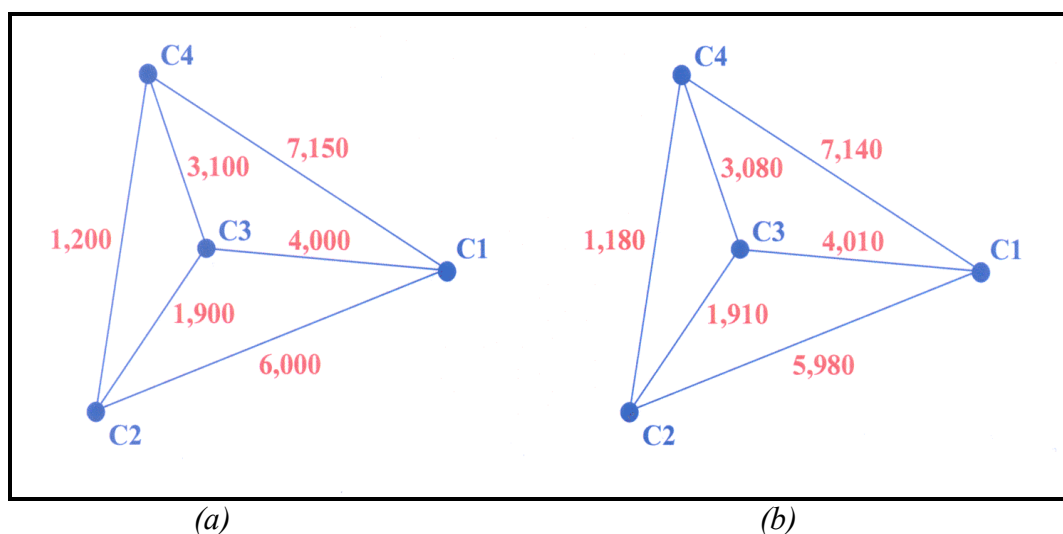


Figure 8.8 – Temps de corrélation bruts (a) et interpolés (b) obtenus pour la plage S5

Cette vérification permet de déceler les maximums aberrants de la fonction de corrélation dans le cas de capteurs éloignés et de signaux faibles, ces maximums étant en fait très décalés par rapport aux temps de retard attendus. Notons que l'ordre des additions indique déjà que les trains d'ondes viennent de la direction Ouest-Nord-Ouest : en effet, le front d'onde doit toucher C4 puis C2 avant d'atteindre C3 et enfin C1.

En ce qui concerne la précision des calculs, on remarque que l'écart maximum observé, avec ou sans interpolation des données, est de $\pm 0,05 \text{ s}$, ce qui correspond au pas d'échantillonnage du signal. L'incertitude relative rapportée aux temps de propagation est donc faible (1 % en moyenne), à cause de la grande distance séparant les capteurs.

2.2 Obtention des angles de site et d'azimut du vecteur d'onde

Avec notre recherche du maximum de la fonction d'intercorrélation pour chaque paire de capteurs, nous avons obtenu les décalages temporels d'arrivée du signal entre les capteurs du réseau (figures 8.7 et 8.8). Il s'agit maintenant de préciser l'azimut d'arrivée du train d'onde pour chaque plage temporelle considérée, c'est-à-dire la direction du vecteur d'onde ou célérité apparente $C_{app.}$ de la figure 8.9. La distance réelle D parcourue par le front d'onde entre $C3$ et $C1$ est :

$$D = C_3 C_1 \cos \eta \quad (8.4)$$

où η est l'angle entre le vecteur d'onde $C_{app.}$ et la direction $C3-C1$. On en déduit l'angle (non figuré) ou azimut du vecteur d'onde avec le Nord Géographique N.G.

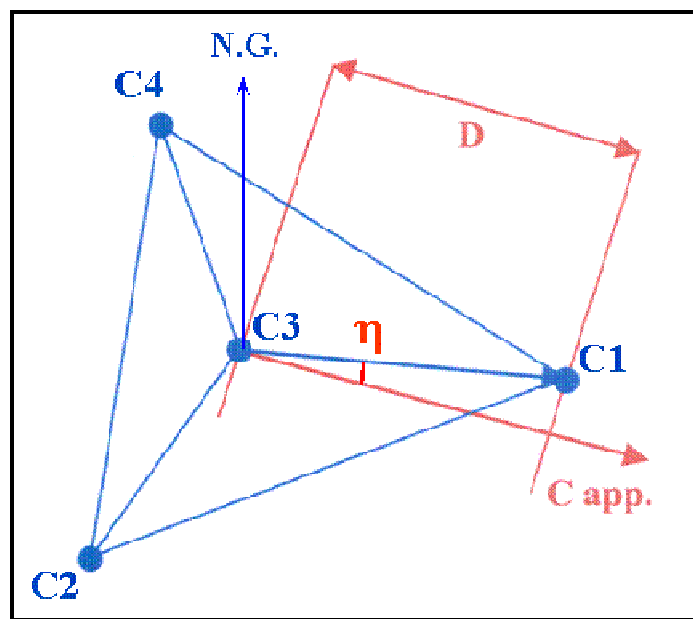


Figure 8.9 – Calcul de la célérité apparente du front d'onde

En fait, ne connaissant pas η , on fixe arbitrairement cet azimut et on calcule la célérité apparente d'arrivée du signal pour la paire de capteurs de la manière suivante :

$$C_{app} = \frac{D}{t_1 - t_3} \quad (8.5)$$

où $t_1 - t_3$ est la différence temporelle d'arrivée du signal sur les capteurs $C1$ et $C3$.

Le même calcul est effectué pour les six paires de capteurs matérialisées sur la figure 8.9 par les segments de droite qui les relient.

Le calcul est effectué numériquement avec un pas angulaire en azimut de $0,1^\circ$. La direction retenue est celle qui minimise l'écart-type entre les six célérités calculées. La célérité apparente retenue est la moyenne des six célérités calculées (tableaux 8.1 et 8.2).

N° de la plage temporelle	Fenêtre temporelle	Célérité apparente	Ecart-type	Angle d'azimut
S1	22 min 00 s à 12 s	327,2 m/s	3,8 m/s	285,7°
S2	22 min 12 s à 24 s	332,6 m/s	0,9 m/s	286,6°
S3	22 min 24 s à 36 s	334,8 m/s	2,2 m/s	286,4°
S4	23 min 12 s à 27 s	341,8 m/s	3,2 m/s	285,5°
S5	23 min 27 s à 47 s	362,1 m/s	3,8 m/s	285,3°
S6	25 min 55 s à 26 min 12 s	430,0 m/s	5,5 m/s	289,8°

Tableau 8.1 – Détermination de l'azimut de provenance des ondes incidentes (a)

N° de la plage temporelle	Fenêtre temporelle	Célérité apparente	Ecart-type	Angle d'azimut
S1	22 min 00 s à 12 s	327,2 m/s	2,7 m/s	285,7°
S2	22 min 12 s à 24 s	332,9 m/s	1,4 m/s	286,5°
S3	22 min 24 s à 36 s	334,9 m/s	1,4 m/s	286,4°
S4	23 min 12 s à 27 s	341,8 m/s	2,8 m/s	285,6°
S5	23 min 27 s à 47 s	362,3 m/s	3,5 m/s	285,1°
S6	25 min 55 s à 26 min 12 s	428,8 m/s	6,2 m/s	289,9°

Tableau 8.2 – Détermination de l'azimut de provenance des ondes incidentes (b)

Le tableau 8.1 est établi à partir des temps de corrélation bruts, le tableau 8.2 à partir des temps de corrélation interpolés. Les résultats obtenus dans les deux cas sont peu différents, l'interpolation améliore légèrement les écarts-types (0,2 m/s en moyenne). Les écarts-types les plus faibles sont observés au maximum du signal (plages temporelles S2-S3). Les directions de provenance sont stables (sauf S6). Les célérités apparentes sont régulièrement croissantes, ce qui indique que l'incidence des trains d'onde augmente au cours du temps.

L'azimut moyen est 286,2° pour les plages S1 à S3, la référence [16] donne 289,3° au maximum du signal, soit une différence de 3°. L'écart trouvé pour les célérités apparentes est d'environ 8 m/s (331,7 m/s contre 340 m/s). Les écarts sont du même ordre et vont dans le même sens pour la plage S6. Il serait intéressant de savoir pourquoi les deux méthodes de goniométrie donnent des résultats différents. Notons qu'en imposant un azimut de 289,3° au maximum du signal (S2), nous obtenons effectivement une célérité apparente de 342 m/s, mais un écart-type de 37 m/s.

Dans une deuxième phase de l'analyse, nous avons tenu compte du vent local au niveau du sol donné par le bulletin météorologique ALADIN à Flers pour définir la célérité corrigée C_{cor} du front d'onde (figure 8.10). Celle-ci est reliée à la célérité apparente et à la vitesse du vent par la relation :

$$\vec{C}_{cor} = \vec{C}_{app} - \vec{V}_{vent} \quad (8.6)$$

La célérité corrigée de la vitesse du vent donne l'azimut θ du vecteur d'onde dont l'angle de site ϕ résulte de la célérité ambiante comme nous le voyons sur la figure 8.10.

$$\cos \phi = \frac{C_{amb}}{C_{cor}} \quad (8.7)$$

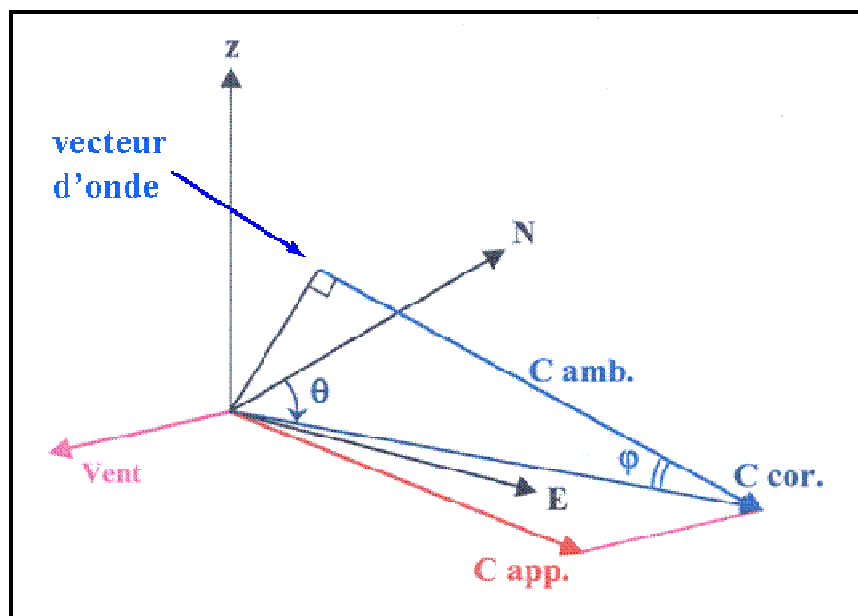


Figure 8.10 – Prise en compte du vent local

Les données météorologiques considérées pour le vent local et la température au niveau du sol sont celles du § 4.3 de ce chapitre. La vitesse du vent est de 4,6 m/s, l'azimut où va le vent est 214°. Le calcul de la célérité du son ambiante $C_{amb.}$ effectué pour l'air à 62,5 % d'humidité à la température de 6° C donne 336,2 m/s. Dans les tableaux 8.3 et 8.4 sont récapitulés les angles de site et d'azimut obtenus pour les six plages temporelles ainsi que leurs incertitudes estimées à l'aide du code numérique d'après l'écart-type des célérités. On a appliqué les corrections aux données des tableaux 8.1 et 8.2 où cet écart-type était minimal.

N° de la plage temporelle	Fenêtre temporelle	Célérité corrigée	Ecart-type	Angle d'azimut	Angle de site
S1	22 min 00 s à 12 s	328,7 m/s	2,7 m/s	285,0°	0°
S2	22 min 12 s à 24 s	334,3 m/s	0,9 m/s	285,8°	0°
S3	22 min 24 s à 36 s	336,3 m/s	1,4 m/s	285,7°	1,3°
S4	23 min 12 s à 27 s	343,3 m/s	2,8 m/s	284,9°	11,7°
S5	23 min 27 s à 47 s	363,8 m/s	3,5 m/s	284,5°	22,5°
S6	25 min 55 s à 26 min 12 s	429,9 m/s	5,5 m/s	289,3°	38,6°

Tableau 8.3 – Détermination de l'azimut de provenance et du site des ondes incidentes

S1 à S3	Azimut $\pm 0,5^\circ$	Site $\pm 2,0^\circ$
S4 et S5	Azimut $\pm 1,0^\circ$	Site $\pm 3,0^\circ$
S6	Azimut $\pm 3,0^\circ$	Site $\pm 6,0^\circ$

Tableau 8.4 – Incertitudes estimées des angles d'azimut et de site

On peut remarquer qu'au maximum du signal la célérité moyenne des trains d'onde est un peu plus grande (333 m/s), mais l'azimut moyen est plus faible (285,5°). La météo n'est donc pas en cause dans les différences trouvées avec la référence [16], les dispersions en azimut étant par ailleurs du même ordre de grandeur. On note que lors de l'arrivée principale du signal, l'incidence des trains d'onde est rasante, la célérité corrigée étant très proche de la célérité ambiante calculée.

3. ANALYSE SPECTRALE

3.1 Obtention du spectre

Afin d'obtenir la densité spectrale de puissance ou de pression acoustique DSP (ν) sur une fenêtre de largeur $T = M T_e$, avec T_e le pas d'échantillonnage temporel et M le nombre de pas considérés, nous avons eu recours à l'algorithme de signal court [71] :

$$\text{DSP}(\nu) = M T_e \|X(\nu)\|^2 \quad (8.8)$$

où $X(\nu)$ est la transformée de Fourier numérique du signal échantillonné :

$$X(\nu) = \frac{T_e}{M T_e} \sum_{k=0}^{M-1} X(k T_e) \exp(-2i\pi \nu k T_e) \quad (8.9)$$

La fréquence ν est elle-même échantillonnée avec un pas arbitraire $\Delta \nu$ dans l'intervalle limité d'une part par la largeur de la fenêtre, d'autre part par la fréquence de Shannon, soit :

$$\frac{1}{M T_e} \leq \nu \leq \frac{1}{2 T_e} \quad \text{où} \quad \nu_0 \leq \nu \leq \nu_{sh} \quad (8.10)$$

La pression acoustique quadratique moyenne sur la fenêtre de largeur $M T_e$ s'écrit par ailleurs :

$$P_{rms}^2 = \frac{T_e}{M T_e} \sum_{k=0}^{M-1} [X(k T_e)]^2 \quad (8.11)$$

La densité spectrale doit être multipliée par deux pour tenir compte des fréquences négatives non prises en compte dans la sommation en fréquence. Dans ces conditions la relation de Parseval-Plancherel s'écrit :

$$P_{rms}^2 = 2 M T_e \sum_{\nu=\nu_0}^{\nu_{sh}} \Delta \nu \|X(\nu)\|^2 \quad (8.12)$$

Cette relation exprime le fait que la puissance acoustique du signal temporel se retrouve entièrement dans le spectre, ce que notre code de calcul permet de contrôler.

3.2 Procédures de lissage

Les spectres des signaux analysés dans les différentes plages temporelles se révèlent irréguliers, probablement du fait de l'étroitesse de ces plages. Nous avons donc dû élaborer des procédures de lissage spatio-temporelles pour rendre ces spectres plus lisibles.

De façon pratique, on peut pour un capteur donné calculer les spectres sur plusieurs fenêtres si possible adjacentes et effectuer ensuite une "moyenne quadratique" de ces spectres. On peut ensuite, le cas échéant, effectuer une "moyenne spatiale" des spectres obtenus avec les différents capteurs pour une plage temporelle donnée.

En fait, le spectre relatif à un créneau temporel peut être lissé de deux manières différentes :

- en effectuant une moyenne entre les niveaux spectraux quadratiques (Pa^2/Hz) obtenus sur des sous-fenêtres ou avec des capteurs différents,
- en effectuant une moyenne directe en dB/Hz de la DSP sur plusieurs fenêtres ou plusieurs capteurs.

La deuxième méthode semble discutable à première vue, mais constitue un moyen efficace pour minimiser l'influence des pics accidentels ou d'une sensibilité différente des capteurs (ceci concerne particulièrement le niveau de bruit).

Nous avons effectué ces deux traitements sur une durée de 400 s de bruit de fond filtré pour le capteur C2 (figure 8.11). La courbe "lin" résulte du passage final en dB/Hz après avoir effectué une moyenne quadratique sur des fenêtres temporelles adjacentes couvrant la durée totale considérée. La courbe "dB" résulte d'un traitement analogue à l'intérieur de créneaux successifs de 100 s complété par une moyenne en dB/Hz des quatre spectres obtenus. On voit que le traitement mixte atténue notamment le pic constaté entre 5 et 6 Hz.

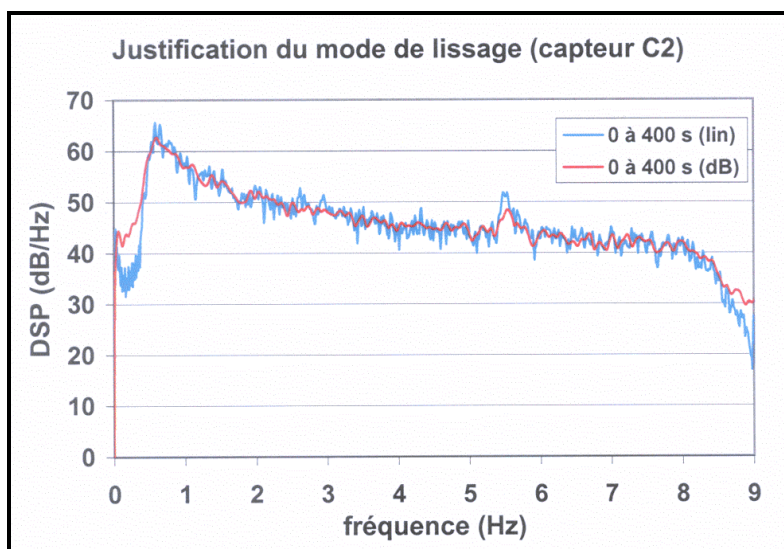


Figure 8.11 – Lissage par deux méthodes du spectre du bruit de fond

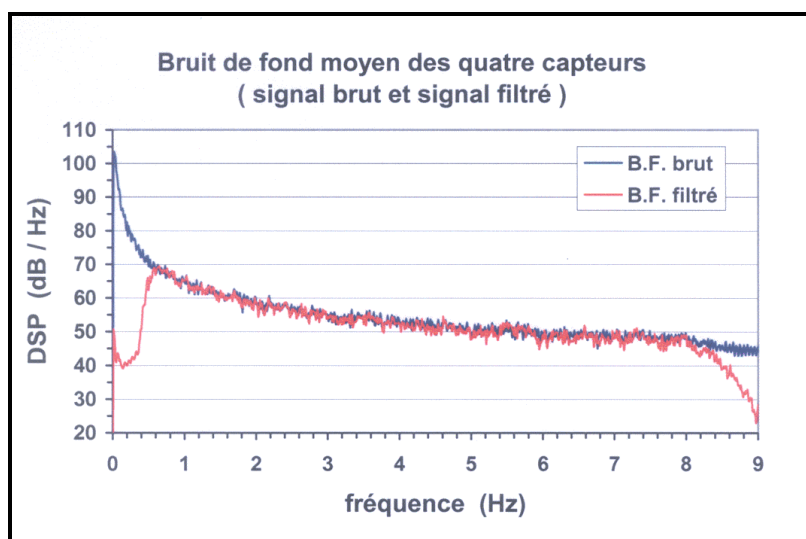


Figure 8.12 – Comparaison des spectres du bruit de fond brut et filtré

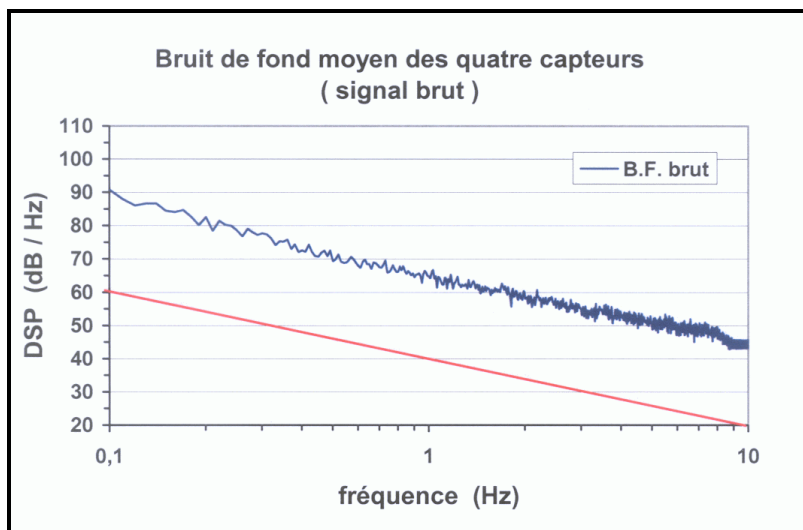


Figure 8.13 – Contrôle de la pente du spectre du bruit de fond brut

La figure 8.12 permet de comparer les spectres lissés du signal de bruit de fond brut et filtré. Le lissage a été effectué en moyenne quadratique sur chaque capteur à partir de quatre créneaux de 100 s disjoints et exempts de pics accidentels, puis par moyenne en décibels sur les quatre capteurs. On voit sur la figure que le signal exploitable ne dépasse pas 8 Hz, à plus forte raison quand il est filtré. Par ailleurs, le filtrage à 0,5 Hz a des effets jusqu'à 0,6 Hz.

Dans la figure 8.13, nous avons représenté le spectre du bruit de fond brut lissé en échelle logarithmique. On retrouve bien la pente de -20 dB par décade ou -6 dB par octave constatée avec les signaux de Parentis.

En ce qui concerne les plages de signal utile, nous sommes de plus confrontés au problème de l'étrécissement des fenêtres temporelles à considérer. On sait en effet qu'une fenêtre temporelle étroite équivaut à une fonction porte dont le spectre se superpose à celui du signal. Ce spectre en arches a une composante continue non nulle (voir Chapitre V). La largeur de la fenêtre détermine par ailleurs la période maximale pouvant être décelée par l'analyse spectrale. Ainsi, une fenêtre de largeur 10 s équivaut à un filtrage à $1/10 \text{ s} = 0,1 \text{ Hz}$.

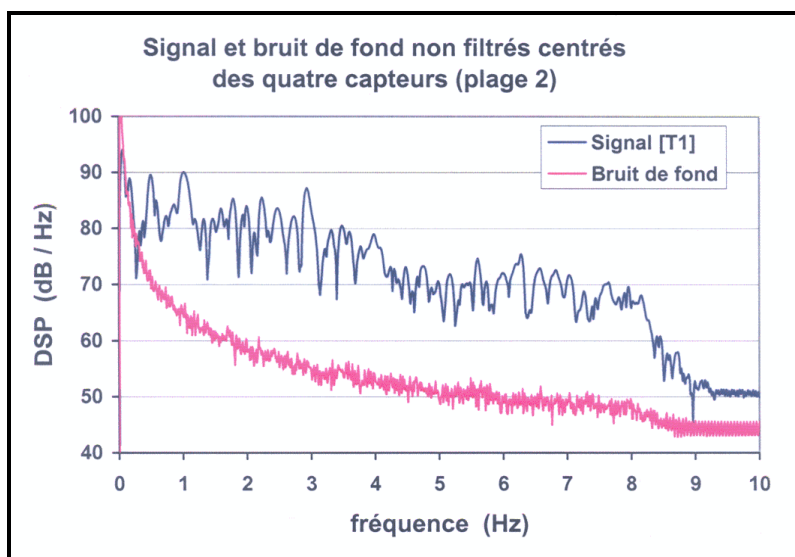


Figure 8.14 – Spectres du signal et du bruit de fond centrés pour la plage S2

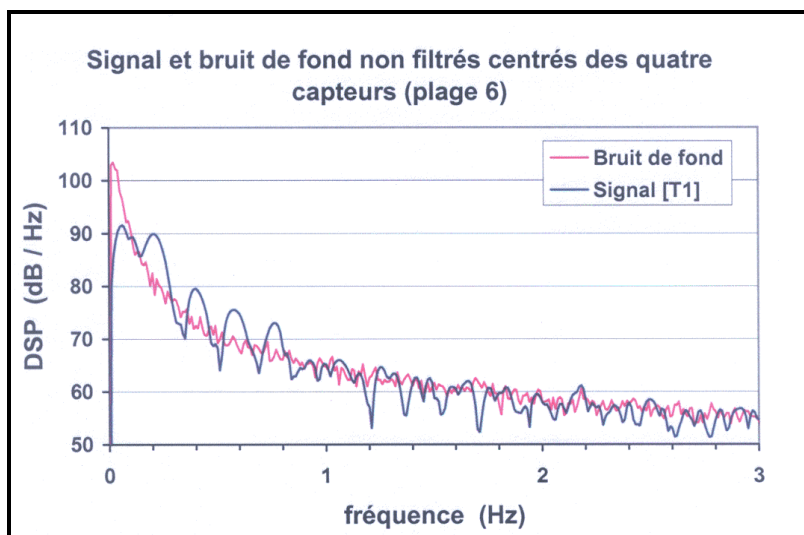


Figure 8.15 – Spectres du signal et du bruit de fond centrés pour la plage S6

Sur les figures 8.14 et 8.15 sont représentées les densités spectrales de puissance calculées pour le signal des plages temporelles S2 et S6 d'une largeur de 12 s (cf. § 1.2). Pour chacune de ces plages, le signal a été lissé en effectuant une moyenne spatiale en dB entre les différents capteurs. Le symbole T1 signifie que nous avons considéré par capteur qu'une fenêtre temporelle sur la largeur de la plage ; nous n'avons donc pas effectué de moyenne quadratique entre des sous-fenêtres temporelles. Le bruit de fond lissé est celui que nous avons obtenu précédemment hors plages de signal utile.

Les DSP ont été calculées à l'aide des formules 8.8 et 8.9 pour les signaux non filtrés mais centrés (le centrage a pour effet d'annuler la composante continue à 0 Hz). Sur la figure 8.14 relative à la plage temporelle S2, nous constatons un fort rapport signal sur bruit de 0,5 Hz à 8 Hz, limite apparente du signal utile. Par contre, pour la plage temporelle S6 de la figure 8.15, le signal ne sort du bruit, en apparence, qu'entre 0,2 Hz et 1 Hz.

D'ores et déjà nous pouvons dire que les signaux des plages temporelles S2 et S6 sont issus de types de propagation différents. Pour ne pas subir une perte d'information dans la plage temporelle S6 où le signal n'apparaît qu'en dessous de 1 Hz, nous n'avons pas effectué dans cette plage d'analyse avec le signal filtré.

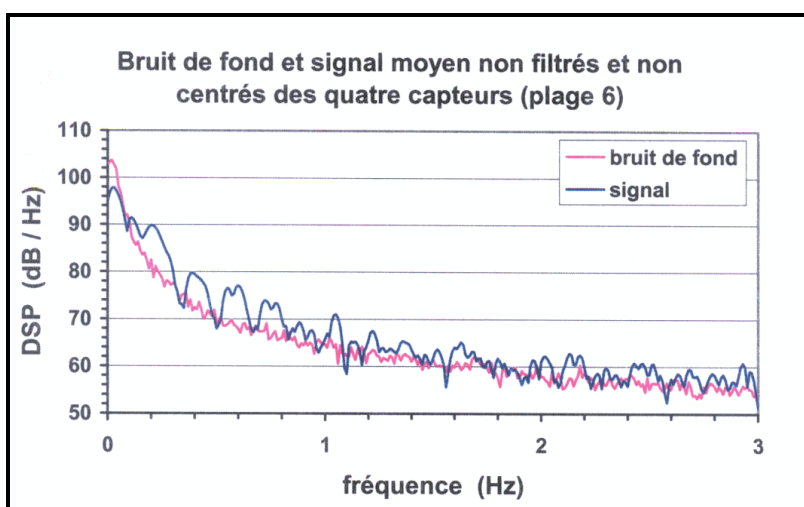


Figure 8.16 – Spectres du signal et du bruit de fond non centrés pour la plage S6

Pour illustrer l'influence des différents paramètres d'analyse du signal, nous avons refait les spectres de la figure 8.15 avec un signal et un bruit de fond non centrés (figure 8.16). La composante continue n'est plus nulle, le spectre du signal apparaît amplifié et sujet à des oscillations supplémentaires. Cela s'explique par la superposition du spectre périodique d'une fonction porte de largeur 12 s, la fréquence des oscillations valant $1/12 \text{ s} = 0,08 \text{ Hz}$. Lorsque le signal est centré, il ne subsiste de ces perturbations que l'effet passe-haut à 0,08 Hz. En dessous de 0,2 Hz, on a évidemment affaire à du bruit de fond et non à du signal.

La deuxième option possible pour améliorer la lisibilité du spectre est de jouer sur la largeur des sous-fenêtres. On peut par exemple moyenner le spectre de la plage S6 sur 3 sous-fenêtres de 4 s ou 6 sous-fenêtres de 2 s de signal (options T3 et T6 de la figure 8.17). Comme nous l'avons remarqué précédemment, la largeur des sous-fenêtres se traduit par une périodisation du spectre de fréquence correspondante, mais ici le spectre des fonctions porte masque totalement celui du signal. Le centrage du signal temporel n'apporte qu'une amélioration minimale (figure 8.18).

On peut conclure qu'avec des plages temporelles étroites, il faut se contenter d'un lissage spatial faisant intervenir les spectres du signal centré issus des quatre capteurs.

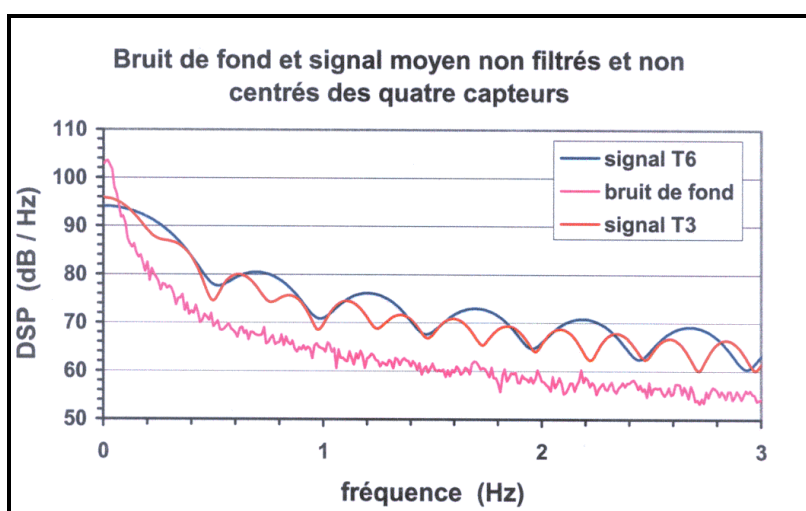


Figure 8.17 – Spectres du signal moyenné (T3, T6) et du bruit de fond non centrés

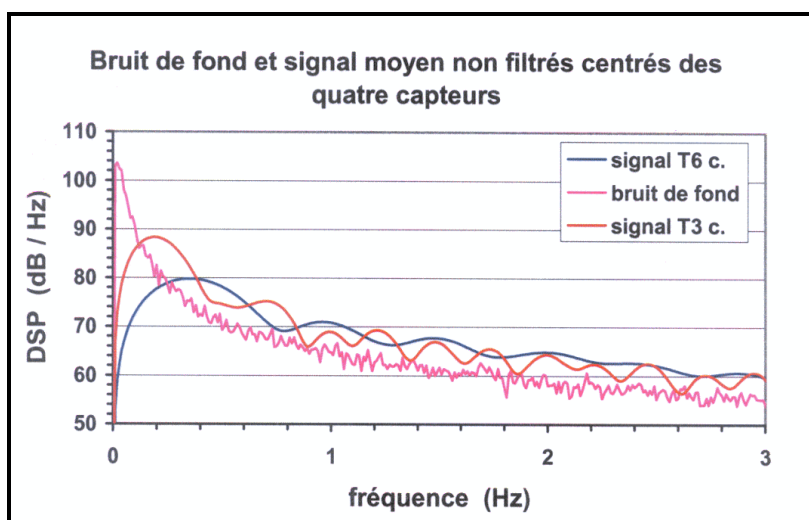


Figure 8.18 – Spectres du signal moyenné (T3, T6) et du bruit de fond centrés

3.3 Recherche de la distance source-station

Nous avons tout d'abord cherché à appliquer la méthode utilisée auparavant dans le § 4 du Chapitre VI, à savoir "le test du premier zéro". Le spectre du signal a été lissé en moyenne quadratique sur les plages temporelles S1, S2 et S3 et en moyenne directe pour les quatre capteurs. Ce spectre n'ayant pas de premier minimum visible, on superpose celui d'une onde en N fictive obtenue par coïncidence du premier maximum. Le pic de fréquence f_S qui en découle, proche de 1 Hz (figure 8.19), suggère d'après le tableau 6.1 une distance source-station supérieure à 200 km. Si, comme dans le cas des signaux enregistrés en Bretagne, nous avions connaissance du Mach de l'avion, nous pourrions obtenir une estimation plus précise de la distance source-station avec la droite de corrélation de la figure 6.12.

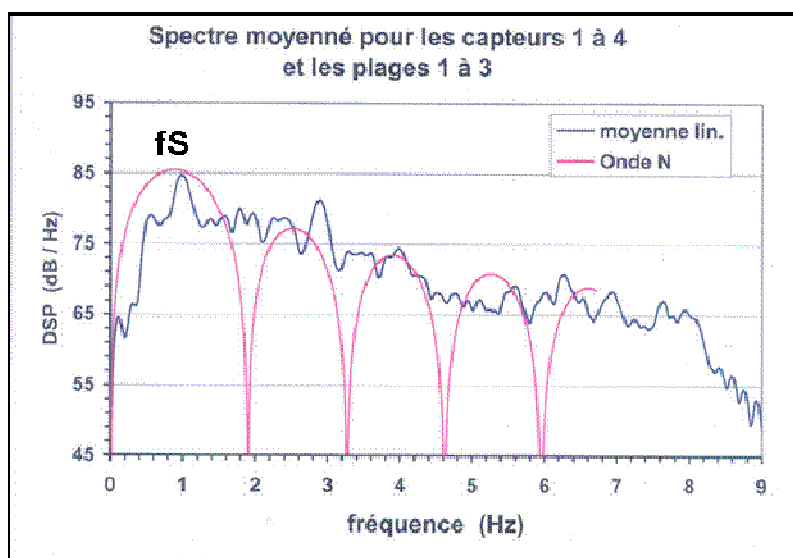


Figure 8.19 – Spectres de l'onde en N fictive et du signal – Test du 1^{er} maximum

Ne disposant d'aucune donnée concernant la source, nous avons appliqué le "test de la pente" du chapitre précédent qui nous a permis d'estimer la distance source-station pour les signaux enregistrés à Parentis. Nous avons calculé la déformation de l'hyperbole enveloppe de l'onde en N quand l'émission sonore suit une trajectoire stratosphérique ($0 < Z < 60$ km). Cette hypothèse est justifiable étant donné qu'un signal issu d'une trajectoire de type thermosphérique ($Z_{\max} > 100$ km) serait majoritairement masqué par le bruit de fond, ce qui n'est pas le cas des signaux reçus à la station de Flers, sauf dans la plage S6. Comme dans le cas de Parentis, ce calcul a été effectué par tranches de 300 km de propagation curviligne, longueur obtenue entre deux rebonds d'un rayon avec l'atmosphère d'hiver du Chapitre VI. De même, nous avons utilisé l'atténuation moyenne donnée par la courbe de la figure 7.20. Remarquons que nous n'avons en fait pas besoin de modèle atmosphérique ni de tracé de rayon pour déduire de cette courbe l'atténuation obtenue pour une distance et une fréquence données, seule l'estimation de la longueur d'une arche nous intéresse ici.

Nous voyons sur les figures 8.20 à 8.22 les spectres lissés par les opérations décrites précédemment du bruit de fond et du signal pour les plages temporelles S1, S2 et S4. Nous y avons superposé les enveloppes des spectres d'ondes en N à l'origine et après 300 et 600 km de propagation, ce qui correspond respectivement aux 1^{er} et 2^{ème} rebonds des rayons sur le sol ou la mer.

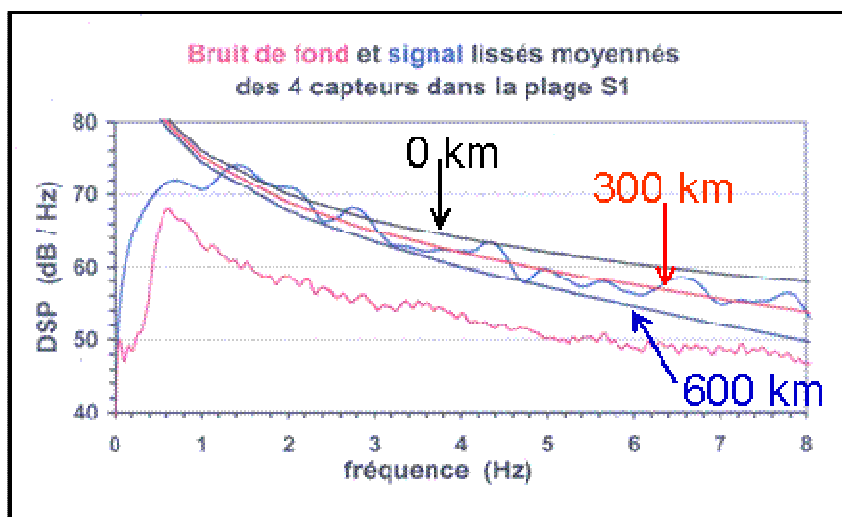


Figure 8.20 – Enveloppes des spectres d'onde en N , spectres du bruit et du signal

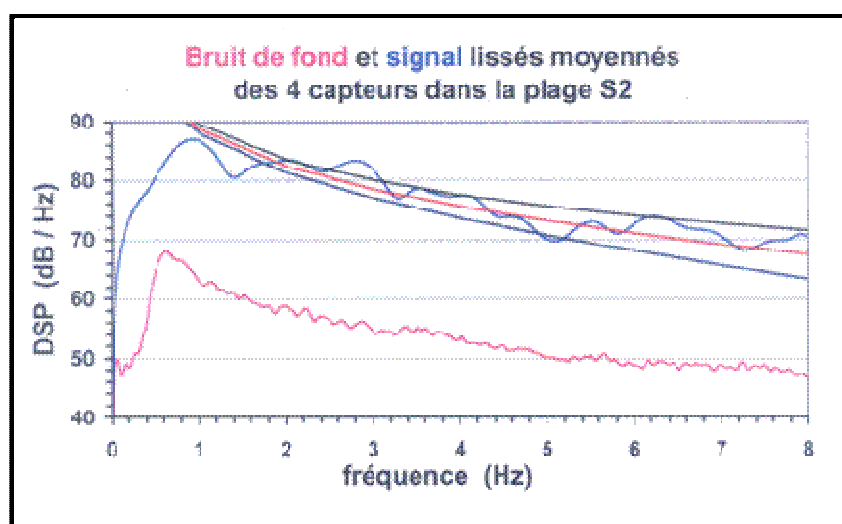


Figure 8.21 – "Test de la pente" pour la plage S2

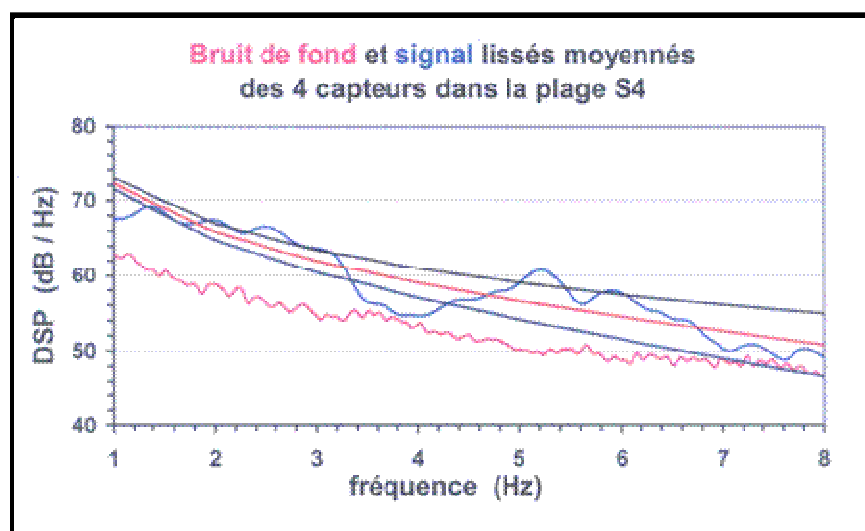


Figure 8.22 – "Test de la pente" pour la plage S4

On voit sur la figure 8.20 relative à la plage S1 que la courbe "300 km" correspond au spectre du signal entre 1 Hz et 8 Hz au sens des moindres carrés des écarts. Il en est de même pour les plages temporelles S2 et S3. Ceci est moins évident pour les plages S4 et S5, le rapport signal sur bruit y étant nettement moins favorable. Le "test de la pente" effectué sur ces cinq plages temporelles suggère en définitive que l'aéronef responsable du bang sonique ayant généré ces signaux se trouve à environ 300 km de la station de mesure.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, le signal de la plage S6 provenant vraisemblablement d'une phase thermosphérique est très rapidement masqué par le bruit et cette méthode d'encadrement n'est pas applicable.

Nous avons utilisé les coefficients de Sutherland moyennés entre 0 et 60 km d'altitude pour le calcul de l'absorption atmosphérique dans la mesure où nous avons voulu montrer que l'on pouvait se passer de la connaissance des données météorologiques et d'un tracé de rayons pour donner une estimation de la distance source-station. Cependant l'utilisation de ces coefficients moyennés pour estimer la distance horizontale à la source sonore implique plusieurs approximations. En particulier, ce faisant nous négligeons la forme réelle du rayon et son altitude de réflexion, étant donné que cette opération revient à considérer une propagation en ligne brisée entre 0 et 60 km d'altitude. Notons que la forte absorption aux altitudes supérieures à 50 km est alors compensée par une longueur de trajet plus courte que celle d'une trajectoire réelle dont le sommet est arrondi. Cependant, comme nous le verrons dans le dernier paragraphe de ce chapitre, l'utilisation des coefficients nominaux le long du trajet du rayon sous-estime l'absorption atmosphérique pour les trajectoires de rayons réelles ($Z < 45$ km). Par conséquent, nous pouvons supposer que d'autres phénomènes, tels que l'atténuation des effets non-linéaires, augmentent la distorsion du spectre. On sait en effet que cette atténuation se traduit par la disparition des hautes fréquences que signalent les fronts droits de l'onde en N.

4. DONNEES DE VOL ET METEOROLOGIE

4.1 Données trajectographiques

Le vol "Concorde" à l'origine des signaux enregistrés à la station de Flers, comme dans le cas des signaux de Parentis, est le vol AF001, arrivée à Paris Charles-de-Gaulle à 16 h 45 GMT. La trajectoire suivie par ce vol (figure 7.23) présente deux points tournants BISKI et GUR. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent, le début du ralentissement et de la descente de l'avion intervient 100 km après le franchissement du point tournant BISKI, le passage du Mach s'effectue à 45 milles nautiques du PAP (point à protéger situé à 5 milles nautiques du point tournant GUR).

L'association des professionnels de Concorde et du supersonique, l'APCOS [64], nous a fourni les abaques de vol permettant au pilote de l'avion de connaître la longueur de descente lors de la phase de décélération en fonction de la météorologie, selon que l'avion est vent arrière ou vent debout (tableau 8.5). Le tableau 8.6 est issu du calcul effectué au moyen de ces abaques par M. Gérard Duval, ancien pilote de ligne et ingénieur navigant, avec la météo de Brest du jour. Le tableau complet fournit la trajectographie du vol AF001 du 15 novembre 1999 entre la dernière position à Mach 2 et le pont de passage à Mach 1.

Les coordonnées géographiques sont souvent données en degrés sexagésimaux, c'est-à-dire en degrés, minutes et secondes. Cependant les calculs sont effectués en degrés décimaux, ainsi les coordonnées de l'avion apparaissent dans le tableau 8.6 en degrés décimaux.

NIVEAU de VOL	CARBURANT (t)	TEMPS (mn)	TAS MOYEN (kt)	DISTANCE PARCOURUE (NM)											
				VENT ARRIERE (kt)						VENT DEBOUT (kt)					
				100	80	60	40	20	0	20	40	60	80	100	
600	1.23	9.2	870	149	146	143	140	137	134	131	128	125	121	118	
590	1.18	8.9	864	144	141	138	135	132	129	126	123	120	117	114	
580	1.13	8.6	858	137	134	131	129	126	123	120	117	114	111	109	
570	1.07	8.3	851	131	128	125	123	120	117	114	112	109	106	103	
560	1.03	8.0	846	126	123	120	118	115	112	110	107	104	102	99	
550	0.98	7.6	842	120	117	115	112	110	107	105	102	100	97	94	
540	0.96	7.4	837	116	114	111	109	106	104	101	99	96	94	91	
530	0.96	7.3	835	114	111	109	106	104	102	99	97	94	92	89	
520	0.95	7.1	834	111	109	106	104	102	99	97	94	92	90	87	
510	0.95	7.0	832	108	106	104	101	99	97	95	92	90	88	86	
500	0.94	6.8	828	105	103	101	98	96	94	92	89	87	85	83	
490	0.90	6.5	819	99	97	94	92	90	88	86	84	82	79	77	
480	0.85	6.1	808	92	90	88	86	84	82	80	78	76	74	72	
470	0.81	5.8	798	86	85	83	81	79	77	75	73	71	69	67	

Tableau 8.5 – Abaque de vol permettant le calcul de la descente

Temps (s)	Longitude (-°)	Latitude (-°)	Azimut (-°)	Altitude (m)	Mach (-)	Pente (-°)
186	-4,76	49,333	84,95	16979,1	1,625	-1,676
187,5	-4,75	49,333	84,96	16957,4	1,625	-1,692
189	-4,74	49,334	84,97	16946,8	1,625	-1,629
190,5	-4,73	49,335	84,97	16934,3	1,625	-1,555
192	-4,72	49,335	84,98	16922,7	1,624	-1,52
193,5	-4,71	49,336	84,99	16910,8	1,624	-1,481
195	-4,70	49,336	85,00	16895,4	1,622	-1,403
196,5	-4,69	49,337	85,00	16880,3	1,622	-1,315
198	-4,68	49,337	85,01	16870,9	1,62	-1,267
199,5	-4,67	49,338	85,02	16862,3	1,62	-1,21
201	-4,66	49,339	85,03	16853,8	1,619	-1,154
202,5	-4,65	49,339	85,03	16845,0	1,619	-1,118
204	-4,64	49,340	85,04	16832,0	1,616	-1,087
205,5	-4,63	49,340	85,05	16819,1	1,616	-1,066
207	-4,62	49,341	85,06	16810,5	1,614	-1,054

Tableau 8.6 – Trajectographie du vol AF001 du 15 novembre 1999

Sachant qu'à la latitude considérée $\Delta X = 1207$ m par minute de longitude et qu'en général $\Delta Y = 1852$ m par minute de latitude, nous obtenons la trajectoire de l'avion entre les deux points tournants BISKI et GUR dans le plan métrique (xOy). Comme nous le voyons sur la figure 8.23, cette trajectoire suit à peu près l'orthodromie BISKI-GUR. La descente de l'avion est représentée dans le plan (xOz) de la figure 8.24. Nous observons la décélération de $M = 2$ à $M = 1$ ainsi que l'inclinaison fluctuante de l'avion enregistrées lors du vol en fonction du temps sur la figure 8.25.

4.2 Cône de Mach en décélération

Nous nous proposons de modéliser l'évolution du cône de choc avant généré par le supersonique lorsque celui-ci est en décélération de $M = 2$ à $M = 0,95$.

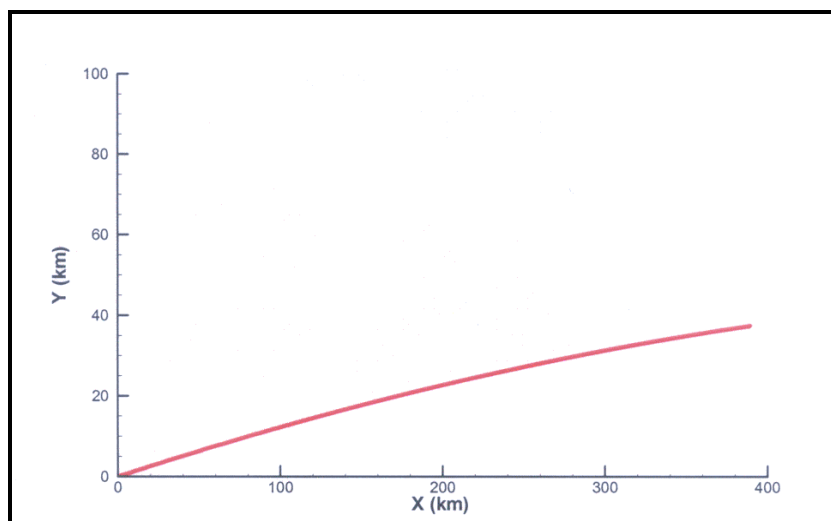


Figure 8.23 – Trajectoire avion dans le plan (xOy) entre BISKI et GUR

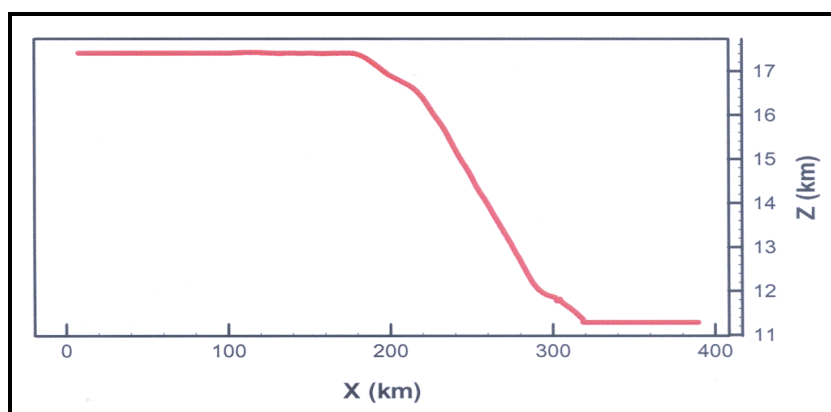


Figure 8.24 – Trajectoire avion dans le plan (xOz) entre BISKI et GUR

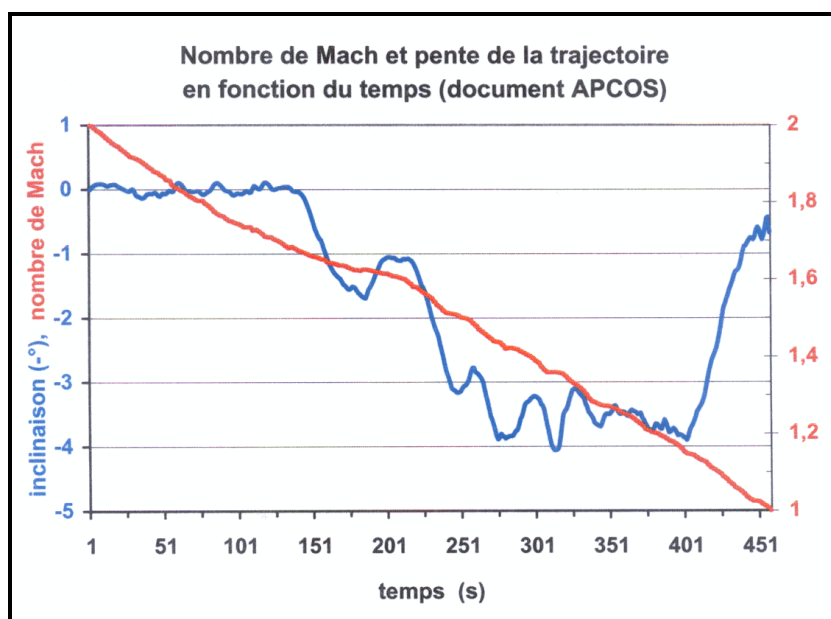


Figure 8.25 – Angle de descente de la trajectoire et nombre de Mach de l'avion

Les hypothèses que nous avons posées sont les suivantes :

- cône de choc collé au mobile
- atmosphère homogène
- propagation normale au cône de choc à la célérité constante c_0
- accélération constante ($\gamma < 0$)
- $M = 1$, $t = 0$ s à l'origine O
- x , y , M et γ adimensionnés en fonction de c_0 .

Les fronts de choc ayant une symétrie de révolution, le problème peut être traité en deux dimensions dans un plan contenant la trajectoire du mobile.

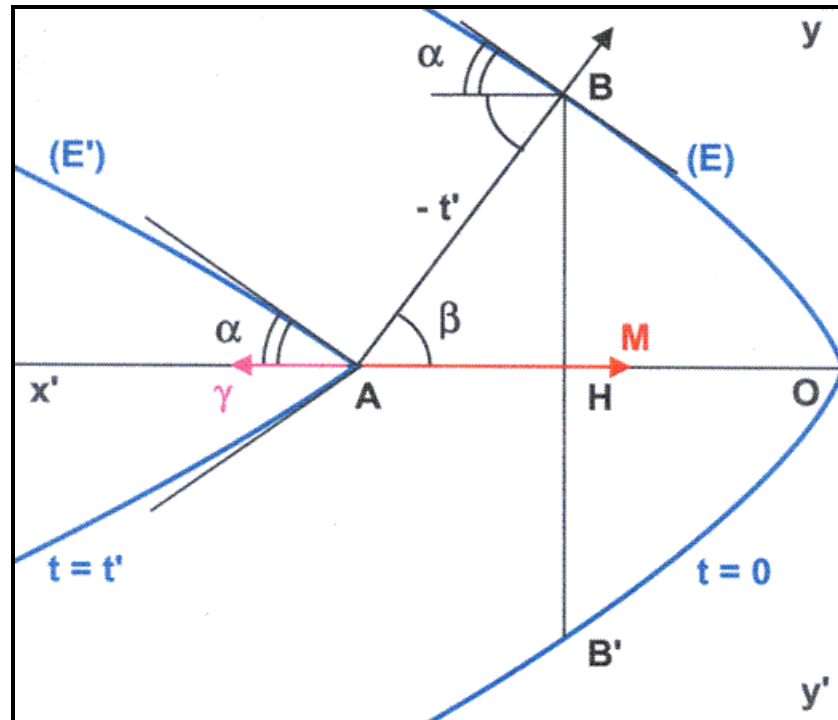


Figure 8.26 – Formalisme cinématique et géométrique

Comme l'illustre la figure 8.26 obtenue analytiquement, le front de choc avant, qui est un cône tant que le nombre de Mach vaut 2 (on fait abstraction des effets non linéaires), devient une ogive que nous nommons enveloppe des cônes instantanés successifs. Cette enveloppe (E') attachée au mobile A est une courbe isochrone à l'instant t' . Le mobile arrive en O à la vitesse $M = 1$. On a $t = 0$ sur l'isochrone (E) , t' étant le temps que mets le mobile pour aller de A en O et l'onde de choc de A en B et B' . Soit x_A l'abscisse de A à l'instant t et M sa vitesse. Les équations du mouvement, en fonction des conditions finales en O (la condition initiale $M = 2$ n'est pas explicitée) sont :

$$\begin{cases} \gamma = C^{st} < 0 \\ M = \gamma t + 1 \\ x_A = \frac{1}{2} \gamma t^2 + t \end{cases} \quad (8.13)$$

α étant l'angle de Mach et $\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha$, ces angles sont déterminés par :

$$\begin{cases} \tan \alpha = 1 / \sqrt{M^2 - 1} \\ \tan \beta = \sqrt{M^2 - 1} \end{cases}$$

Remarquons sur la figure 8.26 que $\tan \beta = \frac{HB}{AH} = \frac{y_B}{x_B - x_A}$ et que $\tan \alpha = -\frac{dy_B}{dx_B}$

Comme $\tan \alpha = 1/\tan \beta$, on peut écrire :

$$\frac{dx_B}{dy_B} = \frac{y_B}{x_A - x_B} \quad (8.14)$$

De (8.13), on tire : $x_A = \frac{1}{2\gamma}(M^2 - 1)$

Par ailleurs, la pente de la tangente en B vérifie :

$$\left(\frac{dy_B}{dx_B} \right)^2 = \tan^2 \alpha = \frac{1}{M^2 - 1} \quad (8.15)$$

On obtient donc :

$$x_A = \frac{1}{2\gamma} \left(\frac{dx_B}{dy_B} \right)^2 \quad (8.16)$$

En remplaçant x_A par son expression (8.16) dans l'équation (8.14), on obtient finalement l'équation différentielle suivante :

$$\frac{1}{2\gamma} \left(\frac{dx}{dy} \right)^3 - x \frac{dx}{dy} - y = 0 \quad (8.17)$$

Cette équation caractérise l'enveloppe (E), courbe isochrone $t = 0$ tangente à $y'y$ en O. Cette enveloppe est donnée ici en fonction de l'accélération γ de l'avion. Nous pouvons déduire des relations initiales les coordonnées paramétriques du point courant B (ou B') de la figure 8.26 :

$$\begin{cases} x_B = OH = OA + AH = x_A + AB \cdot \cos \beta = x_A - \frac{t}{M} \\ y_B = HB = AB \cdot \sin \beta = -t \sin \beta = -t \sqrt{1 - \frac{1}{M^2}} \end{cases} \quad (8.18)$$

En remplaçant t et x_A par leurs expressions issues des formules (8.13) et (8.16), les coordonnées du point courant B ($y_B > 0$) s'écrivent en fonction de M et γ :

$$\begin{cases} x_B = \frac{1}{2\gamma}(M^2 - 1) - \frac{(M-1)}{\gamma M} \\ y_B = -\frac{(M-1)}{\gamma M} \sqrt{M^2 - 1} \end{cases} \quad (8.19)$$

A partir de la pente de la tangente en B (8.15), on obtient par ailleurs :

$$\frac{dx_B}{dy_B} = -\sqrt{M^2 - 1} \quad (8.20)$$

On écrit de la même manière les équations liées au point courant B' ($y_{B'} < 0$) :

$$\begin{cases} x_{B'} = \frac{1}{2\gamma}(M^2 - 1) - \frac{(M-1)}{\gamma M} \\ y_{B'} = \frac{(M-1)}{\gamma M} \sqrt{M^2 - 1} \\ \frac{dx_{B'}}{dy_{B'}} = \sqrt{M^2 - 1} \end{cases} \quad (8.21)$$

L'enveloppe (E) est ainsi décrite de façon paramétrique en faisant varier M de 2 à 1.

Les expressions (8.19)-(8.20) et (8-21) vérifient bien l'équation différentielle (8.17). Mise sous la forme de l'équation de Lagrange générique, cette équation différentielle est résolue mathématiquement dans l'Annexe 3.

Nous voulons maintenant avoir l'expression des enveloppes (E'), courbes isochrones avec $t' < 0$, en amont de l'enveloppe (E) et $t' > 0$ en aval de (E). A partir de (8.13) et en substituant M dans (8.18) nous écrivons les coordonnées des points courants B et B' en fonction du paramètre t :

$$\begin{cases} x_{B,B'} = \frac{t}{2}(\gamma t + 2) - \frac{t}{\gamma t + 1} \\ y_{B,B'} = \pm \frac{t}{\gamma t + 1} \sqrt{\gamma t(\gamma t + 2)} \end{cases} \quad \text{avec } t \leq 0 \quad (8.22)$$

Il est important de noter que t représente ici l'instant où l'onde arrivant en B et B' a été émise. Le point O correspond ainsi à l'instant $t = 0$.

En remarquant que, du fait de la réduction des variables d'espace en fonction de la célérité ambiante, les distances de la figure 8.26 représentent aussi des temps ($AB = -t'$), nous voyons sur la figure 8.27 que :

$$\begin{aligned} AB_1 &= AB - B_1B = -t - (-t_1) = t_1 - t \\ AB_2 &= AB + B_2B = -t + t_2 = t_2 - t \end{aligned}$$

Les enveloppes E1, E et E2, courbes isochrones, correspondent respectivement au temps qu'a mis le son partant de A pour atteindre B1, B et B2. Il suffit de substituer AB_1 ou AB_2 à AB dans les formules (8.18), à savoir de remplacer $-t$ par $t_1 - t$ ou $t_2 - t$, soit $t' - t$, à l'endroit qui

convient dans les expressions (8.22). On obtient alors les équations d'une enveloppe (E') quelconque, courbe isochrone à un instant $t = t'$:

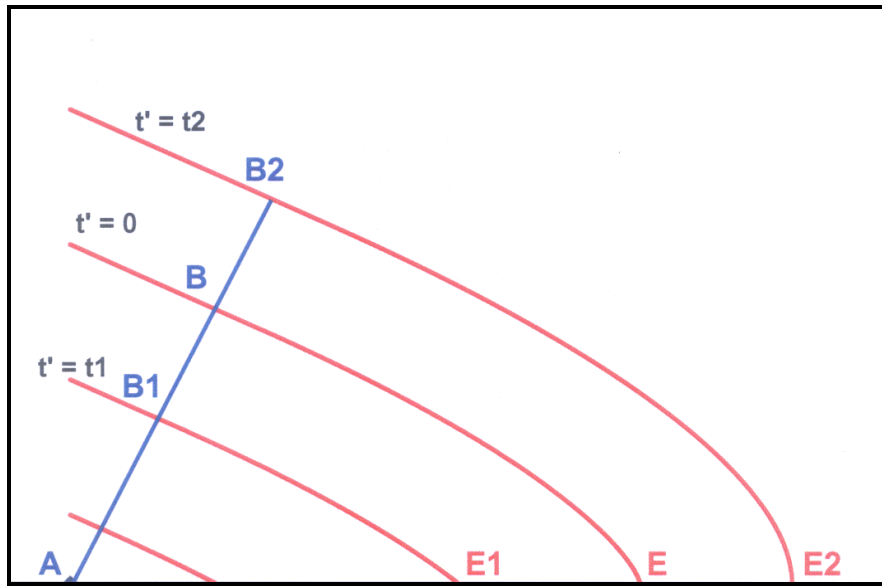


Figure 8.27 – Evolution spatiale des courbes isochrones

$$\begin{cases} x = \frac{t}{2}(\gamma t + 2) + \frac{t' - t}{\gamma t + 1} \\ y = \pm \frac{t' - t}{\gamma t + 1} \sqrt{\gamma t(\gamma t + 2)} \end{cases} \quad \text{avec } t \leq t' \quad (8.23)$$

où le temps t correspond à l'instant d'émission d'un rayon reçu sur l'isochrone (E'), qui est la trace dans le plan d'une surface isoréception 3D. Il est important de noter que les rayons sonores restent perpendiculaires en tous points à cette surface, dans sa partie conique ($M = 2$) comme dans sa partie ogivale.

On obtient :

- avec $t' < 0$: une enveloppe (E') avec $M > 1$
- avec $t' = 0$: l'enveloppe (E) avec $M = 1$ de la figure 8.26
- avec $t' > 0$: une enveloppe (E') avec $M \leq 1$

Quand $t' > 0$, le front d'onde continue son expansion "sphérique" à la vitesse c_0 , que la vitesse de l'avion reste sonique ou non. Sur la figure 8.28, nous avons représenté l'évolution du cône de choc de $M = 2$ à $M = 0,95$ lors de l'approche du "Concorde" N.Y JFK- Paris CDG de BISKI à GUR. L'échelle de cette figure correspond aux données de vol fournies par l'APCOS [64]. La célérité du son a été considérée comme constante entre 18 et 11 km d'altitude lors de la descente ($c_0 \approx 300$ m/s) et la décélération du "Concorde". Après cette phase de décélération, de 40 à 45 milles nautiques avant le PAP, la vitesse de l'avion se stabilise à $M = 0,95$. Celui-ci prend alors du retard sur le front d'onde engendré lors de la phase supersonique, seules des ondes sphériques étant créées en vol subsonique comme indiqué sur la figure.

Notre conclusion est que même lors de cette phase de décélération, le vecteur d'onde émis dans une direction quelconque reste perpendiculaire au front d'onde (figure 8.28). Par

conséquent, la direction de provenance au point d'écoute indiquera toujours celle du point d'émission.

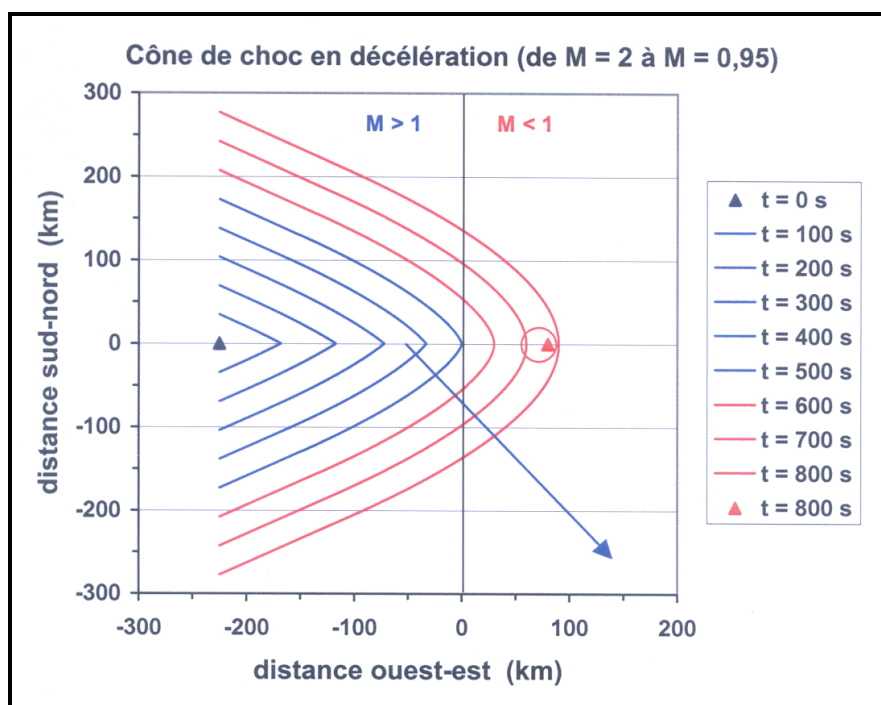


Figure 8.28 – Courbes isochrones de $M = 2$ à $M = 0,95$

4.3 Données météorologiques

Nous avons demandé à Météo France [69] les bulletins météorologiques du 15 novembre 1999 concernant l'Ouest de la France à hauteur du 49^{ème} Parallèle. Les mesures de radio-sondages les plus appropriées au vu des coordonnées géographiques des points concernés (BISKI, GUR et Flers) sont celles des stations météorologiques de Brest et de Trappes. Afin d'établir à partir d'interpolations temporelles et spatiales une carte météorologique adaptée à la propagation atmosphérique du signal enregistré à Flers, nous avons utilisé :

- les bulletins de radio-sondages du jour de Brest et de Trappes à midi et à minuit, allant jusqu'à 30 km d'altitude environ,
- les données ALADIN de Flers du 15 novembre 1999 à 15 heures allant jusqu'à 1500 m d'altitude,
- les moyennes saisonnières de vent et de température en haute altitude CIRA (COSPAR International Reference Atmosphere) pour le mois de novembre au niveau du 50^{ème} Parallèle Nord.

Les données météorologiques de Brest et de Trappes à 16 heures ont été estimés en affectant un coefficient 2 aux données de radio-sondages à midi (12 h) et un coefficient 1 aux données de radio-sondages à minuit (24 h). Le bulletin ALADIN de 15 heures a été considéré comme encore valable de 16 heures à 17 heures. Ces données fonction de l'altitude sont récapitulées sur la figure 8.29.

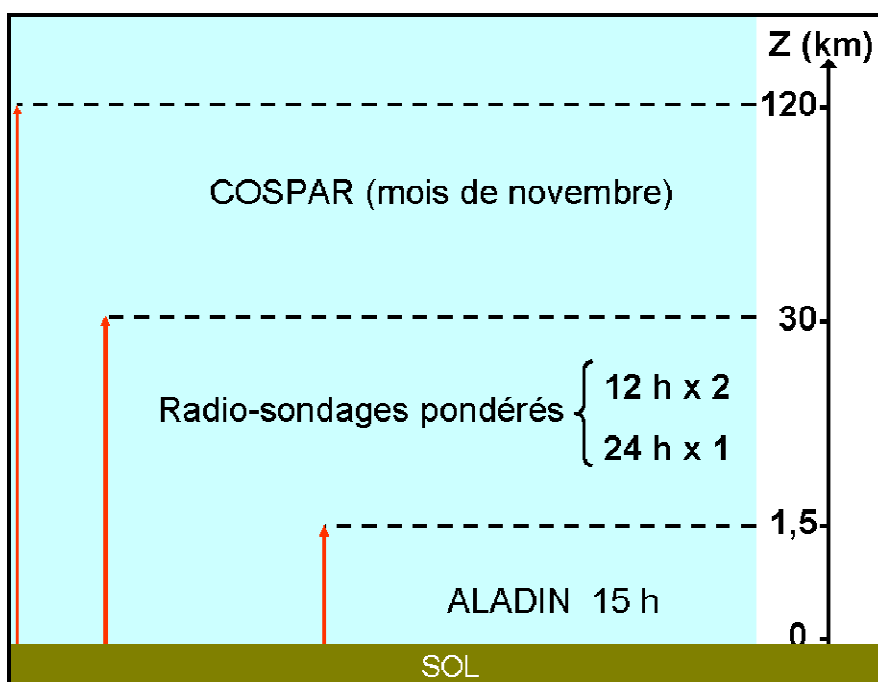


Figure 8.29 – Données météo considérées en fonction de l'altitude

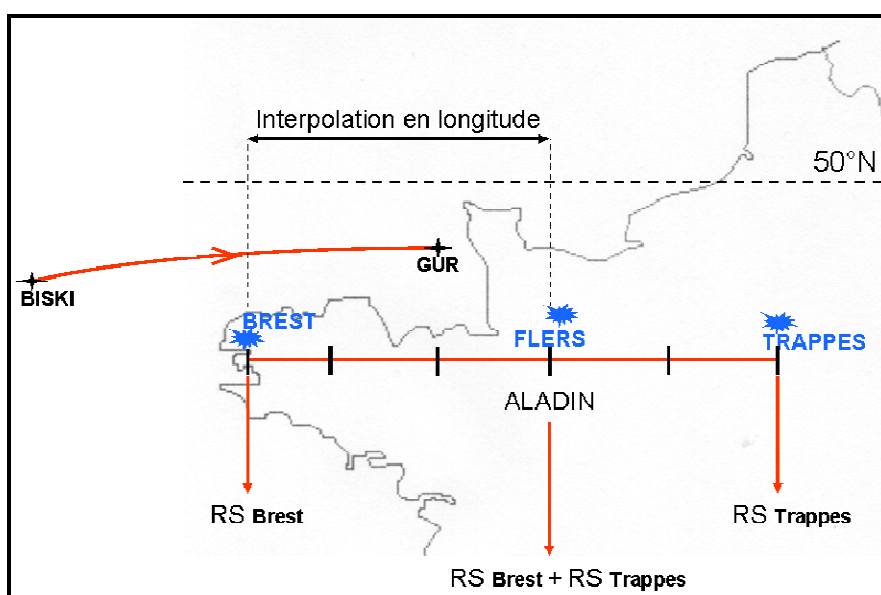


Figure 8.30 – Données météo considérées en fonction de la longitude

En ce qui concerne la météo prise en compte pour Flers, nous avons bien sûr considéré le bulletin ALADIN jusqu'à 1500 m d'altitude puis jusqu'à 30 km, nous avons appliqué un coefficient 3 au radio-sondage de Trappes et un coefficient 2 au radio-sondage de Brest au vu des distances séparant ces trois villes. Lors de nos calculs de propagation, nous avons interpolé en longitude les données météo entre Brest et Flers. Pour la zone située à l'Ouest de Brest, la météo prise en compte est celle du radio-sondage de Brest. Ces données spatiales sont récapitulées sur la figure 8.30.

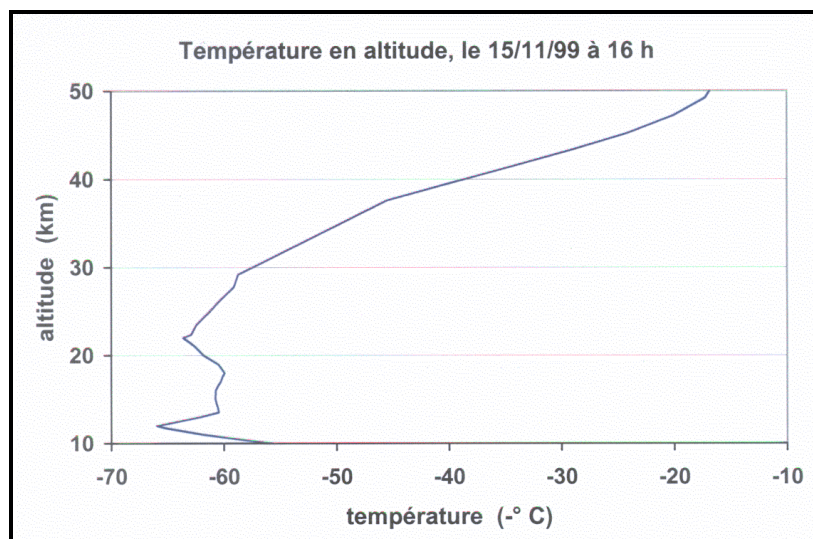


Figure 8.31 – Température issue des données COSPAR et du radio-sondage de Brest

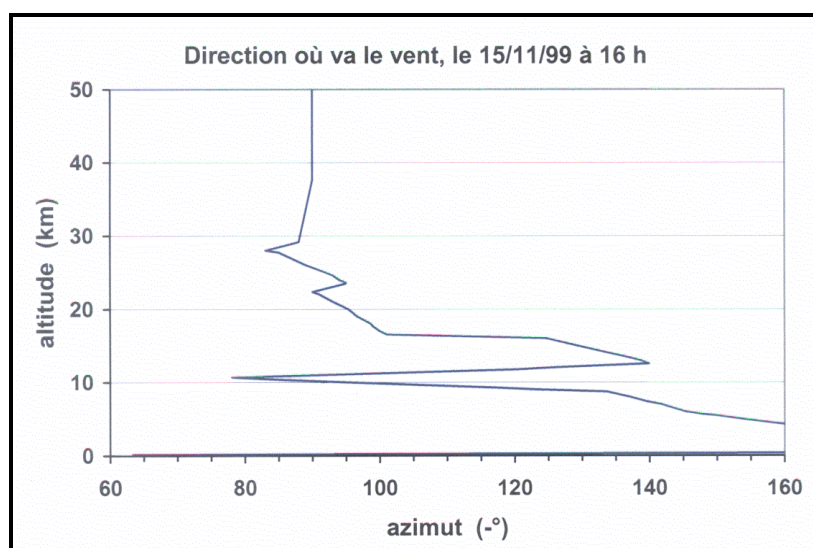


Figure 8.32 – Direction du vent issue des données COSPAR et du radio-sondage de Brest

Comme nous le voyons sur les figures 8.31 et 8.32, les données de température et de direction du vent se raccordent bien, dans la zone de transition située entre 30 et 38 km d'altitude, entre les données COSPAR et celles qui sont issues des radio-sondages. Les données de vitesse du vent (en bleu sur la figure 8.33) présentent un saut dans cette zone qui traduit en fait une vitesse sensiblement constante. Nous avons comparé cette courbe de vitesse du vent avec celle donnée par la météo anglaise jusqu'à 60 km d'altitude dans la référence [67]. Nous voyons sur la figure 8.33 que ces zones de vent constant sont également présentes dans la courbe rouge issue du radio-sondage anglais. Il n'y a donc pas lieu, a priori, de lisser la courbe de vitesse du vent au niveau de la zone de transition en fixant pour les données COSPAR un "facteur vent" supérieur à 1 (cf. Chapitre VII).

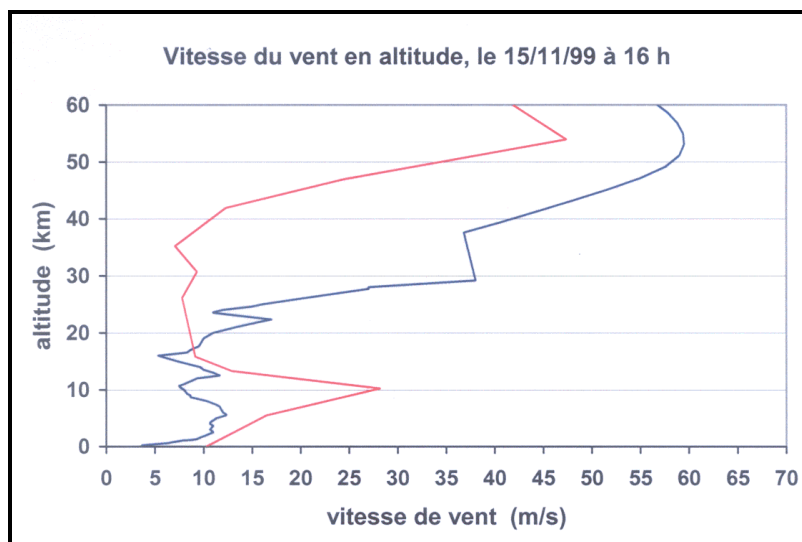


Figure 8.33 – Vitesse du vent issu des données COSPAR et du radio-sondage de Brest (en bleu) comparée à la courbe issue du radio-sondage anglais [67] (en rouge)

5. CALCULS RETROGRADES

Nous avons voulu vérifier si l'estimation de la distance source-station effectuée dans le § 3.3 était confirmée par un tracé de rayon rétrograde. Nous avons donc émis de la station de Flers, à l'altitude 200 m, cinq rayons rétrogrades suivant les angles de site et d'azimut correspondant aux plages temporelles S1 à S5, calculés dans le tableau 8.3 :

- S1 : $\theta = 285,0^\circ$ $\phi = 0^\circ$
- S2 : $\theta = 285,8^\circ$ $\phi = 0^\circ$
- S3 : $\theta = 285,7^\circ$ $\phi = 1,3^\circ$
- S4 : $\theta = 284,9^\circ$ $\phi = 11,7^\circ$
- S5 : $\theta = 284,5^\circ$ $\phi = 22,5^\circ$

Nous avons stoppé le tracé de rayons au bout des 300 km de distance curviligne parcourue correspondant à notre estimation. Sur la figure 8.34, nous voyons que les cinq rayons atteignent les abords de la trajectoire avion (calculée par M. Gérard Duval en fonction de la météo de Brest), ce qui semble confirmer la distance source-station estimée à 300 km. En particulier, les trajets S1 à S3 correspondant au maximum du signal "encadrent" la trajectoire de l'avion à l'altitude voulue.

Les incertitudes du tableau 8.4, estimées d'après les calculs de goniométrie du §2, nous permettent de considérer comme un "degré de liberté" l'angle de site ϕ sous lequel nous lançons le rayon rétrograde. Nous avons optimisé le tir de ces rayons rétrogrades afin qu'ils atteignent la trajectoire de l'avion. Sur la figure 8.35, nous voyons que pour la plage temporelle S2, en faisant varier l'angle de site de 0° à 6° , nous encadrons la trajectoire de l'avion.

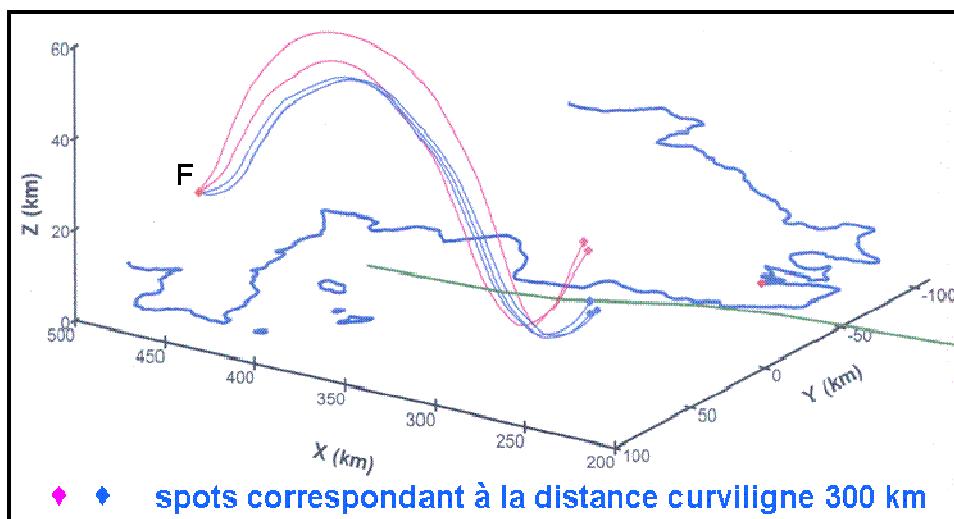


Figure 8.34 – Calcul rétrograde initialisé à partir des données réelles (goniométrie)

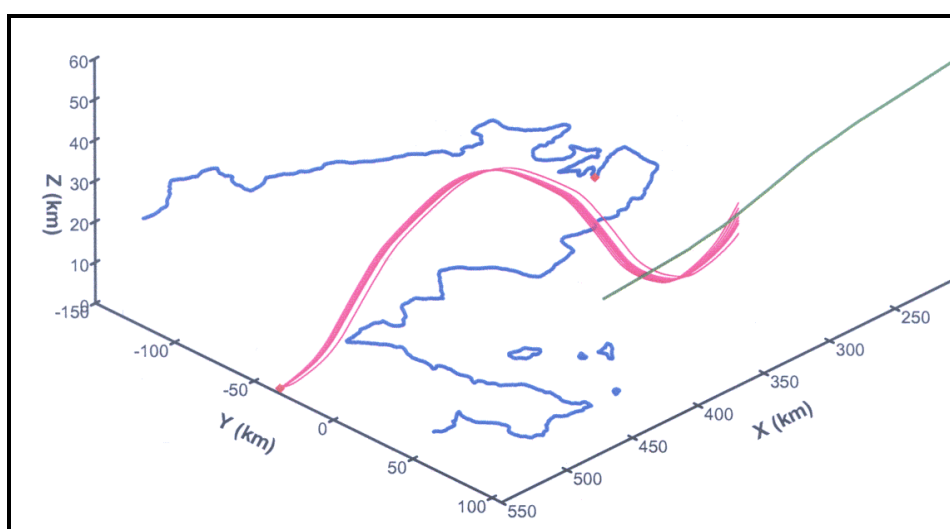


Figure 8.35 – Encadrement de la trajectoire à l'aide du "degré de liberté" angle de site

Pour les autres plages de signaux, nous avons de la même façon fait varier l'angle de site afin que le rayon intercepte la trajectoire avion à la bonne altitude. Le degré de liberté en azimuth est utilisé en dernier ressort pour l'ajustement entre l'arrivée du rayon rétrograde et la trajectoire.

Dans le tableau 8.7, nous donnons les angles d'azimut et de site optimisés ainsi que les données d'interception entre le rayon et la trajectoire avion. Le "faux Mach" résulte de l'angle que fait le rayon avec la trajectoire locale de l'avion. Le "vrai Mach" est le Mach de l'avion au point d'interception. Il est fourni dans le tableau 8.6 de la trajectographie du vol "Concorde" en fonction de la longitude. L'égalité de ces nombres de Mach est requise pour pouvoir tirer un rayon direct susceptible d'atteindre la station de Flers. Aux vues des données de ce tableau pour les différentes plages temporelles, nous pouvons d'ores et déjà présager que nous ne pourrons pas obtenir de rayons directs relatifs à la plage temporelle S6, émis du point d'interception de la trajectoire du tableau 8.7 qui répondent à la théorie des rayons.

N° plage	Calculs optimisés		Données d'interception		
	Angle d'azimut	Angle de site	longitude	faux Mach	vrai Mach
S1	285,1°	0°	- 4,32°	1,194	1,254
S2	285,7°	3,5°	- 4,19°	1,200	1,194
S3	285,6°	2,7°	- 4,22°	1,197	1,203
S4	284,8°	9,7°	- 4,39°	1,211	1,274
S5	284,4°	24,1°	- 4,71°	1,350	1,418
S6	288,0°	41,8°	- 3,91°	2,176	1,029

Tableau 8.7 – Angles optimisés et données d'interception rayon-trajectoire

Sur la figure 8.36, nous avons représentés les rayons rétrogrades optimisés initialisés avec les angles du tableau 8.7 pour les six plages temporelles. Ces rayons ont été arrêtés dans le plan vertical de la trajectoire. Si l'on s'intéresse à la compatibilité entre simulation et données réelles, quand l'on compare les données du tableau 8.3 obtenues par calcul goniométrique et les données du tableau ci-dessus, nous pouvons dire que la dispersion en site est conforme à celle qui était attendue aux vues des incertitudes du tableau 8.4. Le degré de liberté en azimut n'est quasiment pas utilisé, excepté pour la plage temporelle S6. En ce qui concerne notre modèle de source, seuls les rayons des plages temporelles S2-S3 sont nettement compatibles avec le cône de Mach local étant donné qu'alors la différence entre vrai mach et faux Mach est de $\pm 0,006$. Les rayons relatifs aux plages S1 et S4-S5 sont peu compatibles, nous avons une différence de $- 0,06$ à $- 0,07$ entre vrai et faux Mach. Le rayon issu de la plage S6 est au vu des données du tableau 8.7 clairement incompatible, pour des raisons encore non élucidées. Même si l'arrivée à Flers de rayons multi-trajets est confirmée, il semble cependant n'y avoir que trois séries possibles :

- une série type S1 à S3 avec une réflexion basse vers l'altitude 1 km
- une série type S4-S5 avec un rebond à la surface de la mer
- une série type S6 avec une réflexion haute dans la thermosphère.

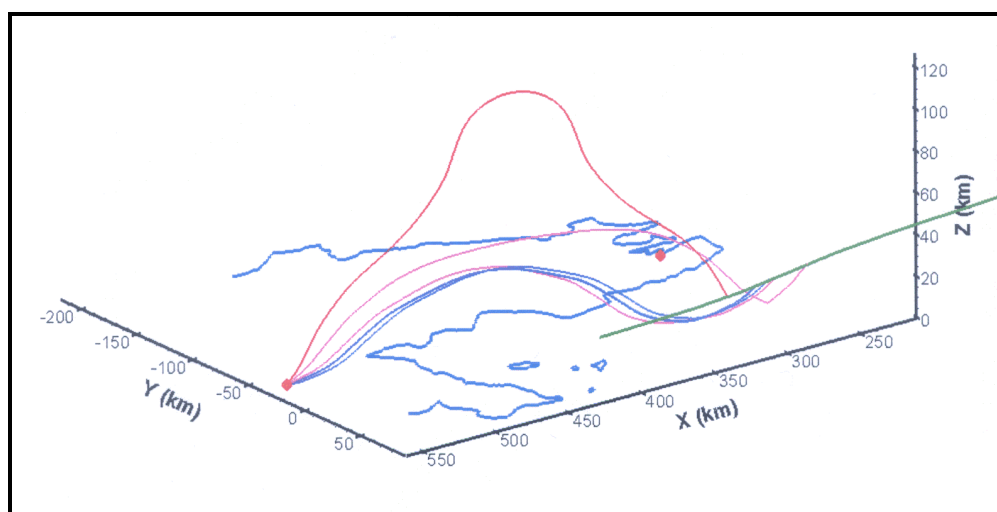


Figure 8.36 – Calcul rétrograde initialisé à partir des données optimisées

Seule la première série correspondant au maximum du signal semble avoir été correctement restituée par la localisation gisement-distance et la propagation rétrograde. Nous allons à présent nous pencher sur le problème direct et la cohérence temporelle entre simulation et données réelles.

6. CALCUL DIRECT

L'estimation de l'instant d'arrivée des rayons directs nous permet également de tester la compatibilité de la simulation rétrograde avec les données réelles. Nous suivons la trajectoire de l'avion à partir du point tournant BISKI en tirant des rayons aussi bien vers la mer que vers la stratosphère. Ces rayons sont initialisés en fonction des données de vitesse et de pente [64] qui déterminent le cône de Mach local. On trouve, ce faisant, quatre trajets de rayon possibles pour atteindre Flers entre les longitudes 5,27° W et 4,2° W. Les données concernant la simulation ainsi que les données de vol sont répertoriées pour ces quatre trajets dans le tableau 8.8.

Données de simulation					Données de vol			
N° trajet	t. trajet	z. min	z. max	Δ Flers	Longitude	azimut	site	Δt avion
1	1367 s	0 km	123 km	0 km	- 5,27°	282,4°	- 34,9°	0 s
2	1283 s	Flers	122 km	0 km	- 5,23°	282,5°	- 32,2°	6 s
3	965 s	0 km	50 km	5 km	- 4,50°	284,2°	- 23,8°	125 s
4	921 s	1 km	40 km	0 km	- 4,20°	285,7°	- 3,2°	183 s

Tableau 8.8 – Données concernant les quatre trajets directs susceptibles d'atteindre la station de Flers

Le trajet n° 4 est apparenté à la série S1-S2-S3, le trajet n° 3 à la série S4-S5 et les trajets n° 1 et n° 2 à la série thermosphérique S6. Notons que le trajet n° 3 n'arrive pas tout à fait à Flers. Nous voyons ces quatre rayons directs compatibles avec le modèle "cône de Mach" en figure 8.37. A partir du timing sur la trajectoire avion déduit des données de vol et des durées de trajectoire calculées pas-à-pas, nous pouvons calculer les instants d'arrivée à la station de mesure. Dans cette simulation, en prenant le temps d'arrivée du rayon ayant effectué le trajet n° 3 comme référence t_0 , les temps d'arrivée des rayons relatifs aux quatre trajets sont les suivant :

- trajet n° 3 : t_0
- trajet n° 4 : $t_0 + 14$ s
- trajet n° 2 : $t_0 + 199$ s
- trajet n° 1 : $t_0 + 277$ s

Les temps d'arrivée obtenus pour les trajets n° 4 et n° 1-2 sont compatibles avec les données d'enregistrement. En effet, les séries S2 et S6 ont été enregistrées à 220 s d'intervalle. Par contre, les arrivées des trajets n° 3 et 4 représentatives des séries S1 à S5 arrivent à 14 s d'intervalle alors que l'étalement réel de ces signaux est de 90 s (cf. figure 8.4). Cette mauvaise cohérence temporelle confirme les incertitudes relevées dans le courant de ce chapitre et nous amène à nous interroger sur l'adéquation de notre modèle météo à la météorologie réelle, notamment en haute altitude.

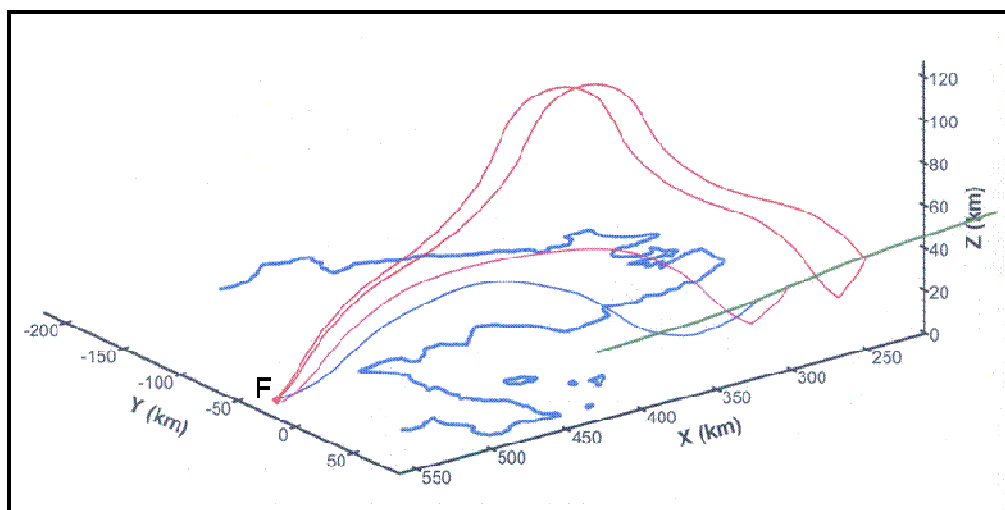


Figure 8.37 – Tracé de rayons directs le long de la trajectoire avion

7. DISCUSSION

Arrivés au terme de ce chapitre, après avoir effectué un tracé de rayons directs de caractéristiques proches de celles des trois séries d'arrivée, nous pouvons dire que les estimations concernant la distance d'émission des rayons sonores, les arrivées en angles de site et d'azimut, la position de l'aéronef au moment des émissions ont été plus ou moins confirmées selon les séries de signaux. Il y a une bonne correspondance entre les arrivées réelles traduites en site-azimut et les rayons rétrogrades des séries principales croisent effectivement la trajectoire de l'avion à la distance attendue et à des endroits compatibles avec le modèle de source.

En ce qui concerne la cohérence temporelle entre les instants d'arrivées calculés et les données enregistrées, elle n'est vérifiée qu'entre la série stratosphérique du trajet n° 4 et la série thermosphérique du trajet direct n° 1-2. Il y a par contre une mauvaise cohérence temporelle entre les résultats de la simulation et les données réelles en ce qui concerne les rayons stratosphériques des trajets n° 3 et 4. Ces résultats obtenus par l'analyse du problème direct sont cohérents avec le fait que seule la première série, type S1 à S3 avec une réflexion basse vers l'altitude 1 km, en bleu sur la figure 8.37, correspondant au maximum du signal, semble avoir été correctement restituée par la localisation gisement-distance et la propagation rétrograde.

En ce qui concerne l'estimation de la distance à la source, le caractère irrégulier des spectres - en dépit d'un bon rapport signal sur bruit - la rendait difficile et l'on peut dire que notre évaluation de 300 km a été assez heureuse. Notons que si nous avions considéré l'atténuation de Sutherland calculée pas-à-pas dans le tracé de rayons au lieu des coefficients moyennés entre 0 et 60 km d'altitude, nous aurions estimé la distance source-station à 650 km comme nous le montre la figure 8.38. Au vu de nos calculs directs, cette distance est largement supérieure à la distance réelle de l'avion. Nous aurions donc largement sous-estimé l'absorption atmosphérique subie par les signaux acoustiques. Ceci semble pouvoir être expliqué par le fait que la dissipation des effets non linéaires est très forte pendant les 100 premiers kilomètres de propagation (on sait que les effets non linéaires décroissent en fonction logarithmique de la distance à la source), ce qui a pour effet d'accentuer immédiatement la pente du spectre. Les coefficients moyennés qui accentuent l'absorption subie lors des trajets stratosphériques rendent indirectement compte de ce phénomène.

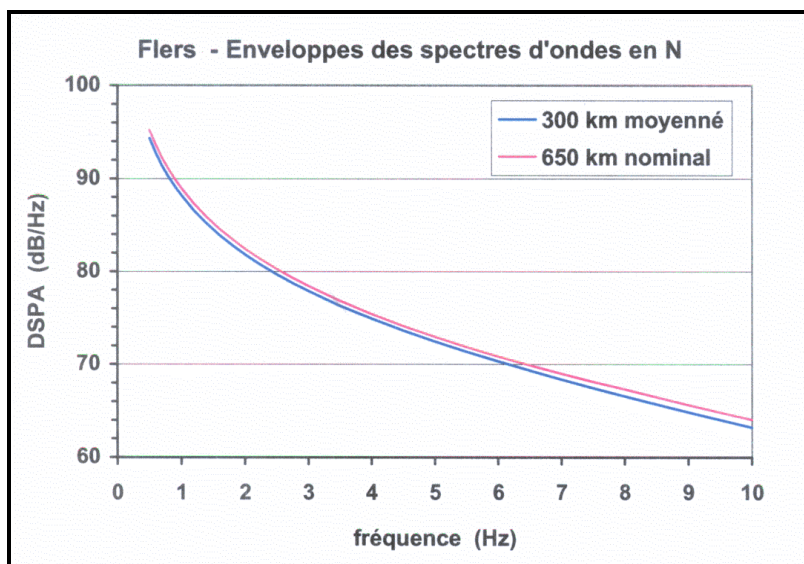


Figure 8.38 – Enveloppes obtenues avec l'absorption moyennée et nominale

CHAPITRE IX

SIGNAUX ENREGISTRES EN LAPONIE

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre II, les ondes infrasonores, qu'elles soient d'origine naturelle ou artificielle, peuvent se propager sur de très grandes distances. Ainsi des signaux infrasonores provenant des vols supersoniques du Concorde ont été régulièrement enregistrés dans le nord de la Suède à des distances allant jusqu'à 5000 km de l'avion [72-73].

Nous avons jugé qu'il était nécessaire de tester sur ces signaux les modèles élaborés en vue de pouvoir estimer la limite de validité de la méthode de localisation proposée. Le CEA nous a fourni à cet effet des signaux infrasonores enregistrés par différentes stations du Swedish Infrasonic Network (SIN) situées en Laponie. Ces signaux proviennent vraisemblablement, comme nous allons le voir par la suite, du vol Concorde de la British Airways BA002 lorsqu'il survole l'océan Atlantique en approche du Continent Européen. Après avoir présenté les données enregistrées aux stations laponnes et avoir procédé à des calculs d'orthodromies en vue de déterminer l'origine spatiale des signaux, nous effectuons des tracés de rayons directs afin de préciser les distances et les temps de propagation pour pouvoir les comparer aux données expérimentales disponibles.



*Figure 9.1 – Stations d'enregistrement de Laponie
(du Nord au Sud : Kiruna, Luleå, Lycksele)*

Lors de l'analyse spectrale des signaux, nous mettons par ailleurs en œuvre les méthodes de traitement du signal précédemment élaborées et le "test de la pente" appliqué à la propagation du bang sonique. A noter que la dispersion des calculs goniométriques effectués par les stations d'écoute et l'absence de météorologie autre que statistique nous ont dissuadé

d'aborder directement le problème à partir de calculs de rayons rétrogrades comme nous l'avons fait pour les signaux enregistrés à Flers et à Parentis.

1. DONNEE RELATIVES AUX TROIS STATIONS SUEDOISES

Des signaux infrasonores ont été enregistrés par trois stations suédoises dans la soirée du 27 Mars 2002. Ces trois stations sont situées à Jämton (Luleå), Kiruna et Lycksele, trois villes du Nord de la Suède comme nous le voyons sur la figure 9.1.

Les coordonnées géographiques de ces stations sont :

Jämton :	latitude : 65° 51' 47'' N ;	longitude : 22° 30' 14'' E
Kiruna :	latitude : 67° 51' 22'' N ;	longitude : 20° 25' 16'' E
Lycksele :	latitude : 64° 36' 50'' N ;	longitude : 18° 45' 04'' E

Les équivalences suivantes :

1° de latitude = 60 milles marins = 111,111 km

1° de longitude = 111,111 km x cos(latitude)

nous permettent d'évaluer les distances entre chacune de ces stations, qui peuvent être précisées par calcul analytique 3D (distance orthodromique) :

Distance orthodromique Jämton-Lycksele = 218 km.

Distance orthodromique Kiruna-Lycksele = 368 km.

Distance orthodromique Kiruna-Jämton = 240 km.

1.1 Données en temps réel

Chaque station d'enregistrement comporte 3 capteurs microbarographes disposés aux sommets d'un triangle rectangle de 75 m de côté. La fréquence d'acquisition est de 20 Hz. A noter que la distance entre capteurs est faible en regard de la fréquence d'acquisition, avec les inconvénients que nous verrons plus loin.

Nous disposons pour chaque capteur des enregistrements en temps réel traduits en pression acoustique. La fréquence de coupure des capteurs microbarographes est 0,5 Hz, ce qui donne aux signaux l'allure de signaux filtrés (figures 9.2 à 9.4). Les autres données disponibles concernent les caractéristiques statistiques de ces signaux déterminées sur le site (cf. § 1.2).

L'heure de début d'acquisition des signaux est :

T = 22 h 29 min 35 s pour Lycksele

T = 23 h 00 min 23 s pour Jämton

T = 22 h 59 min 35 s pour Kiruna

Nous voyons dans les figures 9.2 à 9.4, données avec une dynamique d'échelle identique, les plages de signal utile enregistrées sur le capteur 3 de chacune des stations dans un créneau de 25 minutes à partir des heures suivantes :

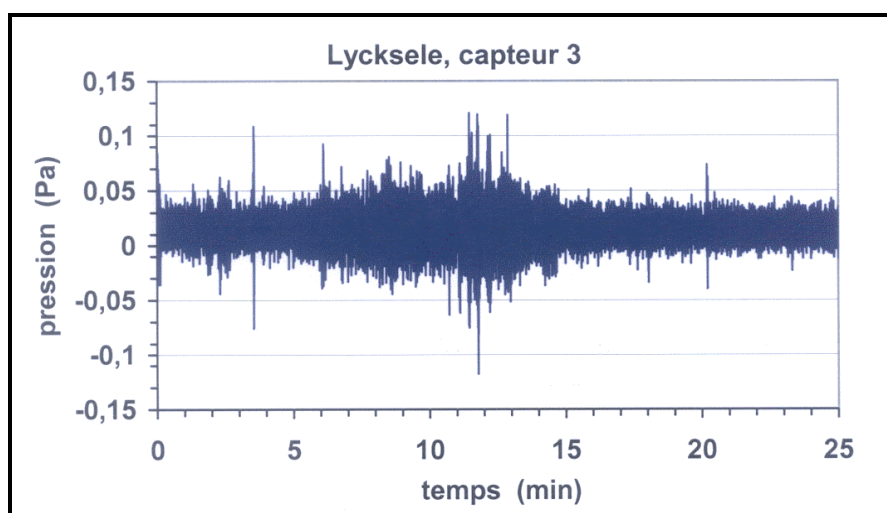


Figure 9.2 – Signal enregistré sur le capteur 3 de la station de Lycksele

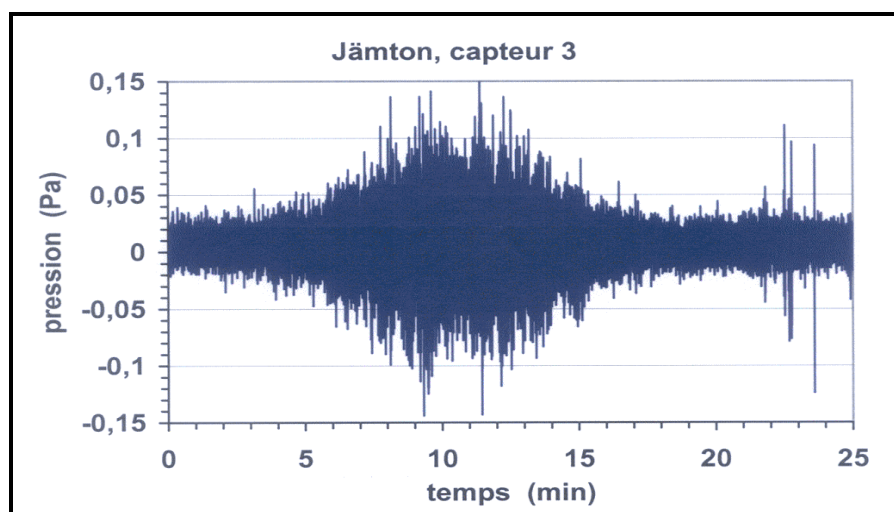


Figure 9.3 – Signal enregistré sur le capteur 3 de la station de Jämtton

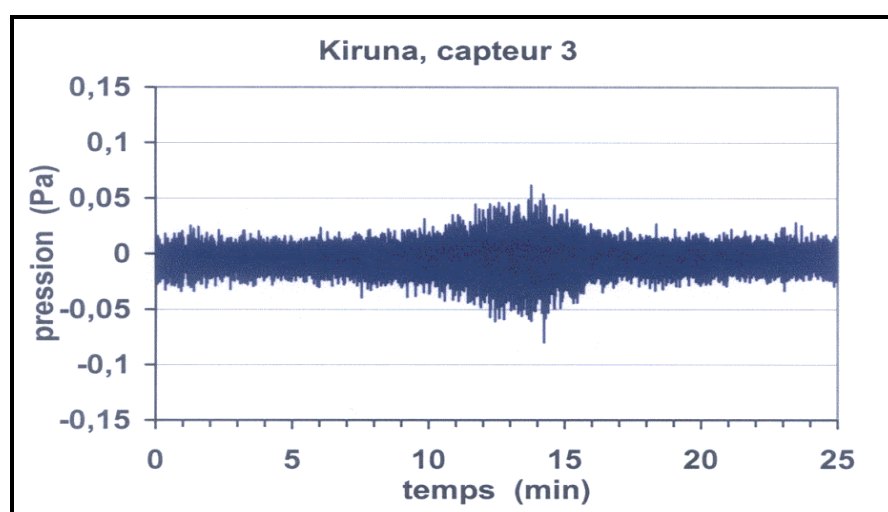


Figure 9.4 – Signal enregistré sur le capteur 3 de la station de Kiruna

- 22 h 50 min pour Lycksele
- 23 h 00 min pour Jämtön
- 23 h 00 min pour Kiruna

La première arrivée du signal dans les séries du § 1.3 sont respectivement :

- 22 h 54 min 58 s pour Lycksele
- 23 h 06 min 27 s pour Jämtön
- 23 h 07 min 20 s pour Kiruna

Nous voyons que les signaux utiles, caractérisés par une augmentation de l'amplitude, sont plus étalés dans le temps que ceux de Flers et de Parentis, et que le rapport signal sur bruit est plus défavorable. L'absence de "porteuse modulée" révèle par ailleurs que le signal réel a subi un filtrage passe-haut lié à la fréquence de coupure des capteurs.

1.2 Données statistiques concernant les signaux

En plus des signaux enregistrés sur chacun des capteurs des trois stations, le CEA nous a également fourni des fichiers-texte provenant de ces stations suédoises. Ces données résultent d'un traitement d'antenne (méthode d'intercorrélation), nous ne disposons donc pas de fichiers capteur par capteur mais d'un fichier unique pour les trois capteurs. Les "families.txt" fournissent pour chaque train de signaux décelé et pour chaque pas d'échantillonnage temporel de 0,05 s le temps, la fréquence, l'azimut, la pression RMS, la célérité apparente, ainsi que le coefficient de corrélation. Ces données sont classées par séries pouvant se chevaucher dans le temps. La distinction entre séries semble être effectuée sur la base de la célérité apparente du train d'ondes, calculée en fonction de l'azimut de réception et de la distance entre capteurs. Cette célérité apparente permet, à partir de la célérité du son ambiante, d'estimer l'angle d'incidence ou de site sous lequel arrive le signal. Cet angle est caractéristique de la famille ou "phase" du train d'ondes enregistré, c'est-à-dire de son altitude de réflexion dans l'atmosphère. Les "bulletin.txt" reprennent les données des "families.txt" en faisant la moyenne des différentes grandeurs citées précédemment pour chaque série afin d'en donner une appréciation statistique. Nous voyons par exemple une partie de la série 28 du fichier "families.txt" de Kiruna dans le tableau de la figure 9.5.

Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, les azimuts d'arrivée des trains d'ondes répertoriés dans les "bulletin.txt" ont une dispersion beaucoup plus grande que celle que l'on constate pour les signaux de Biscarrosse par exemple. Cette dispersion se retrouve dans les célérités apparentes ("speed"), ce qui nous suggère de ne considérer que leurs valeurs moyennes c_{app} , à savoir :

$c_{app} = 360$ m/s pour Lycksele,

$c_{app} = 360$ m/s pour Jämtön,

$c_{app} = 415$ m/s pour Kiruna.

Les moyennes saisonnières de température à ces latitudes nous suggèrent de considérer une température nocturne comprise entre -10° et 0° C, donc une célérité ambiante pouvant varier, dans l'hypothèse d'un air normalement humide, entre 327 m/s et 333 m/s. Le calcul sur la base des célérités c_{app} donne alors pour les angles de site moyens ϕ_{app} :

date	Freq (Hz)	Az (rads)	Speed (km/s)	RMS (Pa)	Corr	Cons
1001.25 s	0.67500000	4.62173	0.40741	0.00367444	0.51	0.050
1001.25 s	1.37500000	4.62173	0.40741	0.00566111	0.60	0.050
1001.25 s	1.72500000	4.62173	0.40741	0.0063861	0.62	0.050
1001.25 s	2.07500000	4.62173	0.40741	0.00651971	0.60	0.050
1001.25 s	2.42500000	4.71239	0.37500	0.00623441	0.52	0.000
1004.30 s	0.67500000	4.62173	0.40741	0.0035582	0.50	0.050
1004.30 s	1.02500000	4.62173	0.40741	0.0045001	0.55	0.050
1004.30 s	1.37500000	4.62173	0.40741	0.00540193	0.59	0.050
1004.30 s	1.72500000	4.62173	0.40741	0.00602875	0.64	0.050
1004.30 s	2.07500000	4.62173	0.40741	0.00606232	0.61	0.050
1004.30 s	2.42500000	4.71239	0.37500	0.00581337	0.53	0.000
1007.35 s	0.67500000	4.71239	0.37500	0.00344053	0.49	0.000
1007.35 s	1.02500000	4.71239	0.37500	0.00431603	0.53	0.000
1007.35 s	1.37500000	4.62173	0.40741	0.00518306	0.56	0.050
1007.35 s	1.72500000	4.62173	0.40741	0.00575093	0.60	0.050
1007.35 s	2.07500000	4.62173	0.40741	0.00584837	0.58	0.050
1007.35 s	2.42500000	4.71239	0.37500	0.00563996	0.51	0.000
1010.40 s	0.67500000	4.71239	0.37500	0.00313412	0.45	0.000
1010.40 s	1.02500000	4.71239	0.37500	0.00385135	0.48	0.000
1010.40 s	1.37500000	4.71239	0.37500	0.00458045	0.53	0.000

Figure 9.5 – Extrait de la série 28 du fichier families.txt concernant le signal enregistré à la station de Kiruna (document fourni par le CEA)

$\Phi_{app} = 22^\circ$ à 25° pour Lycksele,

$\Phi_{app} = 22^\circ$ à 25° pour Jämton,

$\Phi_{app} = 36^\circ$ à 38° pour Kiruna.

On voit que la “phase” des signaux de Kiruna est a priori différente des autres. A défaut de connaître la météorologie basse altitude exacte pour chacune des trois stations, nous n’en tirerons pas de conclusion particulière pour le moment.

1.3 Recherche de corrélation temps-azimut

Pour chacune des stations nous avons, de la même manière, voulu estimer l’azimut moyen d’arrivée des trains d’onde. Le calcul de rayons rétrogrades semble trop aléatoire à de telles distances à défaut de connaître la météorologie du jour : notre idée est de le remplacer par un calcul de trajectoires orthodromiques tirées au niveau de la mer dans les azimuts caractéristiques. Ceci nous permettra d’avoir une idée de la distance couverte jusqu’à la trajectoire de l’avion et de pouvoir apprécier, au moins de façon approximative, la cohérence temporelle des points d’émission du signal.

Nous avons représenté sur les figures 9.6 à 9.8 les temps de début et fin de réception des séries de signaux en fonction de leur azimut d’arrivée à la station. Les échelles temporelles ont une origine arbitraire fonction des plages de réception des signaux utiles. La durée de réception est d’une dizaine de minutes pour les trois stations, donc beaucoup plus grande qu’à Parentis : il semble donc y avoir une nette corrélation entre la distance de propagation et la durée de réception du signal.

Sur les figures 9.6 et 9.7 (Lycksele et Jämton), nous constatons une grande dispersion en azimut probablement due à la faiblesse de la distance entre capteurs compte tenu de la fréquence d’acquisition, ce qui entraîne un calcul imprécis des fonctions de corrélation. La disposition oblique des nuages de points suggère néanmoins l’existence d’une certaine corrélation temps-azimut. A défaut de critère de choix évident, nous avons pris l’option de tracer l’orthodromie dans l’azimut d’arrivée moyen, en prenant arbitrairement comme référence temporelle la première arrivée de signal dans cet azimut. On obtient ici :

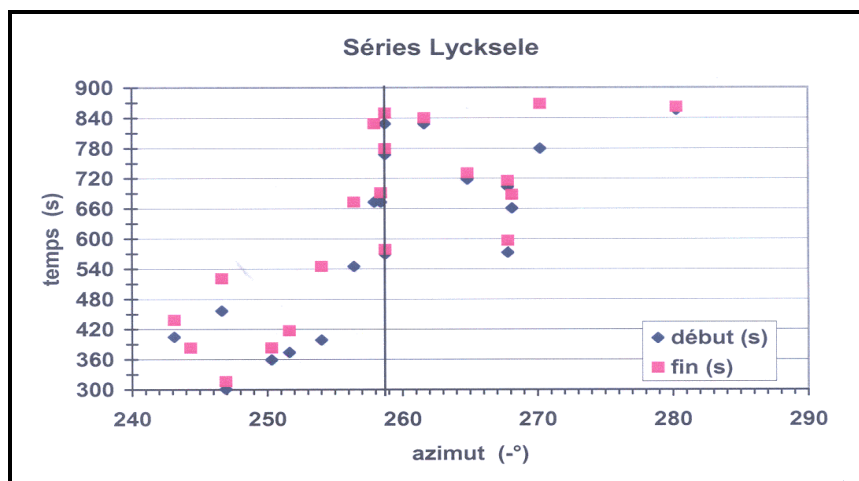


Figure 9.6 – Azimut et durée des séries caractéristiques du signal de Lycksele

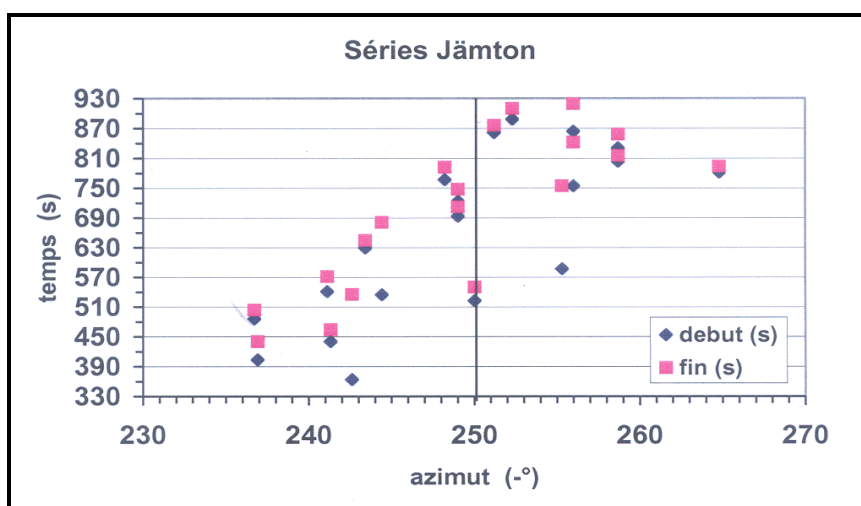


Figure 9.7 – Azimut et durée des séries caractéristiques du signal de Jämtton

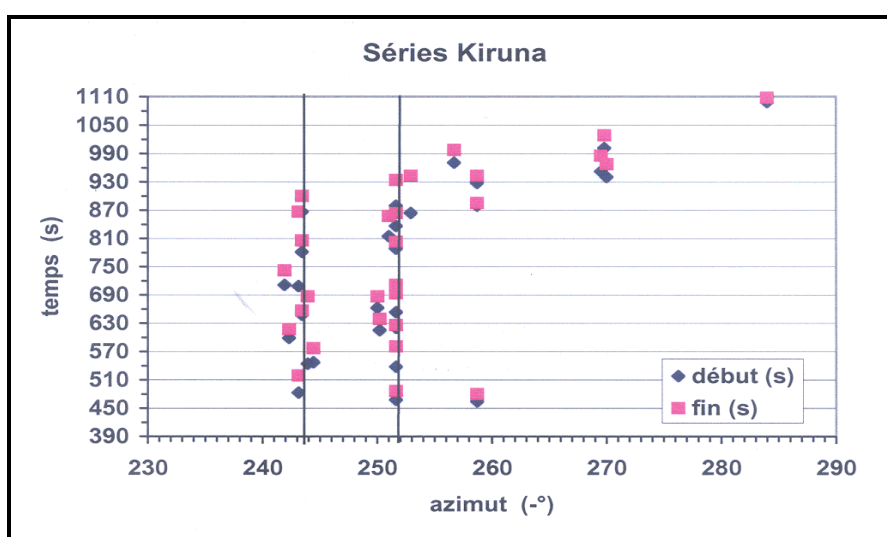


Figure 9.8 – Azimut et durée des séries caractéristiques du signal de Kiruna

258,7° pour Lycksele, avec une première réception à 22 h 59 min 26,5 s
 250° pour Jämsön, avec une première réception à 23 h 09 min 5,5 s.

Pour la station de Kiruna, comme nous le voyons sur la figure 9.8, le signal utile arrive dans deux azimuts principaux, à savoir :

243°, avec une première réception à 23 h 07 min 38,5 s
 251,5°, avec une première réception à 23 h 07 min 23 s.

On voit que la station de Kiruna se singularise à la fois par une meilleure cohérence des arrivées et par un angle de site plus élevé, comme on l'a vu au § 1.2.

Nous allons procéder dans un premier temps au tracé d'orthodromies rétrogrades à partir de ces données d'arrivée moyennes. Aux latitudes considérées et au vu des distances en jeu, il s'agit évidemment d'un calcul analytique mené à partir de chacune des stations.

2. PROPAGATION ET ROUTE AVION : CALCULS PRELIMINAIRES

Si dans le cas des signaux enregistrés à Parentis et à Flers, nous avons procédé à un calcul de rayons rétrogrades afin de vérifier la compatibilité du signal reçu et de la trajectoire avion considérée, nous avons préféré nous en abstenir dans le cas des signaux suédois, ceci pour deux raisons principales :

- d'une part, nous ne disposions pas dans l'immédiat de relevés météorologiques du jour à haute et basse altitude,

- d'autre part, nous voulions illustrer la caractéristique principale de notre méthode de localisation, à savoir pouvoir s'affranchir d'un tracé de rayons et donc de données météorologiques.

Avant d'appliquer la méthode spectrale, il est évidemment intéressant de déterminer de façon approximative la distance parcourue par les ondes sonores en identifiant le vol "Concorde" à l'origine des phénomènes et en procédant à des calculs d'orthodromies rétrogrades au niveau de la mer, ce qui équivaut à calculer des projections de rayons sonores sans vent ni gradient latéral de température.

Au vu des horaires des vols "Concorde" :

- Vol Air France New York-Paris AF001 atterrissant à l'aéroport Charles-de-Gaulle à 22 h 35 GMT,

- Vol British Airways New York-Londres BA002 arrivant à London Heathrow à 21 h 15 GMT,

et de l'heure d'enregistrement des signaux infrasonores aux stations suédoises distantes de 2500 km ou davantage, un calcul succinct montre que c'est plutôt le vol de la British Airways qui est en cause. Nous avons dans un premier temps précisé la trajectoire de ce vol à l'aide des données trajectographiques fournies par l'APCOS [64]. Nous avons ensuite effectué des calculs d'orthodromies "rétrogrades" à partir des stations d'enregistrement et de l'azimut de réception des signaux, ceci afin de déterminer quelle partie de la trajectoire était susceptible d'avoir émis le bang sonique responsable de ces signaux. Nous avons également vérifié la cohérence temporelle des données en notre possession, compte tenu des incertitudes dues au fait d'avoir négligé l'influence du vent. Enfin, il était intéressant de formaliser les corrections d'azimut à introduire en fonction de la latitude afin de prendre en compte de façon simplifiée la rotondité de la Terre lors du tracé de rayon direct que nous présenterons au § 3.

2.1 Trajectoire théorique de l'avion

Le Vol British Airways BA002 en approche des côtes européennes suit d'abord la Route Sierra November (SN) visible sur la figure 9.9 (en haut), puis bifurque en direction de la baie de Cardiff - ou Canal de Bristol - comme indiqué sur la figure 9.9 (en bas). Les “points tournants” de la route aérienne repris sur la figure 9.10 sont les suivants :

SN30W (Point A) :	49° 26' N	30° W
SN15W (Point B) :	49° 41' N	15° W
BARIX :	50° 25' N	8° W
MATIM :	51° 10' 30'' N	4° 3' W
Point C :	51° 36' 18'' N	1° 59' 54'' W
London Heathrow :	51° 28' 39'' N	0° 27' 41'' W

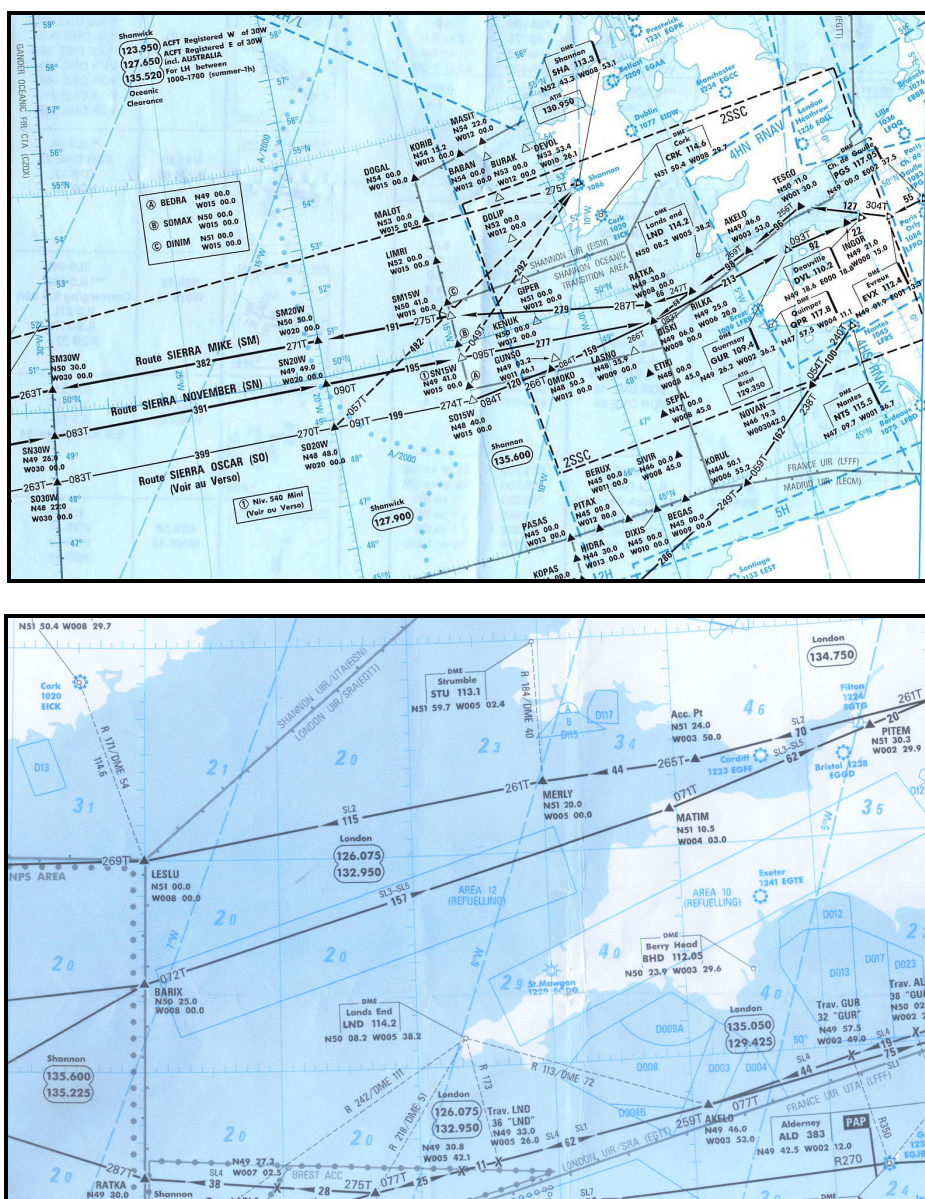


Figure 9.9 – Cartes des routes du “Concorde” fournies par l’APCOS

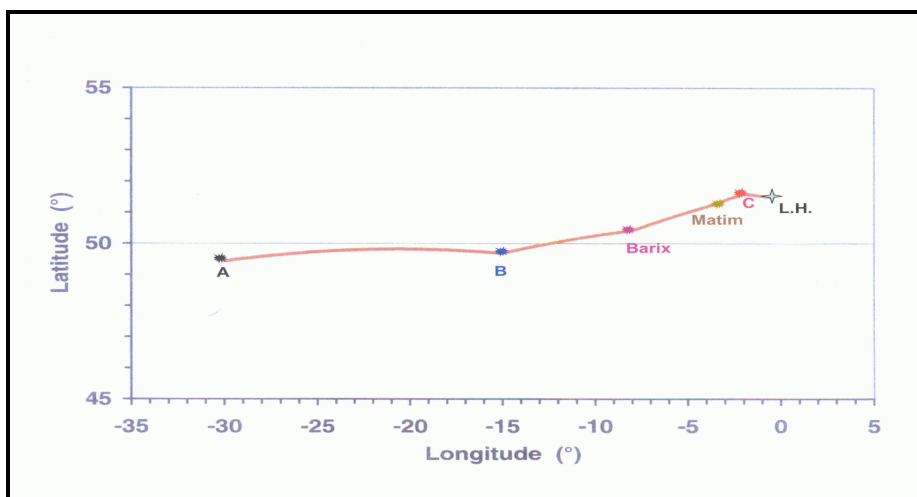


Figure 9.10 – Trajectoire théorique du “Concorde” (Vol BA 002)

La figure 9.10 étant représentée dans le plan Mercator, les portions de trajectoires entre les points tournants ont été recalculées en tenant compte de la rotondité de la Terre.

Il est évident que cette trajectoire idéale est en fait très théorique, d’une part parce que les points tournants sont virtuels au-dessus de la mer à défaut de points de repère, d’autre part parce que les virages doivent être anticipés bien avant, comme nous l’avons vu au Chapitre VIII à propos du point tournant BISKI.

2.2 Recherche de la position de l’avion

Nous savons que les ondes sonores suivent, en vertu du principe de Fermat [48], une trajectoire orthodromique ou du moins orthodromique par morceaux. Au vu des distances de propagation considérées et en raison de l’écart en latitude entre le Sud de l’Irlande et le Nord de la Suède (15° au moins), il est indispensable de prendre en compte la rotondité de la Terre via le modèle analytique décrit dans l’Annexe 2. Afin d’estimer la position de l’avion lors de l’émission des signaux enregistrés, nous avons tracé les orthodromies rétrogrades à partir des trois stations d’écoute sous les azimuts mentionnés dans le § 1.3, à savoir un seul pour les stations de Lycksele et Jämton, deux pour la station de Kiruna. Les positions recherchées se situent à l’intersection de chacune de ces orthodromies avec la trajectoire de l’avion. Il est toutefois nécessaire d’estimer l’erreur due à la négligence de l’influence du vent.

Sachant, d’après les moyennes CIRA du vent saisonnier Ouest-Est en mars-avril aux différentes altitudes, que ce vent décroît d’environ 5 m/s entre les 50^{ème} et 65^{ème} Parallèles Nord, il faut tenir compte du vent moyen dans la direction Est-Ouest pendant toute la durée de trajet des ondes sonores, qui est par exemple de l’ordre de 9000 s pour 2800 km de distance projetée. Il est donc à prévoir que les vrais points d’intersection se situent à une vingtaine de kilomètres ou plus à l’Ouest des points calculés, soit environ 1/3 de degré de longitude au niveau du 50^{ème} Parallèle. Cet écart apparaît négligeable au vu de l’échelle des distances et des incertitudes sur l’azimut initial. On constate sur la figure 9.11, tracée dans un repère longitude-latitude, une pseudo-convergence de deux orthodromies aux environs du point B. Ceci n’est nullement significatif, puisque rien ne contraint les signaux reçus par les différentes stations d’avoir été émis aux mêmes endroits de la trajectoire de l’avion.

Par ailleurs, compte tenu de l’influence du vent, on peut affirmer de façon quasi-certaine que les signaux de bang sonique reçus en Laponie ont été émis à Mach 2 entre les points tournants SN30W et SN15W.

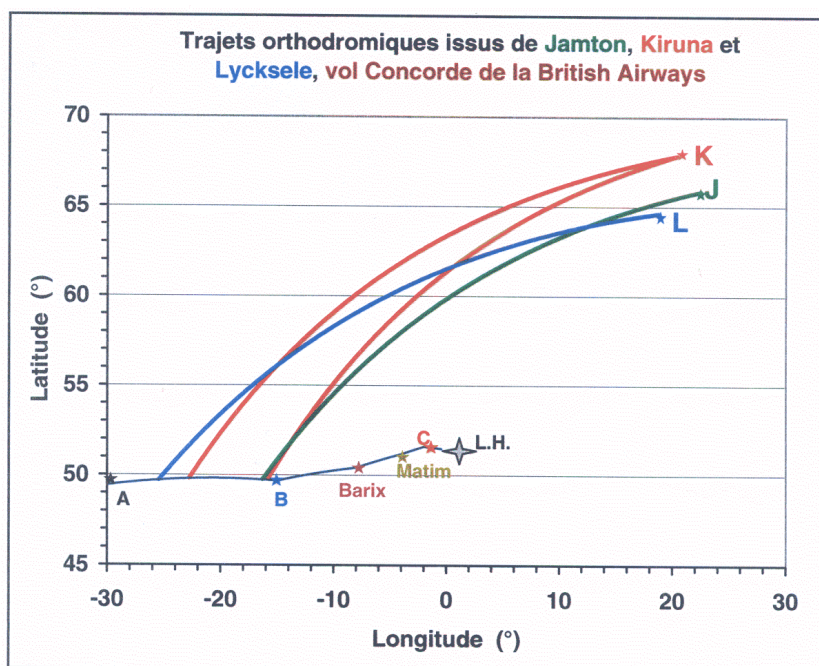


Figure 9.11 – Recherche des positions de l'avion lors de l'émission des signaux

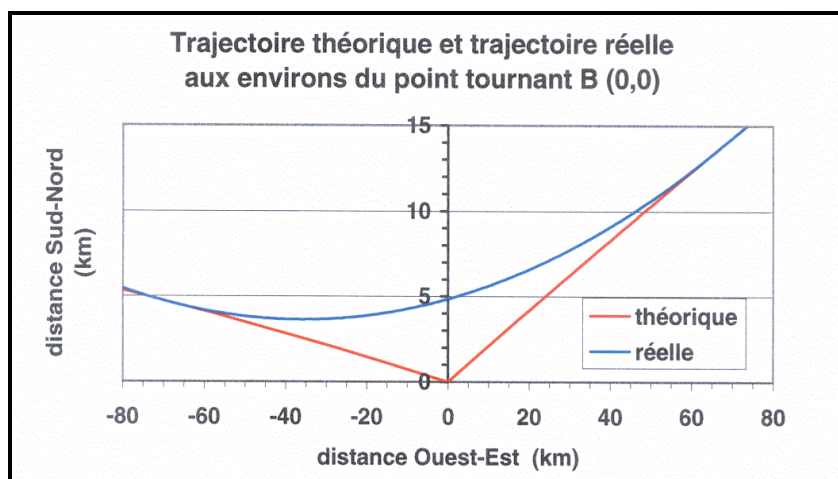


Figure 9.12 – Virage réel et théorique au point tournant B de la trajectoire BA002

Les intersections avec la trajectoire avion des orthodromies rétrogrades issues de Kiruna avec l'azimut de $251,5^\circ$ et de Lycksele avec un azimut de $258,5^\circ$ s'avèrent trop éloignées des points tournants pour qu'il soit nécessaire de prendre en compte le virage réel de l'avion. Par contre pour les orthodromies rétrogrades issues de Kiruna sous l'azimut 243° et de Jämnton sous un azimut de 250° , leurs points d'intersection avec la trajectoire avion sont suffisamment proches du point tournant B de la figure 9.11 pour qu'il soit nécessaire de prendre en compte la trajectoire réelle.

L'angle du coude fait par le couloir aérien est le même qu'au point tournant BISKI de la route aérienne située plus au Sud, la vitesse de l'avion étant identique. Nous avons donc pris une courbure de virage identique à celle de la figure 7.52, l'avion commençant à virer 1° de longitude avant le point tournant (figure 9.12).

Les coordonnées géographiques des intersections des orthodromies avec la trajectoire avion réelle sont :

- pour Lycksele (lancée sous l'azimut $258,5^\circ$) :
Latitude : $49^\circ 43' 01''$ N ; Longitude : $25^\circ 27'$ W
- pour Jämtön (lancée sous l'azimut 250°) :
Latitude : $49^\circ 44' 20''$ N ; Longitude : $16^\circ 18' 36''$ W
- pour Kiruna (lancée sous l'azimut 243°) :
Latitude : $49^\circ 43' 12''$ N ; Longitude : $15^\circ 52' 48''$ W
- pour Kiruna (lancée sous l'azimut $251,5^\circ$) :
Latitude : $49^\circ 47' 46''$ N ; Longitude : $22^\circ 47' 24''$ W

L'orthodromie rétrograde issue de Jämtön atteint la trajectoire alors que celle-ci a un azimut de $93,7^\circ$, l'orthodromie rétrograde issue de Kiruna atteint la trajectoire alors que celle-ci a un azimut de $93,3^\circ$. Lors de notre tracé de rayon ultérieur, nous aurons un degré de liberté sur cet azimut étant donné que les intersections sont proches ou dans le virage de l'avion au point tournant B (l'avion peut avoir amorcé son virage un peu avant ou un peu après).

Nous voyons dans la figure 9.13 les orthodromies tirées depuis Jämtön et Kiruna et les deux points d'où l'on a tiré les rayons pour pouvoir atteindre ces stations, les azimuts instantanés de l'avion étant de 91° et 86° respectivement.

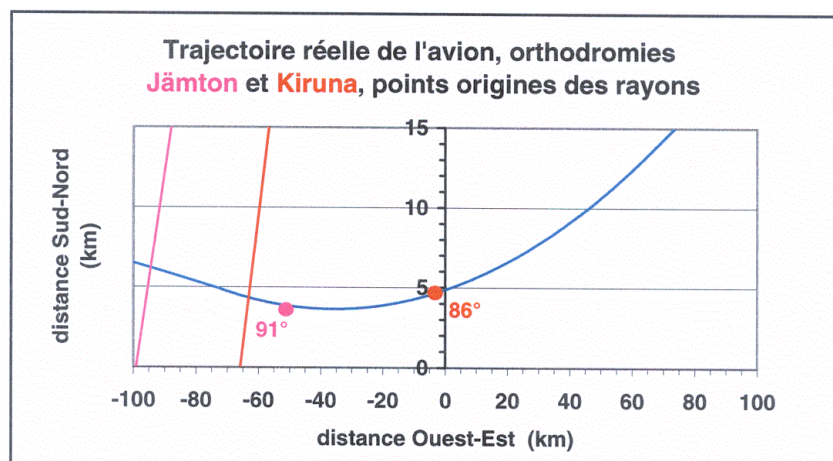


Figure 9.13 – Degré de liberté pour l'azimut avion dans le virage

2.3 Distances entre les stations et la trajectoire avion

Nous avons calculé les distances orthodromiques station - source pour chacune des stations et chaque azimut de réception déterminé dans le paragraphe 1.3. Sur la figure 9.14 apparaissent ces distances calculées avec la trajectoire théorique de l'avion.

Dans le tableau 9.1, les longueurs orthodromiques ainsi que les azimuts de l'orthodromie au départ et au niveau de la trajectoire avion sont répertoriés.

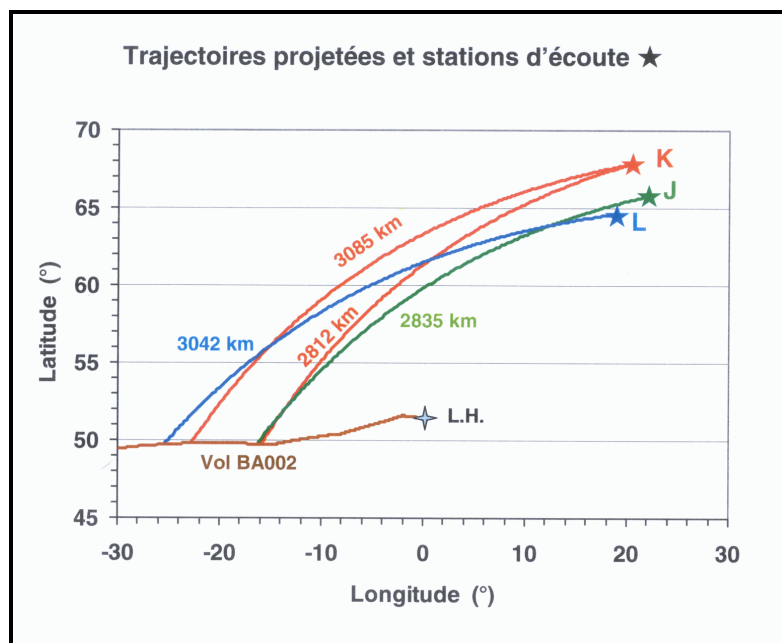


Figure 9.14 – Longueurs orthodromiques calculées

Station	Azimut de lancement	Longueur orthodromique	Azimut à l'intersection orthodromie-trajectoire
Lycksele	258,5°	3042 km	220,5°
Jämtön	250°	2835 km	216,5°
Kiruna	243°	2812 km	211,4°
Kiruna	251,5°	3085 km	213,6°

Tableau 9.1 – Données concernant les orthodromies rétrogrades

Remarquons l'importance de la déviation en azimut due à la rotondité de la Terre, en raison des latitudes concernées ($-35^{\circ}15'$ en moyenne entre stations et trajectoire). La déviation moyenne de l'azimut des orthodromies pour 100 km Est-Ouest est exactement :

- pour Lycksele (azimut $258,5^{\circ}$) : $-1,529^{\circ}$
- pour Jämtön (azimut 250°) : $-1,562^{\circ}$
- pour Kiruna (azimut 243°) : $-1,645^{\circ}$
- pour Kiruna (azimut $251,5^{\circ}$) : $-1,669^{\circ}$

Ces corrections calculées analytiquement seront introduites dans le code de calcul pour corriger de façon empirique l'azimut des rayons sonores.

3. CALCULS DE PROPAGATION

Pour préciser les estimations faites par calcul d'orthodromies rétrogrades, nous cherchons maintenant à atteindre les stations d'écoute en traçant des rayons directs à partir de la trajectoire de l'avion. On se place a priori aux points d'intersection entre orthodromies et trajectoire, sachant que l'on dispose d'un degré de liberté pour déplacer le point d'émission, à cause de l'influence du vent ou de la manœuvre de l'avion (cf. figure 9.13).

Nous adoptons par défaut une météorologie issue des données statistiques CIRA du mois de Mars aux latitudes comprises entre les $50^{\text{ème}}$ et $70^{\text{ème}}$ Parallèles Nord. Ce calcul a

également pour but de vérifier, par recoupement des horaires, des temps de trajectoire et des instants de réception, que le vol BA002 est bien responsable des signaux enregistrés.

3.1 Météorologie prise en compte

Nous avons considéré cinq zones météo de deux degrés et demi de large de part et d'autre de chacun des cinq Parallèles : 50° N, 55° N, 60° N, 65° N, 70° N servant de référence aux données CIRA (figure 9.15).

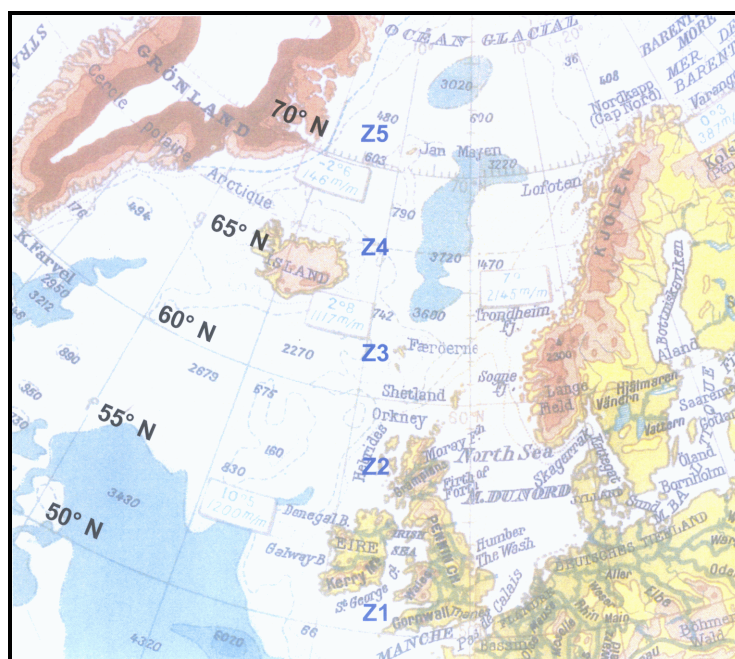


Figure 9.15 – Zones météo en fonction des latitudes

Sur les figures 9.16 et 9.17, sont représentées la température absolue et la vitesse du vent pour nos cinq zones météo.

Les signaux ayant été enregistrés à la fin du mois de mars, nous avons comparé les vitesses du vent Ouest–Est du mois de mars à celles du mois d'avril, afin d'avoir une idée de la dispersion statistique à cette époque de l'année.

Nous voyons sur la figure 9.18 d'assez grandes différences d'amplitude et même de sens entre le vent du mois de mars et celui du mois d'avril, ce qui nous donne une assez grande latitude pour faire varier le "facteur vent" lorsque nous chercherons à atteindre les stations d'écoute. Il est important de noter qu'à la différence de ce qui se passait quand nous disposions de radio-sondages jusqu'à 30 km d'altitude, nous appliquerons ici le facteur vent à partir du niveau de la mer.

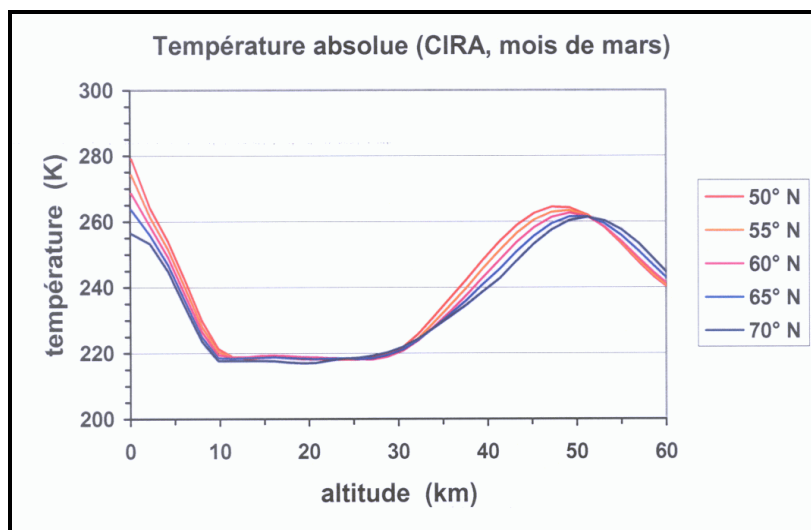


Figure 9.16 – Température CIRA pour les cinq zones météo

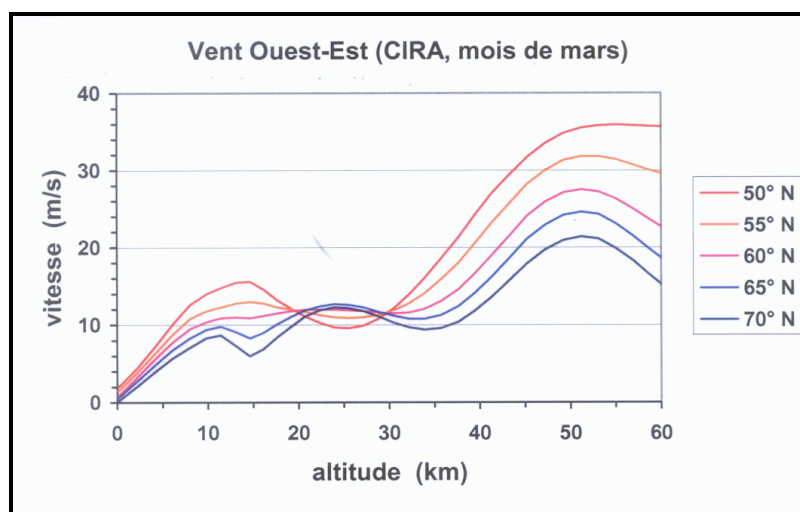


Figure 9.17 – Vitesse du vent CIRA du mois de mars pour les cinq zones météo

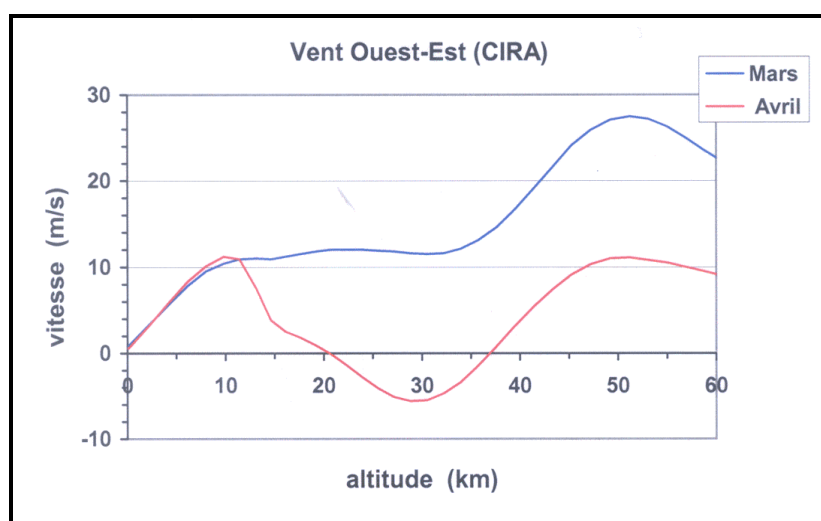


Figure 9.18 – Amplitude du vent CIRA du mois de mars et d'avril pour le 60^{ème} parallèle Nord

3.2 Prise en compte de la rotondité de la Terre

Afin de prendre en compte la rotondité de la Terre, nous avons procédé de la même manière que dans les Chapitres VII et VIII en adoptant une projection Mercator. La correction en site est la même en tout point de la Terre, elle est de $0,9^\circ$ pour 100 km de trace au sol du rayon. En ce qui concerne la correction en azimut, nous avons affiné le calcul du §2.3 en considérant une déviation en azimut pour 100 km Ouest-Est définie pour chacune des cinq zones météo Z1 à Z5. Les corrections analytiques ci-dessous sont intégrées au code de calcul :

- Pour les rayons tirés en direction de Lycksele, azimut de provenance $258,5^\circ$:
 - Z1 : $1,119^\circ$ / 100 km OE
 - Z2 : $1,296^\circ$ / 100 km OE
 - Z3 : $1,581^\circ$ / 100 km OE
 - Z4 : $1,823^\circ$ / 100 km OE
 - Z5 : $2,194^\circ$ / 100 km OE
- Pour les rayons tirés en direction de Jämtön, azimut de provenance 250° :
 - Z1 : $1,120^\circ$ / 100 km OE
 - Z2 : $1,295^\circ$ / 100 km OE
 - Z3 : $1,575^\circ$ / 100 km OE
 - Z4 : $1,878^\circ$ / 100 km OE
 - Z5 : $2,200^\circ$ / 100 km OE
- Pour les rayons tirés en direction de Kiruna, azimut de provenance 243° :
 - Z1 : $1,123^\circ$ / 100 km OE
 - Z2 : $1,295^\circ$ / 100 km OE
 - Z3 : $1,571^\circ$ / 100 km OE
 - Z4 : $1,958^\circ$ / 100 km OE
 - Z5 : $2,194^\circ$ / 100 km OE
- Pour les rayons tirés en direction de Kiruna, azimut de provenance $251,5^\circ$:
 - Z1 : $1,121^\circ$ / 100 km OE
 - Z2 : $1,295^\circ$ / 100 km OE
 - Z3 : $1,574^\circ$ / 100 km OE
 - Z4 : $1,966^\circ$ / 100 km OE
 - Z5 : $2,194^\circ$ / 100 km OE

Nous avons tout d'abord vérifié la stabilité des calculs à 3000 km en fonction du pas de temps. Nous avons finalement adopté un pas temporel de 0,05 s qui représente un bon compromis entre temps de calcul et précision.

3.3 Etude paramétrique de l'effet du facteur vent et de la position de l'avion

Lors de nos tracés de rayons directs en vue d'atteindre les stations d'écoute, nous pouvons avoir recours aux deux degrés de liberté cités dans les § 2.2 et 3.1, à savoir d'une part la position de l'avion de part et d'autre de l'orthodromie rétrograde avec

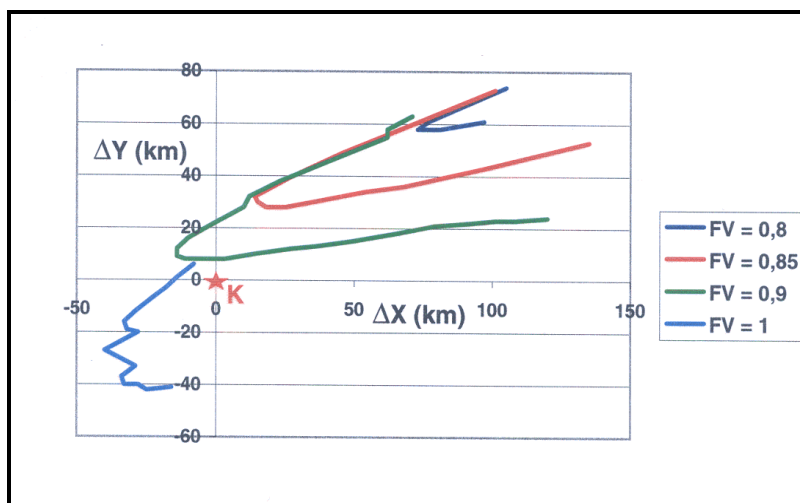


Figure 9.19 – Effet du facteur vent pour un azimuth avion de $87,8^\circ$

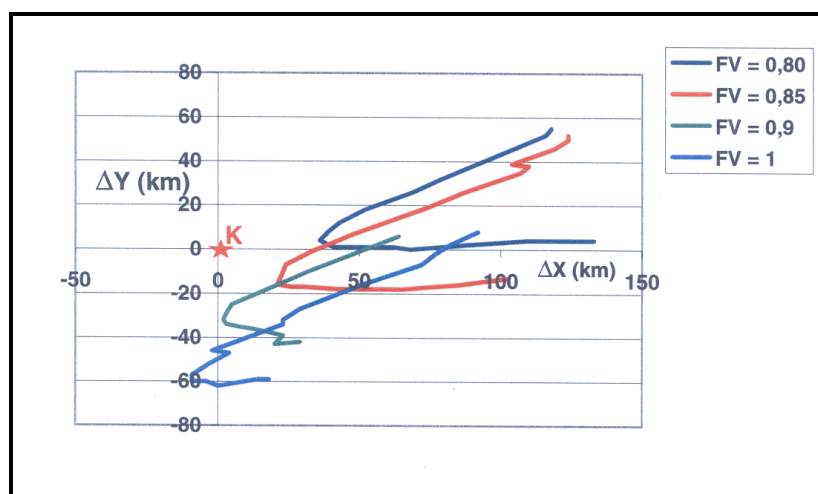


Figure 9.20 – Effet du facteur vent pour un azimuth avion de $88,3^\circ$

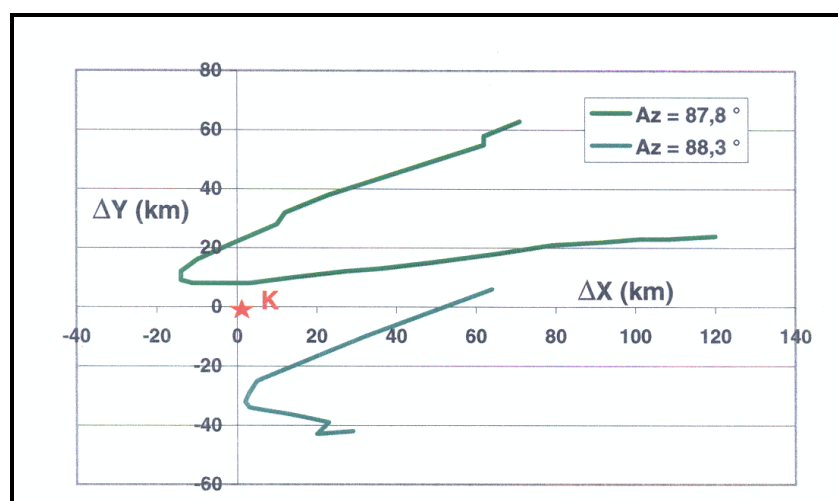


Figure 9.21 – Effet de l'azimut avion sur la zone de retombées acoustiques ($FV = 0,9$)

la trajectoire, d'autre part le facteur vent affecté aux données CIRA à partir du niveau de la mer. Notons que la position de l'avion, que l'on soit en virage ou non, impose l'azimut de la

trajectoire et donc la direction du cône de Mach.

On rappelle que cette direction du cône de Mach est prise en compte pour initialiser les rayons sonores en site et azimuth à partir de l'angle au centre γ de notre modèle de source (cf. figure 6.2 du Chapitre VI). Cet angle constitue donc notre troisième degré de liberté pour tracer les zones de retombées acoustiques. Les données vitesse et altitude du vol de croisière sont supposées être les mêmes que celles des vols Air France ($M = 2$, $z = 17.500$ m).

Les zones de retombées acoustiques des figures 9.19 à 9.21 aux environs de Kiruna correspondent à des trajectoires de rayon proches de l'orthodromie de 3085 km de la figure 9.14. Le signal ayant été enregistré le 27 mars et la force du vent d'avril étant inférieur de 30 % à celle de mars, la moyenne des vents de mars et d'avril équivaut à prendre un facteur vent de 0,85. Pour cette étude paramétrique, nous avons donc fait varier le facteur vent FV entre 0,8 et 1.

Pour la figure 9.19, la route de l'avion au départ des rayons suit l'azimut $87,8^\circ$. On voit que la carpettes secondaire limitée par la courbe iso-émission obtenue en faisant varier l'angle γ avec $FV = 1$ va atteindre Kiruna (K), à la vitesse de l'avion, dans une trentaine de secondes. Un peu plus loin sur la trajectoire, l'azimut de l'orthodromie suivie par l'avion est $88,3^\circ$: on voit que les carpettes iso-émission de la figure 9.20 ont bien dépassé Kiruna. La figure 9.21 montre l'effet de l'azimut de l'avion pour un facteur vent de 0,9.

Dans le virage du point B, la variation de l'azimut de l'avion est évidemment beaucoup plus rapide. C'est pourquoi le bang sonique "arrose" deux stations d'écoute à partir des positions indiquées sur la figure 9.13. Nous pouvons rapprocher cela des effets du virage à BISKI indiqués au Chapitre VII.

3.4 Tracé de rayons

Nous avons lancé des rayons sonores à partir de chacun des quatre points d'intersection déterminés au § 2.2 sous un azimuth proche de celui de l'orthodromie rétrograde au niveau de l'intersection avec la trajectoire. Pour ces calculs, nous avons adopté un facteur vent de 0,9. L'arrêt des rayons se fait quand la trace au sol du rayon dépasse la longueur orthodromique calculée dans le § 2.3. Rappelons que le pas temporel adopté est de 0,05 s. On se reportera à la figure 9.22 où les trajectoires de rayons sont représentées en 3D.

Le rayon noir correspond à l'arrivée moyenne à la station de Jämton sous l'azimut 250° . Il est émis vers la mer sous un angle radial γ de $109,5^\circ$ et il touche le sol au 11^{ème} rebond à 17 km de la station de Jämton. La longueur de sa trace au sol est de 2868 km, très proche de la longueur orthodromique du § 2.3. Son temps de parcours est de 9546 s et il arrive à la station avec un azimuth de $248,3^\circ$, très proche de l'azimut expérimental.

Nous répertorions ces données et celles des autres tirs de rayon dans le tableau 9.2.

Station	Az de réception du signal	Angle radial	Distance à la station	Longueur de la trace au sol	Temps de parcours	c_{sol} m/s	Az d'arrivée du rayon
Lycksele	$258,5^\circ$	112°	37 km	3017 km	9970 s	302,6	$256,16^\circ$
Jämton	250°	$109,5^\circ$	17 km	2868 km	9546 s	300,5	$248,3^\circ$
Kiruna	243°	72°	8 km	2839 km	9443 s	300,6	$240,6^\circ$
Kiruna	$251,5^\circ$	$69,5^\circ$	29 km	3078 km	10245 s	300,4	$249,8^\circ$

Tableau 9.2 – Données numériques obtenues avec SIMOUN 3D lors du tracé de rayons

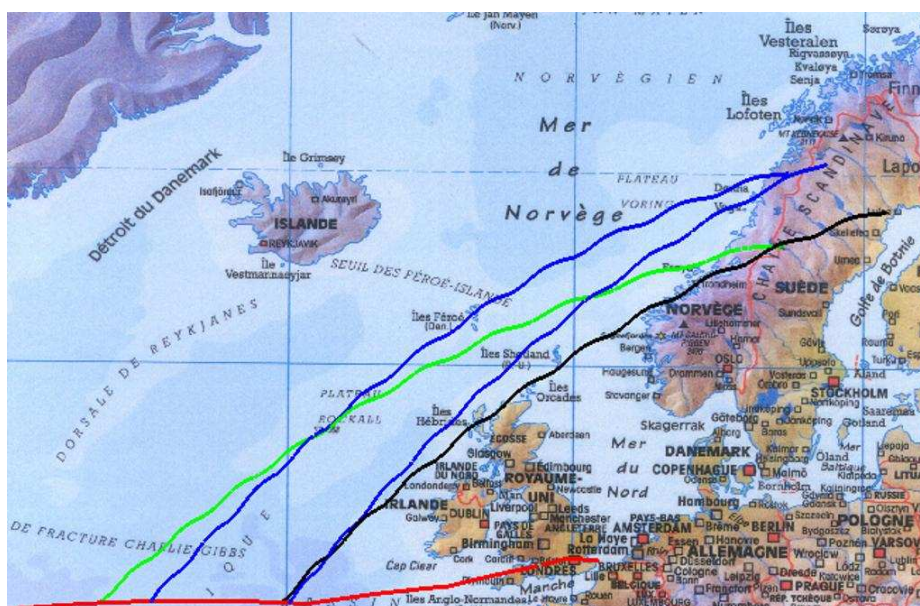


Figure 9.22 – Rayons sonores arrivant près des stations suédoises et trajectoire avion

Dans ce tableau, on désigne par c_{sol} la vitesse apparente de propagation entre les points d'émission et de réception, obtenue en divisant la longueur de la trace au sol par le temps de propagation.

Pour certains de ces rayons nous avons fait jouer les degrés de liberté suivants :

- l'azimut lié à la position de l'avion quand celui-ci est en virage (figure 9.13),
- le "faux Mach" attribué aux effets non linéaires qui évasent le cône de choc au

voisinage du nez de l'avion (cf. §5 du Chapitre V), ce qui est le cas pour le signal envoyé vers Lycksele, station qui ne peut être atteinte avec le nombre de Mach nominal.

Ceci est à rapprocher du "faux Mach" de 1,8 qu'il fallait introduire pour atteindre la station de Parentis à partir du virage de BISKI et repose la question de la véritable directivité acoustique du cône de Mach et du caractère peut-être trop restrictif de notre modèle de source.

Station	Az avion	Mach avion	Angle radial	Az d'arrivée du rayon	Az signal
Lycksele	86,3°	1,6	112°	256,16°	258,5°
Jämtön	91°	2	109,5°	248,3°	250°
Kiruna	86°	2	72°	240,6°	243°
Kiruna	88,3°	2	69,5°	249,8°	251,5°

Tableau 9.3 – Données choisies pour l'initialisation des rayons et azimuts d'arrivée du rayon calculé et de réception du signal

3.5 Discussion

Toutes ces données ont donc été calculées à partir de la météorologie statistique CIRA. Nous avons effectué ultérieurement d'autres calculs à partir de fichiers météorologiques fournis par le Dr. Uwe Berger (Allemagne) par l'entremise de M. Gérard Duval. Ces fichiers concernent la journée du 27 mars 2002 à 18 h en certains points de l'Océan Atlantique repérés en latitude et longitude ; nous ignorons cependant de quelle manière ils ont été établis. Ils font apparaître un "jet stream" orienté Nord-Est soufflant aux environs de 10.000 m d'altitude et pouvant dépasser 200 km/h. Nous avons de la même manière que précédemment affecté un

bulletin météorologique à chacune des cinq zones successives réparties entre le 50^{ème} et le 70^{ème} Parallèle, aux longitudes concernées par les trajectoires de rayons.

Malheureusement, les rayons stratosphériques simulés sont réfléchis vers le haut par le jet stream ou ne parviennent au mieux qu'à 4 km du sol. La simulation perd donc un peu de son intérêt puisqu'en réalité les infrasons atteignent bel et bien les stations d'enregistrement. Toutefois, les données globales calculées restent proches de celles du tableau 9.2. Un exemple pour Kiruna est donné dans le tableau 9.4.

Station Kiruna	Az de réception du signal	Angle radial	Distance à la station	Longueur de la trace au sol	Temps de parcours	c_{sol} m/s	Az d'arrivée du rayon
CIRA	251,5°	69,5°	29 km	3078 km	10245 s	300,4	249,8°
U.B.	251,5°	110°	29 km	3084 km	10448 s	295,2	249,8°

Tableau 9.4 – Données numériques relatives au signal reçu à Kiruna sous l'azimut 251,5° selon la météo adoptée. CIRA ou U.B. (Uwe Berger)

Cet examen des résultats obtenus avec une météorologie plus réaliste semble confirmer la capacité des ondes infrasonores de pénétrer dans les zones de silence théoriques. Il fait apparaître du même coup les limites d'un modèle de propagation basé sur l'acoustique géométrique.

4. ANALYSE DES SIGNAUX

Rappelons que chacune des stations suédoises est constituée de 3 capteurs distants de 75 mètres, pour lesquels nous disposons :

- des fichiers de données enregistrés en temps réel mais ayant subi un filtrage passe-haut lié à la fréquence de coupure des capteurs,
- d'analyses effectuées sur le site, faisant intervenir les corrélations entre capteurs (fichiers "families.txt"),
- de statistiques récapitulatives également effectuées sur le site ("bulletins.txt").

Nous avons d'abord sélectionné les plages temporelles sur lesquelles nous souhaitons effectuer notre analyse spectrale. Ces plages temporelles vont nous permettre d'effectuer un débruitage et un lissage "artisanal" à l'aide des techniques précédemment développées. Nous pourrons alors, à titre de contrôle, comparer les spectres calculés et les spectres obtenus sur la base des analyses statistiques fournies par les stations, et surtout procéder au "test de la pente" en vue de connaître les éventuelles limites de la méthode.

4.1 Sélection des plages temporelles

A l'aide des données issues des familles.txt (cf § 1.2), nous avons sélectionné pour chacune des stations deux plages de bruit de fond (T_1 et T_5) et trois plages successives de signal utile (T_2 , T_3 , T_4). Les plages de bruit de fond ont une durée de cinq minutes et encadrent les plages de signal utile dont la durée est respectivement de trois, quatre et trois minutes. Un point remarquable est en effet que la durée de réception du signal utile est de dix minutes ($3 + 4 + 3$) pour chacune des stations.

Pour le signal enregistré à :

- Lycksele : - T_1 : 0 s à 300 s
 - T_2 : 300 s à 480 s
 - T_3 : 480 s à 720 s
 - T_4 : 720 s à 900 s
 - T_5 : 900 s à 1200 s
- Jämton : - T_1 : 30 s à 330 s
 - T_2 : 330 s à 510 s
 - T_3 : 510 s à 750 s
 - T_4 : 750 s à 930 s
 - T_5 : 930 s à 1230 s
- Kiruna : - T_1 : 90 s à 390 s
 - T_2 : 450 s à 630 s
 - T_3 : 630 s à 870 s
 - T_4 : 870 s à 1050 s
 - T_5 : 1110 s à 1410 s

Le temps $t = 0$ s correspond aux temps cités dans le § 1.1 :

- 22 h 50 min pour Lycksele
- 23 h 00 min pour Jämton
- 23 h 00 min pour Kiruna

Nous vérifions que les plages temporelles de signal T_2 , T_3 et T_4 contiennent bien le signal utile reçu par les trois stations (cf. données des séries sur les figures 9.6 à 9.8).

4.2 Analyse fréquentielle du signal

La fréquence d'acquisition des signaux temporels est de 20 Hz. Le signal étant filtré à 0,5 Hz, fréquence de coupure des capteurs, le problème du bruit de fond à très basse fréquence ne se pose pas.

Pour la station de Jämton, le signal était plus important sur le capteur 3 que sur les deux autres. Arbitrairement, nous avons considéré les signaux enregistrés sur le capteur 3 pour chacune des stations suédoises. Notre code calcule la densité spectrale de puissance (DSP) avec un pas fréquentiel de 0,01 Hz. Pour chacun des signaux temporels, nous faisons un calcul de DSP pour les plages temporelles définies au § 4.1. Afin d'éliminer la composante continue (qui de façon curieuse subsiste malgré le filtrage) et donc de pouvoir comparer les différents spectres entre eux, nous travaillons sur le signal centré. Pour lisser la densité spectrale de puissance, nous faisons une moyenne quadratique des niveaux spectraux (Pa^2/Hz) sur 15 tranches temporelles pour chacune des plages.

Pour le signal utile, on obtient donc des tranches temporelles de 12 secondes pour les plages T_2 et T_4 et des tranches temporelles de 16 secondes pour la plage T_3 .

Pour le bruit de fond, on a des tranches de 20 secondes pour les plages T_1 et T_5 .

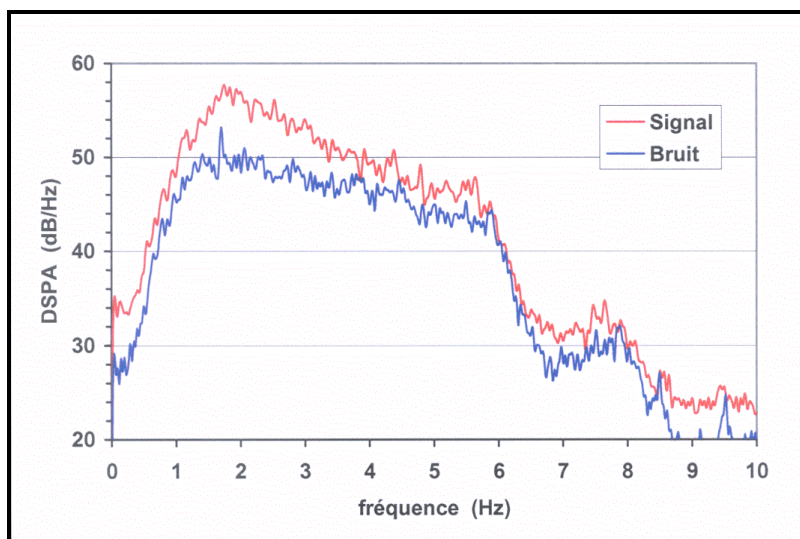


Figure 9.23 – Spectres du signal et du bruit de fond enregistrés sur le capteur 3 de Lycksele

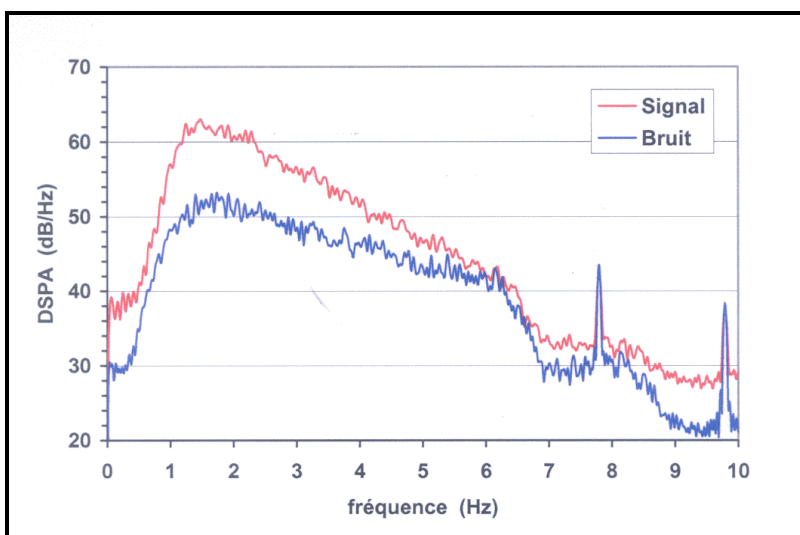


Figure 9.24 – Spectres du signal et du bruit de fond enregistrés sur le capteur 3 de Jämtön

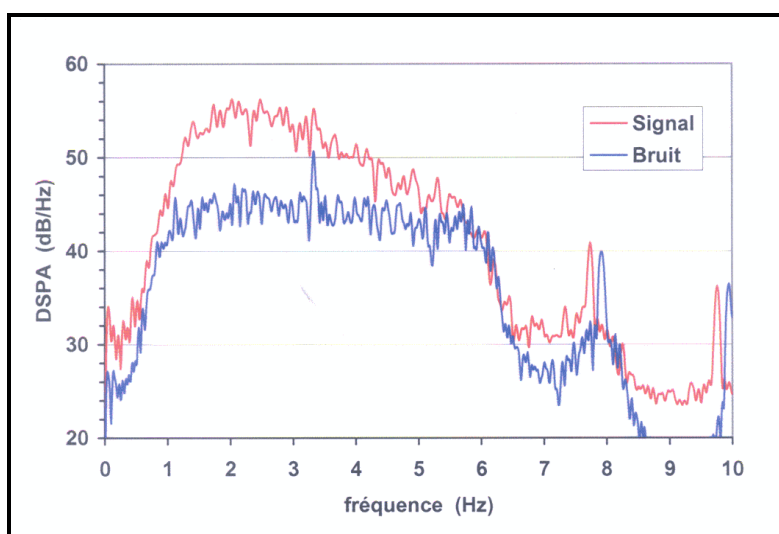


Figure 9.25 – Spectres du signal et du bruit de fond enregistrés sur le capteur 3 de Kiruna

Après vérification de la similitude des spectres obtenus pour chacune des plages T_2 , T_3 et T_4 , nous avons effectué pour parfaire le lissage du signal une moyenne quadratique entre ces trois plages (il s'agit donc du seul traitement temps-fréquence que nous pouvons faire). Nous avons procédé de même entre les plages T_1 et T_5 du bruit de fond.

Dans les figures 9.23 à 9.25 sont représentés, après passage en dB, les spectres du signal et du bruit de fond ainsi obtenus pour chacune des stations. Il est clair que la partie exploitable des spectres se situe dans la plage fréquentielle [1 Hz – 6 Hz] et que le rapport signal sur bruit n'est pas très favorable, notamment au-dessus de 3 Hz.

On remarque que l'amplitude des signaux chute très rapidement au-dessous de 1 Hz. Il pourrait s'agir d'une conséquence de la courbe de réponse des capteurs, mais il ne nous semble pas exclu que les signaux aient subi en post-traitement un filtrage à 1 Hz.

Remarquons également que le bruit de fond lissé a, de façon inhabituelle, une pente variable selon la station et en tout cas plus faible que la pente de -6 dB par octave relevée lors des exploitations précédentes. Le spectre du bruit de fond de Kiruna a en fait la même allure que celui d'un bruit de fond électronique.

4.3 Remarques concernant le traitement du signal

Pour compléter les études de traitement du signal faites au Chapitre VIII, nous signalons ici un effet pernicieux du fenêtrage du signal et de l'échantillonnage du spectre.

Nous avons analysé de deux manières différentes le spectre du bruit de fond du capteur 3 de Lycksele.

Soit T la largeur temporelle de la fenêtre sur laquelle on effectue le calcul de la DSP et F_e le pas d'échantillonnage du résultat de la transformée de Fourier. Pour notre calcul, nous avons choisi $F_e = 0,01$ Hz.

Dans le cas du signal non-centré représenté sur la figure 9.26, nous avons une bonne représentation fréquentielle du signal si $F_e \geq 1/T$, ici pour $T = 100$ s. Par contre si $F_e < 1/T$, ce qui est le cas pour $T = 50$ s, un spectre en dents de scie admettant une tangente de pente -6 dB/octave apparaît au-dessous de 1 Hz (ce résultat nous avait fait penser au départ qu'il existait du bruit de fond résiduel dans cette plage de fréquence). Sur la figure 9.27, nous sommes, avec $T = 20$ s, dans le cas $F_e < 1/T$, la tangente au spectre du signal non centré a toujours une pente de -6 dB/octave mais les dents de scie sont devenues des arches. Nous remarquons surtout que le fait de centrer le signal permet de s'affranchir de cet effet.

Nous identifions en fait sur les figures 9.26 et 9.27, entre 0 et 1 Hz, le spectre discrétisé d'une fonction porte. Comme nous le voyons sur la figure 9.28, l'allure générale et la décroissance du spectre d'une fonction porte sont similaires à celles du spectre d'une onde en N , mais le spectre de la fonction porte admet un maximum à 0 Hz.

Nous déduisons de cette analyse que le signal temporel filtré qui nous a été fourni comportait encore une "porteuse" continue transformée en fonction porte par le fenêtrage.

Il est donc très important de connaître les contraintes liées aux effets du fenêtrage et de l'échantillonnage (signal et spectre), et surtout de centrer le signal temporel avant analyse afin de ne pas risquer d'assimiler un effet purement numérique à la présence d'un signal physique.

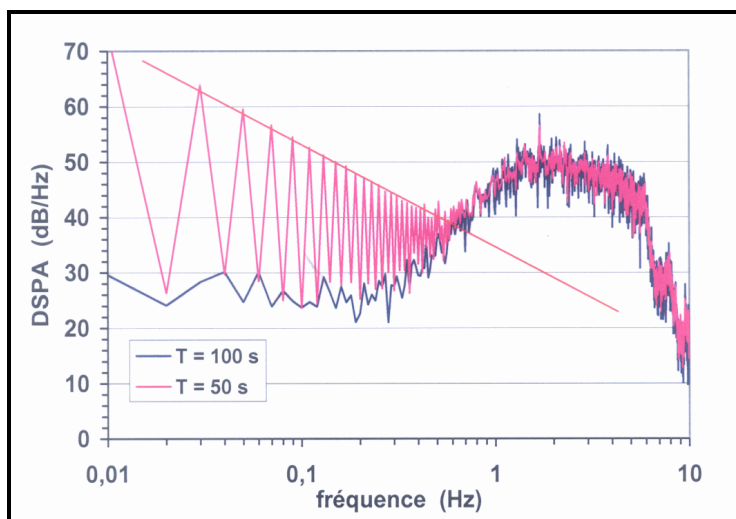


Figure 9.26 – Spectres du bruit de fond non-centré avec $F_e = 0,01$ Hz

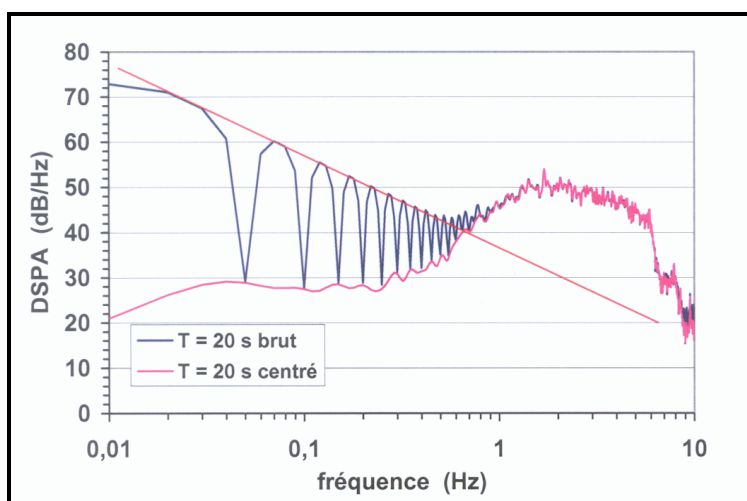


Figure 9.27 – Spectres du bruit de fond centré et non-centré

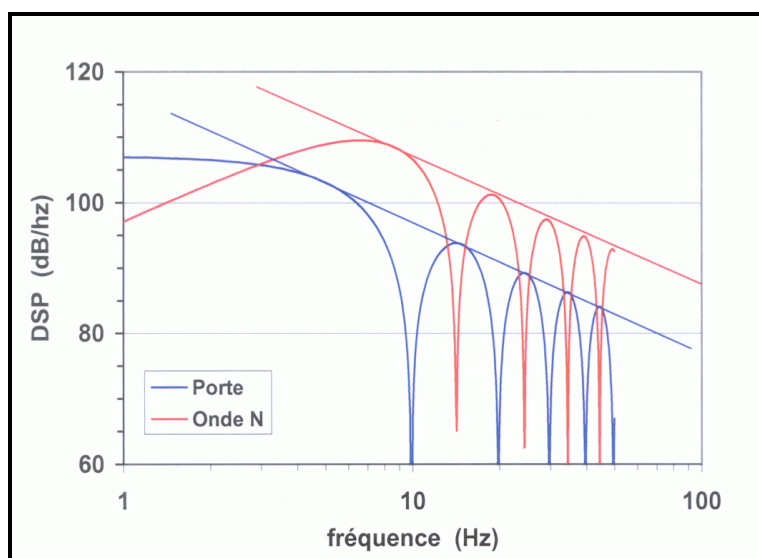


Figure 9.28 – Spectres d'une onde en N et d'une fonction porte

4.4 Enveloppes de l'onde en N propagée

On peut calculer la déformation de l'enveloppe du spectre d'une onde en N en fonction de la distance parcourue dans l'atmosphère par le signal soit à l'aide de formules semi-empiriques [68], soit à l'aide des coefficients d'atténuation par fréquence et par altitude déterminés par Sutherland et Bass [29]. Nous procédons comme pour les signaux enregistrés à Parentis et à Flers : nous utilisons la moyenne des coefficients de Sutherland sur les 60 premiers kilomètres d'altitude (cf. Chapitre VII). Sur la Figure 9.29, nous avons considéré les enveloppes spectrales d'une onde en N théorique après 1000, 2000 et 3000 km de distance curviligne parcourue afin d'être dans l'ordre de grandeur des distances orthodromiques station-source calculées dans le § 2.3.

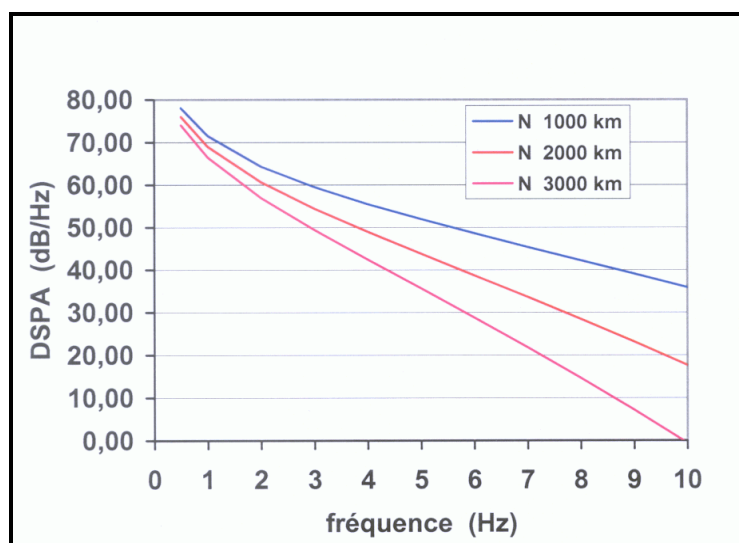


Figure 9.29 – Spectres des ondes en N théoriques propagées

Le compte des arches des chemins de propagation n'étant pas d'un intérêt immédiat à de telles distances, nous n'avons pas fait de tracé de rayons pour avoir la longueur exacte des trajectoires et calculer les atténuations le long de celles-ci. Pour établir les courbes de la figure 9.29, nous nous sommes contentés d'utiliser les atténuations données par la courbe de la figure 7.20 en dB/km, à partir desquelles on peut calculer point par point la déformation de l'enveloppe initiale du spectre de l'onde en N pour chaque distance considérée.

Chacune de ces distances correspond à une distance curviligne de propagation de l'onde en N, distance qui n'est pas très éloignée de la longueur de la trace au sol correspondante. En effet, dans les cas d'une propagation stratosphérique, la longueur curviligne d'un rayon majore de 10 % au maximum (en général 7 à 9 %) la longueur de sa trace au sol, celle-ci étant elle-même voisine, à environ 1 % près, de la longueur orthodromique correspondante (rappelons à ce sujet qu'un changement de direction du vent entre deux zones météo entraîne un changement de direction des rayons sonores). Nous pouvons donc assimiler, sans faire une grosse erreur, distance orthodromique et distance curviligne parcourue par un rayon sonore.

Nous examinerons à la fin de ce chapitre le calcul des déformées de l'enveloppe de l'onde en N à partir des coefficients de Sutherland nominaux par tranches d'altitude, pour lequel il est évidemment nécessaire d'utiliser notre modèle de propagation et un modèle d'atmosphère.

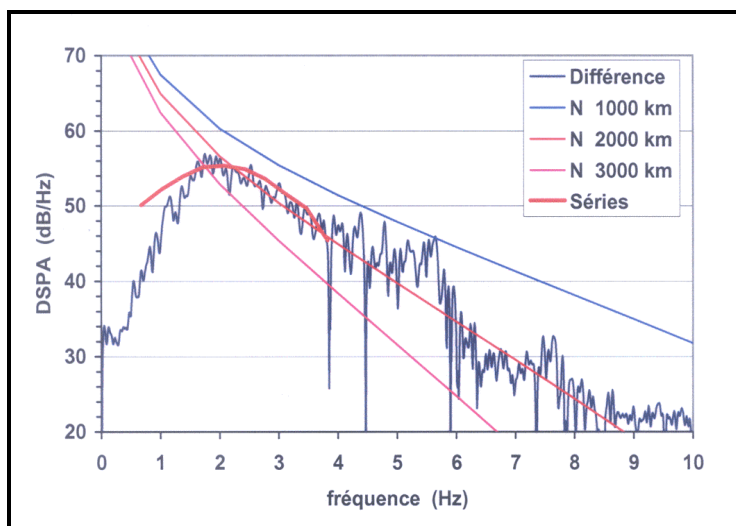


Figure 9.30 – Test de la pente pour les signaux enregistrés à Lycksele

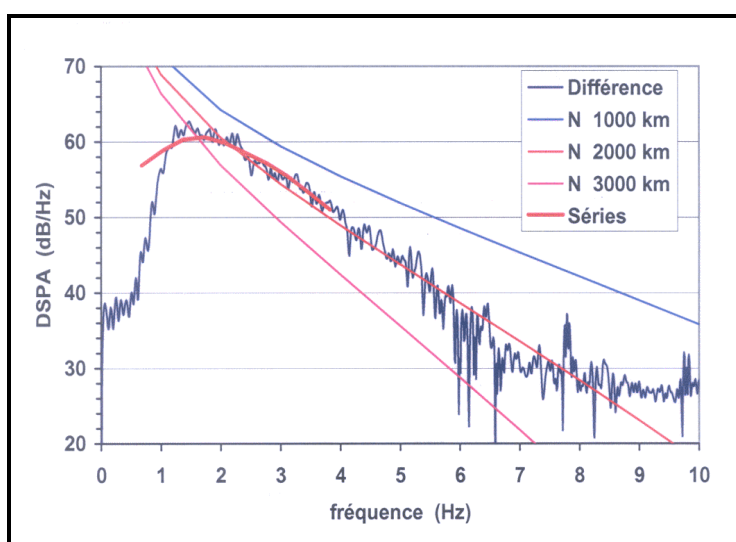


Figure 9.31 – Test de la pente pour les signaux enregistrés à Jämton

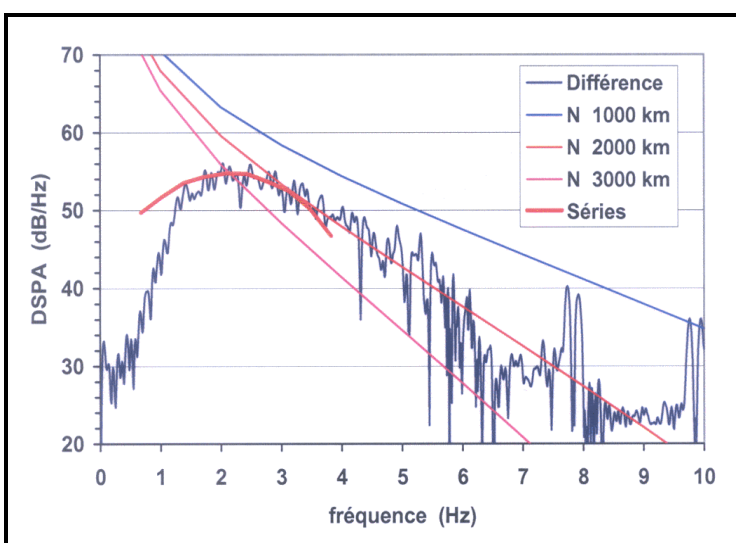


Figure 9.32 – Test de la pente pour les signaux enregistrés à Kiruna

4.5 Essai de débruitage des spectres lissés

Alors que pour les enregistrements des Landes et de Normandie on avait un bon rapport signal sur bruit et des signaux d'origine non filtrés, on se trouve ici dans le cas où seule une faible plage de fréquence, entre 1 et 6 Hz au maximum, est exploitable pour effectuer le "test de la pente" en vue de chercher à évaluer la distance de propagation. Nous avons tenté de préciser la pente des spectres du signal utile en appliquant la technique succincte qui consiste à retrancher les niveaux spectraux lissés du signal brut et du bruit de fond fréquence par fréquence. Pour ce faire, nous considérons la valeur absolue de la différence des niveaux exprimés en Pa^2/Hz et imposons une valeur minimale à cette différence avant transformation en décibels, cette précaution ayant pour but d'éviter de prendre le logarithme d'une quantité négative ou nulle.

On obtient évidemment une résultante irrégulière quand les niveaux de signal brut et de bruit de fond lissé sont équivalents. On a par ailleurs fait l'hypothèse que le spectre de bruit de fond intégré de part et d'autre de la plage de signal utile restait invariant dans l'intervalle compris entre les deux tranches d'intégration.

On voit sur les figures 9.30 à 9.32 le résultat de cette opération pour le capteur n° 3 des stations de Lycksele, Jämton et Kiruna. Un lissage supplémentaire aurait pu être obtenu en appliquant la technique artificielle d'une moyenne en décibels avec les spectres "différentiels" issus des autres capteurs, comme nous l'avons fait pour les signaux de Normandie, mais l'opération présentait ici moins d'intérêt, les spectres étant moins irréguliers dans la plage exploitable. La technique de débruitage appliquée mène aux spectres "Différence" et accentue un peu la pente des spectres bruts des figures 9.23 à 9.25 et confirme, du moins pour le capteur qui présente le meilleur rapport signal sur bruit (Jämton, figures 9.24 et 9.31), que la pente du spectre reste constante entre 1 et 6 Hz.

4.6 Exploitation des données statistiques

On a par ailleurs représenté, sur chacune des figures 9.30 à 9.32, le spectre déduit des exploitations en temps réel faites sur le site (courbes "Séries"). On se reportera au tableau des "families.txt" de la figure 9.5. On remarque que chaque arrivée de signal, caractérisée notamment par une fréquence et un niveau RMS de pression acoustique, est intégrée sur une durée voisine de 3 s. Sachant que les fréquences sont discrétisées tous les 0,35 Hz et que la durée des acquisitions est constante, on peut déduire du nombre d'arrivées enregistrées à une fréquence donnée une approximation statistique de la densité spectrale de pression acoustique à cette fréquence.

On relève tout d'abord chaque arrivée de signal intégrée sur le site à partir des trois capteurs du réseau. A titre d'exemple la figure 9.33, établie pour la station de Jämton, concerne les dix minutes de signal utile qui ont fait l'objet de nos analyses spectrales. On calcule ensuite, pour chacune des fréquences discrètes, la moyenne des carrés des pressions RMS. Il y a lieu de se demander s'il faut diviser cette moyenne quadratique par la largeur de plage 0,35 Hz pour obtenir des niveaux spectraux en Pa^2/Hz . Sur le tableau "families.txt", on voit que dans une plage temporelle donnée, plusieurs fréquences sont indiquées. On peut donc penser que les niveaux RMS indiqués résultent d'une analyse spectrale et correspondent en fait à des Pa/Hz . Dans cette hypothèse, nous n'avons pas à diviser les moyennes quadratiques trouvées par la largeur de plage fréquentielle.

En rapportant ces moyennes quadratiques à la pression acoustique de référence, on obtient au maximum des spectres discrets les niveaux suivants :

- 55 dB pour Lycksele,
- 60 dB pour Jämton,

- 54 dB pour Kiruna.

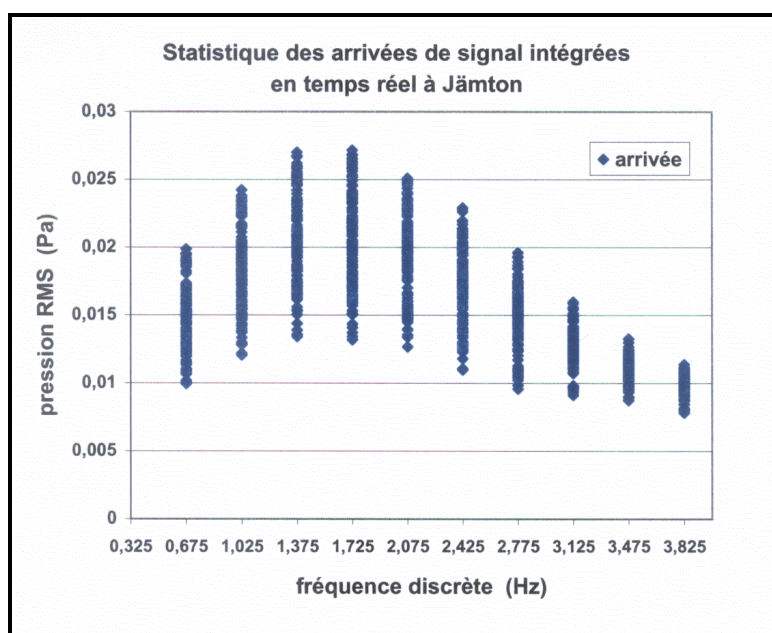


Figure 9.33 – Pressions RMS par fréquences discrètes

Ces maximums correspondent très correctement aux maximums des spectres “Différence” des figures 9.30 à 9.32 ou des spectres bruts des figures 9.23 à 9.25. Notons que la division des moyennes quadratiques discrètes par 0,35 Hz aurait relevé les courbes “Séries” de 4,5 dB, avec un net décalage par rapport aux spectres déduits des signaux.

Les courbes “Séries” représentent les résultats obtenus en reliant les points de calcul successifs sur la plage de fréquences discrètes entre 0,675 et 3,825 Hz. Elles sont en bon accord avec notre analyse spectrale, à cette nuance près que leur niveau ne chute pas au-dessous de 1 Hz.

Notons que sur ces courbes le point d’abscisse 0,675 Hz représente la plage d’intégration [0,5 Hz - 0,85 Hz] et le point 3,825 Hz la plage [3,65 Hz - 4 Hz]. En toute rigueur, nous aurions donc dû extrapoler les courbes jusqu’à la fréquence de coupure 0,5 Hz et jusqu’à la fréquence maximale 4 Hz. Les points à 0,5 Hz auraient alors été situés 20 dB au-dessus des courbes “Différence” bleues. Ceci semble confirmer la remarque faite à la fin du § 4.2 suggérant que les signaux ont subi un filtrage à 1 Hz postérieurement aux exploitations statistiques en temps réel.

4.7 Test de la pente

On se propose ici de comparer l’enveloppe du spectre d’une onde en N propagée à différentes distances au spectre du signal enregistré. On rappelle que le calage vertical des enveloppes successives est arbitraire, il s’agit seulement de comparer la pente de ces enveloppes à la pente du spectre du signal.

Que ce soit pour Lycksele, Jämton ou Kiruna (figures 9.30 à 9.32), on voit que l’enveloppe spectrale de l’onde en N théorique qui semble suivre le mieux le spectre expérimental est l’enveloppe de l’onde en N propagée à 2000 km. Nous arrivons donc en limite du domaine d’application de la méthode du “test de la pente”, étant donné que nos spectres auraient dû suivre l’enveloppe du spectre d’une onde en N ayant parcouru 3000 km de distance curviligne.

Comme nous l'avons fait auparavant pour les signaux enregistrés en Normandie et dans les Landes, nous allons maintenant comparer l'estimation qu'aurait donné l'usage des coefficients nominaux de Sutherland à l'estimation que nous venons d'effectuer à l'aide des coefficients moyennés.

Nous utilisons, pour calculer l'atténuation par fréquences, le calcul de rayons en direction des stations montré par la figure 9.22. Pour établir les enveloppes spectrales d'onde en N propagée de la figure 9.34, les calculs ont en fait été poursuivis au-delà de la station, jusqu'à ce que la distance curviligne atteigne 3500 et 4000 km. Comme le suggère la figure, l'enveloppe qui convient le mieux, au sens des moindres carrés des écarts avec le spectre enregistré, correspond à une distance de propagation de 3500 km.

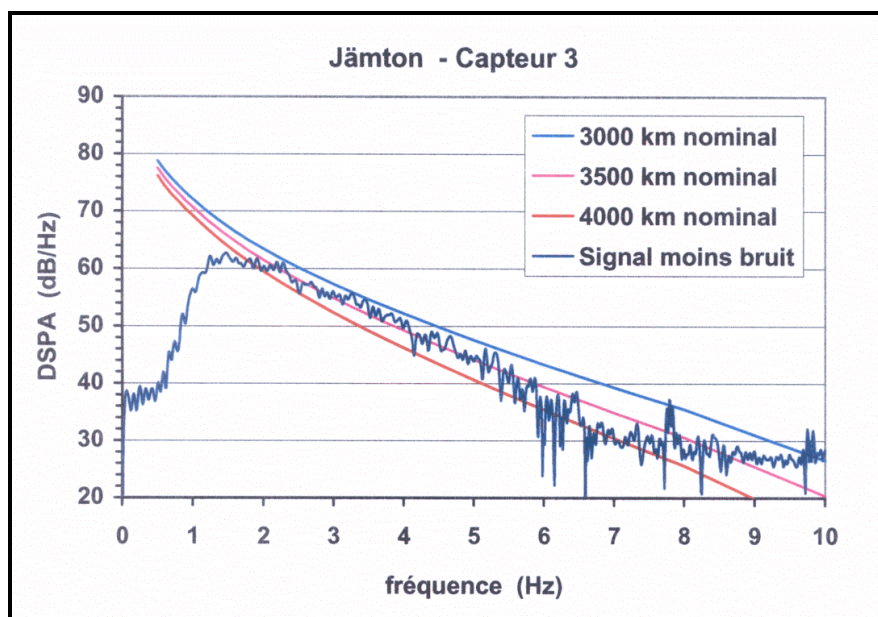


Figure 9.34 – Encadrement du spectre de Jämton avec les enveloppes nominales

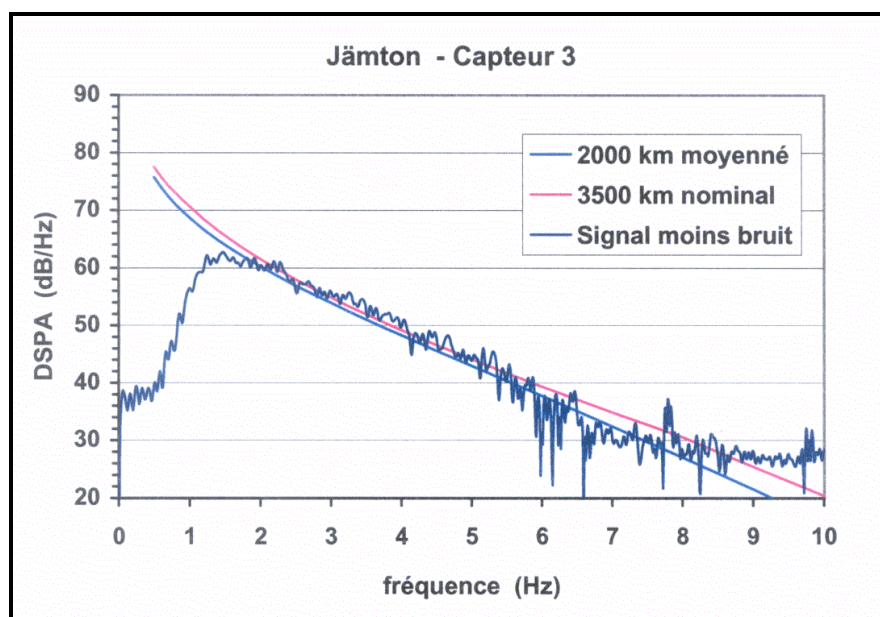


Figure 9.35 – Spectre du signal de Jämton, comparaison de l'estimation nominale et moyennée

Comme dans le cas du signal enregistré à Parentis, nous voyons sur la figure 9.35 que la forme de l'enveloppe du spectre de l'onde en N résultant des coefficients moyennés épouse mieux la forme du spectre du signal enregistré, ce qui confirme notre impression du Chapitre VII. L'encadrement de la distance réelle D réalisé est donc :

$$2000 \text{ km} < D \approx 2800 \text{ km} < 3500 \text{ km}$$

L'erreur relative commise en utilisant les coefficients d'absorption nominaux est donc plus faible que dans le cas des signaux des Landes et surtout de Normandie. Ceci est en bon accord avec l'hypothèse faite précédemment à propos de la dissipation des effets non linéaires avec la distance.

Bien que l'on soit sorti du domaine de validité des coefficients moyennés, les deux options testées pour le calcul de l'absorption atmosphérique donnent en définitive un encadrement de la distance réelle entre l'aéronef et la station de mesure.

5. COHERENCE TEMPORELLE

Nous avons cherché à vérifier de façon plus précise que le vol BA002 atterrissant à London Heathrow vers 21 h 15 min était susceptible d'être à l'origine des signaux enregistrés par les stations suédoises. Nous avons pour cela estimé les instants d'émission probables du bang sonique. Ces instants correspondent aux heures de passage de l'avion aux points d'intersection trajectoire-orthodromie définis au § 2.2 à partir des azimuts moyens d'arrivée des signaux aux stations de mesure. Nous avons tout d'abord calculé, en fonction de la vitesse moyenne estimée de l'avion entre les points tournants successifs, les durées de vol sur les portions de trajectoire de la figure 9.36, l'horaire de passage de l'avion aux points tournants étant ensuite déduit de l'heure d'arrivée à London Heathrow (L.H.).

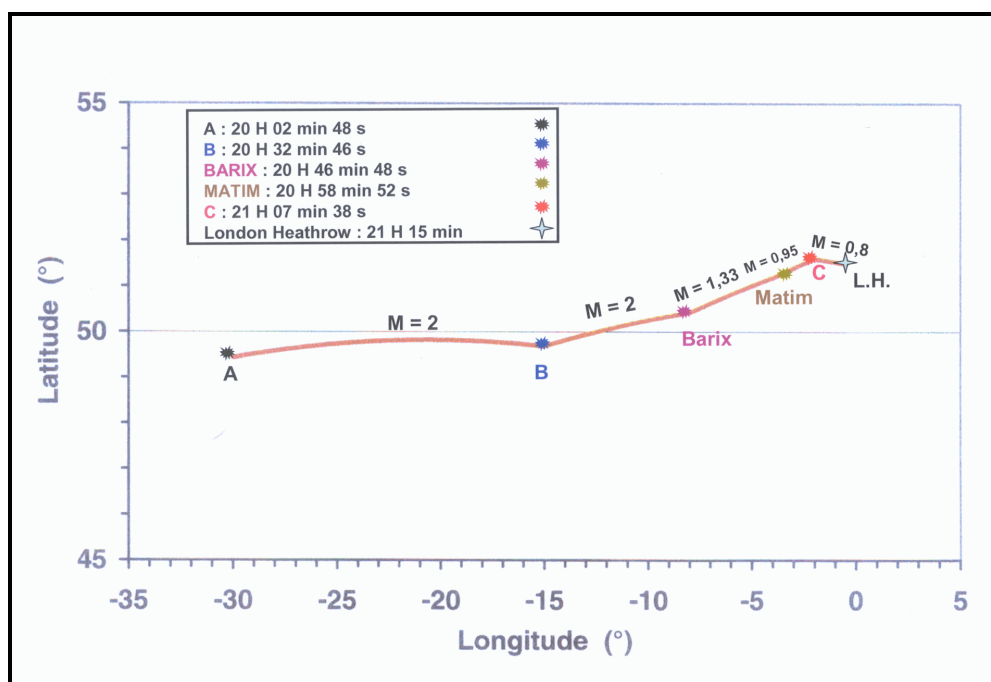


Figure 9.36 – Données spatio-temporelles de la trajectoire avion

Nous avons ensuite interpolé les heures de passage aux points d'émission présumés. Dans le tableau 9.5, nous avons récapitulé, en plus de ces instants d'émission calculés, toutes les données objectives dont nous disposons. Pour les horaires de réception du signal, nous

avons considéré la première arrivée dans l'azimut de réception considéré (cf. figures 9.6 à 9.8).

Stations	Az de réception	Horaire d'émission	Longueur orthodromique	Horaire de réception	c_{sol} expérimentale
Lycksele	258,5°	20 h 11 min 52 s	3042 km	22 h 59 min 25 s	302,6 m/s
Jämsön	250°	20 h 30 min 05 s	2835 km	23 h 09 min 00 s	297,3 m/s
Kiruna	243°	20 h 30 min 57 s	2812 km	23 h 07 min 40 s	299,1 m/s
Kiruna	251,5°	20 h 17 min 10 s	3085 km	23 h 07 min 25 s	302,0 m/s

Tableau 9.5 – Données expérimentales

Pour compléter ces données expérimentales, nous avons calculé la célérité apparente c_{sol} du signal sonore entre le point d'émission et le point de réception en divisant la longueur de l'orthodromie par le décalage horaire entre les instants de réception et d'émission. L'ordre de grandeur des célérités apparentes trouvées apparaît satisfaisant, mais il pourrait être différent si l'avion avait eu ce jour-là dix minutes d'avance ou de retard. Ce qui plaide en faveur du vol BA002, c'est en fait la cohérence des quatre célérités trouvées, l'écart-type σ_{n-1} applicable aux séries statistiques à faible nombre d'échantillons étant ici de 2,5 m/s.

Nous confrontons maintenant les données expérimentales aux données calculées à l'aide de notre code de rayons en prenant le modèle d'atmosphère CIRA. Afin d'obtenir les instants d'émission, on retranche les temps de propagation calculés du tableau 9.2 aux instants d'arrivée du signal indiqués précédemment. La célérité apparente au niveau du sol entre points d'émission et de réception, inférieure à la célérité moyenne le long de la trajectoire curviligne, est calculée par le code. L'azimut de provenance au point de chute du rayon est également indiqué dans le tableau 9.6.

Stations	Az d'arrivée du rayon	Instant d'émission	Temps de propagation	Instant d'arrivée	C_{sol} calculée
Lycksele	256,16°	20 h 13 min 15 s	2 h 46 min 10 s	22 h 59 min 25 s	302,6 m/s
Jämsön	248,3°	20 h 29 min 54 s	2 h 39 min 06 s	23 h 09 min 00 s	300,5 m/s
Kiruna	240,6°	20 h 30 min 17 s	2 h 37 min 23 s	23 h 07 min 40 s	300,6 m/s
Kiruna	249,8°	20 h 16 min 40 s	2 h 50 min 45 s	23 h 07 min 25 s	300,4 m/s

Tableau 9.6 – Données calculées par le code de rayons SIMOUN 3D

Le résultat significatif n'est pas la bonne concordance des instants d'émission déduits des calculs de propagation (tableau 9.6) et de la trajectographie de l'avion (tableau 9.5), d'autant qu'il existe des décalages des points d'émission et d'arrivée du signal, mais bien la cohérence des célérités apparentes du son entre les deux tableaux.

Les résultats des simulations confirment donc le fait que les signaux proviennent bien du bang sonique émis à partir de la trajectoire du vol BA002, et que l'avion de la British Airways était ce jour-là parfaitement à l'heure.

CHAPITRE X

LA LOCALISATION A STATION UNIQUE : COMPLEMENTS, SYNTHESE ET CONCLUSION

Le problème de localisation de source sonore, couramment traité lorsque la source émet un signal omnidirectif enregistré par différentes stations (cas d'une explosion chimique ou nucléaire), peut être résolu par croisement des différents azimuts d'arrivée du signal aux stations de mesure. Si le problème posé par cette étude est également un problème de localisation de source, nous devons le résoudre cette fois-ci à partir du signal enregistré par une seule station. Nous allons dans un premier temps revenir sur le traitement temps-fréquence et les calculs de goniométrie pour ensuite nous pencher sur nos deux méthodes d'estimation de la distance aux exigences différentes. Nous discuterons alors des procédures suivies lors des différents cas traités, notre démarche devant s'adapter aux données dont nous disposons. Après avoir répertorié les difficultés auxquelles nous avons été confrontés et les limites prévisibles des méthodes testées, nous terminerons sur les perspectives qu'ouvre ce travail de thèse.

1. TRAITEMENT TEMPS-FREQUENCE

La référence [74] fait partie des rares études donnant un exemple de localisation de source à station unique. La localisation est effectuée à l'aide d'un traitement temps-fréquence du signal enregistré. Nous voyons le spectrogramme du signal transitoire généré par une rupture de glacier dans l'Antarctique et enregistré par une station hydroacoustique de l'Océan Indien. Dans cet exemple, le spectre du signal reçu après propagation sous-marine est une fonction du temps comme nous le voyons sur la figure 10.1 (a). Sur la figure 10.1 (b), nous voyons la structure temps-fréquence de ce signal mesurée avec une résolution de 0,5 Hz. L'évènement source est un évènement complexe multimodal. L'estimation de la distance source-station résultant de la comparaison de la dispersion des caractéristiques modales mesurées aux résultats de simulation, couplée à une analyse goniométrique, permet une localisation de la source. L'erreur commise sur cette localisation à station unique est comparable à celle qu'aurait donné une méthode de croisement d'azimuts entre deux stations éloignées.

Dans les différents cas examinés dans le présent rapport, l'étude des signaux infrasonores résultant d'une source impulsive lointaine, le bang sonique, a montré un allongement de la durée totale de réception pouvant atteindre plusieurs minutes et des fluctuations chaotiques de l'amplitude. Le contenu fréquentiel de ces signaux ne dépend pas de la fenêtre temporelle considérée, tant que celle-ci est incluse dans la plage temporelle de signal utile. Ceci semble suggérer une certaine "redondance temporelle" du signal, que l'on appelle "rumble" dans la référence [75]. Ce mot évoque le grondement du tonnerre qui traduit à grande distance un coup de foudre de durée très brève. Sur la figure 10.2, nous observons ce phénomène modélisé pour le cas d'une source impulsive et d'une atmosphère homogène sans vent. Nous constatons que plus le temps de propagation et donc la distance augmentent, plus la réponse impulsionnelle de la fonction de transfert atmosphérique s'allonge et oscille. Cette modélisation repose sur l'hypothèse que l'atmosphère est stratifiée en pression et en densité

par le phénomène de gravité, ce qui provoque la duplication spatio-temporelle du signal par des phénomènes apparentés à la réflexion et à la diffraction.

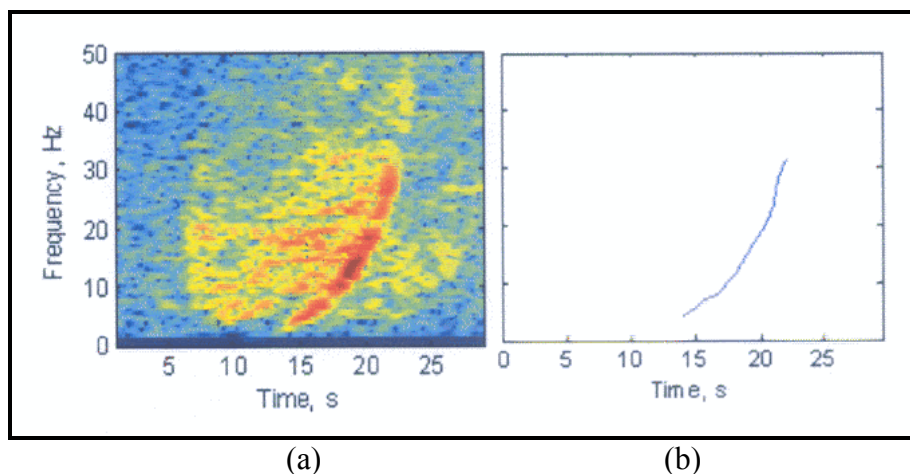


Figure 10.1 – Spectrogramme (a) du signal reçu dans l'Océan Indien et généré par une rupture de glacier en Antarctique ainsi que sa structure temps-fréquence (b) [74]

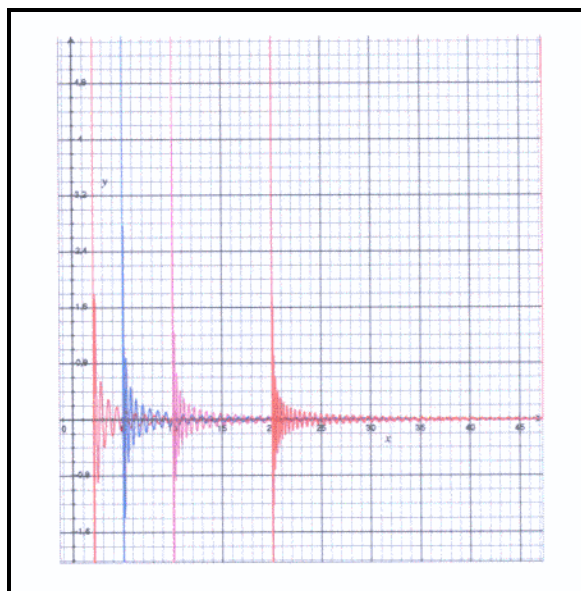


Figure 10.2 – Réponse impulsionnelle de la fonction de transfert atmosphérique modélisée dans [75] après différents temps de trajet à travers l'atmosphère

Le traitement temps-fréquence effectué sur les différents signaux "Concorde" dont nous disposons repose sur cette "redondance temporelle". Nous avons ainsi lissé les spectres du bruit de fond et du signal utile en effectuant des moyennes quadratiques entre fenêtres temporelles successives. Ce lissage nous a permis en particulier d'identifier les composantes du bruit de fond pour le distinguer du signal utile même lorsque le rapport signal sur bruit était loin d'être favorable comme dans le cas des signaux suédois (figures 9.23 à 9.25).

En s'inspirant de la figure 10.2, nous avons élaboré un modèle mathématique très simple pouvant rendre compte de cette redondance temporelle du signal, définie intuitivement au Chapitre VII comme une structure d'échos multiples. On se reportera à l'Annexe 4.

2. GONIOMETRIE SITE-AZIMUT

La goniométrie en site et azimuth consiste à déterminer d'une part le gisement du train d'ondes reçu à la station, d'autre part son angle d'incidence via la célérité apparente. En pratique, nous avons procédé à une goniométrie complète dans le cas des signaux enregistrés à la station de Flers en Normandie. Les calculs effectués sont développés dans le paragraphe 2 du Chapitre VIII. En ce qui concerne les signaux enregistrés en Bretagne, nous nous sommes fiés aux données d'azimut du rapport [67] étant donné que nous ne disposons pas des signaux sous forme numérique. Pour les signaux enregistrés dans les Landes et en Suède, nous nous sommes également basé sur les données de célérité apparente accompagnant les séries de signaux fournies par les stations d'écoute.

A ce propos, notons l'extrême sensibilité du calcul de goniométrie en site que nous avons effectué pour le signal de Parentis. Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 1.5 du Chapitre VII, afin d'avoir une estimation de l'angle de site sous lequel est reçu le signal à cette station, nous avons considéré le signal temporel des capteurs 2 et 5, alignés dans la direction de réception du signal. A un pas temporel près lors de notre recherche du décalage temporel entre ces deux capteurs par le maximum de corrélation, nous obtenons soit une célérité apparente de 365 m/s, soit une célérité sensiblement égale à la célérité du son ambiante de 343 m/s. D'après la formule (8.7), on obtient soit un angle de site d'une vingtaine de degrés soit un angle rasant. Ce manque de précision provient du fait que les capteurs, disposés à l'intérieur d'un triangle sensiblement équilatéral de 50 m de côté, sont trop rapprochés au vu de la fréquence d'acquisition de 100 Hz.

Cherchons l'erreur relative maximale ϵ_{cal} que l'on peut commettre sur la célérité apparente d'un train d'ondes entre deux capteurs sur une fenêtre temporelle donnée.

Soit $\delta t = \frac{1}{F_e}$ le pas de temps du signal échantillonné à la fréquence F_e .

Soit Δt la différence temporelle de réception du signal sur les deux capteurs distants de D déterminée par le maximum de la fonction d'intercorrélation. Nous admettrons que l'incertitude sur Δt est de l'ordre du pas de temps, soit $\pm \delta t$.

Nous appellerons c_m la célérité apparente estimée avec une erreur temporelle maximale de $\pm \delta t$ et c_{cal} la célérité calculée à partir du temps de corrélation trouvé.

$$\text{On a : } c_{cal} = \frac{D}{\Delta t} \quad \text{et} \quad c_m = \frac{D}{\Delta t \pm \delta t} \quad (10.1)$$

L'erreur relative sur l'estimation de la célérité apparente c_{cal} est :

$$\epsilon_{cal} = \left| \frac{c_{cal} - c_m}{c_{cal}} \right| \quad (10.2)$$

Cette erreur relative s'écrit donc en fonction de D et Δt :

$$\epsilon_{cal} = \left| 1 - \frac{\Delta t}{\Delta t \pm \delta t} \right| \approx \frac{\delta t}{\Delta t} \quad (10.3)$$

Cependant, la célérité c_{cal} n'est qu'un estimateur de la célérité apparente réelle, l'écart Δt étant soumis à l'incertitude lié au pas d'échantillonnage temporel δt . L'erreur relative ϵ_r commise sur l'estimation de la célérité apparente réelle est donc :

$$\epsilon_r \approx \left| \frac{\pm \delta t}{\Delta t \pm \delta t} \right| \quad (10.4)$$

On en déduit que l'erreur maximale ϵ_{max} que l'on peut commettre sur l'estimation de la célérité apparente réelle est :

$$\epsilon_{max} \approx \frac{\delta t}{\Delta t} + \left(\frac{\delta t}{\Delta t} \right)^2 \quad (10.5)$$

Dans le cas d'un réseau de capteurs, le problème est plus complexe puisque c_{cal} est une estimation de la célérité apparente réelle obtenue en minimisant l'écart-type pour chaque paire de capteurs lorsque l'on fait varier l'azimut de réception du signal (ce procédé est détaillé dans le Chapitre VIII pour les signaux enregistrés à la station de Flers). En prenant une valeur moyenne pour Δt , nous avons calculé pour chacune des stations de mesure les incertitudes pour la célérité apparente :

	Parentis	Flers	Suède
Distance entre capteurs	50 m	1500 m – 2800 m	75 m
Fréquence d'acquisition	100 Hz	20 Hz	20 Hz
ϵ_{cal}	$\approx 1/15$	$< 1/100$	$\approx 1/4$
ϵ_{max}	$\approx 1/15$	$< 1/100$	$\approx 1/4 + 1/16 \approx 5/16$

On voit que l'influence du terme de second ordre de la formule (10.5) n'est sensible que pour les stations suédoises. Ainsi, au vu de l'erreur maximale que nous pouvons commettre pour l'estimation de la célérité apparente réelle, nous avons préféré nous en tenir aux célérités apparentes fournies dans les "séries" pour le cas des signaux enregistrés à Parentis et en Suède.

3. DETERMINATION DE LA DISTANCE

3.1 Par le "test du premier zéro"

Cette méthode d'estimation de la distance source-station basée sur la corrélation entre distance et "premier zéro" du spectre (minimum plus facile à localiser que le premier maximum ou fréquence pic) a été appliquée aux signaux enregistrés en Bretagne. Elle nécessite de connaître les caractéristiques de la source sonore. Dans ce cas précis, nous avons connaissance des données de vol de l'avion, ceci nous permettant de calculer l'onde en N à la source. La méthode consiste à superposer au spectre du signal celui d'une onde en N fictive obtenue par coïncidence du premier minimum relatif, puis à comparer le pic du spectre de cette onde en N avec celui de l'onde en N initiale afin de pouvoir estimer le glissement en fréquence et le corrélérer avec la distance de propagation.

Le point remarquable mis en évidence est que le glissement de la fréquence pic ou du premier zéro du spectre est bien corrélé avec la distance à l'avion et ne semble pas dépendre du fait que les points d'écoute soient ou non dans une zone de silence.

Nous avons également testé cette méthode avec les signaux enregistrés à Flers où l'on peut encore espérer détecter soit le premier zéro, soit le pic du spectre malgré la déformation subie par le signal. Le pic de fréquence trouvé (figure 8.19) suggère, d'après le tableau 6.1, une distance source-station supérieure à 200 km.

L'onde en N ou plutôt ce qui en subsiste continue donc à évoluer pour de grandes distances à la source. Si pour les signaux de Bretagne cette onde en N est encore reconnaissable et la fréquence pic du spectre clairement discernable, pour le signal enregistré à la station de Flers, nous arrivons à la limite d'application de la méthode.

3.2 Par le "test de la pente"

Cette méthode permettant une estimation de la distance par comparaison de l'enveloppe spectrale du signal aux enveloppes spectrales successives d'une onde en N propagée a été utilisée pour les différents signaux numériques dont nous disposons. Elle résulte de la constatation que l'absorption atmosphérique est d'autant plus faible que la fréquence est basse, ce qui se traduit par une modification de la pente du spectre avec la distance parcourue, et de l'hypothèse que le signal a une structure d'échos multiples mais résulte fondamentalement de la déformation de l'onde en N d'origine.

La méthode a pu être appliquée à "courte distance" dans le cas de Flers (≈ 300 km), à distance moyenne dans le cas de Parentis (≈ 800 km) et à grande distance pour les signaux de Suède (≈ 3000 km).

L'avantage essentiel de cette méthode est qu'à partir de la connaissance du signal et de l'unique hypothèse que la source de la perturbation est un mobile supersonique, nous pouvons obtenir une estimation de la distance source-station ou du moins son ordre de grandeur. Cette démarche à laquelle nous avons eu recours "par défaut" pour les signaux du Chapitre VII, ne connaissant au départ ni la trajectoire avion, ni la station d'écoute, nous a permis d'émettre un pronostic correct sur la distance de propagation du signal. Nous l'avons ensuite appliquée, quoique de façon moins probante, aux autres séries de signaux.

Comme nous allons le rappeler dans le paragraphe suivant, les approches successives ont été en partie dictées par les données dont nous disposons dans chacun des cas examinés.

4. DEMARCHES SUIVIES

L'objet de ce paragraphe est de rappeler les démarches entreprises de façon séquentielle au cours de cette étude et les étapes successives qui ont notamment conduit à l'élaboration des méthodes décrites ci-dessus.

4.1 Signaux de Bretagne

Pour les signaux enregistrés en Bretagne à des distances du "Concorde" n'excédant guère 200 kilomètres, nous disposons d'une grande quantité de données déterminées par l'étude de l'ONERA [67] : météorologie, trajectographie de l'avion, azimuts de réception aux trois stations de mesure, signaux et spectres graphiques, calculs des zones de retombée du bang sonique. Nous avons ainsi pu développer et tester notre modèle de source (cas du vol supersonique en palier et en léger piqué), notre code de propagation 3D et, de façon plus succincte, notre code d'analyse spectrale.

L'étude des généralités sur le bang sonique nous a suggéré de corrélérer distance de propagation et évolution du spectre de l'onde en N, ce qui s'est avéré concluant en dépit de l'éloignement de la source (dissipation des effets non linéaires) et de la zone de silence théorique dans laquelle se trouvaient deux des trois stations d'enregistrement.

4.2 Signaux des Landes

Pour les signaux enregistrés dans les Landes, nous disposions des analyses en temps réel faites par la station de mesure à partir d'un réseau de capteurs et donnant en particulier l'azimut et la célérité apparente des trains d'ondes se succédant pendant environ trois minutes. Nous n'avons pas trouvé de corrélations spatio-temporelles évidentes, mais deux groupes d'arrivées assez cohérents en site-azimut suggérant deux trajets atmosphériques possibles, hypothèse que les calculs de propagation effectués par la suite n'ont pas confirmé.

Par ailleurs, les analyses spectrales que nous avons effectuées ont montré que le spectre du signal restait relativement invariant d'une fenêtre temporelle à l'autre. Cette particularité nous a permis de faire l'hypothèse que les signaux s'étendant sur plusieurs minutes étaient en fait une duplication d'une perturbation unique (structure d'échos multiples). De ce fait, nous pouvions par exemple lisser le spectre en effectuant la moyenne quadratique des spectres de fenêtres temporelles successives. Ce traitement ayant éliminé les minimums accidentels, le minimum correspondant à la première arche du spectre de l'onde en N n'était pas décelable et nous ne pouvions plus appliquer le "test du premier zéro".

Nous avons tout d'abord remarqué que le spectre lissé du bruit de fond a une pente régulière de -6 dB par octave, comme l'enveloppe du spectre d'une onde en N théorique. Nous avons alors fait l'hypothèse que la pente du spectre du signal, plus grande que celle du bruit de fond, traduisait de façon fidèle les effets de l'absorption atmosphérique sur le spectre de l'onde en N et la pente de son enveloppe, et qu'elle nous permettrait d'évaluer la distance de propagation du signal.

Il est important de noter que, par commodité, nous avons utilisé des coefficients d'absorption atmosphériques moyennés entre 0 et 60 km d'altitude alors que les arches des trajectoires culminaient à moins de 45 km. La suite de l'étude nous a montré que l'erreur commise sur la distance à l'avion, estimée initialement à environ 800 km, était de moins de 100 km.

Par ailleurs, la distance source-station ne pouvant plus permettre de faire abstraction de la rotondité de la Terre, nous avons complété le code Simoun 3D avec la prise en compte de cette rotondité par le biais de corrections en site et en azimut basées sur un calcul analytique. Les rayons se déplacent ainsi dans un espace courbe et, en l'absence de vent, leurs projections au niveau de la mer sont des orthodromies.

Ayant identifié le vol "Concorde" en cause, nous avons ensuite procédé à un tracé de rayons directs avec une atmosphère obtenue à partir d'interpolations temporelles et spatiales de bulletins météorologiques réels et statistiques, avec un degré de liberté au-dessus de 30 km ("facteur vent"). Comme suggéré par le "test de la pente", la station de mesure identifiée est atteinte au troisième rebond à partir de la trajectoire de l'avion. Nous avons ainsi pu tester les modèles de source, d'atmosphère et de propagation élaborés et effectuer des tirs de rayons rétrogrades à partir de la station, sachant que ce calcul rétrograde est rendu possible par l'artifice de l'inversion des vents.

4.3 Signaux de Normandie

Les signaux enregistrés à Flers nous ont donné l'occasion de tester la méthode du premier zéro utilisée pour les signaux de Bretagne qui arrivaient à plus de 200 km de

l'aéronef, en limite de validité. Par contre le test de la pente nous a permis d'estimer la distance de propagation des signaux à environ 300 km, ce qui s'est en définitive avéré correct.

Malgré un bon rapport signal sur bruit, l'analyse spectrale effectuée était rendue délicate par l'étroitesse des fenêtres d'arrivée des séries de signaux et le caractère irrégulier des spectres enregistrés. Ceci nous a amené à tester un certain nombre de procédures et de méthodes de traitement du signal portant en particulier sur le lissage des spectres.

L'apport de cette exploitation concerne également l'aspect goniométrique aboutissant d'une part à une localisation de la source sonore en gisement-distance, d'autre part au tir de rayons rétrogrades pour les différentes séries de signaux détectés. La météorologie adoptée est la plus réaliste possible en fonction des données réelles et statistiques disponibles. La trajectoire de l'avion, calculée en fonction de la météorologie de Brest, est "encadrée" à la distance et à l'altitude voulues par les rayons rétrogrades correspondants au maximum du signal enregistré.

Considérant que la phase de vol concernée était une phase d'approche en descente et décélération, nous avons par ailleurs élaboré un modèle mathématique de cône de choc adapté, abstraction faite des effets de non-linéarité qui font que le cône de Mach est en réalité une ogive. La forme ogivale des enveloppes trouvées résulte ici uniquement du phénomène de décélération. La conclusion de l'étude est qu'il n'y a pas lieu d'introduire une correction pour estimer la direction de la source d'après l'azimut de provenance des trains d'ondes.

Un autre aspect de l'étude est la prise en compte des aspects spatio-temporels, basée sur le calcul pas-à-pas des temps de propagation et sur le timing de l'avion sur sa trajectoire. Comme le suggèrent les caractéristiques des différentes arrivées de signaux, les calculs rétrogrades et directs effectués montrent que plusieurs types de chemins de propagation stratosphériques et thermosphériques sont possibles. Malheureusement, le timing des arrivées calculées est assez différent de celui des arrivées enregistrées, particularité que nous avons attribuée à la méconnaissance des conditions aérologiques réelles en haute atmosphère.

La connaissance précise de la trajectographie de l'avion nous a également permis de tester la validité des calculs rétrogrades à partir des caractéristiques du cône de Mach aux points d'interception de la trajectoire. Nous avons ainsi pu déterminer que seule la série principale du signal utile avait permis des calculs rétrogrades vraiment réalistes.

4.4 Signaux de Suède

Si dans le cas des signaux enregistrés à Parentis et à Flers, nous avons procédé à des calculs de rayons rétrogrades, nous avons préféré nous en abstenir dans le cas des signaux suédois du fait de l'absence de météorologie autre que statistique et de la dispersion des calculs goniométriques effectués aux stations d'écoute dont nous disposions.

Afin de vérifier la compatibilité du signal reçu et de la trajectoire avion considérée (vol British Airways), notre idée a été de remplacer le calcul de rayons rétrogrades par un calcul d'orthodromies rétrogrades tirées au niveau de la mer dans les azimuts caractéristiques ou moyens pour chaque station d'écoute, ce qui équivaut à calculer des projections de rayons sonores rétrogrades sans vent ni gradient latéral de température. Ceci nous a permis d'avoir une idée de la distance couverte jusqu'à la trajectoire de l'avion et de l'origine spatiale des signaux, mais également de pouvoir apprécier, au moins de façon approximative, la cohérence temporelle entre les points d'émission du signal et les instants de réception aux trois stations considérées.

Afin d'affiner la localisation des points d'émission sur la trajectoire et l'étude de la cohérence temporelle, nous avons ensuite effectué des tracés de rayons directs. A l'inverse de ce que nous avons constaté pour les signaux de Normandie, la correspondance spatio-temporelle entre le calcul et les données expérimentales est tout à fait satisfaisante. Dans ces

calculs de rayons entre les 50^{ème} et 70^{ème} Parallèles Nord, la prise en compte de la rotondité de la Terre s'avère particulièrement importante et délicate. Nous nous sommes basés sur des calculs analytiques dans l'espace pour introduire de façon pratique dans le code de calcul une correction semi-empirique en azimut par tranches successives de latitude.

La particularité de ces signaux est, outre leur durée inhabituelle (dix minutes de signal dans chacune des stations), leur faible amplitude par rapport à celle du bruit de fond et la largeur très restreinte (quelques Hertz) de la plage fréquentielle exploitable. Les techniques de lissage élaborées précédemment liées à une procédure succincte de "débruitage" nous ont néanmoins permis de comparer la pente des spectres obtenus aux courbes issues de la déformation de l'enveloppe du spectre de l'onde en N à grande distance.

Deux tests ont été effectués, le premier comme précédemment avec les coefficients d'absorption moyennés, le second avec les coefficients nominaux pris en compte par tranches d'altitude le long de la trajectoire des rayons. La première méthode nous a donné des distances de l'ordre de 2000 km, la seconde des distances de l'ordre de 3500 km, ces valeurs encadrant des distances réelles de propagation variant entre 2800 et 3000 km. Cette constatation est discutée dans le paragraphe suivant.

5. LIMITATIONS RENCONTREES

Nous avons développé deux méthodes spectrales d'estimation de la distance : le "test du premier zéro" et le "test de la pente". Nous avons vu que ces méthodes avaient un domaine de validité fonction de la distance. Au-delà de 200 kilomètres de la source, le spectre de l'onde en N enregistré devient bruité et irrégulier et rend les minimums secondaires et maximums du spectre peu discernables. Le "test du premier zéro" devient alors inapplicable et laisse alors place au "test de la pente".

Pour effectuer ce "test de la pente" sans procéder nécessairement à un tracé de rayons - et donc sans nécessité de connaître la météorologie du jour avec exactitude - nous avons eu recours, dans un premier temps, aux coefficients de Sutherland moyennés entre 0 et 60 km d'altitude. Bien que l'usage de ces coefficients moyennés conduise en général à surévaluer l'absorption atmosphérique classique sur les trajets stratosphériques, il nous a permis une évaluation correcte de l'absorption réelle sur des distances de propagation variant de 300 à 900 km. Nous attribuons ce succès à la prise en compte accidentelle par ce modèle de l'absorption supplémentaire due à la dissipation des effets non linéaires qui a également pour effet d'accentuer la pente du spectre. On sait que cette dissipation suit une loi logarithmique et est maximale durant les 100 premiers kilomètres de propagation que l'on ait affaire au bang issu d'un mobile supersonique ou à une explosion chimique ou nucléaire.

Par contre, pour les distances de l'ordre de 3000 km en cause avec les signaux de Suède, il est clair que l'usage des coefficients moyennés ne permet plus d'avoir une bonne estimation de l'absorption réellement subie par le signal et conduit à sous-estimer la distance de propagation. En effet, l'atténuation en fréquence liée à la dissipation des effets non linéaires devient négligeable à grande distance, sans que disparaissent pour autant les effets cumulés à courte et moyenne distance. Par conséquent, l'usage des coefficients d'absorption classiques n'est pas adapté non plus et conduit, comme on l'a vu, à surestimer la distance de propagation.

Dans l'état actuel de nos connaissances, nous ne pouvons quantifier de façon exacte l'influence de l'absorption atmosphérique classique et celle de la dissipation des effets non-linéaires. Il nous manque d'ailleurs des données expérimentales à des distances intermédiaires comme 500 et 2000 km, par exemple des signaux du DIA (Deelen Infrasound Array) en Hollande.

Parmi les phénomènes physiques omis figure également le comportement réel des ondes infrasonores lors de leur propagation atmosphérique et lors de leurs réflexions sur la mer ou sur le sol. Nous savons par exemple que le modèle de l'acoustique géométrique que nous avons considéré tout au long de ce travail de thèse ne permet pas d'expliquer la présence de signaux dans les zones d'ombres. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre VI, des signaux ont été enregistrés aux stations de Brest en limite de carpette primaire et de Quimper dans la zone d'ombre, c'est-à-dire dans une zone non incluse dans les zones de retombées acoustiques calculées. Cela confirme que la théorie des rayons ne peut expliquer comment les basses fréquences se propagent dans les zones d'ombre au-delà des caustiques (enveloppes des trajectoires des rayons). La référence [63] propose une théorie géométrique non-linéaire de la diffraction pour expliquer ce phénomène. Lors d'une propagation du son à grande distance, ce qui est le cadre de notre étude, le processus de duplication du signal, le "rumble" du paragraphe 1 a été observé et est bien réel. Un tel processus se produit dans des conditions d'inversion de température ou en présence de turbulences ou de cisaillements des profils de vent [76].

Citons par ailleurs le fait qu'à la suite de deux explosions de 1,9 t d'HBX en 2006 et de 0,9 t en 2007 à Hawthorne (Nevada), des signaux infrasonores ont été enregistrés aux stations installées pour l'occasion à des distances variant entre 76 et 288 km [77]. La quasi-totalité des sites d'enregistrement était située dans la zone d'ombre acoustique délimitée par un calcul de rayons et la zone d'ombre plus restreinte résultant du modèle d'équation parabolique "infraMAP". Néanmoins, des signaux de plusieurs minutes qualifiés par les auteurs de troposphériques, stratosphériques ou thermosphériques selon leur vitesse de propagation calculée depuis le site de tir ont été enregistrés par chacune des stations.

Tout comme les signaux de Bretagne, ces enregistrements ne sont pas compatibles avec la modélisation effectuée. Nous pouvons donc conclure que la véritable trajectoire des infrasons n'est pas correctement modélisée par les modèles de propagation classiques respectant les principes de l'acoustique linéaire, ce qui introduit un facteur d'incertitude supplémentaire sur l'ensemble des simulations effectuées.

6. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

La question posée au début de cette thèse était de savoir s'il était possible de localiser un avion supersonique à partir de signaux enregistrés à grande distance sur un réseau de capteurs appartenant à une même station de mesure.

Comme nous l'avons vu, abstraction faite des techniques de goniométrie indispensables pour déterminer la direction de provenance des signaux acoustiques, nous avons trouvé deux méthodes pour évaluer la distance de l'avion au moment de leur émission :

- la première s'applique tant que le spectre de l'onde en N caractérisant le bang sonique est encore reconnaissable et sous réserve que l'on dispose des données nécessaires pour calculer cette onde à proximité de l'avion ;

- la seconde s'applique lorsque les effets de la distance ne permettent guère que d'accéder à la pente de la partie du spectre émergeant du bruit de fond et ne nécessite qu'une hypothèse sur la nature supersonique de la source.

La première méthode semble s'appliquer jusqu'à des distances de l'ordre de 200 kilomètres, la seconde est encore valide à une distance d'environ 1000 kilomètres. Au delà, il serait nécessaire de disposer d'un modèle plus précis pour évaluer les participations respectives de l'absorption acoustique classique et de la dissipation des effets non linéaires.

A l'issue de ce travail, il nous est apparu que la durée du signal utile pouvait être corrélée avec la distance de propagation. Nous avons vu dans l'Annexe 4 que la durée du

"rumble" augmentait avec la distance de propagation, mais que la durée totale d'arrivée du signal pouvait être faussée par le phénomène d'arrivées multiples. Dans la figure 10.3, nous avons considéré la durée totale du signal principal, même s'il s'agit en apparence d'une séquence d'arrivées multiples. Sur la figure 10.3, les durées retenues sont 2 secondes pour Lannion (L), 36 secondes pour Flers (F), 2 minutes pour Parentis (P), 10 minutes pour Jämton (J). Il manque malheureusement des points intermédiaires entre 1000 et 3000 km pour confirmer la bonne corrélation obtenue entre distance et durée du signal. La relation entre la distance parcourue et l'allongement du signal est probablement plus complexe que la relation visualisée sur la figure 10.3. Le processus de duplication de signaux pourrait être valide dans une certaine gamme de distance mais les limitations doivent être établies. La détermination de cette loi constitue un challenge qui pourrait faire l'objet d'études futures, les applications étant importantes.

En effet, bien que comportant une certaine part d'incertitude, il s'agirait alors d'une "méthode dégradée" pouvant être appliquée à n'importe quelle source impulsionnelle, bang sonique ou explosion par exemple. Le modèle de l'Annexe 4 suggère qu'à grande distance, la durée du "rumble" est quasiment indépendante de la durée du signal initial, donc des caractéristiques de la source. On serait donc en présence d'un "indicateur universel" comparable à la pente du spectre émanant d'un bang sonique pour estimer la distance à la source. Il s'agit en tout cas d'une piste intéressante dans le cas des très grandes distances.

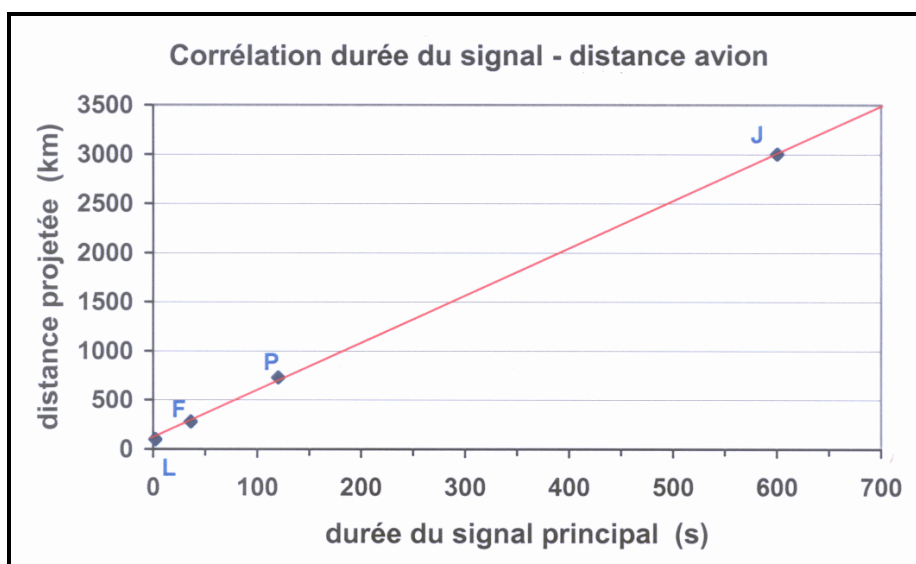


Figure 10.3 – Recherche de corrélation entre durée du signal et distance source-station

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] L. Pimonow,
Les infra-sons,
Centre National de la Recherche Scientifique, 1976.
- [2] J.-P. Lefebvre,
Bases physiques de l'acoustique,
Cours du DEA d'acoustique de l'Université de la Méditerranée, 2001-2002.
- [3] P. Naz, A. Lemer,
Détection des cibles du champ de bataille par infrasons. Etude bibliographique,
Rapport ISL S-CR/FV 507/2003, 2003.
- [4] E. Esclangon, P. Charbonnier,
Mémorial de l'Artillerie Française, Tome IV, 3^{ème} fascicule de 1925.
- [5] A.J. Bedard Jr, T.M. Georges,
Atmospheric Infrasound,
Physics today, 2000.
- [6] A. Le Pichon, E. Blanc, B. Alcoverro,
Infrasons dans l'atmosphère,
Revue scientifique et technique de la Direction des applications militaires, n° 26,
décembre 2002.
- [7] R.N. Norris, E.A. Haering Jr., J.E. Murray,
Ground-based sensors for the SR-71 sonic boom propagation experiment,
NASA Technical Memorandum 104310, septembre 1995.
- [8] L.G. Ivanteyeva, R.G. Rackl, V.V. Kovalenko., E.V. Pavlyukov, L.L. Teperin,
Validation of sonic boom propagation codes using SR-71 flight test data,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 111, n° 1 (Part2), pp. 554-561, janvier 2002.
- [9] K.J. Plotkin,
State of art of sonic boom modeling,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 111, n° 1 (Part2), pp. 530-536, janvier 2002.
- [10] K.J. Plotkin, J.A. Page, et al.,
Ground measurements of a shaped sonic boom,
AIAA paper 2004-2923, 10th AIAA/CEAs Conference, mai 2004.
- [11] N.K. Balachandra, W.L. Donn,
Characteristics of infrasonic signals from rockets,
Geophys. J. R. Astr. Soc., Vol. 26, pp. 135-148, 1971.

- [12] G. Kaschak, W.L. Donn, U. Fehr,
Long range infrasound from rockets,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 48, n° 1 (Part1), pp. 12-20, 1970.
- [13] E.S. Posmentier,
Preliminary observations of 1-16 Hz natural background infrasound and signal from Apollo 14 and aircraft,
Geophys. J. R. Astr. Soc., Vol. 26, pp. 173-177, 1971.
- [14] E. Blanc, S. Pérez, J.-P. Issartel, J.-C. Milliès-Lacroix,
Détection des explosions nucléaires atmosphériques,
Revue scientifique et technique de la Direction des applications militaires, n° 17,
1997.
- [15] N.K. Balachandra, W.L. Donn, G. Kaschak,
On the propagation of infrasound from rockets : effects of winds,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 50, n° 2 (Part 1), pp. 397-404, 1971.
- [16] A. Le Pichon, M. Garcés, E. Blanc, M. Barthélémy, D.P Drob,
Acoustic propagation and atmosphere characteristics derived from infrasonic waves generated by the Concorde,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 111, n° 1 (Part 2), pp. 629-641, janvier 2002.
- [17] A. Le Pichon, E. Blanc, D. Drob,
Probing high-altitude winds using infrasound,
Journal of Geophysical Research, Vol. 110, D20104, octobre 2005.
- [18] M.E. Petit,
Infrasonic wave propagation through the atmosphere,
Université d'Utrecht, novembre 2000.
- [19] S. Lambotte,
Stage effectué au CEA sous la direction d'A. Le Pichon
Modélisation 3D de la propagation des infrasons dans l'atmosphère et étude de cas,
Diplôme d'Ingénieur de l'Ecole de Physique du Globe de l'Université Strasbourg 1,
2003.
- [20] S. Kulichkov, I. Chunchuzov, A. Otrezov, V. Perepelkin, V. Tovchigrechko,
On the coherent reflection of acoustic pulses from anisotropic structures in the atmospheric boundary layer,
Acta Acustica, Acustica, Vol. 87, pp. 670-676, 2001.
- [21] A.E. Hedin,
A Revised Thermospheric Model Based on Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Data : MSIS-83,
J. Geophys. Res., Vol. 88, 10170, 1983.
- [22] A.E. Hedin,
Extension of the MSIS Thermosphere Model into the Middle and Lower Atmosphere,
J. Geophys. Res., Vol. 96, pp. 1159-1172, 1991.

- [23] L. Landau, E. Lifchitz,
Mécanique des fluides, Physique théorique Tome 6,
Moscou, Mir, 1989.
- [24] S. Lévy,
Acoustique industrielle et aéroacoustique,
Collection d'acoustique, 2001.
- [25] Y. Rocard,
Propagation et absorption du son,
Hermann & Cie, Editeur, Paris, 1935.
- [26] J.E. Piercy, T.F.W. Embleton, L.C. Sutherland,
Review of noise propagation in the atmosphere,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 61, n° 6, pp. 1403-1418, 1977.
- [27] SAE Committee A-21, Aircraft Noise Measurement,
Standard values of atmospheric absorption as a function of temperature and humidity,
Aerospace Recommended Practice ARP 866A, Society of Automotive Engineers, Inc.
SAE, 1975.
- [28] American National Standard ANSI S1.26-1995,
Method for calculation of the absorption of sound by the atmosphere,
American National Standards Institute, 1995.
- [29] L.C. Sutherland, H.E. Bass,
Atmospheric absorption in the atmosphere up to 160 km,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 115, n° 3, pp. 1012-1032, mars 2004.
- [30] O. Gainville,
*Modélisation de la propagation atmosphérique des ondes infrasonores par une
méthode de tracé de rayons non linéaire*,
Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2008.
- [31] H.E. Bass, J. Ezell, R. Raspet,
Effect of vibrational relaxation on rise times of shock waves in the atmosphere,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 74, n° 5, pp. 1514-1517, novembre 1983.
- [32] R.O. Cleveland, M.F. Hamilton, D.T. Blackstock,
Time-domain modeling of finite-amplitude sound in relaxing fluids,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 99, n° 6, pp. 3312-3318, juin 1996.
- [33] R.O. Cleveland, J.P. Chambers, H.E. Bass, R. Raspet, D.T. Blackstock, M.F.
Hamilton,
*Comparison of computer codes for the propagation of sonic boom wave forms through
isothermal atmospheres*,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 100, n° 5, pp. 3317-3327, novembre 1996.

- [34] D.I. Blokhintsev,
Acoustics of a non homogeneous moving medium,
NACA TM 1399, 1956.
- [35] A.D. Pierce,
Acoustics: An Introduction to Its Physical Principles and Applications,
Acoustical Society of America, 1994.
- [36] T. Auger,
Modélisation et simulation numérique de la focalisation d'ondes de choc acoustiques en milieu en mouvement. Application à la focalisation du bang sonique en accélération,
Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2001.
- [37] J. Varnier,
Analyse des effets de propagation acoustique dus à la présence d'un jet de paroi,
Note Technique ONERA n° 4/03650, mai 2000.
- [38] J. Randon,
Effets de convection et de réfraction d'une onde acoustique dans un écoulement,
Note Technique ONERA n° 1975-2, 1975.
- [39] M. Bruneau,
Introduction aux théories de l'acoustique,
Publications de l'Université du Maine, Le Mans, 1983.
- [40] J.W.M. Du Mond, E.R. Cohen, W.K.H. Panofsky, E. Deeds,
A determination of the wave forms and laws of propagation and dissipation of ballistic shock waves,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 18, n° 1, pp. 97-118, juillet 1946.
- [41] G.B. Whitham,
The flow pattern of a supersonic projectile,
Comm. on Pure and Applied Mathematics, Vol. 5, n°3, pp. 301-348, août 1952.
- [42] G.B. Whitham,
On the propagation of weak shock waves,
Journal of Fluid Mechanics, Vol. 1, pp. 290-318, septembre 1956.
- [43] F. Walkden,
The shock pattern of a wing-body combination, far from the flight path,
Aeronaut. Quarterly, Vol. 9, pp. 164-194, mai 1958.
- [44] J.C Wanner,
Le bang supersonique,
Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis, 1967.
- [45] P. Liénard, J. Lambourion,
Etude expérimentale des détonations supersoniques,
Discussion technique ONERA, 2 décembre 1965.

- [46] P. Liénard,
Champ sonore produit par une source ponctuelle en mouvement rectiligne uniforme dans un fluide parfait, spécialement dans le cas d'une vitesse supersonique,
La Recherche Aéronautique, n°10, 1949.
- [47] W.D. Hayes, R.C. Haefeli, H.E. Kulsrud,
Sonic boom propagation in a stratified atmosphere with computer program,
NASA Technical Report 1299, 1969.
- [48] J. Vermorel,
Extensions du principe de Fermat à un milieu en mouvement,
Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis, RT 506/87, 1987.
- [49] C. Lecomte,
Bang sonique. Validation du code de calcul ARAP par rapport à l'expérience : exploitation des vols Concorde Prototype à Istres les 13-14 mai 1971,
Rapport Technique ONERA n° 1/2890 CY, 1991.
- [50] A.D. Taylor,
The TRAPS sonic boom program,
NOAA TM ERL ARL-87, juillet 1980.
- [51] C. Lecomte,
Bang sonique. Mise en service et validation du code de calcul TRAPS,
Rapport Technique numéro 3/2890 CY, décembre 1991.
- [52] C. Lecomte,
Bang sonique. Mise en service du code TRAPS,
Rapport Technique ONERA n° 5/2890 CY, août 1993.
- [53] K.J. Plotkin, J.A. Page,
Extrapolation of Sonic Boom Signatures from CFD Solutions,
AIAA 2002-0922, janvier 2002.
- [54] J. Vallée,
Opération Jéricho-Focalisation. Mesure de l'intensité des bangs soniques engendrés par un avion volant en palier accéléré supersonique,
Rapport d'Etude CEV n° 272, 1967.
- [55] J. Vallée,
Opération Jéricho-Virage. Etude expérimentale des focalisations de bangs soniques engendrées par le vol supersonique en accélération rectiligne ou en virage d'un avion Mirage IV à l'altitude de 11000 m,
Rapport d'Etude CEV n° 277, 1969.
- [56] G. Parmentier, G. Mathieu, M. Schaffar, C. Johe,
Bang sonique du Concorde. Enregistrement hors trace des variations de pression au sol. Centre d'Essais des Landes, 13 au 15 juin 1973,
Rapport ISL 19/73, 1973.

- [57] D.R. Johnson, D.W. Robinson,
Procedure for calculating the loudness of sonic bangs,
Acoustica., Vol. 21, n° 6, pp. 307-318, 1969.
- [58] R.W. Young,
Sonics booms of space shuttles approaching Edwards Air Force Base, 1988-1993,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 111, n° 1 (Part 2), pp. 569-575, janvier 2002.
- [59] F. Coulouvrat,
Sonic boom tutorial,
HISAC, CNRS, 2005.
- [60] Association Amicale des Essais en Vol, Section Mémoire Technique du C.E.V., Base
Aérienne 217, Brétigny (91), entretiens privés, 2006-2007.
- [61] M. Schaffar, G. Parmentier, A. Dancer, M. Froböse,
*Revue et synthèse de l'ensemble des travaux effectués sur le bang sonique, en
particulier à l'ISL (1961-1974)*,
Rapport ISL 40/74, 1974.
- [62] P. Blanc-Benon, F. Coulouvrat, R. Grenon, R. Marchiano, J.-L. Thomas,
*Simulation numérique et expérimentale du bang sonique : focalisation par manœuvres
de l'avion et par turbulence atmosphérique*,
Compte-rendu pour le Ministère de la Recherche, 2002.
- [63] F. Coulouvrat,
Sonic boom in the shadow zone : a geometrical theory of diffraction,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 111, n° 1 (Part 2), pp. 499-508, janvier 2002.
- [64] Association des Professionnels du Concorde (APCOS), Air France, Paray-Vieille-
Poste (91), entretiens privés, 2006-2007.
- [65] R. Blumrich, F. Coulouvrat, D. Heimann,
*Meteorologically induced variability of sonic-boom characteristics of supersonic
aircraft in cruising flight*,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 118, n° 2, pp. 707-722, août 2005.
- [66] K.J. Plotkin,
Extension of a sonic boom model to ellipsoidal Earth and 3-D atmosphere,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 120, n° 5 (Part 2), pp. 3079, novembre 2006.
- [67] C. Lecomte,
*Campagne d'enregistrement des rayons secondaires du Concorde en Bretagne, février
1981*,
Rapport Technique ONERA n° 21/7145 CY, 1981.
- [68] C. Peyret,
Contribution à la propagation des ondes de choc dans l'atmosphère,
Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 1995.

- [69] Météo France, Département Services, Toulouse (31), correspondance privée, 2006-2007.
- [70] J. Varnier, V. Koudriavtsev, A. Safronov,
Simplified Approach of Jet Aerodynamics with a View to Acoustics,
AIAA Journal, Vol. 44, n° 7, pp. 1690-1693, 2006.
- [71] J. Max et collaborateurs,
Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques,
Edition MASSON, 1989.
- [72] L. Liszka,
Long-distance focusing of Concorde sonic boom,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 64, n° 2, pp. 631-635, août 1978.
- [73] L. Liszka, K. Waldemark,
High resolution observations of infrasound generated by the supersonic flights of Concorde,
Journal of Low Frequency Noise and Vibration, Vol. 14, n° 4, pp. 181-192, 1995.
- [74] B. Li, A. Gavrilov,
Localization of Antarctic ice breaking events by frequency dispersion of the signals received at a single hydroacoustic station in the Indian Ocean,
Acoustics'08, Paris, 29 juin-04 juillet 2008.
- [75] P. Delorme, G. Ménéxiadis,
Gravity and rumble of distant sources,
Acoustics'08, Paris, 29 juin-04 juillet 2008.
- [76] G.A. Bush, S.N. Kulichkov,
Effect of cross winds on ray paths in areal atmosphere,
Isveztiya, Atmospheric and Oceanic Physics, Vol. 25, n° 7, pp. 400-403, 1989.
- [77] P. Golden, P. Negraru, E. Herrin,
Infrasound propagation in the zone of silence,
Acoustics'08, Paris, 29 juin-04 juillet 2008.

REFERENCES ANNEXES

- [A1] J. Varnier,
Doppler effect in aeroacoustics,
Acoustics'08, Paris, 29 juin-04 juillet 2008.
- [A2] G.A. Wilhold, S.H. Guest, J.H. Jones,
A technique for predicting far-field acoustic environments due to a moving rocket sound source,
NASA TND-1832, 1963.
- [A3] J.R. Stone,
Interim prediction method for jet noise,
NASA Technical Memorandum NASA TM X-71618, 1974.
- [A4] L. Cerenna, A. Le Pichon, D.N. Green, P. Mialle,
The Buncefield explosion: a benchmark for infrasound analysis across Central Europe,
Geophys. J. Int., accepté le 29 septembre 2008.
- [A5] A. Le Pichon, J. Guilbert, M. Vallée, J.X. Dessa, M. Ulziibat,
Infrasonic imaging of the Kunlun mountains for the great 2001 China earthquake,
Geophysical Research Letters, Vol. 30, n° 15, 2003.
- [A6] G.A.. Bush, Ye.A. Ivanov, S.N. Kulichkov, A.I. Konashenkov, N.N. Maksimov, L.M. Pernik,
Stability of the fine structure of a stratospheric acoustic waveguide,
Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics, Vol. 27, n° 7, 1991.
- [A7] L. Margerin, M. Campillo, B.V. Tiggelen,
Diffusion multiple des ondes sismiques,
Physique statistique, pp. 220-225.
- [A8] G. Saporta,
Probabilités, analyse des données et statistique,
Editions TECHNIP, 1990.

ANNEXE 1

EFFET DOPPLER EN SUPERSONIQUE

1. Approche temporelle de l'effet Doppler

Ce paragraphe reprend les développements de la référence [A1] en se limitant au cas d'une source supersonique. L'effet Doppler lié aux sources acoustiques en mouvement, mis en évidence dès le XIX^{ème} siècle sous la forme d'un glissement en fréquence du signal perçu par un observateur fixe, intervient dans de multiples domaines. En aéroacoustique, l'étude de l'effet Doppler concerne le plus souvent les sources sonores de vitesse subsonique et d'une façon générale, il semble difficile de trouver dans la littérature des références sur l'effet Doppler d'une source supersonique. Certes les applications ne sont pas courantes mais citons au moins les études de la NASA appliquées à l'écoute des avions et des lanceurs en vol [A2,A3]. Elles s'appuient sur une formulation basée sur un certains nombres d'hypothèses simplificatrices : atmosphère homogène, trajectoire rectiligne, vitesse de la source constante.

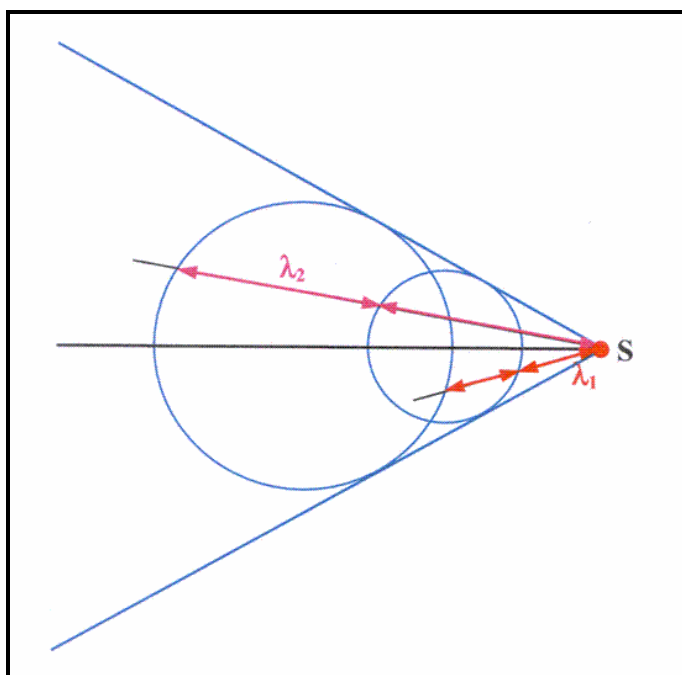


Figure A1.1 – Cône sonore d'une source mobile supersonique

D'autres études abordent sous un angle plus théorique le problème de l'effet Doppler dans le cône sonore d'une source supersonique [46], sur la base de considérations essentiellement géométriques. Si le modèle classique d'ondes acoustiques sphériques émises successivement (figure A1.1) peut s'appliquer au bruit de jet d'un lanceur et en général aux sources sonores attachées à un mobile supersonique, il est impropre, selon [A1], à expliquer la formation du cône de Mach. En effet, il faut distinguer le cône de choc créé par l'impact de la surface solide du mobile dans l'atmosphère et le cône sonore créé par une source harmonique liée au mobile. Ainsi, le modèle des ondes sphériques et par suite le calcul de l'effet Doppler s'applique au cas de l'émission des sources sonores d'un jet, mais non au bang sonique

proprement dit. Notons que la physique de ces phénomènes est parfaitement exposée dans la référence [4] dont les auteurs P. Charbonnier et E. Esclangon distinguent bien le "cône sonore" responsable du sifflement d'un projectile et le "cône de choc" de l'onde balistique qui se traduit par une détonation. On doit bien évidemment supposer que les ondes sphériques se développent à l'abri du cône de choc et plus exactement du cône de choc arrière dont la vitesse normale est proche de la célérité ambiante.

Dans la représentation de la figure A1.1, chaque "bulle" est émise à intervalle de temps T_0 constant. Cette représentation qui semble donner dans les directions choisies une appréciation directe des longueurs d'onde λ_1 et λ_2 ("onde progressive" et "onde régressive" selon [4]) est trompeuse : en effet, pour un observateur fixe, la direction de propagation des ondes perçues à l'intérieur du cône sonore est toujours normale aux surfaces d'onde. Cependant cette représentation permet de supposer qu'un observateur fixe va percevoir simultanément deux fréquences Doppler à l'intérieur du cône sonore.

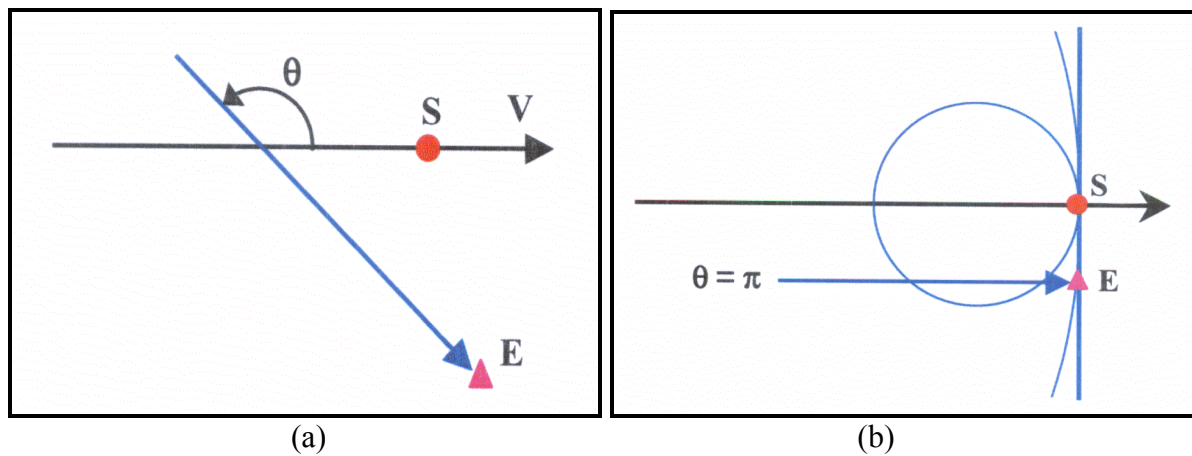


Figure A1.2 – Convention géométrique pour le calcul de l'effet Doppler
(a) $M \neq 1$, (b) $M = 1$

La formule classique du "facteur Doppler" :

$$\text{F.D.} = \frac{f}{f_0} = \frac{1}{1 + M \cos \theta} \quad (\text{a1.1})$$

où M est le nombre de Mach et f_0 la fréquence de la source liée au mobile, est classiquement démontrée par le biais de la longueur d'onde apparente au point d'écoute. Elle est applicable aussi bien en régime subsonique que supersonique, à condition de bien identifier l'angle θ qui correspond à la direction de propagation et non à la position de la source au moment de l'arrivée du signal (figure A1.2-a). Ainsi, dans le cas particulier du régime transonique, cet angle vaut π pour un point E situé sur le "mur du son" et non $\pi/2$ comme on serait tenté de le penser (figure A1.2-b). E est alors situé sur une surface d'onde de rayon infini et, d'après la formule (a1.1), la fréquence Doppler f perçue est infinie.

Pour un nombre de Mach $M > 1$ quelconque et un point situé sur le cône sonore, la direction de propagation est perpendiculaire à ce cône. Les angles α et θ de la figure A1.3 sont donc liés par la relation $\alpha = \theta - \pi/2$. La relation donnant l'angle α du cône sonore peut alors s'écrire :

$$\sin \alpha = \frac{1}{M} = -\cos \theta \quad (\text{a1.2})$$

Le dénominateur de la formule (a1.1) est par conséquent nul et la fréquence Doppler infinie quand le point d'écoute E est situé sur le cône sonore.

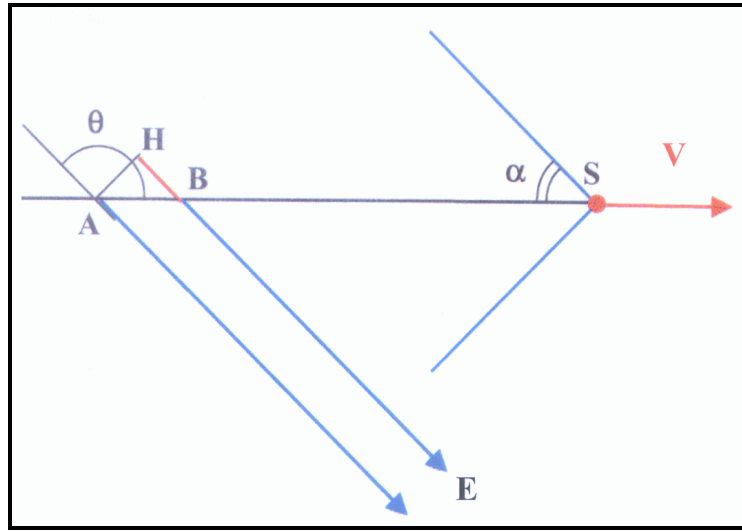


Figure A1.3 – Calcul de la différence de marche entre deux pulses successifs

Sur la figure A1.3, nous avons considéré un point d'écoute E situé à l'infini dans la direction θ , donc toujours sur le cône sonore. Notre démarche consiste à considérer une source S se déplaçant à une vitesse V qui émet en A et B deux impulsions à un intervalle de temps T_0 . Les deux impulsions arrivent en E avec un écart temporel $T_0 + \delta t$, avec $\delta t = HB/c$, durée négative puisque $\theta > \pi/2$. Cet écart est la période apparente du signal. Comme

$$HB = AB \cos\theta = V T_0 \cos\theta = c \delta t \quad (\text{a1.3})$$

avec $M = V / c$, sachant que $\cos \theta = -1/M$, on obtient les deux égalités suivantes :

$$\frac{T_0}{T_0 + \delta t} = \frac{f}{f_0} = \frac{1}{1 + M \cos \theta} \quad (\text{a1.4})$$

$$\delta t = -T_0 \quad (\text{a1.5})$$

Les fréquences étant en rapport inverse des périodes, le rapport entre la période T_0 de la source et la période $T_0 + \delta t$ du signal reçu en E est égal au rapport entre la fréquence f de réception et la fréquence f_0 d'émission. Nous retrouvons par conséquent la formule (a1.1) dans ce cas particulier.

Par ailleurs, la période du signal reçu en E est nulle et la fréquence f infinie. En d'autres termes, les deux impulsions émises arrivent simultanément au point d'écoute E si celui-ci est situé sur le cône sonore.

Notons que si E ne se trouve pas à l'infini, la démonstration est identique avec deux points A et B suffisamment proches.

Quand le point d'écoute n'est pas sur le cône sonore, et quand la source S émet entre A et B un signal de durée finie $[t_2 - t_1]$ (figure A1.4), on peut utiliser une approche temporelle pour calculer le facteur Doppler. En effet, le signal est perçu en E pendant la durée $[t'_2 - t'_1]$ et on montre aisément que :

$$\frac{t'_2 - t'_1}{t_2 - t_1} = \frac{V}{c} \frac{(EB - EA)}{AB} + 1 \quad (\text{a1.6})$$

On démontre par intégration analytique entre les valeurs θ_1 et θ_2 de l'angle θ que :

$$\frac{EB - EA}{AB} = \langle \cos \theta \rangle \quad (\text{a1.7})$$

En passant à la limite ($B \rightarrow A$), la valeur moyenne $\langle \cos \theta \rangle$ tend vers $\cos \theta$. On identifie ainsi (a1.6) à la formule générale du calcul du facteur Doppler (a1.1).

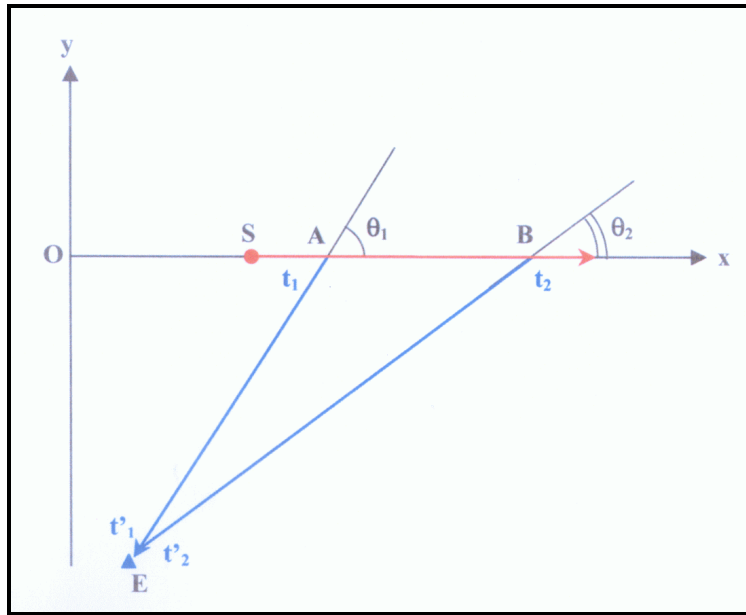


Figure A1.4 – Approche temporelle pour le calcul du facteur Doppler

Nous pouvons donc remplacer la formule géométrique (a1.1) par la formule généralisée suivante :

$$\text{F.D.} = \frac{f}{f_0} = \frac{t_2 - t_1}{t'_2 - t'_1} \quad (\text{a1.8})$$

où le facteur Doppler est donné par le rapport des durées du signal à l'émission et à la réception. Le terme "généralisée" se justifie par le fait que cette approche temporelle permet le calcul du facteur Doppler en atmosphère réelle et sans hypothèses restrictives sur la trajectoire ou la vitesse du mobile (figure A1.5).

L'effet Doppler généralisé prend en compte la modification de la durée apparente du signal au point d'écoute. En raison de la conservation de l'énergie globale émise dans l'intervalle $[t_2 - t_1]$ et reçue dans l'intervalle $[t'_2 - t'_1]$ (si l'on néglige les effets d'absorption atmosphérique), le niveau du spectre à la réception S_D est donné en fonction de sa valeur au point d'écoute E corrigée du rapport des durées, soit :

$$S_D = S_E + 10 \log(\text{F.D.}) \quad (\text{a1.9})$$

Le niveau non corrigé S_E dépend de la puissance de la source, de sa directivité dans la direction initiale et du carré de la distance curviligne de propagation.

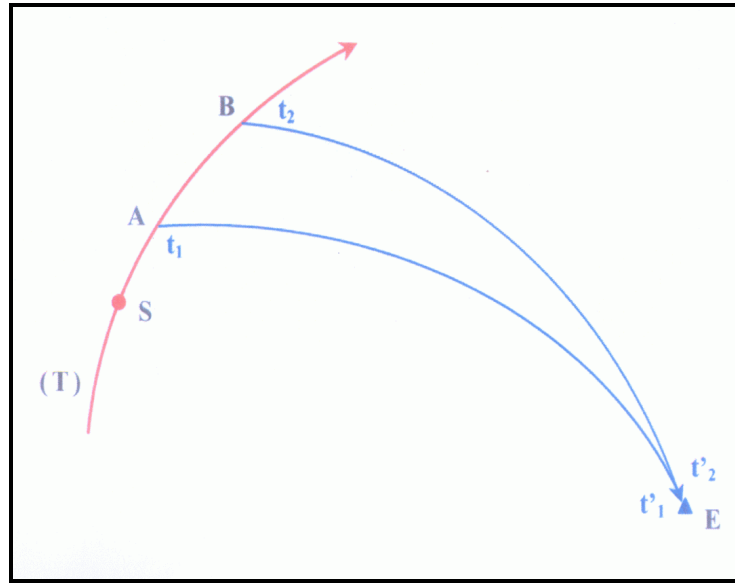


Figure A1.5 – Approche temporelle de l'effet Doppler dans le cas général

Notons qu'en fonction de la portion de trajectoire considérée et de la vitesse de la source, la durée du signal à la réception peut être négative $t'_2 < t'_1$ (on parle alors de retournement temporel), ou nulle : dans ce cas on se trouve sur le front de choc ou en limite du cône sonore. La fréquence Doppler f tend alors vers l'infini ainsi que l'énergie acoustique donnée par la formule (a1.9). On est donc en présence d'un "bang théorique" instantané, dû à l'effet de focalisation indépendamment de l'effet de choc matérialisé par l'onde en N.

2. Fréquences Doppler au point d'écoute

Penchons nous sur le cas où la source S est liée à un aéronef supersonique. Le cône sonore est représenté sur la figure A1.6. Le premier signal est reçu au point d'écoute fixe E à l'instant t_0 . Ce signal a été émis par la source à l'instant de référence $t = 0$ s. Comme nous le voyons sur la figure A1.7, à un instant $t_E > t_0$, le point d'écoute E , maintenant à l'intérieur du cône, perçoit simultanément deux signaux :

- le signal direct ("avion vient"), onde progressive émise par la source sonore à l'instant $t_1 < t_0$,
- le signal rétrograde ("avion s'en va"), onde régressive émise par la source sonore à l'instant $t_2 > t_0$.

Le problème est soluble en atmosphère homogène par résolution de triangles. On aboutit à l'équation algébrique :

$$\frac{t^2}{\tan^2 \alpha} - 2t \left(\frac{R}{c} \frac{1}{\cos \alpha} - t_E \right) + \frac{R^2}{c^2} \frac{1}{\cos^2 \alpha} - t_E^2 = 0 \quad (\text{a1.10})$$

où α est l'ouverture du cône sonore et R la distance du point d'écoute E à la trajectoire, t désignant l'instant d'émission du signal perçu en E à l'instant t_E .

Les deux solutions de cette équation sont t_1 et t_2 , instants d'émission de l'onde progressive et de l'onde régressive.

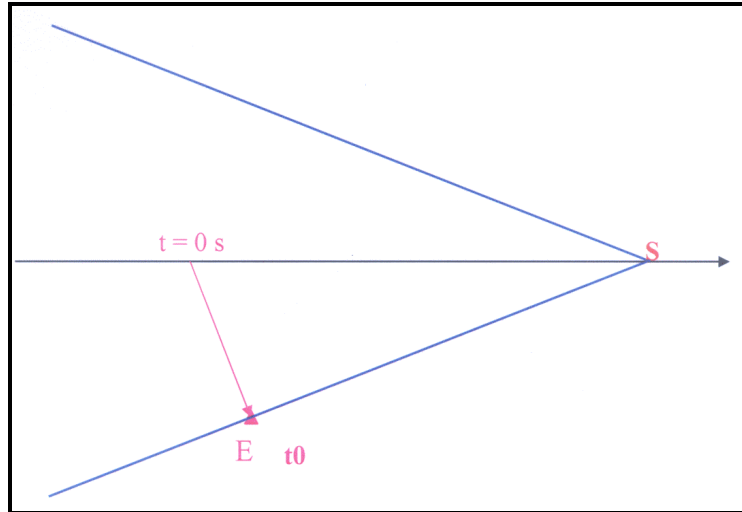


Figure A1.6 – Signal reçu sur le cône sonore

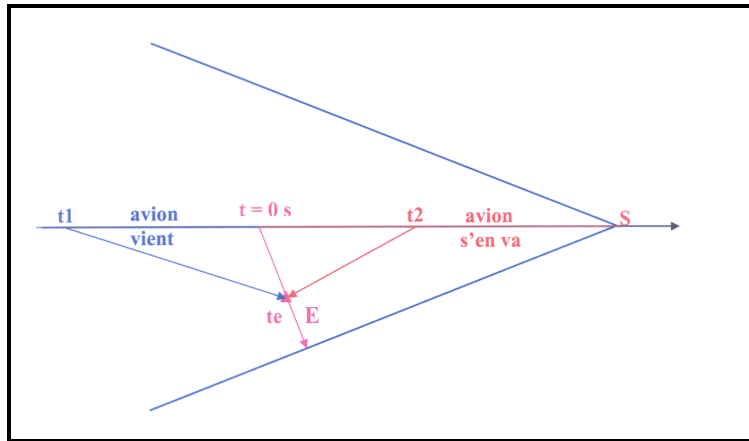


Figure A1.7 – Signal reçu à l'intérieur du cône sonore

L'angle θ correspondant à chaque point d'émission (cf. figure A1.2-a) est déduit de l'expression :

$$\sin \theta = \frac{R/c}{\sqrt{\frac{R^2}{c^2} + \left(\frac{t}{\sin \alpha} - \frac{R}{c} \tan \alpha \right)^2}} \quad (\text{a1.11})$$

On calcule ainsi la fréquence Doppler f pour une fréquence d'émission arbitraire f_0 :

$$\frac{f}{f_0} = \frac{1}{|1 + M \cos \theta|} \quad (\text{a1.12})$$

expression dans laquelle le nombre de Mach M est déduit de l'angle α . Nous utilisons une

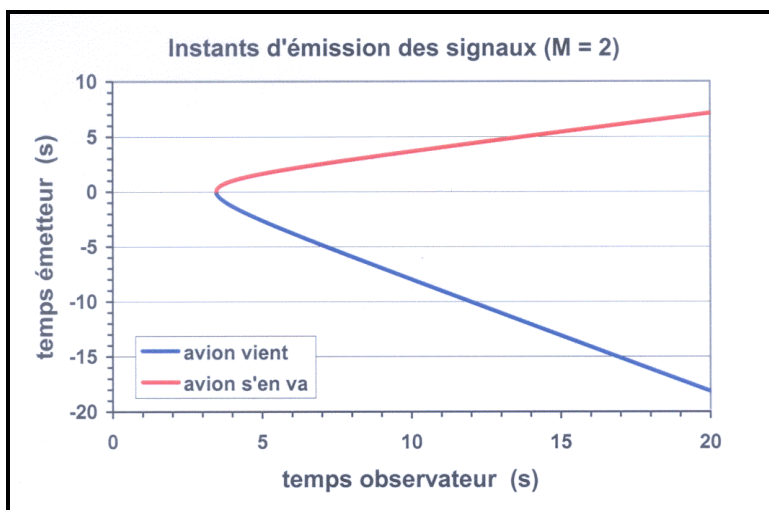


Figure A1.8 – Instants d'émission en fonction de l'instant de réception au point E

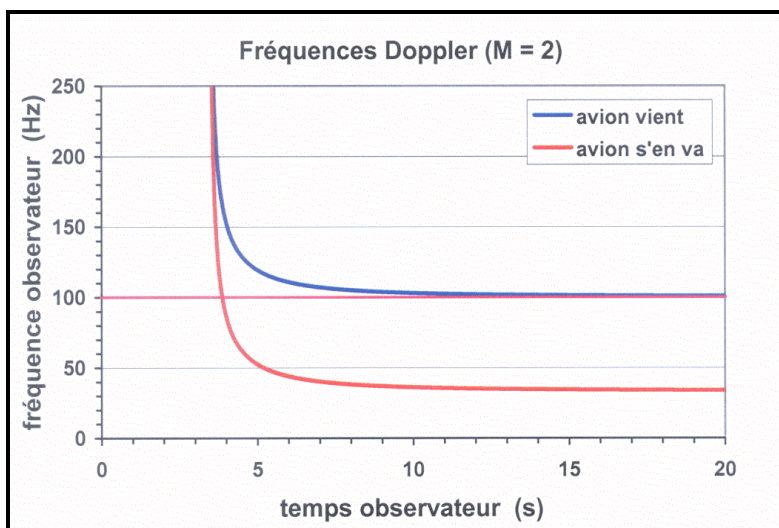


Figure A1.9 – Fréquences perçues en fonction de l'instant de réception au point E

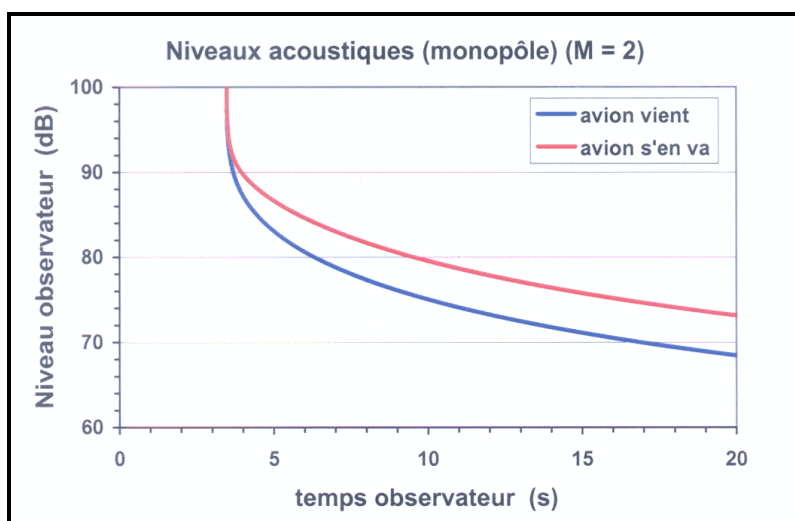


Figure A1.10 – Niveaux acoustiques d'un monopôle reçus au point E

valeur absolue pour traduire le caractère physique de la fréquence négative liée au retournement temporel de l'onde progressive, les impulsions progressives étant reçues dans l'ordre inverse de leur création.

Pour une source de fréquence 100 Hz se déplaçant à Mach 2 et passant à 1 km du point d'écoute, on a calculé les instants d'émission ($t_1 < 0$, $t_2 > 0$) des rayons directs et rétrogrades qui arrivent simultanément au point d'écoute (figure A1.8). Sur la figure A1.9 sont représentées les fréquences Doppler f_1 ("avion vient") et f_2 ("avion s'en va") correspondantes. Selon la formule (a1.12), les deux fréquences sont représentées positives.

Nous voyons sur la figure A1.9 que la fréquence "avion vient" changée de signe tend asymptotiquement vers la fréquence fondamentale - car alors le facteur Doppler F.D. donné par (a1.1) est égal à -1 . Selon la même formule, la fréquence "avion s'en va" tend quant à elle vers une limite égale au tiers de la fréquence fondamentale.

En application de la formule (a1.9), le Dirac en fréquence au passage du cône sonore se traduit par un pic de puissance acoustique (figure A1.10). On a calculé les niveaux sonores au point d'écoute en tenant compte à la fois des valeurs instantanées du facteur Doppler et des distances d'émission des signaux, avec une source monopolaire de niveau initial arbitrairement fixé à 150 dB à 1 m. Nous voyons sur la figure A1.10 que la fréquence directe est d'un niveau acoustique plus faible que la fréquence rétrograde : il s'opère en effet une compensation entre l'éloignement des points d'émission et la valeur des facteurs Doppler.

3. Discussion

Dans le §1, nous avons considéré l'effet Doppler pour une émission venant de deux points voisins de la trajectoire, ce qui donnait pour un point d'écoute quelconque une valeur unique du facteur Doppler et par conséquent une fréquence Doppler unique. Ceci est valable quelle que soit la vitesse de la source, donc notamment dans le cas supersonique.

Dans le §2, nous nous sommes placés du point de vue de l'observateur qui perçoit simultanément deux fréquences à un instant donné. Cependant, ces deux fréquences proviennent de deux points de la trajectoire très éloignés l'un de l'autre.

Les deux approches ne sont donc pas contradictoires, chacune des fréquences perçues pouvant être calculées en atmosphère quelconque par la méthode du §1 aux deux points d'émission considérés : la position de l'observateur est simplement un point isoréception.

En ce qui concerne le bang sonique du "Concorde" objet de notre étude, il est clair qu'il s'agit d'un phénomène qui n'est pas concerné par l'effet Doppler, celui-ci n'agissant pas sur la durée de l'onde en N perçue à une distance donnée. Comme nous l'avons dit dans le §1, notre étude sur le Doppler concerne le cône sonore d'une source liée au mobile et non les deux cônes de choc qui le précèdent. Cependant, nous avons vu que l'effet de focalisation en limite du cône sonore était cause d'une surpression instantanée qui, dans la réalité, doit suivre la "phase dépressive" de l'onde en N. En d'autres termes, la "signature acoustique" d'un aéronef comporte un bang sonique suivi du bruit de jet déformé par l'effet Doppler, déformation qui débute théoriquement par un Dirac de fréquence et d'amplitude et comporte, en principe, deux spectres décalés en fréquence et superposés dans le temps.

Notons qu'un bruit de jet étant très directif dans la direction aval ou rétrograde, il est probable que le spectre "avion vient", déjà plus faible dans le cas d'un monopôle que le spectre "avion s'en va", soit totalement masqué par celui-ci.

Il est intéressant de noter ici qu'E. Esclançon signale que, dans le cas du sifflement des projectiles qui suit la "détonation balistique" (équivalent du bang sonique d'un avion), on ne perçoit jamais qu'une seule fréquence au lieu des deux attendues [4]. On peut évidemment mettre en cause la sensibilité des manomètres de l'époque et la capacité de discrimination de

l'oreille humaine. Il se peut aussi que le phénomène aérodynamique lié à la rotation et à la nutation du projectile ait une certaine directivité acoustique. Il s'agit d'une "source harmonique" liée au mobile supersonique mais indépendante de l'effet de choc proprement dit, ce qui se traduit par le fait que ses effets restent perceptibles, comme le bruit de jet, en régime subsonique.

ANNEXE 2

CALCUL DE L'AZIMUT LOCAL D'UNE ORTHODROMIE

1. Démarche générale

Soit un point quelconque de l'orthodromie reliant deux points de la surface de la Terre. On veut déterminer l'angle que fait cette orthodromie avec le méridien local, donc avec le Nord géographique. Pour simplifier les notations, nous traitons le problème pour le point origine après avoir fixé le point d'arrivée. On rappelle que l'orthodromie est le chemin le plus court reliant les deux points et qu'elle est incluse à ce titre dans un plan passant par le centre de la Terre (figure 7.40).

La géométrie du problème est représentée sur la figure A2.1.

Soit $\mathbf{A} \begin{pmatrix} X_A \\ Y_A \\ Z_A \end{pmatrix}$ et $\mathbf{B} \begin{pmatrix} X_B \\ Y_B \\ Z_B \end{pmatrix}$ deux points de la surface de la Terre dans le repère lié à son

centre $\mathbf{O}$.

L'équation de la tangente à l'orthodromie $\mathbf{AB}$ en $\mathbf{A}$ est donnée par l'intersection du plan $\mathbf{P_O}$ incluant l'orthodromie et le centre de la Terre et du plan $\mathbf{P_T}$ tangent à la surface de la Terre au point $\mathbf{A}$.

L'équation de la tangente au méridien ($\mathbf{M}$) passant par $\mathbf{A}$ est donnée par l'intersection du plan méridien $\mathbf{P_M}$ passant par $\mathbf{A}$ et l'axe de rotation de la Terre $\mathbf{Oz}$ et du plan $\mathbf{P_T}$ tangent à la surface de la Terre au point $\mathbf{A}$.

L'angle θ fait par ces deux droites est l'angle entre l'orthodromie et le Nord géographique recherché.

2. Equations des plans

- Equation du plan $\mathbf{P_T}$ tangent à la surface de la Terre au point $\mathbf{A}$

Les points $\mathbf{A}$ et $\mathbf{B}$ étant liés à la sphère terrestre de rayon $\mathbf{R}$, leurs coordonnées vérifient l'équation

$$X^2 + Y^2 + Z^2 = R^2 \quad (\text{a2.1})$$

Dans la suite, nous considérerons que le rayon $\mathbf{R}$ est égal à l'unité.

Soit $\mathbf{M} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ un point appartenant au plan $\mathbf{P_T}$. Ce plan est perpendiculaire en $\mathbf{A}$ au

rayon $\mathbf{OA}$. On a donc :

$$\overrightarrow{OA} \cdot \overrightarrow{AM} = 0 \quad (\text{a2.2})$$

Les relations (a2.1) et (a2.2) mènent, en faisant $\mathbf{R}^2 = 1$, à l'équation :

$$x X_A + y Y_A + z Z_A = 1 \quad (\text{a2.3})$$

qui est l'équation du plan $\mathbf{P}_T$ tangent à la Terre au point $\mathbf{A}$.

- **Équation du plan $\mathbf{P}_O$ passant par $\mathbf{AB}$ et le centre de la Terre**

Soit $\mathbf{M} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ un point appartenant au plan $\mathbf{P}_O$, le produit mixte $(\mathbf{OM}, \mathbf{OA}, \mathbf{OB})$ est nul.

Les coordonnées de $\mathbf{M}$ vérifient donc l'égalité :

$$\begin{vmatrix} x & y & z \\ X_A & Y_A & Z_A \\ X_B & Y_B & Z_B \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{a2.4})$$

En posant :

$$\begin{aligned} C_1 &= Y_A Z_B - Y_B Z_A \\ C_2 &= Z_A X_B - X_A Z_B \\ C_3 &= X_A Y_B - X_B Y_A \end{aligned} \quad (\text{a2.5})$$

l'équation du plan $\mathbf{P}_O$ passant par $\mathbf{O}$, $\mathbf{A}$ et $\mathbf{B}$ déduite de (a2.4) est :

$$C_1 x + C_2 y + C_3 z = 0 \quad (\text{a2.6})$$

- **Équation du plan méridien $\mathbf{P}_M$ passant par le point $\mathbf{A}$**

Soit $\mathbf{M} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ un point appartenant au plan méridien $\mathbf{P}_M$ passant par $\mathbf{A}$ et l'axe de rotation de la

Terre (axe $\mathbf{Oz}$ du repère). Pour toute valeur de z , le plan méridien passant par $\mathbf{A}$ coupe le plan parallèle au plan $(\mathbf{xOy})$ à la hauteur z suivant une droite passant par l'axe $\mathbf{Oz}$. Ceci étant vrai à la hauteur du point $\mathbf{A}$, l'équation du plan méridien $\mathbf{P}_M$ est donnée par l'équation de la droite :

$$x Y_A = y X_A \quad (\text{a2.7})$$

3. Angle de l'orthodromie $\mathbf{AB}$ et du Nord géographique en $\mathbf{A}$

- **Coordonnées du vecteur "Nord Géographique" $\mathbf{N}$ au point $\mathbf{A}$**

Le vecteur "Nord Géographique" en $\mathbf{A}$ est porté par la droite formée par l'intersection du plan $\mathbf{P}_T$ tangent à la surface de la Terre et du plan méridien $\mathbf{P}_M$ passant par $\mathbf{A}$. Cette droite

est donc définie par les équations (a2.3) et (a2.7). Par conséquent, un point $\mathbf{M} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ appartient à cette droite si ses coordonnées vérifient le système :

$$\begin{cases} x X_A + y Y_A + z Z_A = 1 \\ x Y_A - y X_A = 0 \end{cases} \quad (\text{a2.8})$$

On peut fixer arbitrairement la hauteur z du point $\mathbf{M}$, par exemple à la latitude du Pôle Nord ($z = 1$). Les coordonnées du vecteur directeur de la droite $\mathbf{AM}$, que l'on assimile au vecteur "Nord géographique" local $\mathbf{N}$ (qu'il n'est pas nécessaire de normaliser) sont donc :

$$\overrightarrow{\mathbf{AM}} \begin{pmatrix} x - X_A \\ y - Y_A \\ 1 - Z_A \end{pmatrix} = \vec{\mathbf{N}} \begin{pmatrix} x_N \\ y_N \\ z_N \end{pmatrix} \quad (\text{a2.9})$$

Les équations (a2.8) jointes à l'égalité $z = 1$ permettent de substituer x et y dans (a2.9). On obtient alors les coordonnées du vecteur "Nord géographique" $\mathbf{N}$ au point $\mathbf{A}$:

$$\vec{\mathbf{N}} \begin{pmatrix} x_N \\ y_N \\ z_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{(1 - Z_A) X_A}{X_A^2 + Y_A^2} - X_A \\ \frac{(1 - Z_A) Y_A}{X_A^2 + Y_A^2} - Y_A \\ 1 - Z_A \end{pmatrix} \quad (\text{a2.10})$$

• **Coordonnées au point A du vecteur V tangent à l'orthodromie reliant A à B**

Un point $\mathbf{M} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ de la tangente en $\mathbf{A}$ à l'orthodromie reliant les points $\mathbf{A}$ et $\mathbf{B}$,

appartient au plan $\mathbf{P_T}$ tangent à la Terre en $\mathbf{A}$ et au plan $\mathbf{P_O}$ passant par $\mathbf{O}$. Les équations de la tangente sont donc données par les équations (a2.3) et (a2.6) et les coordonnées de $\mathbf{M}$ vérifient le système :

$$\begin{cases} x X_A + y Y_A + z Z_A = 1 \\ C_1 x + C_2 y + C_3 z = 0 \end{cases} \quad (\text{a2.11})$$

De même que précédemment, en choisissant arbitrairement $z = 1$ (sous réserve que la tangente à l'orthodromie ne soit pas parallèle au plan $\mathbf{xOy}$), on définit un vecteur directeur $\mathbf{V}$ tel que :

$$\overrightarrow{AM} \begin{pmatrix} x - X_A \\ y - Y_A \\ 1 - Z_A \end{pmatrix} = \vec{V} \begin{pmatrix} x_V \\ y_V \\ z_V \end{pmatrix} \quad (\text{a2.12})$$

Les équations (a2.11) jointes à l'égalité $z = 1$ permettent de substituer x et y dans (a2.12). On obtient alors les coordonnées du vecteur directeur $\vec{V}$ de la tangente en A à l'orthodromie AB :

$$\vec{V} \begin{pmatrix} x_V \\ y_V \\ z_V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{C_2 (1 - Z_A) + C_3 Y_A}{C_2 X_A - C_1 Y_A} - X_A \\ \frac{C_1 (1 - Z_A) + C_3 Y_A}{C_1 Y_A - C_2 X_A} - Y_A \\ 1 - Z_A \end{pmatrix} \quad (\text{a2.13})$$

• **Détermination de l'angle entre les vecteurs $\vec{N}$ et $\vec{V}$**

Afin d'obtenir l'angle θ que font les vecteurs $\vec{N}$ (a2.10) et $\vec{V}$ (a2.13), on effectue le produit scalaire entre ces deux vecteurs :

$$\vec{N} \cdot \vec{V} = x_V x_N + y_V y_N + z_V z_N \quad (\text{a2.14})$$

L'angle cherché entre la tangente à l'orthodromie AB et le Nord géographique en A est donc, à $\pm \pi$ près :

$$\theta = \arccos \left(\frac{\vec{N} \cdot \vec{V}}{\|\vec{N}\| \times \|\vec{V}\|} \right) \quad (\text{a2.15})$$

Notons que sur la figure 7.39, l'angle θ_A est en fait "l'anti-azimut" de la tangente orientée, tel que

$$\theta_A = \theta \pm \pi \quad (\text{a2.16})$$

En faisant un calcul identique le long de l'orthodromie, on remarque que l'azimut varie de façon quasi-constante avec la longitude du point, sous réserve que la différence en latitude des points de départ et d'arrivée ne soit pas trop grande.

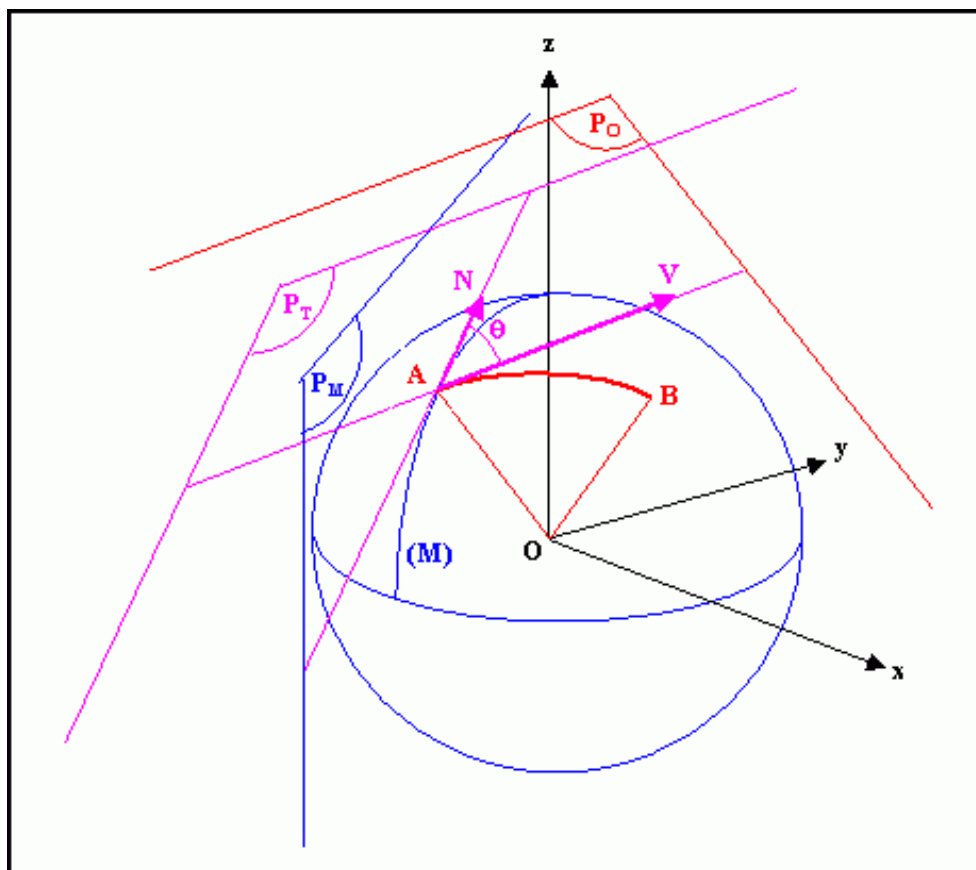


Figure A2.1 – Géométrie du problème posé

ANNEXE 3

RESOLUTION ANALYTIQUE DE L'EQUATION DIFFERENTIELLE DU CONE DE MACH EN DECELERATION

Soit à résoudre l'équation 8.17 du Chapitre VIII :

$$\frac{1}{2\gamma} \left(\frac{dx}{dy} \right)^3 - x \frac{dx}{dy} - y = 0$$

que l'on met sous la forme de l'équation de Lagrange générique,

$$x = a \left(\frac{dx}{dy} \right) y + b \left(\frac{dx}{dy} \right) \quad (\text{a3.1})$$

où : $a(s) = -\frac{1}{s}$ et $b(s) = \frac{1}{2\gamma} s^2$

On pose : $s = \frac{dx}{dy}$

En dérivant (a3.1), on a une équation différentielle linéaire,

$$(s - a(s)) \frac{dy}{ds} = \frac{da(s)}{ds} y + \frac{db(s)}{ds} \quad (\text{a3.2})$$

On résout d'abord cette équation sans second membre :

$$(s - a(s)) \frac{dy}{ds} = \frac{da(s)}{ds} y$$

qui donne :

$$\frac{1}{y} \frac{dy}{ds} = \frac{1}{(s - a(s))} \frac{da(s)}{ds} = \frac{1}{s(1 + s^2)} \quad (\text{a3.3})$$

s'intégrant sous la forme :

$$\log(y) = \log \left(\frac{s}{\sqrt{1 + s^2}} \right)$$

$$y_0(s) = k \frac{s}{\sqrt{1+s^2}} \quad (\text{a3.4})$$

L'équation (a3.4), où k est une constante quelconque, est donc solution générale de l'équation (a3.3) sans second membre.

En appliquant la méthode de la variation de la constante, c'est-à-dire en cherchant une fonction u telle que $y = uy_0$ soit solution de (a3.2), on obtient :

$$y(s) = y_0(s) \int \left(\frac{1}{(s-a(s))y_0(s)} \frac{db(s)}{ds} \right) ds + k y_0(s)$$

Après quelques calculs, on aboutit finalement à l'équation :

$$y(s) = \frac{s}{\gamma} + \frac{k s}{\sqrt{1+s^2}} \quad (\text{a3.5})$$

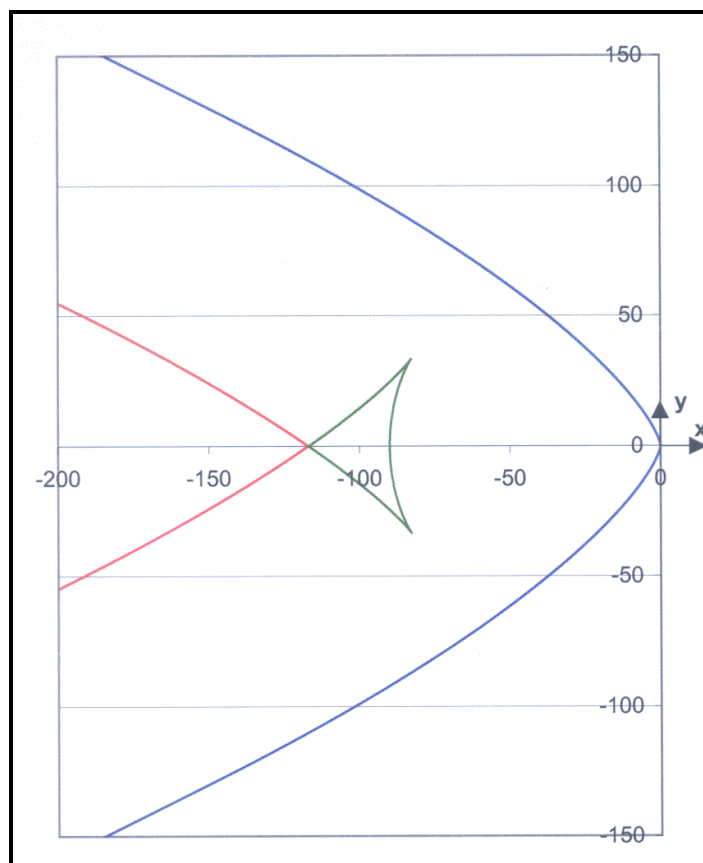
qui est la solution générale de (a3.2), k étant déterminé par la condition initiale.

En remplaçant $\frac{dx}{dy} = s$ dans (a3.1), on obtient :

$$\begin{aligned} x = x(s) &= \frac{-1}{\gamma} - \frac{k}{\sqrt{1+s^2}} + \frac{1}{2\gamma} s^2 \\ y = y(s) &= s \left(\frac{1}{\gamma} + \frac{k}{\sqrt{1+s^2}} \right) \end{aligned} \quad (\text{a3.6})$$

A noter que cette solution mathématique n'est pas évidente à relier aux paramètres du problème cinématique posé au départ. Les graphes de la figure A3.1 ont en fait été obtenus à l'aide des équations (8.22) et (8.23) du Chapitre VIII, l'équation (a3.6) exploitée à l'aide d'un logiciel graphique donnant des courbes identiques.

Il est intéressant de remarquer que géométriquement, la courbe intérieure rouge et verte est le lieu des points situés à égale distance de la courbe enveloppe bleue. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre VIII, seule la partie rouge de la courbe a une réalité physique dans le cadre de l'étude du cône de Mach en décélération.



*Figure A3.1 – Courbes solutions de l'équation (8.17)
et de l'équation paramétrique (a3.1)*

ANNEXE 4

MODELE MATHEMATIQUE D'ECHOS MULTIPLES

1. Modèle de duplication d'une impulsion initiale

Nous avons été confronté au cours de notre étude à l'allongement temporel et à la duplication du signal résultant d'un bang sonique. Les différents signaux analysés au cours de cette étude et les remarques faites à propos de la redondance apparente des spectres d'une fenêtre temporelle à l'autre nous ont amenés à élaborer un modèle pouvant expliquer la duplication et l'allongement du signal lors de sa propagation atmosphérique. De nombreuses études [A4, A5] effectuées pour des sources impulsionnelles ont établi que cet allongement résulte de trajets multiples dans le guide d'onde sol-stratosphère, trajets se multipliant avec la distance de propagation. A cet allongement dû au guide d'onde s'ajoute l'allongement dû aux effets diffractifs liés à la turbulence. Ces effets ont été étudiés par Kulichkov dans la référence [20]. Dans [A6], on se réfère au cas d'explosions de 10^8 J afin de sonder la structure fine de la haute stratosphère. Ces effets rappellent la "coda" sismique dont l'origine est attribuée au phénomène de diffusion multiple résultant de la rencontre d'ondes sismiques originellement directionnelles et d'inhomogénéités rencontrées à l'intérieur du globe terrestre [A7]. Le phénomène de duplication ou "d'échos multiples" à partir d'un signal initial de nature impulsionnelle est observé dans la réalité même à des distances relativement courtes : roulement de tonnerre résultant d'un coup de foudre, grondement d'une salve d'artillerie entendue d'un observatoire [4]. Dans le cas de l'avion Concorde, selon notre hypothèse, les signaux enregistrés résultent d'une onde de choc initiale soumise lors de sa propagation à différents phénomènes physiques tels que les effets de diffraction résultant d'un diffuseur aléatoire, la turbulence, et la diffusion multiple résultant de la rencontre avec un diffuseur quantifié, l'inhomogénéité atmosphérique. Le modèle mathématique simple que nous présentons ici a pour point de départ la référence [75] relative au phénomène de "rumble" où une impulsion initiale est dupliquée par l'effet du gradient de densité dû au champ de gravité terrestre, sans présager que ce soit la seule cause de cette duplication.

Dans notre modèle, nous ne considérons que l'aspect temporel du phénomène en faisant abstraction de toute considération spatiale et du calcul des amplitudes successives des échos obtenus. Nous faisons les hypothèses simplificatrices suivantes :

- le chemin de propagation est constitué de "bulles d'atmosphère" successives ayant toutes les mêmes propriétés,
- l'effet d'une bulle est de retransmettre une impulsion rentrante en la dédoublant sous la forme d'une impulsion dite initiale et d'une impulsion retardée de même amplitude,
- l'écart temporel entre une impulsion initiale et une impulsion retardée est toujours le même.

Ce modèle élémentaire est représenté sur la figure A4.1, où Δt est l'écart temporel entre l'impulsion initiale (en rouge) et l'impulsion retardée (en vert) au sortir de la bulle.

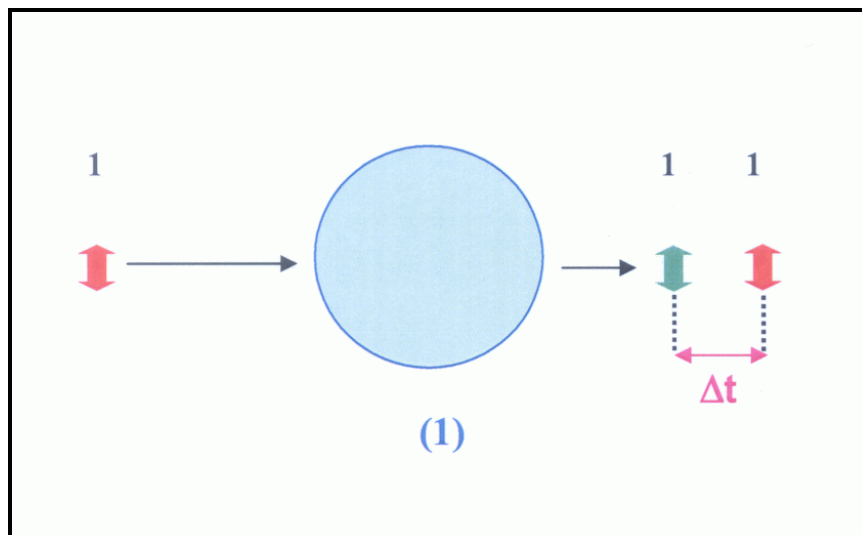


Figure A4.1 – Modèle élémentaire de duplication d'une impulsion

Lors du passage dans la deuxième bulle, les deux impulsions incidentes vont se dédoubler selon les hypothèses citées précédemment. Comme nous le voyons sur la figure A4.2 (en haut), nous obtenons ainsi quatre impulsions de même amplitude, dont deux simultanées, étagées sur une durée $2 \Delta t$. On reconnaît la répartition 1-2-1 du binôme de Newton à la puissance $n = 2$ (3^{ème} ligne du triangle de Pascal). Selon le processus indiqué sur la figure, après passage à travers n bulles atmosphériques, les impulsions sont réparties selon une distribution binomiale de puissance n étalée sur une durée $n \Delta t$. Dans cette distribution, le nombre d'impulsions à l'instant $t = k \Delta t$ (avec $0 \leq k \leq n$) est égal au nombre de combinaisons C_n^k de k éléments pris parmi n .

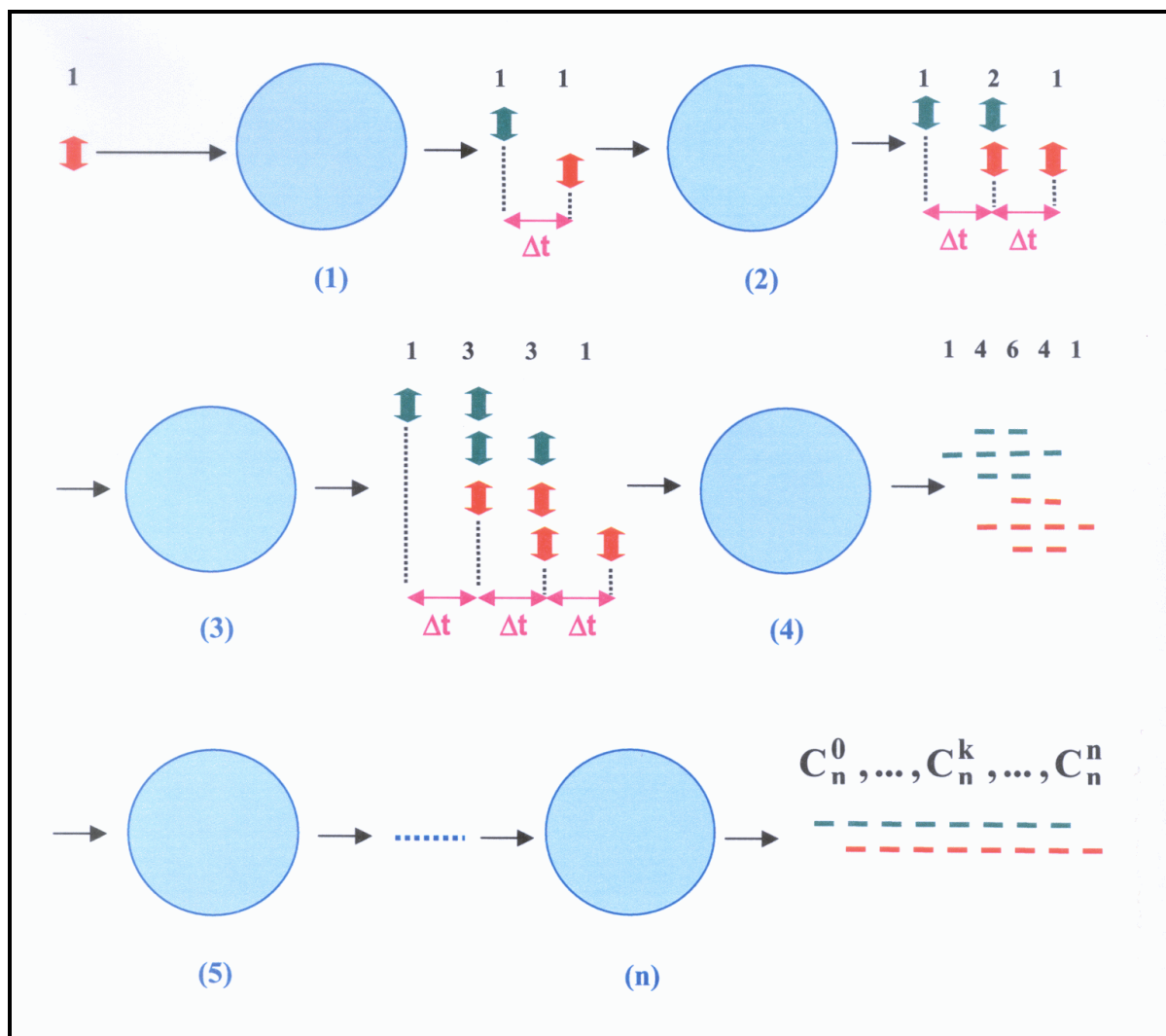


Figure A4.2 – Modèle de duplication d'une impulsion par l'atmosphère aboutissant à une structure d'échos multiples répartis selon une loi binomiale

Sur la figure A4.3 nous avons symétrisé de façon artificielle, pour obtenir l'allure d'un signal réel, la distribution obtenue après passage de l'impulsion initiale à travers 17 bulles d'atmosphère. A chaque abscisse k , la longueur totale du bâton est égale au coefficient correspondant de la distribution binomiale. Nous avons également représenté les enveloppes du diagramme en bâton.

Nous savons que quand n tend vers l'infini, la loi binomiale converge vers la loi de Laplace-Gauss d'après le théorème de De Moivre-Laplace [A8]. De façon pratique les courbes enveloppes de la répartition tendent assez rapidement vers une gaussienne. La figure A4.4 permet de visualiser l'évolution de la forme des courbes enveloppes en fonction du nombre n de bulles traversées. Afin de les rendre comparables, nous avons normalisé les courbes par rapport à leur amplitude maximale. La forme de la courbe $n = 20$ est proche de celle de la gaussienne ou loi normale.

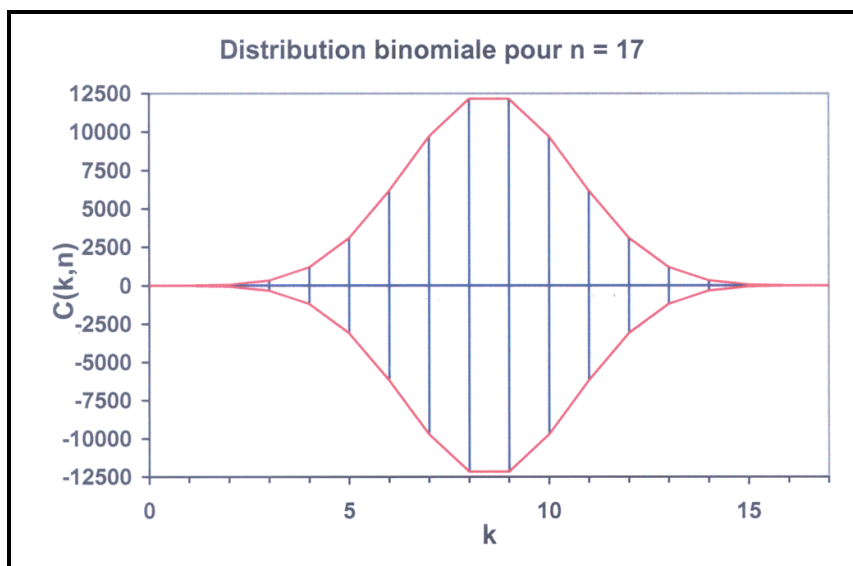


Figure A4.3 – Distribution binomiale discrète et enveloppes pour $n = 17$

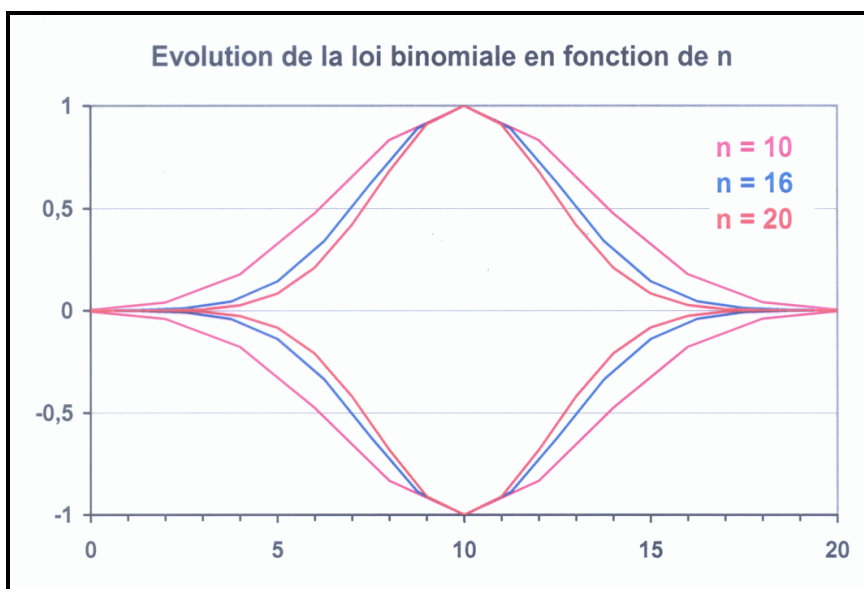


Figure A4.4 – Evolution de la loi binomiale en fonction du nombre n de bulles traversées

2. Extension du modèle de duplication à une série d'impulsions

Considérons à présent un signal initial non instantané constitué d'un train de trois impulsions distantes d'un pas temporel Δt . L'évolution de ce signal est représentée sur la figure A4.5. Sans rentrer dans les détails indiqués sur cette figure, on voit que le problème revient à considérer l'évolution de trois impulsions isolées (cf. §1) et de faire la sommation des distributions résultant de chacune des impulsions.

Il est intéressant de constater que la durée totale de la distribution résultante est égale à $n \Delta t + 2 \Delta t$, soit la durée de la distribution résultant d'une seule impulsion augmentée de la durée du signal initial.

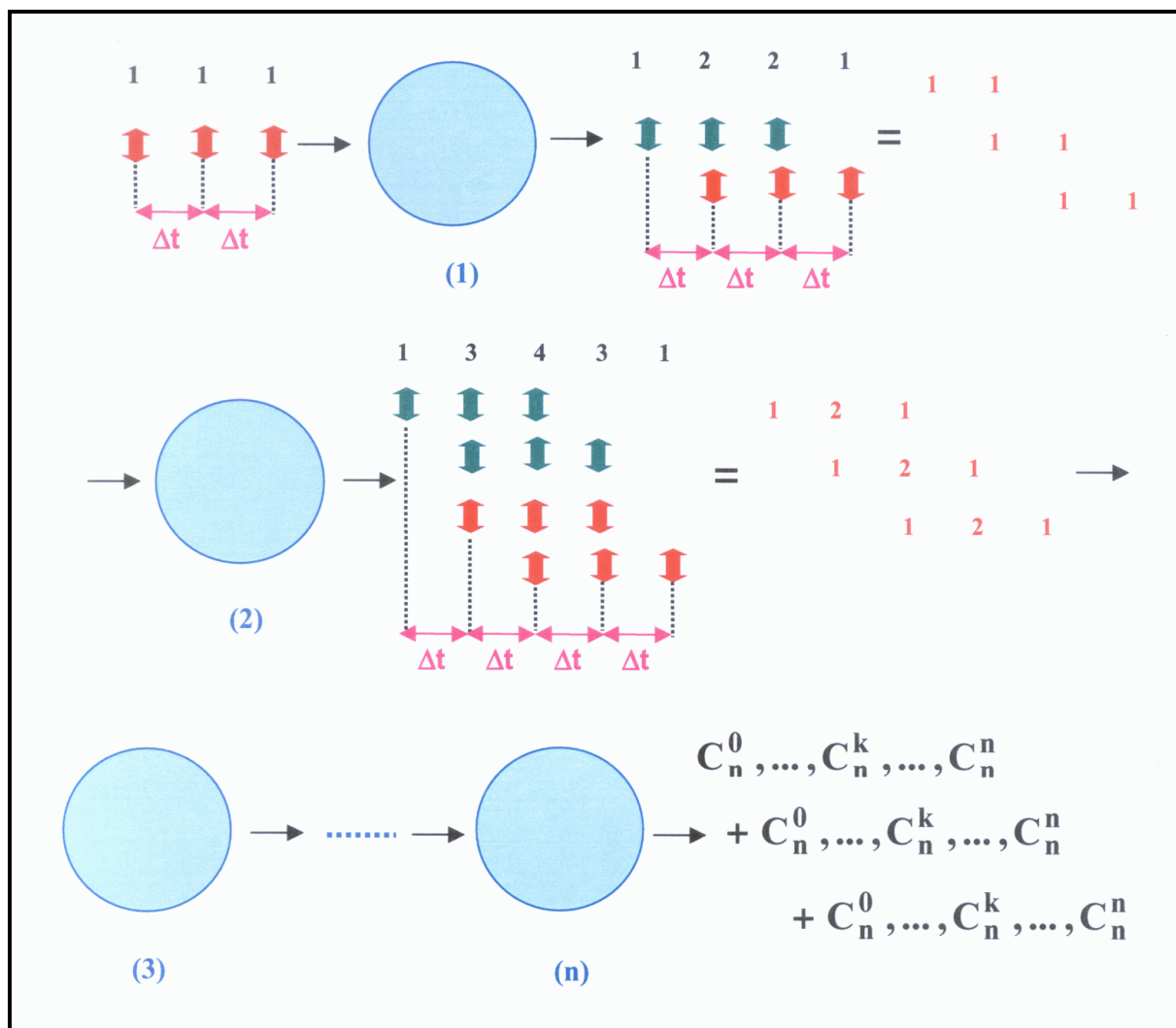


Figure A4.5 – Modèle de duplication d'une série d'impulsions par l'atmosphère aboutissant à une structure d'échos multiples issus d'une superposition de distributions binomiales

Nous voyons sur la figure A4.6 les trois distributions issues des trois impulsions initiales après la traversée de 16 bulles d'atmosphère. La figure A4.7 représente la distribution résultante issue de la sommation de ces distributions. L'allure de la gaussienne est conservée et l'augmentation de durée n'est guère sensible.

Ainsi la durée d'un signal d'échos multiples enregistré à grande distance ne permettra pas de retrouver la durée du signal initial. Réciproquement, la durée du signal enregistré sera d'autant moins dépendante des caractéristiques de la source que celle-ci sera éloignée.

Globalement, le modèle développé dans les §1 et 2 rend compte du fait que la durée du signal $n \Delta t$ augmente avec le nombre de bulles traversées, donc avec la distance de propagation, et que la forme du signal tend vers une gaussienne.

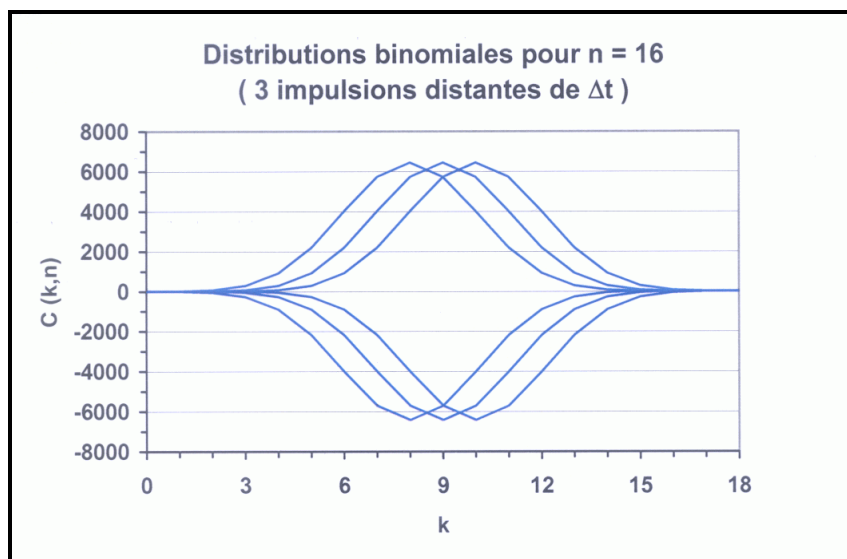


Figure A4.6 – Enveloppes obtenues pour les trois impulsions initiales

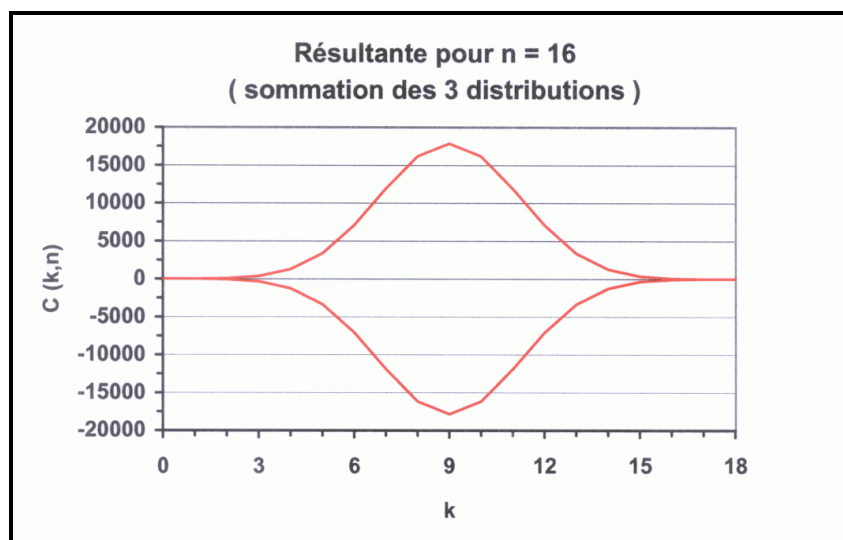


Figure A4.7 – Distribution résultante obtenue par sommation des trois distributions associées aux trois impulsions initiales

3. Enveloppes des signaux enregistrés aux différentes stations

Nous examinons successivement les signaux enregistrés en Normandie (Flers), dans les Landes (Parentis) et en Laponie (Jämtön), respectivement à des distances de l'avion de 300, 800 et 3000 km selon les trajets stratosphériques que nous avons calculés.

Pour la Normandie, on se réfère à la figure 8.4 du Chapitre VIII : le signal est constitué d'arrivées multiples correspondant à des phases différentes (deux stratosphériques, une thermosphérique). Nous considérons la phase stratosphérique principale incluant les plages temporelles S1 à S3. Cette partie du signal est représentée sur la figure A4.8. Nous avons cherché à inclure ce signal dans une enveloppe résultant de la distribution binomiale, sachant que nous disposons de trois degrés de liberté, à savoir la puissance n , l'amplitude maximale et le pas de temps Δt . Pour obtenir une courbe lissée, nous avons retenu $n = 26$, valeur pour laquelle la forme de l'enveloppe est quasiment celle d'une gaussienne. La partie

centrale du signal est bien symétrique et s'inscrit correctement dans cette enveloppe entre $t = 426$ s et $t = 450$ s, soit une durée d'environ 24 s comme nous le voyons sur la figure.

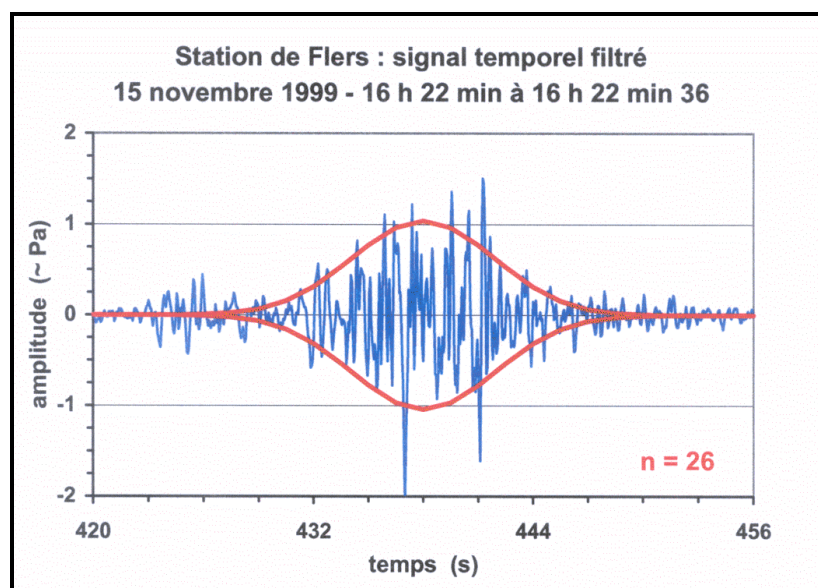


Figure A4.8 – Signal enregistré à Flers et enveloppes obtenues pour $n = 26$

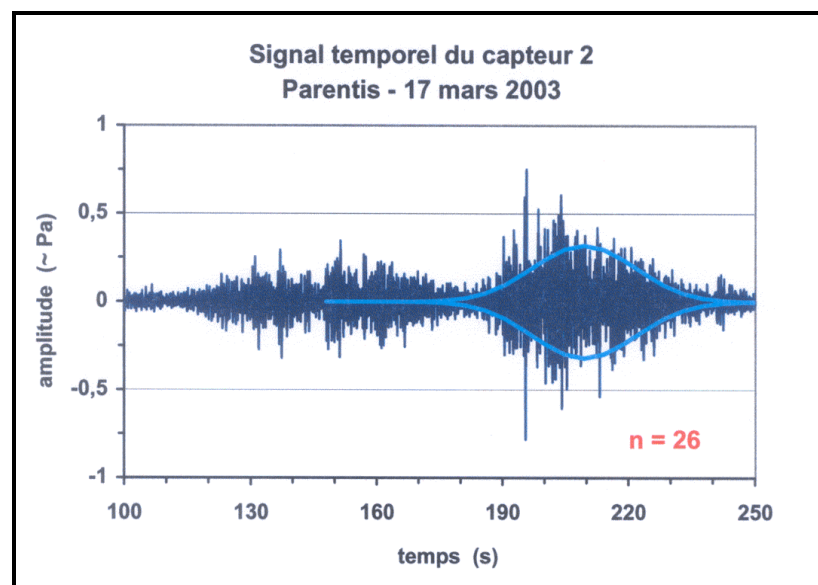


Figure A4.9 – Signal enregistré à Parentis et enveloppes obtenues pour $n = 26$

Le signal de la figure A4.9 enregistré à Parentis suggère trois arrivées successives avec recouvrement partiel. Nous avons fait l'exercice sur l'arrivée principale qui sort nettement du bruit entre $t = 180$ s et $t = 240$ s, en conservant la valeur $n = 26$ (on joue en fait sur Δt). Cette arrivée présente une allure légèrement dissymétrique : on voit que le maximum d'amplitude de l'enveloppe trouvée de façon empirique est décalé par rapport au maximum du signal. Néanmoins, l'ajustement réalisé sur une durée d'une minute nous apparaît satisfaisant.

Pour la Laponie, nous avons considéré la station et le capteur pour lesquels le rapport signal sur bruit était le plus favorable, sans malgré tout être très important (figure A4.10). De ce fait l'enveloppe trouvée, d'une largeur de 21 minutes, n'émerge du bruit que pendant 10 minutes, durée qui inclut d'ailleurs les arrivées identifiées par la station de mesure (cf. figure

9.7 du Chapitre IX). Abstraction faite du léger décentrage vertical du signal, l'évolution de l'amplitude en fonction du temps est ici parfaitement symétrique, la partie lisible du signal s'inscrit donc bien dans une gaussienne. Notons que ce signal enregistré à très grande distance ne comporte pas d'arrivées multiples apparentes.

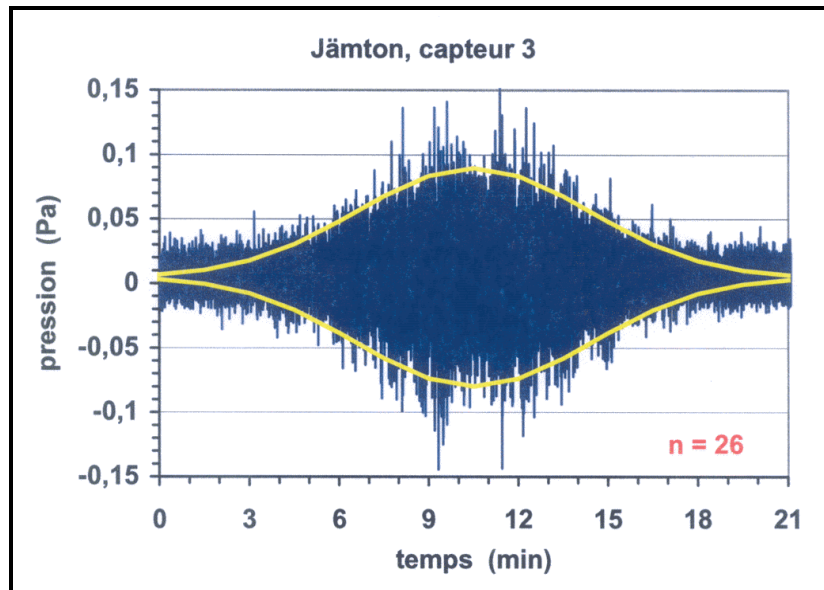


Figure A4.10 – Signal enregistré à Jämton et enveloppes obtenues pour $n = 26$

4. Remarques générales

Contrairement à ce que suggère le modèle adopté, nous n'avons pas fait croître la valeur de n en fonction de la distance mais, par commodité, celle du pas de temps Δt , en fixant arbitrairement une valeur de n permettant d'obtenir des enveloppes suffisamment lissées. Dans le problème physique, l'amplitude maximale est un paramètre d'ajustement.

Ce modèle de "rumble" s'applique à chaque phase du signal de manière indépendante et, de ce fait, permet l'identification d'arrivées multiples comme nous venons de le voir pour le signal de Parentis.

En ce qui concerne l'arrivée principale, nous avons trouvé les largeurs d'enveloppes suivantes :

- Flers : 24 s pour une distance de propagation de 300 km,
- Parentis : 60 s pour une distance de propagation de 800 km,
- Jämton : 21 min pour une distance de propagation de 3000 km.

Si pour les signaux de Flers et de Parentis les durées trouvées et les distances sont cohérentes, la durée trouvée pour Jämton est beaucoup plus grande par rapport à la distance de propagation. En plus des facteurs atmosphériques, on peut avancer deux explications :

- la forte composante de bruit de fond s'ajoutant au signal a pour effet de diminuer sa pente apparente de part et d'autre du maximum, ce qui conduit à surestimer la largeur de l'enveloppe ;
- on se trouve en présence d'arrivées multiples émises en différents points de la trajectoire de l'avion mais ayant fusionné, cette hypothèse semblant confortée par le "fauchage" en azimut des arrivées (cf. figure 9.7).

En définitive, le modèle élaboré rend bien compte de la forme gaussienne des signaux enregistrés à grande distance et de l'augmentation de la durée du rumble avec la distance. L'estimation de cette durée peut être faussée par l'existence d'arrivées multiples.