



HAL
open science

Développement d'indicateurs de la dynamique spatio-temporelle sédimentaire d'un cours d'eau mesurés par acoustique passive

Teodor Petrut

► **To cite this version:**

Teodor Petrut. Développement d'indicateurs de la dynamique spatio-temporelle sédimentaire d'un cours d'eau mesurés par acoustique passive. Hydrologie. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAU028 . tel-01697869

HAL Id: tel-01697869

<https://theses.hal.science/tel-01697869>

Submitted on 31 Jan 2018

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

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Sciences de la Terre et de l'Univers et de l'Environnement**

Arrêté ministériel : 7 Août 2006

Présentée par

Teodor-Ion Petrut

Thèse dirigée par **Cédric Gervaise** et co-dirigée par **Philippe Belleudy**
et encadrée par **Thomas Geay**

préparée au sein du **laboratoire Grenoble Images Parole Signal Automatique (UMR 5216, CNRS – Grenoble INP – IRD - UGA)** et de **l'Institut des Géosciences de l'Environnement (UMR 5001/UR252, CNRS – Grenoble INP – IRD - UGA)**
et de l'École Doctorale **Terre Univers Environnement**

Développement d'indicateurs de la dynamique spatio-temporelle sédimentaire d'un cours d'eau mesurés par acoustique passive

Soutenance de thèse prévue le **4 Décembre 2017**,
devant le jury composé de :

Dieter Rickenmann,

Directeur de recherche, Institut fédéral de recherches sur la forêt, la neige et le paysage, Birmensdorf, Suisse, rapporteur

Nicolas Rivière,

Professeur, Institut national des sciences appliquées, Lyon, rapporteur

Éric Larose,

Directeur de recherche, Institut des Sciences de la Terre, Grenoble, examinateur, président du jury

Alain Crave,

Chargé de recherche, HDR, Centre national de la recherche scientifique Géosciences, Rennes, examinateur

Philippe Belleudy,

Professeur émérite, Institut des Géosciences et de l'Environnement, Grenoble, co-directeur de thèse

Thomas Geay,

PhD, laboratoire Grenoble Images Parole Signal Automatique, Grenoble, encadrant

Sébastien Zanker,

Chargé d'affaires, Électricité de France, Division Technique Générale, Grenoble

Florent Gimbert,

Chargé de recherche, Institut des Géosciences et de l'Environnement, Grenoble, invité



Remerciements

Je remercie chaleureusement toutes les personnes qui m'ont aidé pendant l'élaboration de ma thèse, Philippe Belleudy et Thomas Geay, pour leur soutien et les nombreux conseils durant la rédaction de ma thèse.

Ce travail n'aurait pas été possible sans le soutien de la région Auvergne-Rhône-Alpes par son programme « Communautés de Recherche Académique » (ARC N° 3), qui m'a permis, grâce à une bourse doctorale, de me consacrer sereinement à l'élaboration de ma thèse. Je dois aussi mentionner le support logistique d'Électricité de France, Division Technique Générale (EDF-DTG), qui m'a permis d'avoir accès aux données de terrain.

Je suis redevable à mes parents, Loreta et Ioan Petrut, pour leur soutien moral et leur confiance dans mes choix. Enfin, je suis très reconnaissant à Angela, Cornel, Costin, Elvira, Gabriel et Ion pour les discussions non seulement scientifiques mais aussi conviviales qui ont assuré le bon parcours de ma thèse.

Table des matières

Résumé	7
Abstract	9
Notations	11
1. Introduction	15
1.1 L'hydromorphologie et ses enjeux.....	17
1.2 Le transport par charriage et ses outils	18
1.3 Outils de mesure et de la surveillance du transport	21
1.4 Objectifs de la thèse	22
2. Monitoring par acoustique passive du transport en rivières	25
2.1 Le monitoring par acoustique passive	27
2.2 Processus acoustique dans la rivière	28
2.3 Etat de l'art.....	41
2.4 Problématiques et plan de la thèse	55
3. Modèle acoustique de l'impact	59
3.1 Modélisation mathématique des sources acoustiques.....	60
3.2 Validation expérimentale de l'impact hertzien	73
3.3 Analyse du modèle spectral de l'impact	77
3.4 Validation expérimentale	80
3.5 Conclusions.....	91
4. La détermination de la distribution granulométrique transportée	93
4.1 Les modèles de mélange « Φ - Φ' » et « Φ - Φ ».....	94
4.2 Sensibilité du modèle de mélange.....	102
4.3 Modèles d'inversion pour caractériser la taille des sédiments.....	109
4.4 Application de l'inversion sur des données réelles.....	119
4.5 Discussions sur le modèle d'inversion - la propagation acoustique	123
4.6 Conclusions.....	126
5. La localisation du charriage	129
5.1 Modèle des cartes acoustiques du charriage	130
5.2 Analyse de sensibilité locale du modèle des cartes acoustiques.....	141
5.3 Modélisation des cartes acoustiques pour la rivière de l'Isère	148
5.4 Conclusions.....	156
6. Conclusions et perspectives	159
6.1 Rappel de la démarche et des principaux résultats	159

6.2 Conclusions	161
6.3 Futurs travaux	162
Références	165
Figures	173
Tableaux.....	185
Annexe A1 Méthodes et moyennes	187
A1.1 Expériences - Sites de mesures	188
A1.2 Expériences - Matériel et chaîne de mesure.....	191
A1.3 Protocole et outils de traitement du signal	196
Annexe A2 Article HESS	207
Annexe A3 Codes de simulation acoustique	243
A3.1 Les solutions analytiques des impacts hertziens (Chapitre 3).....	243
A3.2 Simulateur de bruit de charriage (Chapitre 4).....	253
A3.3 Simulation des cartes acoustiques (Chapitre 5)	281
A3.4 Batch code (Chapitres 3, 4 et 5)	307

Résumé

Cette thèse aborde le sujet du monitoring par acoustique passive dans les rivières pour la mesure du transport sédimentaire par charriage. La motivation de la recherche est l'utilisation d'hydrophones déployés dans un cours d'eau pour détecter et mesurer le bruit des sédiments transportés sur le fond de la rivière. La technique est très prometteuse grâce à la facilité de déploiement sur le terrain et aux coûts réduits mais elle est encore déficitaire en méthodologie sur la connaissance du bruit ambiant. Le bruit ambiant est un mélange de sources de bruit parmi lesquelles se trouve le bruit du transport par charriage des sédiments. La classification des bandes passantes des spectres acoustiques permet de séparer les différentes sources acoustiques. Dans cette thèse, on analyse la dynamique du charriage par l'analyse de la variabilité de la bande passante du charriage des spectres acoustiques. Cette variabilité peut être temporelle, sur des chroniques acoustiques, et spatiale sur des mesures en plusieurs points de la section de la rivière.

La recherche commence par une analyse théorique sur les solutions analytiques des impacts hertziens entre deux sphères rigides ou entre une sphère et le fond considéré comme une plaque. La sensibilité des fréquences centrales et des pics spectraux est dominée premièrement par les dimensions des particules et secondement par la vitesse d'impact. La solution analytique est utilisée conjointement avec des distributions granulométriques pour définir un modèle linéaire d'addition des spectres. La forme du spectre ainsi modélisé dépend notamment par des caractéristiques statistiques de la distribution granulométrique et de la vitesse d'impact du modèle d'impact. Le modèle spectral est dans un état simplifié parce qu'on suppose une vitesse d'impact uniforme quelle que soit la dimension des particules en collision et également parce qu'on ne considère pas les effets de l'atténuation à cause de la diffusion ou l'absorption des ondes sonores.

Le modèle spectral du charriage est utilisé par une méthode d'inversion des densités spectrales de puissances afin d'estimer la distribution granulométrique des sédiments transportés. La méthode d'inversion nommée « *Non-Negative Least Square* » est purement algébrique car elle est définie comme un problème au sens de moindres carrés avec une contrainte de positivité sur la solution. Les mesures sur deux rivières à graviers, Isère à Grenoble et la Drave, à Dellach en Autriche, donnent des résultats en concordance avec les mesures du transport sédimentaire. On a observé que l'inversion des spectres permet l'analyse de la dynamique des courbes granulométriques estimées tant spatiale (sur l'Isère à Grenoble) que temporelle (sur la Drave à Dellach).

Le modèle de charriage est encore développé par l'intégration de la physique du transport sédimentaire, de l'hydraulique et de l'acoustique des impacts. Ce modèle vise l'analyse de spatialité et la temporalité des impacts dans une section de la rivière et donne une approche plus complète au modèle de charriage précédemment présenté. L'identification des spectres modélisés à des spectres observés permet de modéliser les taux des impacts (et les flux sédimentaires) et la localisation de la bande principale de charriage dans la rivière de l'Isère à Grenoble.

Abstract

“Passive acoustic detection of bedload transport in rivers. Developing indexes for the assessment of spatial and temporal variability”

This thesis deals with theoretical and experimental concepts of passive acoustic monitoring of sediment transport in rivers. Hence, the motivation is the use of hydrophones to sense the sound pressure generated by impacts between the sediments that are transported on the bed river. The technique is very cheap and easy to deploy on the field but it lacks of knowledge on the nature of the river soundscape’s acoustic sources. In order to separate the various types of noise sources composing the soundscape, a spectral analysis is frequently used to detect the bedload noise passband. The bedload spectral information is used in this thesis to estimate the transported, or bedload, grain size distribution. The study is based on the physical evidence of the existence of a dependency between the size of impacting particles and the frequency of acoustic signals from impacts. Therefore, the spatial and temporal dynamics of the bedload grain size distributions in gravel rivers will be assessed by developing acoustic spectra indexes.

Firstly, the analytic solutions of hertzian impact between two rigid spheres and between a sphere and a slab are studied. The spectrum’s center and peak frequencies are most sensible on the grain size and then on the impact velocity. The analytic solutions and grain size distributions are used to model bedload acoustic spectra. Such model is sensible on the grain size distribution shape followed by the impact velocities of sediments. Its definition does not include non-linear transmission losses, i.e. attenuation with frequency due to scattering and absorption effects, and also the impact velocity is constant no matter the dimension of particles.

Secondly, the bedload acoustic model is used for implementing inversion methods to estimate the grain size distributions. Such a method is defined in a least square algebraically framework, named the Non-Negative Least Square method, and uses analytical solutions of hertzian impacts to inverse the acoustic spectra. Field measurements on two large gravel rivers like Isère River, in Grenoble, France, and Drau River, at Dellach, in Austria, revealed coherent results as validated by physical sampling trials of bedload transport. It was observed a spatial variability in the estimated grain size distribution across the Isère River whereas a temporal variability was observed from the inversion of Drau River’s spectra.

The previous bedload spectral model is enhanced by including concepts from the physics of fractional transport rate in gravel rivers, of particle saltation model and acoustic models of propagation. One can model acoustic maps of bedload noise from spatializing the impact rates at the reach scale. Here, the model is tests to localize the bedload noise in the Isère River’s cross-section by matching the measured spectra to the modeled ones. The acoustic maps obtained from this model are successfully predicted as validated by the measured maps in the Isère River in Grenoble.

Notations

α_{abs}	Coefficient d'absorption	dB·km ⁻¹
$aDcp$	Acoustic Doppler Current Profiler	
a	Rayon de la sphère	m
a_1	Rayon de la sphère impactée	m
a_2	Rayon de la sphère impactante	m
a_e, b_e, c_e	Axes de l'ellipsoïde	m
$aDcp$	<i>Acoustic Doppler Contour Profiler</i>	
A	Accélération hertzienne	m·s ⁻²
χ	Bornes de l'intégrale de convolution	s
c_1	Célérité du son dans le milieu 1	m·s ⁻¹
c_2	Célérité du son dans le milieu 2	m·s ⁻¹
c_w	Célérité du son dans l'eau	m·s ⁻¹
δ	L'inverse du diamètre	m ⁻¹
Δ	Dictionnaire (matrice) des DSE élémentaires analytiques	
$\Delta_{\Phi\Phi}$	Dictionnaire du modèle Φ - Φ	
$\Delta_{\Phi\Phi'}$	Dictionnaire du modèle Φ - Φ'	
Δ^+	L'inverse généralisé (pseudo-inverse) de la matrice Δ	
DSP	Densité spectrale de puissance	Pa ² ·Hz ⁻¹
DSE	Densité spectrale d'énergie	Pa ² ·s·Hz ⁻¹
D	Diamètre	m
D_{eq}	Diamètre équivalent	m
D_i	Diamètre de la $i^{\text{ème}}$ class granulométrique, ou fraction	m
D_{rep}	Diamètre représentatif d'une classe granulométrique	
D_{16}, D_{50}, D_{84}	Percentiles 16 ^{ème} , 50 ^{ème} (médian) et 84 ^{ème} de la courbe granulométrique	m
D_{s50}, D_{s84}	Percentiles 50 ^{ème} et 84 ^{ème} de la courbe granulométrique du lit	m
E_i	DSE élémentaire (de la $i^{\text{ème}}$ classe granulométrique)	
E_{long}	Module de Young	Pa
E_{peak}	Pic de la DSE	
E^{em}	Energie acoustique émise depuis une position de la rivière	Pa ² ·s
E_{rs}^{loc}	Energie acoustique reçue dans un point (r) depuis un autre point (s)	Pa ² ·s
E^{tot}	Energie acoustique reçue dans un point depuis tous les autres points de la rivière	Pa ² ·s
ESD	Energy Spectral Density	Pa ² ·s·Hz ⁻¹
f	Fréquence linéaire	Hz
f_{centr}	Fréquence centrale	Hz
f_{peak}	Fréquence du pic	Hz

f_{pek}	Fréquence de coupure dans le modèle de Pekeris	Hz
ϕ	Coefficient de masquage du transport sédimentaire	
Φ	Potentiel acoustique	
Φ - Φ	Modèle des impacts des sphères de même taille	
Φ - Φ'	Modèle des impacts des sphères de différentes tailles	
F	Distribution granulométrique du lit	
F	Transformée de Fourier (opérateur)	
<i>FAST</i>	Fourier Amplitude Sensitivity Test	
F_{cout}	Fonction coût utilisée dans la méthode MLE	
F_e	Fréquence d'échantillonnage	Hz
F_h	Force d'Hertz	N
F_s	Sampling Frequency	Hz
F_{sand}	Fraction du sable du lit	%
F_{imp}	Spectre Fourier de l'impact	
$ F_{imp} ^2$	Spectre Fourier au carré (énergies)	Pa ² s
g	Constante gravitationnelle (=9.805)	m s ⁻²
GSA	Global Sensitivity Analysis	
GSD	Grain Size Distribution	
GSD_{TR}	GSD mesurée par un échantillonneur Toutle River	
GSD_{HS}	GSD mesurée par un échantillonneur Helley-Smith	
H	Hauteur de la colonne de l'eau	m
HS	Helley-Smith	
i	$i^{ème}$ fraction (classe granulométrique)	m
I_{rij}	Taux des impacts de la $i^{ème}$ et, respectivement, $j^{ème}$ fractions (dans le modèle acoustique)	No s ⁻¹
I_i	Taux des impacts de la $i^{ème}$ fraction (dans le modèle de saltation)	No s ⁻¹ m ⁻²
γ	Distribution granulométrique (probabilités en nombre de sédiments)	
γ_m	Distribution granulométrique (probabilités en nombre de sédiments)	
Γ	γ sous la forme cumulative	
Γ_m	γ_m sous la forme cumulative	
Γ_{rug}	Paramètre de Rayleigh	
j	L'unité imaginaire	
J	Nombre des classes granulométriques impactantées	
k	Nombre d'onde	m ⁻¹
K	Nombre des classes granulométriques impactantes	
λ_n	Longueur d'onde du mode de propagation n	m
L_i	Longueur de saltation de la particule de la $i^{ème}$ fraction	m

LS	Least Square	
ν	Coefficient de Poisson	
μ	Moyenne d'une distribution de probabilités	
M	Masse de sédiments	kg
MLE	Maximum Likelihood Estimator	
n	Mode de propagation	
n_{rij}	Nombre d'impacts entre la classe granulométrique i et la classe j	
NFFT	Nombre de fréquences de la DSP	
N_{sig}	Nombre d'échantillons du signal discrète de l'impact	
NNLS	Non-Negative Least Square	
ω	Fréquence angulaire	rad·s ⁻¹
p	Pression acoustique	Pa
p_1	Pression acoustique générée par la particule impactée	Pa
p_2	Pression acoustique générée par la particule impactante	Pa
p_l	Pression acoustique (réponse impulsionnelle)	Pa
p_{rec}	Pression mesurée par l'hydrophone	Pa
p_{ref}	Pression acoustique mesurée par l'hydrophone de référence	Pa
p_{RMS}	Pression acoustique efficace	Pa
PMF	Probability Mass function (densité discrete de probabilités)	
P	Densité spectrale de puissance totale	Pa ² ·Hz ⁻¹
P_{peak}	Pic de puissance de la DSP	
PSD	Power Spectral Density (densité spectrale de puissance)	
q_{bi}	Taux de transport de la $i^{ème}$ fraction (classe granulométrique)	kg·s ⁻¹ ·m ⁻¹
Q_w	Débit de l'eau	m ³ ·s ⁻¹
ρ_1	Densité du milieu de propagation 1	kg·m ⁻³
ρ_2	Densité du milieu de propagation 2	kg·m ⁻³
ρ_s	Densité du sédiment	kg·m ⁻³
ρ_0	Densité de l'eau	kg·m ⁻³
r_{ref}	Distance de la source acoustique par rapport à l'hydrophone de référence	m
r_1	Distance de la particule impactée par rapport à l'hydrophone	m
r_2	Distance de la particule impactante par rapport à l'hydrophone	m
r	Distance par rapport à la source acoustique	m
R	Coefficient de réflexion	dB
σ	Écart type	
s	Rapport des densités du milieu et de l'eau	
S	Pente du lit de la rivière	%
S_i	Indice de l'analyse globale de sensibilité de l' $i^{ème}$ paramètre	%

SEL	Sound Exposure Level	Pa ² s
SGN	Self-Generated Noise ou Sediment-Generated Noise	
SPL	Sound Pressure Level	dB <i>re</i> 1 μPa
SPL _{em}	Sound Pressure Level de référence (de la source acoustique)	dB <i>re</i> 1 μPa
SPL _{rec}	Sound Pressure Level mesuré dans un point	dB <i>re</i> 1 μPa
τ	Contrainte du lit	Pa
τ^*	Contrainte de Shields	
τ_{cr}	Contrainte critique	Pa
τ_{cr}^*	Contrainte de Shields critique	
τ_r	Contrainte de référence	Pa
τ_r^*	Contrainte de référence de Shields	
τ_{rsm}^*	Contrainte de référence de Shields de la particule de diamètre moyen	
θ_c	Angle critique de la propagation acoustique dans un canal	rad
θ	Angle de la directivité acoustique de l'impact	rad
$\mathcal{G}^{(1)}$ et $\mathcal{G}^{(2)}$	Coefficients des équations de l'impact (3.16) et (3.18)	
T	Temperature	°C
T_c	Durée du contact hertzien	s
T_d	Temps de retard dû à la géométrie de la sphère	s
T_i	Régime de transport pour la $i^{ème}$ fraction	
T_{sig}	Durée de l'impulsion	s
T_{sig_b}	Durées du signal de charriage	s
TL	Transmission Loss (pertes de propagation acoustique)	dB
TL_{abs}	Pertes de propagation dues à l'absorption	
TL_{geom}	Pertes de propagation géométriques (sphériques et cylindriques)	dB
TR	Toutle River (échantillonneur de sédiments)	
t	Temps	s
t'	Temps de retard	s
u^*	Vitesse de cisaillement de la particule	m s ⁻¹
u_s	Vitesse horizontale de la particule	m s ⁻¹
v_s	Vitesse verticale de la particule	m s ⁻¹
u_{Ti}	Régime de vitesse de la particule de la $i^{ème}$ fraction	
U_{imp}	Vitesse d'impact	m s ⁻¹
x	Variable aléatoire d'une distribution de probabilités	m
X	position à travers la rivière de l'Isère	m

1. Introduction

1.1 L'hydromorphologie et ses enjeux.....	17
1.2 Le transport par charriage et ses outils.....	18
1.2.1 Transport, contrainte et débit	18
1.2.2 Granulométrie transportée et la localisation	19
1.2.3 Modèles du transport sédimentaire	20
1.3 Outils de mesure et de la surveillance du transport.....	21
1.3.1 Les méthodes classiques.....	21
1.3.2 Les méthodes alternatives	21
1.4 Objectifs de la thèse.....	22

1.1 L'hydromorphologie et ses enjeux

La rivière est un milieu complexe qui peut être caractérisé par de nombreuses propriétés. La plus évidente est celle de transporter vers l'aval les débits issus des ruissellements. La rivière est un lieu de vie, ou un écosystème, avec ses espèces végétales et sa faune. Elle est également un vecteur des pollutions chimiques, dissoutes ou particulières, issues de l'activité industrielle. La rivière est aussi une ressource pour les hommes : d'eau, mais aussi d'énergie et de matériaux. Ces différentes propriétés et les processus associés sont liés en particulier par la capacité de la rivière à transporter des matériaux solides et de façonner sa morphologie.

La rivière et ses milieux sont naturellement en équilibre (Lane, 1955 en ce qui concerne l'équilibre sédimentaire). La rivière transporte naturellement vers l'aval les sédiments issus des versants et la puissance des écoulements a formé un lit avec ses propriétés hydrauliques, ses milieux, et ses mécanismes propres. C'est un équilibre dynamique parce que les conditions varient à l'échelle des événements hydrologiques, avec parfois des crises plus ou moins importantes.

Cet équilibre dynamique peut être perturbé par une altération des forçages amont (le débit, le régime hydrologique, la fourniture sédimentaire) ou bien par une modification des conditions d'écoulement ou de transport (souvent d'origine artificielle comme par exemple la construction d'un barrage).

Ces altérations sont parfois à l'échelle du bassin versant et à très long terme, mais plus généralement, les problèmes qu'elles posent aux riverains sont à des échelles plus réduites : typiquement le tronçon de rivière contrôlé entre deux ouvrages, ou d'une segmentation naturelle, la crue, et une échelle temporelle de quelques années.

On s'intéresse ici aux rivières de montagne et aux rivières de piémont, avec des pentes fortes ou moyennes (typiquement entre $5 \cdot 10^{-4}$ et 10^{-2}) parce que le transport sédimentaire y est particulièrement actif et les dynamiques morphologiques importantes (Gomez, 1991). Leur lit est formé de grains de grosses dimensions (sables, graviers, galets blocs) et le transport des sédiments grossiers se fait principalement par charriage (transport au contact du lit des matériaux du fond) (Wilcock et al., 2009).

La connaissance de ces phénomènes et de leurs interactions est incomplète, en partie à cause de la difficulté à observer les processus de charriage. Les altérations morphologiques posent aux riverains et aux aménageurs des questions concrètes sur les risques, les ressources, la qualité des milieux, etc. La suite de ce travail qui concerne la mesure du transport sédimentaire s'appuie sur des propriétés et des outils du transport par charriage qu'il convient de décrire ici en entrée.

1.2 Le transport par charriage et ses outils

1.2.1 Transport, contrainte et débit

Le transport par charriage se produit quand les forces hydrodynamiques qui agissent sur les particules du fond (portance et trainée) deviennent supérieures aux forces qui assurent la stabilité de cette particule (son poids et les frottements) (van Rijn, 1984). Le diagramme de Shields (Shields, 1936) illustre cette propriété ; concrètement dans une rivière, le transport par charriage n'est possible que si le débit dépasse une valeur critique Q_c .

Près du fond, et avec des contraintes (et des débits) croissants, les matériaux vont glisser sur la surface, puis rouler, et enfin se déplacer par saltation en effectuant des bonds successifs (Wiberg & Smith, 1985).

Les forces de stabilité étant proportionnelles au volume des particules et les forces d'entraînement à leur surface, le débit critique, ou la contrainte critique de Shields (donnée par le diagramme de Shields) de début de transport sera plus faible pour les particules de petite taille (graviers, petits galets) que pour les particules les plus grossières (galets, blocs) (Gary Parker, 2002, p. 44), ce qu'on montre sur la Figure 1.1a.

Le monitoring du transport sédimentaire en rivières consiste à analyser le début du transport, du taux du transport et de la distribution granulométrique des sédiments transportés. Le début du transport est lié au débit critique. Le flux du transport, en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$, et le taux de transport, $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$, représentent la quantité de sédiments qui dans la section transversale d'une rivière par unité de temps. Le transport sédimentaire est lié notamment au débit liquide et, plus précisément, à des paramètres comme la contrainte critique de Shields, la contrainte sur le grain, la hauteur de l'eau H , la pente de la rivière S ou encore la granulométrie des sédiments du fond (Wilcock et al., 2009).

Les taux sédimentaires par classe granulométrique en fonction du débit liquide diffèrent aussi en fonction de la dimension (classe granulométrique) des sédiments, Figure 1.1a. On transporte plutôt des petites particules (<10 mm) dans la plupart du temps, tandis que les plus grosses sont transportées à l'occasion des crues, Figure 1.1b. Toutefois, le transport des plus grosses particules a un caractère morphogène beaucoup plus important que le transport des plus petites (Sklar & Dietrich, 2004).

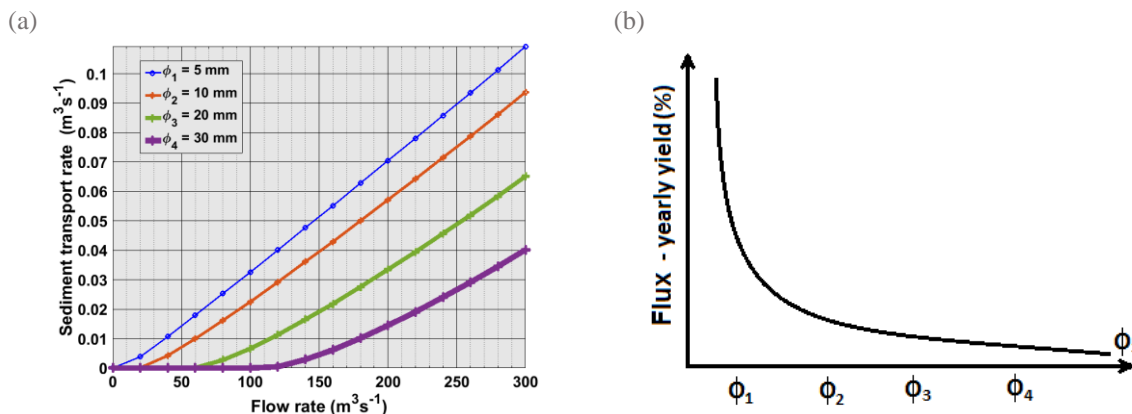


Figure 1.1: (a) Dynamique du transport (« sediment transport rate ») en fonction du débit liquide (« flow rate ») critique Q_{ci} ; ici, on utilise l'équation de (Meyer-Peter & Muller, 1948) pour une largeur de la rivière = 30 m et la pente = 0.1%; (b) Illustration à titre d'idée du taux annuel du transport sédimentaire par charriage: illustration des taux annuels de transport sédimentaire par diamètre ϕ_i , ϕ_1 est le plus petit diamètre

1.2.2 Granulométrie transportée et la localisation

La taille des sédiments transportés dans la rivière varie sur de plusieurs ordres de grandeurs : de quelques dizaines de μm (le limon, ang. « *clay/silt* ») jusqu'aux mètres (les blocs, ang. « *boulder* »). L'échelle de Wentworth permet de classer les différents types de sédiments, Figure 1.2a. Pour quantifier les tailles de sédiments qui sont transportées, les ingénieurs utilisent des courbes granulométriques représentant soit une fréquence en nombre de particules, soit en masse de sédiments, Figure 1.2b (Kristin Bunte & Abt, 2001).

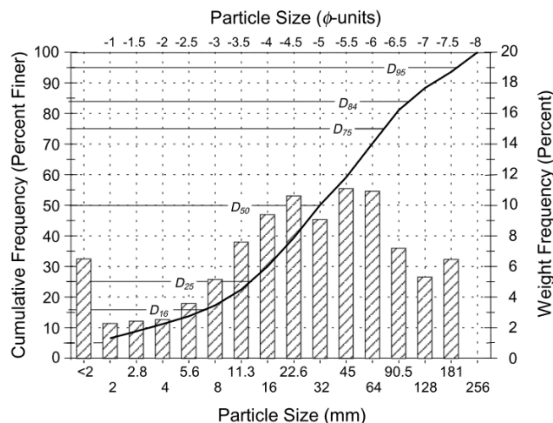
Comme il a été mentionné ci-avant, les particules qui sont transportées le plus facilement sont les plus petites. Le limon et la vase appartiennent à des classes granulométriques très fines et, généralement, elles sont transportées en suspension. Les particules intermédiaires, comme les graviers et les galets, sont plutôt transportés par charriage dans les rivières de montagne.

La répartition (localisation) en section transversale des rivières de montagne est très hétérogène en termes des diamètres des particules transportées. Le transport de la plupart des sédiments est réalisé dans une portion restreinte de la section transversale, Figure 1.2c. Seulement à l'occasion des événements exceptionnels, comme les crues, les chasses de barrages, etc., les sédiments sont transportés partout la section de la rivière. Ce phénomène contribue aux phénomènes de naissance des formes du lit (pools, séquence riffle-pools, cascades, rapides, etc.) et d'érosion et dépôt du lit et des berges. Ce processus est appelé tri granulométrique et représente un signe de transport en équilibre dans la rivière.

(a)

(b)

Millimeters (mm)	Micrometers (μm)	Phi (ϕ)	Wentworth size class	Rock type
4096		-12.0	Boulder	Conglomerate/ Breccia
256		-8.0	Cobble	
64		-6.0	Pebble	
4		-2.0	Granule	
2.00		-1.0	Very coarse sand	Sand
1.00		0.0	Coarse sand	
1/2	500	1.0	Medium sand	
1/4	250	2.0	Fine sand	
1/8	125	3.0	Very fine sand	Silt
1/16	63	4.0	Coarse silt	
1/32	31	5.0	Medium silt	
1/64	15.6	6.0	Fine silt	
1/128	7.8	7.0	Very fine silt	Mud
1/256	3.9	8.0	Clay	
0.0006	0.06	14.0		Claystone



(c)



Figure 1.2 : (a) Classification Wentworth des sédiments par classes granulométriques, en millimètres et en unités ϕ (Kristin Bunte & Abt, 2001) ; (b) Exemple de distribution granulométrique sous la forme de fréquence massique (l’histogramme) et cumulative (la courbe) d’où on repère des percentiles (D_{16} , D_{25} , etc.) (Kristin Bunte & Abt, 2001) ; (c) Dynamique spatiale du transport à cause du tri granulométrique dans la section transversale.

1.2.3 Modèles du transport sédimentaire

Le flux sédimentaire peut être calculé par des modèles physiques semi-empiriques en fonction des paramètres hydrauliques et morphologiques du lit et de la rivière : la contrainte du lit τ , les dimensions de la section transversale et les sédiments (la classe granulométrique). Ces équations sont données en formes adimensionnées, dont le résultat est le taux du transport solide adimensionné, ou le nombre d’Einstein (Einstein, 1950). Des exemples des modèles de transport peuvent être trouvés dans (Engelund & Fredsøe, 1976; Fernandez Luque & Van Beek, 1976; Meyer-Peter & Müller, 1948).

Dans le cas le plus fréquent où les matériaux du lit ne sont pas homogènes en taille, comme par exemple la courbe granulométrique étendue de la Figure 1.2b, les matériaux les plus grossiers peuvent être surexposés et les matériaux les plus fins peuvent être partiellement masqués (Einstein, 1950). Une adaptation des formules de transport est parfois faite pour modifier la contrainte efficace pour transporter ces particules. Les modèles de transport les plus récents modélisent aussi le phénomène de masquage et l’initiation du transport par classe granulométrique des sédiments trouvés dans le lit (Parker, 1990; Wilcock & Crowe, 2003; Recking, 2016).

L’autre méthode d’évaluation du transport sédimentaire c’est la conception des courbes empiriques de régression. Ce sont des modèles de calage qui lient les masses des sédiments échantillonnés sur le terrain à une variable hydraulique, comme le débit liquide. Les courbes de régression sont plus adaptées aux conditions réelles que les modèles physiques mais elles sont très spécifiques, d’une rivière à l’autre.

1.3 Outils de mesure et de la surveillance du transport

Pour établir, calibrer et valider les modèles physiques ou empiriques présentés antérieurement, mais aussi pour surveiller la rivière, les chercheurs et les ingénieurs ont développé des méthodes de mesure et de surveillance du débit solide. On décrit ici quelques méthodes classiques et on abordera aussi le principe des méthodes alternatives en cours de développement.

1.3.1 Les méthodes classiques

On a vu que le transport sédimentaire pouvait être prédit soit en utilisant des modèles de transport semi-empiriques soit en utilisant des lois empiriques (taux de transport en fonction d'un paramètre hydrométrique de la rivière) calibrées par des mesures directes d'échantillonnage sur le terrain. Il est important de dire que les mesures directes aident également à construire des courbes empiriques de transport. L'échantillonnage des sédiments transportés est réalisé par les approches suivantes:

1. Les échantillonneurs portables (« *sampling box* ») (Helley & Smith, 1971, Habersack & Laronne, 2002;), qui sont des boîtes disposées sur le lit de la rivière pour quelques minutes afin de collecter les particules transportées.
2. Les trappes à sédiments (Reid et al., 1980), qui sont des boites enfoncées dans le lit qui collectent les particules par une fente parallèle à l'écoulement.
3. Les plages de dépôts

Ces méthodes classiques apportent de l'information directe sur le transport sédimentaire et elles facilitent le calage des lois empiriques du transport en fonction du débit de l'eau. Toutefois, ces mesures sont intrusives (affectent l'écoulement) et sont contraintes en temps et en espace. Ainsi dit, l'utilisation des outils des mesures directes pendant les fortes conditions hydrauliques et hydrologiques est quasiment impossible. Le manque des mesures pendant les crues font que les modèles de calage mais aussi les modèles semi-empiriques sont faiblement calibrés, or c'est pendant une crue que le transport par charriage est le plus intense et qu'il concerne toutes les classes de sédiments.

1.3.2 Les méthodes alternatives

Les caractères intrusif et intermittent des méthodes classiques pour la mesure du charriage ont encouragé la communauté scientifique de chercher des méthodes indirectes alternatives qui sont plus efficaces dans l'analyse du transport sédimentaire.

Les méthodes indirectes profitent des avancées technologiques et elles sont non-intrusives, c.à.d. elles ne gênent pas l'écoulement, ou partiellement non-intrusives. Il y a deux catégories: actives et passives (Gray et al., 2010; Hubbell, 1964). Les mesures actives utilisent l'émission de signaux qui, réfléchis par le lit de la rivière apportent des informations sur le charriage. On peut par exemple mesurer des vitesses apparentes de fond mobile (Rennie & Millar, 2004) ou encore mesurer des différences de topographies (mouvements des formes du lit) dans le temps (Muste et al., 2016). À notre connaissance, ces méthodes ne permettent pas le monitoring continu de la rivière.

Les méthodes permettant un suivi continu de la rivière concernent principalement les méthodes passives (acoustiques, sismiques). Le principe des mesures en acoustique passive part de la physique de l'impact entre deux sédiments dans la rivière ou entre le sédiment et une structure. Les sons produits par les impacts des sédiments se propagent dans la rivière ou dans le sol.

Le bruit sismique des impacts avec le lit est détecté par des capteurs sismiques, qui fonctionnent à des basses fréquences (< 100 Hz). Ces capteurs sont intéressants d'un point de vue opérationnel puisqu'ils sont déployés hors de la rivière (Gimbert et al., 2014; Roth et al., 2016; Tsai et al., 2012). La méthode identifie les sources sismiques de charriage par rapport aux autres bruits ambiants comme la pluie (Roth et al., 2016) ou hydraulique (Gimbert et al., 2014).

Le son du charriage est détecté par des hydrophones ou par des géophones encaissés dans des structures métalliques. On a des instruments comme des géophones/hydrophones à l'intérieur d'une boîte (Barrière et al., 2015; Rickenmann & McArdell, 2008; Turowski et al., 2011), des microphones à l'intérieur d'un tuyau à travers le lit de la rivière (Dell'Agnese et al., 2014; Mao et al., 2016; Mizuyama et al., 2010) ou vertical (Papanicolaou et al., 2009). Ces structures ont le but d'augmenter la précision de détection des impacts (localisation des impacts et augmentation des rapports signal sur bruit, RSB). Ces instrumentations sont bien adaptées pour les torrents où ils sont robustes (Rickenmann & McArdell, 2007), mais plus coûteux à déployer dans les rivières plus larges à graviers où le lit de la rivière n'est jamais à sec.

Les informations apportés par les signaux des impacts sur des structures métalliques sont doubles : on peut estimer la dimension représentative de la granulométrie des sédiments, par des lois empiriques (Barrière et al., 2015; Wyss et al., 2016) et un taux d'impacts dans la section pour estimer le taux de transport (Barrière et al., 2015; Rickenmann & McArdell, 2007; Rickenmann et al., 2014; Roth et al., 2016). Les techniques du traitement du signal consistent à détecter des impulsions en utilisant des seuils en amplitude sur le signal (Mao et al., 2016; Rickenmann & McArdell, 2007; Wyss et al., 2016) ou la méthode « *Matching Pursuit* » (Barrière et al., 2015).

Une autre technique en acoustique passive qui n'utilise pas des structures métalliques et qui est le sujet de la recherche de cette thèse est le monitoring par acoustique passive (ang. « *Passive Acoustic Monitoring* » PAM). Cette technique, détaillée dans le chapitre suivant, utilise un hydrophone installé dans le cours de l'eau afin d'enregistrer le son des impacts des sédiments dans le lit de la rivière.

1.4 Objectifs de la thèse

Ce travail poursuit la thèse de (Geay, 2013; Geay et al., 2017a,b) qui propose comme méthode de surveillance du transport sédimentaire par charriage la méthode hydrophone PAM. Suite à des nombreuses expériences, l'auteur prouve la faisabilité d'utiliser l'hydrophone en rivière pour la surveillance de la dynamique sédimentaire. Il conclut que la connaissance de la source acoustique (les impacts), l'analyse de la propagation acoustique en rivière et l'étude sur la spatialisation des sources acoustiques sont des requis importants pour accomplir le développement des descripteurs acoustiques autres que ceux utilisés couramment (i.e. descripteurs large bandes).

Dans cette thèse nous proposons des recherches sur la connaissance de la source acoustique et sur l'inversion des signaux acoustiques pour le monitoring de la dynamique sédimentaire pour évaluer la granulométrie des sédiments transportés. Les signaux sont acquis en utilisant un seul hydrophone, sans un proxy métallique.

La thèse est organisée de la manière suivante :

- l'introduction de la technique du monitoring par acoustique passive en rivière et des défis associés (Chapitre 2) ;
- la description du phénomène physique de base, qui est l'impact hertzien entre deux objets rigides et qui crée le son du charriage (Chapitre 3) ;
- la présentation de la technique d'inversion des spectres acoustiques du charriage en utilisant un modèle de mélange (Chapitre 4) ;
- la présentation d'un modèle de carte acoustique du son de charriage dans la rivière qui permet de localiser la bande active (de charriage) dans la section transversale de la rivière (Chapitre 5) ;
- les conclusions et les perspectives (Chapitre 6).

La méthodologie concernant l'instrumentation, les sites de mesures ou les protocoles de traitement du signal, est présentée dans l'Annexe A1. Des aspects théoriques et de validation des modèles des Chapitre 3 et Chapitre 4 sont présentés dans un article publié dans un journal, qui se trouve dans l'Annexe A2. Des détails techniques sur l'implémentation des modèles sous un milieu de programmation sont décrits dans l'Annexe A3.

2. **Monitoring par acoustique passive du transport en rivières**

2.1 Le monitoring par acoustique passive.....	27
2.2 Processus acoustique dans la rivière.....	28
2.2.1 Terme source	29
2.2.1.1 Le bruit des sédiments.....	29
2.2.1.2 Le bruit hydrodynamique.....	31
2.2.2 Propagation acoustique.....	32
2.2.2.1 La propagation géométrique	33
2.2.2.2 L'effet de guide d'onde de la rivière.....	34
2.2.2.3 L'absorption dans l'eau.....	37
2.2.2.4 La matière en suspension	38
2.2.2.5 La rugosité du lit et de la surface de l'eau	39
2.2.3 Réception acoustique.....	39
2.2.3.1 Le rapport signal sur bruit	39
2.2.3.2 Performances du système d'acquisition	40
2.3 Etat de l'art.....	41
2.3.1 Détection du charriage.....	41
2.3.1.1 Analyse en temps	42
2.3.1.2 Analyse en fréquence et en temps-fréquence.....	43
2.3.1.3 Conclusions	46
2.3.2 Caractérisation de la granulométrie transportée.....	46
2.3.2.1 Expériences	46
2.3.2.2 Expérience et modélisation de l'impact	47
2.3.2.3 Conclusions	49
2.3.3 Localisation du charriage	49
2.3.3.1 Expériences	49
2.3.3.2 Conclusions	51
2.3.4 Quantification du charriage	51
2.3.4.1 Le modèle de (Johnson & Muir, 1969)	52
2.3.4.2 Le modèle empirique de (Richards & Milne, 1979)	52
2.3.4.3 Les modèles empiriques de (Thorne, 1985, 1986) en laboratoire.....	52
2.3.4.4 Un modèle empirique calibré par la vidéo	53

2.3.4.5 Un modèle empirique calibré par des mesures Helley-Smith.....	53
2.3.4.6 Autres expériences	53
2.3.4.7 Conclusions	54
2.4 Problématiques et plan de la thèse.....	55
2.4.1 Ce qu'il faut retenir de l'état de l'art.....	55
2.4.2 Problématiques du PAM	56
2.4.3 Objectifs de la thèse	56
2.4.4 Méthodologie.....	57

L'objectif de ce chapitre est de présenter les principes et l'état de l'art de la technique du monitoring par acoustique passive (PAM) pour la mesure du transport solide en rivière.

On définit le PAM dans la Section 2.1. On présente la physique du bruit enregistré par la méthode PAM dans la Section 2.2. Ici, on considère les trois composantes principales du processus acoustique: la source, la propagation et l'observation du bruit. On présente dans la Section 2.3 les applications des observations PAM dans la détection (l'initiation), la localisation dans la section transversale, la granulométrie des sédiments et la quantification du transport sédimentaire. A la fin du chapitre, dans la Section 2.4, nous allons présenter les contextes et les directions de recherche proposées dans cette thèse.

2.1 Le monitoring par acoustique passive

Le monitoring par acoustique passive (ang. « *Passive Acoustic Monitoring* », PAM) est une mesure des sons qui sont produits dans un environnement. La mesure de ces sons permet une analyse du paysage acoustique du milieu à plusieurs échelles temporelles et spatiales. Le système de mesure mis en œuvre dans le PAM est autonome. Il comprend un hydrophone (ou une antenne d'hydrophones) et une chaîne d'acquisition du signal. L'analyse des signaux acoustiques est généralement réalisée en post-traitement, certains traitements peuvent être embarqués sur le terrain.

L'hydrophone est un microphone spécialement conçu pour être totalement immergé et il capte les signaux sonores dans la rivière, Figure 2.1. Il contient une pastille piézoélectrique qui se déforme suite à la réception d'une fluctuation de pression, exprimée en Pa, et qui génère une fluctuation en tension électrique en V. Le lien entre la tension électrique délivrée par le capteur et les fluctuations de pressions est défini par la fonction de transfert de l'hydrophone (sensibilité, directivité, bande passante).

La chaîne d'acquisition comprend essentiellement un enregistreur numérique à proximité immédiate de l'hydrophone. Les signaux électriques délivrés par le capteur sont conditionnés (amplification, filtres en bande passante et anti-repliement) avant d'être digitalisés. Cette étape de transformation du signal doit être connue afin de pouvoir interpréter les signaux numériques (fichiers au format *.wav*) en termes de fluctuations de pression exprimées en Pa.

La fréquence d'acquisition du signal dépend du matériel et du traitement envisagé, elle varie pour nos applications entre 96 kHz et 312.5 kHz. Le système PAM peut être déployé pour un épisode de crue ou pour une journée, mais aussi installé de manière fixe sur un site pendant plusieurs années. Un enregistrement typique dure quelques dizaines de secondes et une programmation régulière permet l'analyse ultérieure des caractéristiques du signal à différentes échelles de temps (de l'échelle temporelle du tourbillon à celle de la variabilité saisonnière). L'instrumentation utilisée pour l'acquisition des signaux acoustiques est présentée en Annexe A1.



Figure 2.1 : Hydrophone utilisé pour des mesures acoustiques dans l'eau

Les données brutes ne sont pas transmises à l'opérateur en temps réel car elles sont trop volumineuses (plusieurs centaines de milliers de points par seconde). Aujourd'hui, elles sont stockées sur un disque dur qui est récupéré par l'opérateur pour en effectuer le traitement ultérieurement. Cependant, des traitements embarqués permettent de calculer quelques propriétés du signal qui peuvent être transmises à distance (pression efficace, densités spectrales de puissances en bande d'octaves). Le post-traitement des données acoustiques met en œuvre des algorithmes plus complexes d'estimation et de détection des propriétés du signal. Ces algorithmes utilisent par exemple la séparation en bandes de fréquences pour permettre de discriminer les différentes sources composant le paysage acoustique.

2.2 Processus acoustique dans la rivière

La rivière, son environnement et les processus présents produisent des sons dont les fréquences vont de 1 Hz jusqu'à plusieurs centaines de kHz (pour fixer un ordre de grandeur, l'oreille humaine perçoit les sons dans la bande passante [16-16000 Hz]).

Un processus acoustique est constitué par trois étapes : l'émission d'une onde de pression par la source acoustique, la propagation de cette onde et enfin sa réception. La source est généralement issue de deux phénomènes majeurs dans la rivière : l'écoulement de l'eau et le transport des sédiments, Figure 2.2. La propagation acoustique est influencée par la géométrie de la rivière : on a un domaine limité par les berges et le lit. Les interfaces du fond et de la surface libre de l'eau font de la rivière un guide d'onde (c.à.d. un filtre des sons propagés). L'ensemble sources + propagation constitue le paysage acoustique.

Dans ce qui suit, nous décrivons le bruit du charriage dans le contexte plus général du paysage acoustique de la rivière. On discutera successivement des types de sources acoustiques (Section 2.2.1), de la propagation acoustique des sons dans la rivière (Section 2.2.2) et enfin de la réception au niveau de l'hydrophone (Section 2.2.3).

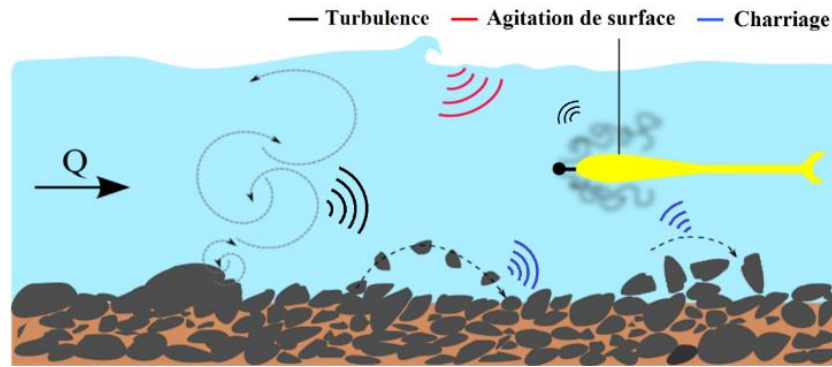


Figure 2.2: Illustration du paysage acoustique de la rivière, selon (Geay, 2013)

2.2.1 Terme source

Le paysage acoustique peut être distingué par des bandes passantes de fréquences spécifiques à chaque source. En milieu marin (Wenz, 1962) distingue trois bandes de fréquences spécifiques aux phénomènes physiques : la turbulence (0-10 Hz), le bruit des moteurs des bateaux (10-1000 Hz) et l'agitation des vagues (100-10000 Hz). Voir la Figure 2.3a.

Dans une rivière, le bruit des sédiments devient une source acoustique importante du paysage dont la bande est autour de 1000 Hz. Les bandes des fréquences de la turbulence et de l'agitation de l'eau (bruit hydrodynamique) typiques en rivières de montagne sont montrées à titre d'exemple dans la Figure 2.3b (Geay, 2013, Geay et al., 2017a). Le bruit d'agitation de la surface de l'eau a été aussi examinée par (Tonolla et al., 2009), Figure 2.3c.

La bande des fréquences des sédiments (du charriage) dépend de la dimensions des particules (par exemple, 1000 Hz généré par des impacts des blocs de diamètre équivalent d'environ 150 mm) (Geay, 2013; Geay et al., 2017a; Jonys, 1976; Thorne, 2014). On détaille dans la suite les deux principaux types de bruit : le bruit issu du mouvement des sédiments et le bruit hydrodynamique.

2.2.1.1 Le bruit des sédiments

La signature du son de charriage est généralement mesurée au-dessus de 1000 Hz. Le son de charriage est un mélange des impulsions issues des impacts entre les sédiments transportés près du fond. La forme temporelle d'une impulsion modélisée par un impact entre deux sphères de 10 mm de diamètre est montrée dans la Figure 2.4a. On observe la durée très courte de l'impulsion, de l'ordre de 0.2 ms. Le son émis par une particule va être dépendant du mouvement de la particule. L'intégration en temps et en espace d'un très grand nombre d'impacts forme un bruit continu de nature ergodique, Figure 2.4b.

La forme spectrale du signal de charriage

On estime la dimension des particules en collisions en analysant la forme du spectre du bruit, Figure 2.4c. Le spectre est de type densité spectrale de puissance (DSP, en $\mu\text{Pa}^2\cdot\text{Hz}^{-1}$). Généralement, on peut utiliser deux descripteurs à partir de la DSP : (1) la fréquence du pic

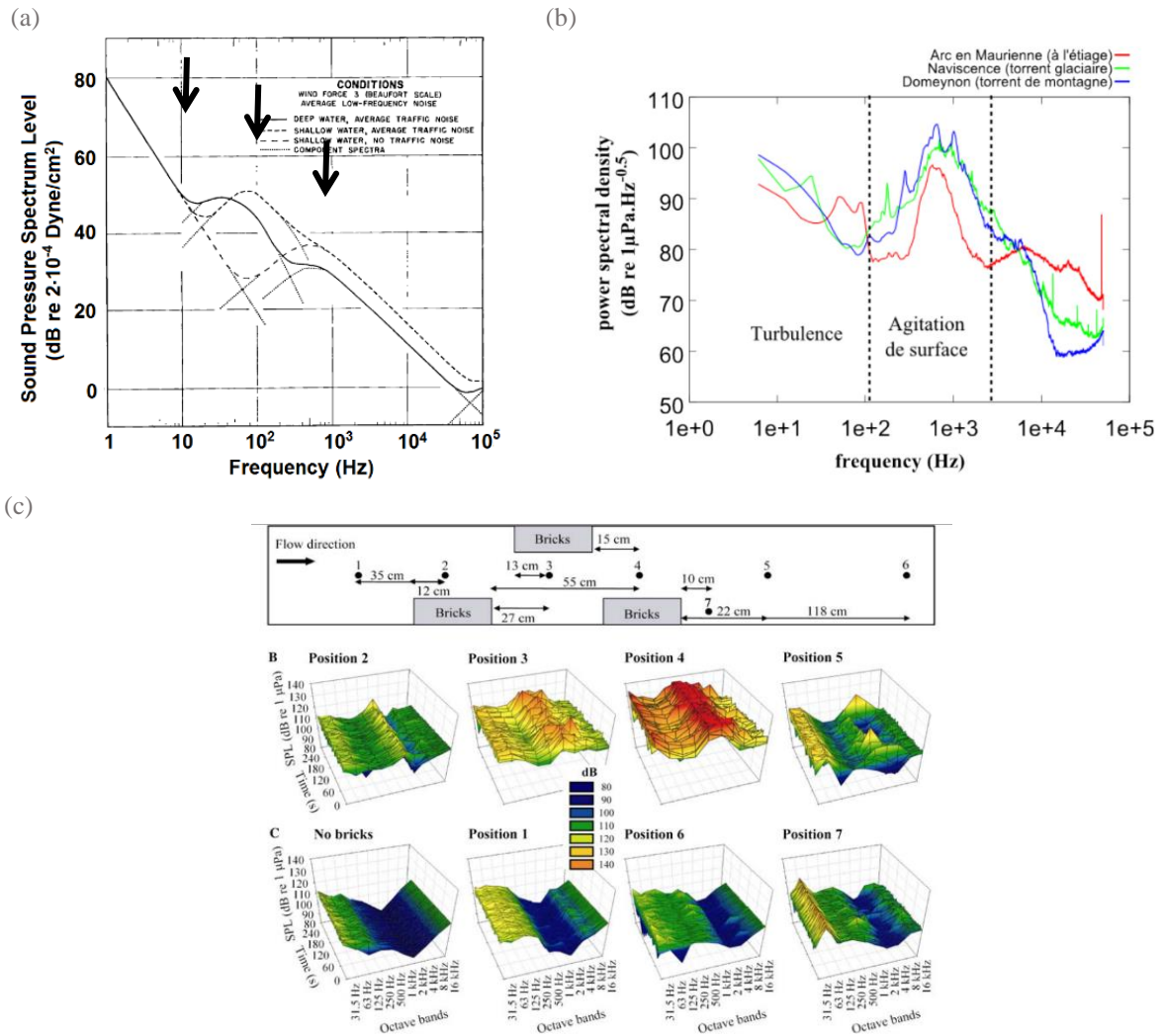


Figure 2.3 : (a) Niveaux spectraux du bruit ambiant dans l’océan (Wenz, 1962): les flèches, de gauche à droite, indiquent respectivement des sources de bruit de la turbulence, de l’activité humaine et de l’agitation de l’eau; (b) Le bruit en trois torrents de montagne ; on divise le spectre le bruit par les trois sources, turbulence, agitation et sédiments (Geay, 2013); (c) La dynamique du bruit hydrodynamique simulé dans un canal expérimental (Tonolla et al., 2009); ici, on étudie le bruit dû à la rugosité du lit. Les niveaux sonores et les bandes passantes du bruit d’agitation varient avec les formes du lit (les briques dans le canal expérimental)

spectral, f_{peak} et (2) la fréquence centrale, f_{centr} , un indicateur qui divise la bande de fréquences d’un spectre en deux parties énergétiques égales (Thorne, 1986a). Plus la particule qui impacte est grosse, plus les fréquences f_{peak} et f_{centr} sont basses (Jonys, 1976; Thorne & Foden, 1988; Belleudy et al., 2010). Par exemple, une particule de type gravier de dimension 10 mm génère après un impact une fréquence de pic de 9000 Hz tandis qu’un bloc de 100 mm génère une fréquence du pic de 3000 Hz.

L’amplitude du signal de charriage

L’intégration des puissances spectrales sur une certaine bande de fréquences ou dans toute la bande de la DSP nous donne la valeur en pression efficace (p_{RMS} , en μPa) ou en niveau sonore (en décibels, dB re $1 \mu\text{Pa}$). La pression efficace, p_{RMS} , souvent utilisée dans cette thèse,

est une mesure qui intègre le signal sur une période de temps ou sur des bandes de fréquences (c.à.d. puissances spectrales intégrées). La pression efficace est proportionnelle à la racine carrée de la masse de sédiments transportés par charriage, i.e. $p_{RMS} \sim M^{0.5}$ (Jonys, 1976; Thorne, 1985, 1986). Dans une moindre mesure, comme nous le verrons en détail dans le chapitre 3, la pression efficace d'une impulsion est également dépendante du mouvement de la particule (en particulier de sa vitesse d'impact). On peut distinguer trois types de mouvement de la particule sur le fond de la rivière (Einstein, 1950; Dancey et al., 2002) : glissement, roulement et saltation. Le type de mouvement de la particule sur le fond de la rivière (par charriage) dépend des conditions hydrodynamiques. Nous verrons par la suite comment intégrer la mécanique de la particule pour interpréter nos observations acoustiques.

2.2.1.2 Le bruit hydrodynamique

L'agitation de l'eau et la turbulence sont des processus hydrodynamiques dont les sources sont communes : les rugosités du lit et de l'eau et la vitesse du courant de l'eau.

L'agitation de l'eau

Le bruit d'agitation de la surface a été étudié par (Tonolla et al., 2009). Les maximums des spectres d'agitation de surface sont dans la rivière autour de 1000 Hz. Les sources d'agitation de l'eau peuvent gagner en puissance au-delà de 1000 Hz avec la montée en valeur du débit liquide. La bande fréquentielle de l'agitation peut interférer avec la bande du charriage ce qui est l'un des plus importants problèmes du monitoring acoustique du transport sédimentaire.

Sur les spectres de la Figure 2.4c, on a deux cas : (1) quand les puissances du bruit de l'eau sont faibles, dans les rivières à faible pente (l'Isère à Grenoble, pente 0.05%) et (2) quand les puissances sont plus fortes, comme dans les rivières à forte pente (le torrent de montagne le Vénéon dans le massif des Ecrins, pente 1%). L'augmentation de la bande du bruit de l'agitation de l'eau, comme celle de Vénéon, comme dans la Figure 2.4c, peut masquer (interférer) intégralement le bruit des impacts des graviers de 10 mm. Dans l'Isère, la surface de l'eau est peu agitée donc, les trois bandes de charriage, de sédiments de 10 mm à 100 mm, ne se mélangent pas avec la bande d'agitation.

La turbulence

L'effet acoustique de la turbulence est le bruit capté seulement par le capteur déployé dans le courant de l'eau (Bassett et al., 2013; Geay et al., 2017a). Il s'appelle un « pseudo-son » parce qu'il s'agit de fluctuations turbulentes qui ne se propagent pas et elles restent autour du capteur. Les niveaux sonores de ces pseudo-sons varient en fonction de la vitesse de l'eau. Ils varient aussi avec la position du capteur, s'il est installé sur les berges (« *bank deployment* »), où il y a la moindre vitesse d'écoulement de la section transversale, ou dans la veine (« *instream deployment* »), Figure 2.4c. Toutefois, il est moins courant que le pseudo-son et le bruit du charriage interfèrent.

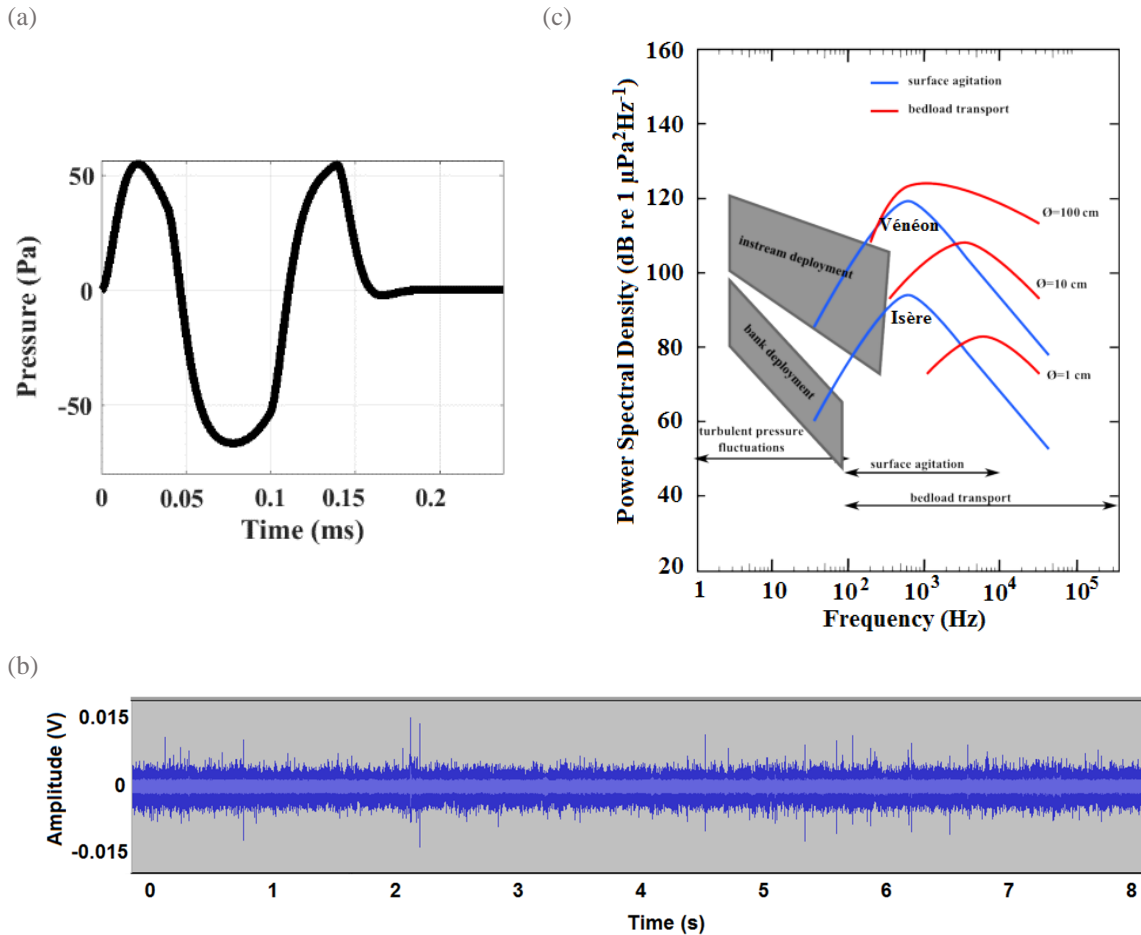


Figure 2.4: (a) Signal transitoire typique de l'impact modélisé entre deux sphères de diamètre 10 mm, en unités de la pression sonore; (b) Signal typique du charriage, en unités de la tension électrique du capteur, enregistré dans la rivière de l'Isère, à Grenoble Campus ; la bande passante du bruit du charriage est entre 5 et 50 kHz; (c) Spectres DSP du bruit de charriage, pour trois classes granulométriques, 1, 10 et 100 cm, et de l'agitation de l'eau, pour deux rivières différentes (Geay, 2013) ; on note les limites supérieures du bruit hydrodynamique. On montre aussi la bande passante, sous la forme des enveloppes, du pseudo-son de la turbulence quand le capteur est déployé dans le lit ou depuis les berges de la rivière.

2.2.2 Propagation acoustique

Le but de cette section est de présenter les propriétés de l'atténuation des ondes sonores dans un milieu quasi-confiné comme celui de la rivière. Dans ce milieu, les sources acoustiques qui nous intéressent sont les impacts entre les sédiments transportés dans le lit de la rivière. Les sons émis par ces sources acoustiques sont transmis à travers la rivière et ils s'atténuent avec la distance. On quantifie l'atténuation par un paramètre nommé « perte de propagation », ou en anglais, « Transmission Loss » (*TL*).

Les pertes de propagation en rivière sont générées par les processus physiques suivants:

1. la propagation géométrique (divergence géométrique et réflexions des ondes sonores);
2. l'absorption (les transferts énergétiques avec le milieu de propagation) ;
3. la diffusion (les interférences des ondes).

2.2.2.1 La propagation géométrique

La perte de propagation TL est définie comme un rapport entre deux mesures acoustiques à des différentes distances (Geay et *al.*, 2017b), comme dans (2.1), où les grandeurs considérées sont des pressions acoustiques (en Pa).

$$p(r) = p_{ref} \cdot TL_{geom}(r) \text{ (pression } rms) \quad (2.1)$$

où r – la distance entre la source et le point de mesure, p_{ref} est la pression acoustique mesurée à la distance r_{ref} , TL_{geom} perte de propagation, sphérique ou cylindrique

Si l'onde se propage dans un milieu infini dans toutes les directions, la TL_{geom} est inversement proportionnelle à la distance. La formule, définie dans le Tableau 2.1, est déduite en utilisant la conservation de l'énergie acoustique intégrée sur la surface d'une sphère autour de la source. Cette formule représente le modèle géométrique de divergence sphérique, la Figure 2.5 (« *Spherical spreading* »).

Si le milieu est limité dans une de ses dimensions, l'onde est contrainte en propagation et, donc, la TL_{geom} est inversement proportionnelle à la racine carrée de la distance (« *Cylindrical spreading* »). On observe donc dans ce cas que l'atténuation est moins sévère que dans le cas de la propagation sphérique parce que le son est contraint de se propager dans un guide d'onde.

Tableau 2.1: Pertes de propagation géométriques, où l'unité physique de mesure est la pression acoustique; alors $p_{rec}(r) = TL_{geom}(r)p_{ref}(r_{ref})$, p_{ref} la pression mesurée à la distance de référence r_{ref} , p_{rec} la pression mesurée dans un point de l'espace, à la distance r .

	Modèle sphérique	Modèle cylindrique
TL_{geom}	$TL_{geom} = \left(\frac{r_{ref}}{r} \right)$	$TL_{geom} = \sqrt{\left(\frac{r_{ref}}{r} \right)}$

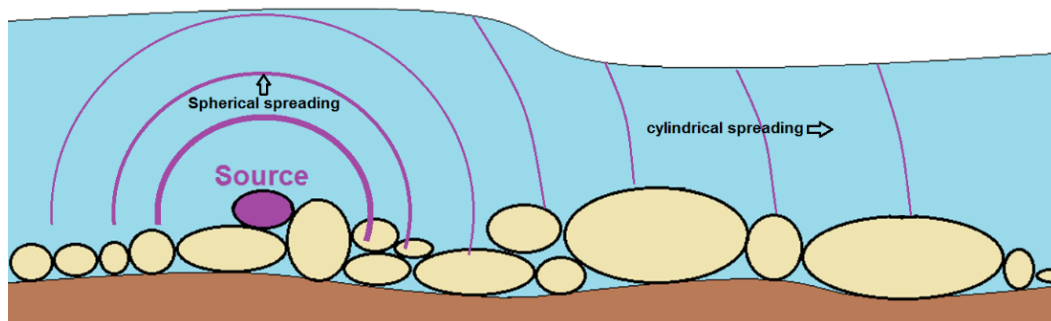


Figure 2.5: Propagation sphérique et cylindrique

2.2.2.2 L'effet de guide d'onde de la rivière

On discute le premier mécanisme qui contrôle l'atténuation (perte de propagation) dans la rivière : les réverbérations. Les réverbérations sont des réfléchis multiples avec la frontière du domaine des ondes qui interfèrent avec le son propagé en trajectoire directe.

La propagation acoustique en rivière est caractérisée par le phénomène de réflexion des ondes à la surface de l'eau et au fond de la rivière. Ceci fait que la rivière est caractérisée par l'effet de guide d'onde. Un guide d'onde est un système enfermé ou demi-enfermé, comme par exemple une flûte ou l'orgue d'une église, qui favorise la création des ondes stationnaires, c.à.d des ondes constantes en espace dont les positions des anti-nœuds et ventres sont bien déterminés. Dans la rivière, les interférences des réfléchis multiples et le trajet direct favorisent la formation des ondes stationnaires.

On analyse le guide d'onde de la rivière par l'approche de Pekeris, développée dans le milieu marin (Pekeris, 1948). Le modèle considère trois couches parallèles du haut en bas, l'air, l'eau et les sédiments du fond et consiste par l'analyse des réfléchis aux interfaces eau-air et eau-sédiments.

La réflexion des ondes sonores obéit à des lois similaires à la réflexion des ondes lumineuses. Le coefficient de réflexion R dépend de la densité et de la célérité de propagation dans les deux milieux à l'interface comme indiqué dans (2.2) (Pekeris, 1948) :

$$R = \frac{\cos \theta \cdot \rho_2 c_2 / \rho_1 c_1 - \sqrt{1 - (c_2 / c_1)^2 \sin^2 \theta}}{\cos \theta \cdot \rho_2 c_2 / \rho_1 c_1 + \sqrt{1 - (c_2 / c_1)^2 \sin^2 \theta}} \quad (2.2)$$

où θ – l'angle d'incidence de l'onde (mesuré par rapport à la verticale sur l'interface qui sépare les deux milieux), ρ_1 et c_1 – la densité et respectivement la célérité du milieu de provenance de l'onde, ρ_2 et c_2 – la densité et la célérité du milieu de transmission de l'onde. Les densités et les célérités des différents milieux de propagation sont définies dans le Tableau 2.2.

Tableau 2.2 : Les propriétés respectives caractéristiques des différents milieux (Frey, 2014). La célérité des matériaux du fond prend en compte les interstices entre les sédiments.

		Densité (kg·m ⁻³)	Célérité (m·s ⁻¹)
Air		1.225	341
Eau		1000	1483
	Granite	2700	
Sédiments	Calcaire	2750	1800-2500
	Quartz	2620	

À l'interface entre l'eau et l'air, la réflexion de l'onde acoustique est totale lorsqu'elle atteint la surface de l'eau ($R = -1$). Elle peut être modélisée par la méthode des miroirs, Figure 2.6a (Jensen et al., 2011). La méthode des images suppose que la source acoustique a une image de l'autre côté de l'interface, à la même distance que la source. Le récepteur reçoit l'onde réfléchie par la surface de l'eau comme si elle était émise par l'image de la source. Le coefficient R est, dans ce cas, invariant par rapport à l'angle d'incidence θ . Le signe négatif indique que l'onde change de phase (une surpression acoustique devient une dépression acoustique suite à la réflexion au niveau de la surface libre).

À l'interface entre l'eau et le lit, le coefficient de réflexion avec le lit de sédiments est variable avec l'angle d'incidence. L'angle d'incidence pour lequel $R = 1$ (réflexion totale) s'appelle angle critique, θ_c , (2.3).

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{c_2}{c_1}\right) \quad (2.3)$$

Pour des angles d'incidence $\theta_n > \theta_c$, l'onde ne pénètre plus le fond et elle se réfléchit intégralement dans l'eau. L'onde se propage de cette façon répétitive étant réfléchi à plusieurs reprises sur le fond et la surface libre. Le processus de réflexion avec le lit, illustré par la méthode des images sur la Figure 2.6b, où on trouve qu'à chaque source acoustique il y a une infinité d'images. Ainsi, à chaque réflexion avec le lit, le coefficient de réflexion R décroît ce qui fait que l'intensité de l'onde acoustique des rayons réfléchis diminue aussi. Ainsi, après m réflexions avec la surface de l'eau est n réflexions avec le lit, le coefficient de réflexion devient $(-1)^m R^n$ (Pekeris, 1948).

Les ondes directes et réfléchies interfèrent entre elles et créent un réseau d'interférences constructives ou destructives, Figure 2.6c. Les interférences acoustiques donnent naissance aux modes de propagation (Geay et al., 2017b). Ce processus est conditionné principalement par la longueur d'onde des ondes acoustiques qui se propagent. La longueur d'onde limite, ou le mode limite propagé, est calculée à partir du réseau de diffraction formé par des sources et leurs images. Ce mode n propagé est définie par la formule (2.4) de (Pekeris, 1948).

$$\lambda_n = \frac{4H \sqrt{1 - \frac{c_1^2}{c_2^2}}}{2n - 1} \quad (2.4)$$

où λ_n – la longueur d'onde limite au-dessus de laquelle aucun mode ne se propage pas.

Les ondes des longueurs d'onde supérieure à λ_n ne se propagent pas selon le mode n mais s'atténuent exponentiellement avec la distance horizontale. Ainsi, il existe une fréquence de coupure, appelée la fréquence de coupure de Pekeris f_{pek} , en dessous de laquelle aucune onde ne se propage suivant le mode n dans le canal :

$$f_{pek_n} = \frac{c_1}{\lambda_n} = (2n-1) \frac{c_1 c_2}{4H \sqrt{c_2^2 - c_1^2}} \quad (2.5)$$

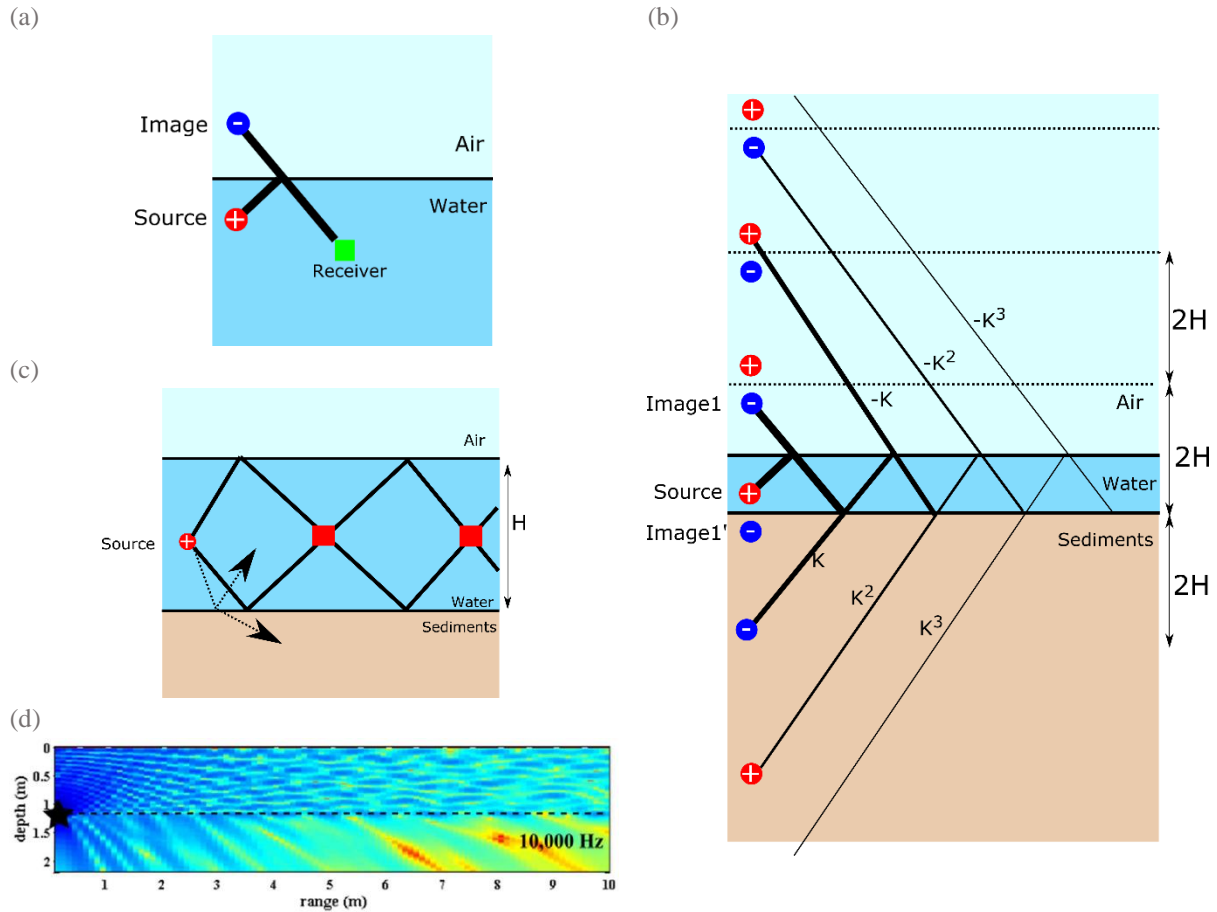


Figure 2.6: (a) Méthode des miroirs (« *Lloyd's mirror pattern* ») pour la modélisation des réfléchis à la surface de l'eau; la source est notée par « + » et son image par rapport à l'interface des milieux « - » - (miroir de la partie positive) (b) Evolution du coefficient de réflexion à l'interface sédiment-eau (on montre aussi l'interface eau-air). Les coefficients de réflexion $R < 1$ pour eau-lit et $R = 1$ pour eau-air. L'atténuation due aux réfléchis est suggérée par l'épaisseur des traces. On montre aussi, par la méthode des miroirs, le changement en phase des ondes réfléchies. (c) Illustration d'un guide d'onde ; les carrés rouges sont des concentrations énergétiques dues aux interférences constructives ; les ondes qui ne se propagent pas ($\theta < \theta_c$) sont montrées par les traces pointillées ; (d) Simulation numérique de la propagation acoustique adaptée pour une rivière (Geay et al., 2017b). La trace en pointillés est l'interface entre l'eau et les sédiments. Les code des couleurs représente l'atténuation des ondes, TL , (rouge – atténuation très forte)

L'effet de coupure est très important dans l'analyse du signal de charriage. Un effet important de cette fréquence est le filtrage des basses fréquences par la rivière. Ce qui peut atténuer du signal d'intérêt, comme celui du charriage des plus gros sédiments. Un exemple typique est montré sur la figure des expériences en canal de Tonolla (voir Figure 2.3c) ou des expériences dans trois torrents (Geay, 2013) (Figure 2.3b). Dans ces cas où la profondeur d'eau est faible, on observe une baisse de puissance acoustique autour 1000 Hz. La première partie

du spectre, dominé par le pseudo-son de la turbulence, n'est pas affecté par les effets de coupure parce que ce bruit est très proche du capteur et ne se propage pas dans la colonne d'eau.

L'analyse sur des matériaux différents du lit dans un canal d'une même hauteur ($H = 1$ m) avec hydrophone fictif à 50 cm du lit et à 100 m d'une source acoustique, (Geay, 2013), on montre que le lit de sédiments en calcaire coupe les fréquences en-dessous de $f_{pek} = 500$ Hz, pour le lit en granite $f_{pek} = 650$ Hz, pour le lit en sable $f_{pek} = 900$ Hz et pour le lit en vase $f_{pek} = 1100$ Hz. Ainsi, le lit en vase absorbe mieux les ondes que le calcaire.

La fréquence de coupure est en relation linéaire avec la hauteur de la colonne de l'eau, $f_{pek} \approx H^{-1}$, comme dans la formule (2.5). On calcule par exemple pour un récepteur à 20 cm du lit et à 100 m de la source) que pour $H = 4$ m la fréquence de coupure est $f_{pek} = 150$ Hz, pour $H = 2$ m $f_{pek} = 300$ Hz, pour $H = 1$ m $f_{pek} = 600$ Hz et ainsi de suite (Geay, 2013).

La profondeur du récepteur (l'hydrophone) est testée, pour une hauteur fixe $H = 110$ cm, (Geay, 2013). Le déplacement du capteur n'affecte que la largeur de la bande passante du charriage. Si le capteur est proche du lit (à 30 cm du lit), il y a moins des fréquences générées par le charriage qui sont affectées par la fréquence de coupure que dans la situation où le capteur est très proche de la surface de l'eau (à 100 cm du lit). Si le capteur est proche de la surface de l'eau, le phénomène de coupure peut affecter des fréquences allant jusqu'à 10 kHz.

En conclusion, la coupure des modes est un phénomène qui empêche l'analyse précise des bruits de charriage à basse fréquence, à cause d'une transformation des bruits émis par une fonction de transfert dépendante de facteurs comme la hauteur de la rivière, le type de sédiments du lit, la distance du récepteur et la profondeur du récepteur.

2.2.2.3 L'absorption dans l'eau

L'atténuation due à la viscosité de l'eau est un processus énergétique subi par l'onde dans sa propagation dans l'eau. Ce processus dissipe de l'énergie acoustique sous la forme de la chaleur (Jensen et al., 2011). La formule d'atténuation due à la dissipation est donnée par la formule (2.6).

$$p = p_{ref} \cdot TL_{abs} = p_{ref} \cdot \left(10^{-\frac{\alpha_{abs} r}{20}} \right) \quad (2.6)$$

Le facteur d'absorption α_{abs} , en $\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}$, a été modélisé par (Francois & Garrison, 1982), dans (2.7). Il est dépendant de la fréquence de l'onde, la température du milieu et la profondeur de la mesure, $\alpha_{abs} = \alpha_{abs}(r, T, f)$.

$$\alpha_{abs} = A_3 P_3 f^2 \text{ (dB} \cdot \text{km}^{-1}) \quad (2.7)$$

où f – la fréquence linéaire d'onde, en (kHz), et

$$A_3 = \begin{cases} 4.937 \cdot 10^{-4} - 2.59 \cdot 10^{-5} T + 9.11 \cdot 10^{-7} T^2 - 1.5 \cdot 10^{-10} T^3, & T \leq 20^\circ \\ 3.964 \cdot 10^{-4} - 1.146 \cdot 10^{-5} T + 1.45 \cdot 10^{-7} T^2 - 6.5 \cdot 10^{-10} T^3, & T > 20^\circ \end{cases}, T - \text{la} \quad (2.8)$$

température de l'eau en ($^\circ$)

$$P_3 = 1 - 3.83 \cdot 10^{-5} r + 4.9 \cdot 10^{-10} r^2, r - \text{la distance par rapport à la source, en (km)} \quad (2.9)$$

On teste (2.7) en prenant plusieurs températures $T = [0, 20, 40]$ $^\circ\text{C}$ et distances $r = [10, 1000]$ m. Ici, on passe en unité de mesure en $\text{dB}\cdot\text{m}^{-1}$, en divisant α_{abs} par 1000. Les pertes de propagation des fréquences, dans la bande $10^3 - 10^5$ Hz, vont de 10^{-7} jusqu'à 10^{-2} $\text{dB}\cdot\text{m}^{-1}$, b. Les fréquences en-dessous de 10^5 Hz sont très faiblement atténuées par les effets de dissipation visqueuse. On remarque que la température a un effet important sur la valeur de α_{abs} et que l'atténuation due aux effets de dissipation est négligeable dans notre problème, surtout par rapport aux pertes géométriques.

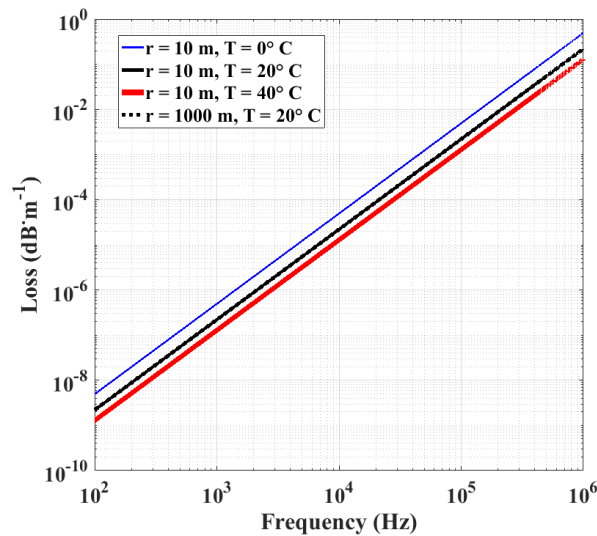


Figure 2.7 : Les pertes de propagation dû à la dissipation visqueuse de l'eau modélisées à partir de la formule simplifiée de (Francois & Garrison, 1982) ; r – la distance de mesure

2.2.2.4 La matière en suspension

L'atténuation due à la matière en suspension relève de deux types de mécanismes : (1) la diffusion des ondes (anglais « *scattering* ») et (2) l'absorption par les sédiments en suspension.

Dans la diffusion multiple, l'onde est réfléchiée dans toutes les directions et donc la trajectoire de l'onde n'est plus rectiligne mais déformée à cause de multiples interactions avec les solides en suspension. La diffusion est aussi à l'origine de la diffraction des ondes.

Dans notre situation, les tailles des particules en suspension peuvent avoir des valeurs comparables aux longueurs d'ondes émises par les impacts des graviers fins ou des sables transportés sur le fond (quelque mm). Des interactions vont exister entre les ondes acoustiques et les matières en suspension mais les mécanismes mis en jeu ne sont pas bien connus à nos

fréquences d'étude. Nous ne considérerons pas l'effet des matières en suspension dans cette thèse.

2.2.2.5 La rugosité du lit et de la surface de l'eau

Dans les rivières de montagne la diffusion des ondes est aussi produite par les irrégularités du lit et de la surface de l'eau (Wren et al., 2015). Cela veut dire que le lit composé par des graviers atténue moins l'onde sonore qu'un lit composé par des galets. La longueur d'onde du son généré par le sable (< 2 mm de diamètre \rightarrow < 0.3 mm en longueur d'onde) est plus petite que la dimension moyenne des rugosités du lit et même de la surface de l'eau. Le coefficient de réflexion est alors corrigé comme dans (2.10) (Brekhovskikh & Lysanov, 2003):

$$R = R_0 e^{-0.5\Gamma_{rug}} \quad (2.10)$$

où $\Gamma_{rug} \equiv 2k\sigma\cos\theta_i$ – le paramètre de Rayleigh, σ – la valeur efficace de la rugosité, k = le nombre d'onde ($k=2\pi/\lambda$) et θ_i - l'angle d'incidence.

La rugosité peut aussi être prise en compte dans un coefficient d'atténuation (comme pour les MES et l'absorption par l'eau), comme proposée dans (Wren et al., 2015). La rugosité n'est importante pas si la longueur d'onde k est plus grande de trois ordres de grandeurs que la valeur efficace de la rugosité (Geay, 2013).

2.2.3 Réception acoustique

Une configuration typique d'enregistrement du bruit de charriage est montrée sur la Figure 2.8a. Un hydrophone est installé dans le cours de l'eau ou sur l'une des rives, et enregistre des impacts entre des particules mobiles et des particules fixées au lit, Figure 2.8b. La réception du signal acoustique dépend de deux facteurs majeurs :

1. Les processus physiques : la source acoustique et la propagation acoustique.
2. Les performances du système d'acquisition.

2.2.3.1 Le rapport signal sur bruit

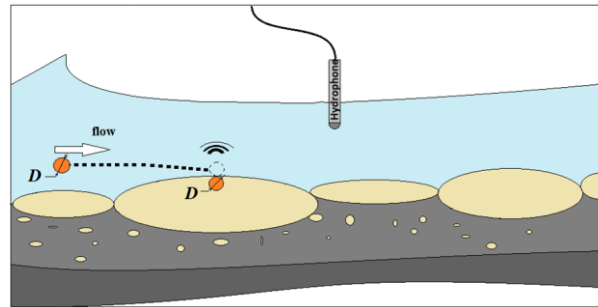
Les effets des processus physiques qui ont été étudiés ci-dessus nous permettent de d'énoncer des premières conclusions sur le mode opératoire et sur les caractéristiques de la chaîne d'acquisition.

On enregistre un très bon signal (des bandes spectrales bien visibles dans le spectre, ou un bon rapport signal sur bruit RSB), si le bruit du charriage est plus puissant que les autres bruits ambiants.

Pour maximiser la qualité du signal, il faut adopter l'unes de stratégies suivantes :

- positionner l'hydrophone dans le cours de l'eau, pour être plus proche de la source de bruit du charriage;
- laisser dériver l'hydrophone par le courant, comme on l'a fait dans les expériences sur l'Isère. Ceci a pour but la diminution des effets des bruits hydrodynamiques (typiquement l'hydrophone est placé sous un radeau);
- utiliser une antenne d'au moins deux hydrophones. La cohérence spectrale des deux signaux sur les deux voies aide à augmenter le RSB du signal du charriage (Bassett et al., 2013).

(a)



(b)

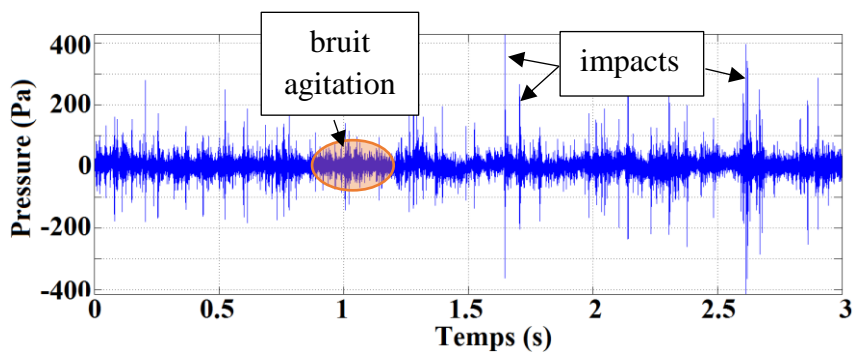


Figure 2.8: (a) Positionnement de l'hydrophone dans la rivière et un impact entre deux particules (mobile et fixée dans le lit); dans ce cas on applique la « méthode des images » (voir la Section 3.15) (b) le signal à la réception (l'hydrophone) constitué par du bruit d'agitation et du bruit des impacts interparticulaires et à partir desquels on peut estimer la qualité du signal (rapport signal sur bruit)

Des expériences en acoustique active permettent de mieux caractériser la mesure par l'hydrophone, comme par exemple la surface d'écoute intégrée, la fréquence de coupure ou les effets de la matière en suspension, ou pour estimer les pertes de propagation. Nous proposerons plus loin de telles mesures où on enregistre le signal émis par une source artificielle connue.

2.2.3.2 Performances du système d'acquisition

Le PAM est une approche très utilisée dans la détection et la surveillance des mammifères dans l'océan (Küsel et al., 2011; Thomas & Marques, 2012). Cette technique évolue constamment avec les avancés de la technologie. La chaîne de mesure est composée par des hydrophones, des systèmes d'acquisition autonomes et des cartes audio qui comprennent des algorithmes embarqués de traitement du signal (Sousa-Lima et al., 2013).

La qualité du signal du charriage dépend des performances de la chaîne d'acquisition et en particulier de l'hydrophone. Un hydrophone qui mesure le bruit de charriage doit avoir les caractéristiques suivantes:

- une bande passante très large, qui dépasse 100 kHz, parce que dans la plupart du temps, le transport sédimentaire est caractérisé par des granulométries fines de sédiments (Wilcock & McArdell, 1997);
- un compromis sur la sensibilité pour éviter la saturation (sensibilité ou gain trop élevé) mais pouvoir mesurer les faibles bruits pour détecter l'initiation du charriage (une sensibilité trop faible pourrait ne pas capter le signal souhaité).
- une directivité orientée vers le lit de la rivière, pour éliminer les bruits hydrodynamiques (Jonys, 1976). Toutefois, cette approche n'est pas très utile si la rivière est à petite hauteur, car il y a des réfléchis qui se propagent partout la rivière.

2.3 Etat de l'art

Le but de cette section est de décrire les avancées de la technique hydrophone dans l'analyse du transport sédimentaire par acoustique. On présente à la fois l'état de l'art et quelques résultats d'essais réalisés dans le cadre de cette thèse qui ont le but de compléter l'état de l'art et de préciser les questionnements.

La méthode hydrophone est prometteuse par ce qu'elle pourrait résoudre les quatre grands indicateurs spatio-temporels du transport sédimentaire :

1. L'initiation du mouvement des particules, pour chaque classe granulométrique des particules du fond;
2. L'estimation de la dimension des sédiments qui impactent sur le fond de la rivière et, implicitement, la courbe granulométrique des sédiments transportés ;
3. La localisation du charriage, afin d'étudier les changements du chenal (la géomorphologie du lit) ;
4. La quantification du flux sédimentaire dans la section transversale, en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$.

On présente dans la suite chaque problème acoustique en détaillant l'état de l'art.

2.3.1 Détection du charriage

La détection du charriage est peut-être l'application la mieux documentée de la méthode hydrophone. Les caractéristiques des impacts, plus aigus et plus puissants que les autres sons de la rivière, facilitent la détection de l'initiation du transport par l'hydrophone. La détection de l'initiation du charriage utilise des méthodes d'analyse temporelle mais aussi des méthodes spectrales. Ces méthodes sont aussi utilisées par d'autres méthodes alternatives du transport par charriage, comme par exemple celles qui utilisent des géophones.

Dès les premiers essais de l'utilisation de l'hydrophone dans la rivière la conclusion a été que le transport sédimentaire produit un bruit qui est perceptible différemment, à l'oreille, comparé à des autres types de bruits de la rivière (Labaye, 1948).

2.3.1.1 Analyse en temps

Les méthodes en temps ont été les premières développées. Les premières mesures en acoustique passive consistaient en l'analyse des impacts dans des structures métalliques mises à côté de l'hydrophone. L'écoute du signal permet le dénombrement des impacts dans la structure.

La méthode hydrophone sans structure métallique a été développée par (Bedeus & Ivicis, 1963). L'hydrophone est inséré dans un saumon hydraulique pour éliminer les sources acoustiques de la surface de l'eau et de la turbulence, Figure 2.9a. L'hydrophone ne captait que du son du fond de la rivière. Les auteurs ont fait des mesures acoustiques dans le Danube, près du Bratislava. La Figure 2.9b montre que le signal représente avec succès les épisodes de charriage dans la Danube, mais la Figure 2.9c montre que le signal n'arrive pas à détecter le transport sédimentaire dans le chenal de la rive gauche. Enfin, ils ont prouvé la faisabilité de la méthode hydrophone pour la détection en temps des changements des taux du transport sédimentaires.

Les mêmes résultats ont été trouvés par (Johnson & Muir, 1969) en utilisant une installation similaire, Figure 2.10a. Ils ont montré, dans un canal expérimental, que la dynamique du signal électrique suit les périodes des mouvements des vagues sédimentaires. De la précision est apportée sur la détection du charriage en fonction des durées des fenêtres de moyennage sur le signal, Figure 2.10b.

La corrélation entre la dynamique du signal hydrophone et les oscillations des vagues artificielles dans un canal expérimental, Figure 2.11a, a été étudiée par (Mason et al., 2007). L'auteur utilise un seuil de 45% de l'intensité sonore maximale pour détecter le mouvement des particules entraînées par les vagues, Figure 2.11b.

Des expériences de détection du charriage ont été faites plus récemment par (Belleudy et al., 2010) dans la rivière de l'Isère, Figure 2.12a. Le signal temporel du charriage est décrit par un très mauvais RSB ce qui complique la tâche de détection des impacts, Figure 2.12b. Ainsi, l'auteur utilise l'intensité moyennée sur des fenêtres temporelles de durées égales aux durées des impulsions, ce qui améliore beaucoup la qualité du signal et la détection des impulsions, Figure 2.12c.

Des algorithmes de dénombrement des impulsions très avancés, à partir des spectrogrammes binaires, ont été proposés par (Geay, 2013). Toutefois, le dénombrement pose des problèmes car la représentation temps fréquence est limitée en résolution temporelle, si le nombre d'impulsions est énorme. De plus, c'est aussi l'agitation de l'eau qui introduit des fausses alarmes.

2.3.1.2 Analyse en fréquence et en temps-fréquence

Un modèle a été proposé par (Jonys, 1976) qui utilise le mouvement par saut des particules, dont le paramètre principal est la longueur de saut d'une particule. Ce modèle, étudié en laboratoire, contient 7 paramètres (la longueur de saut des particules, nombre des particules, diamètres des particules, la surface d'écoute, la vitesse des particules, position de l'hydrophone, niveaux sonore). Les hypothèses prises pour le modèle sont :

- le modèle de propagation est seulement géométrique ;
- le bruit de la rivière ne masque pas le bruit des collisions ;
- les particules mobiles et fixes ont les mêmes diamètres.

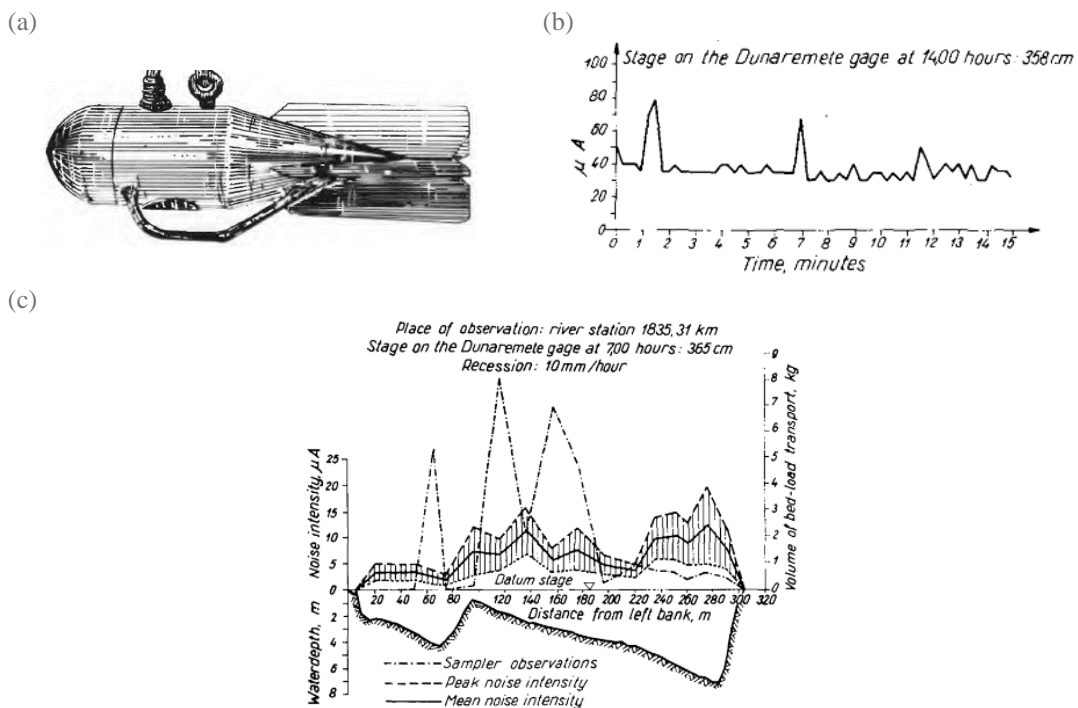


Figure 2.9: (a) Dispositif de type saumon utilisé pour des mesures hydrophones au-dessus du lit du Danube (Bedeus & Ivicis, 1963); (b) Signal électrique typique sur quelques minutes (Bedeus & Ivicis, 1963); (c) Signal acoustique (intensité électrique) et les taux du transport sédimentaire à travers la rivière (Bedeus & Ivicis, 1963);

CH 2 Monitoring par acoustique passive du transport en rivières

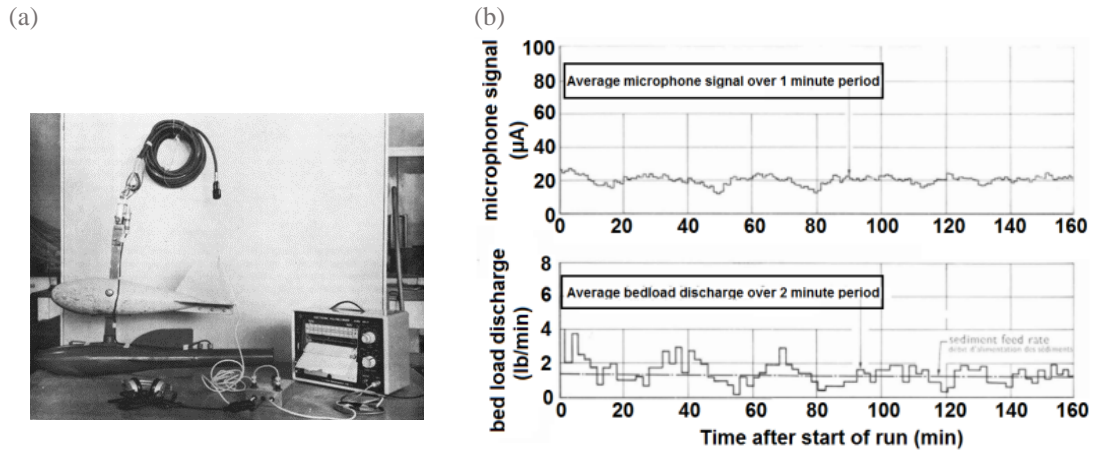


Figure 2.10: (a) Chaîne expérimentale de (Johnson & Muir, 1969) qui enregistre les signaux acoustiques, utilisée pour des mesures en laboratoire et sur le terrain; (b) Signal acoustique (intensité électrique) moyenné sur 1 ou 2 minutes et la variation cyclique du transport sédimentaire dans le canal ;

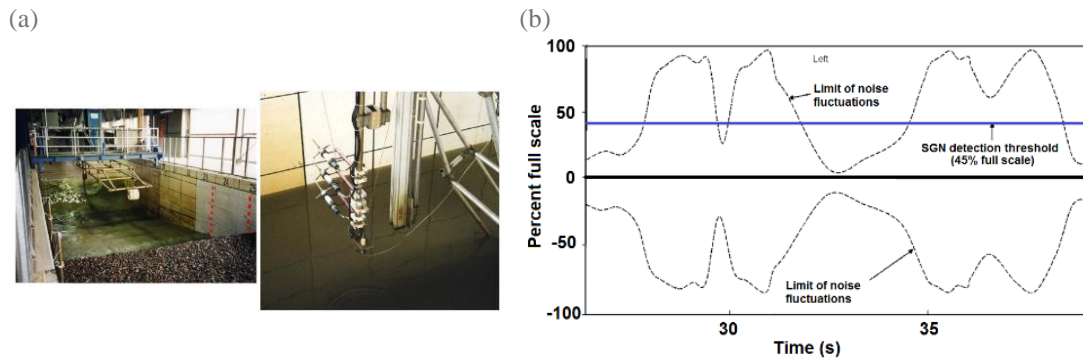


Figure 2.11: (a) Canal expérimental (GroßeWellen Kanal, Hannover, Germany) et l'instruments utilisé par (Mason et al., 2007), où on analyse l'initiation du transport au passage de vagues artificielles ; (b) Signal moyenné sur des fenêtres locales

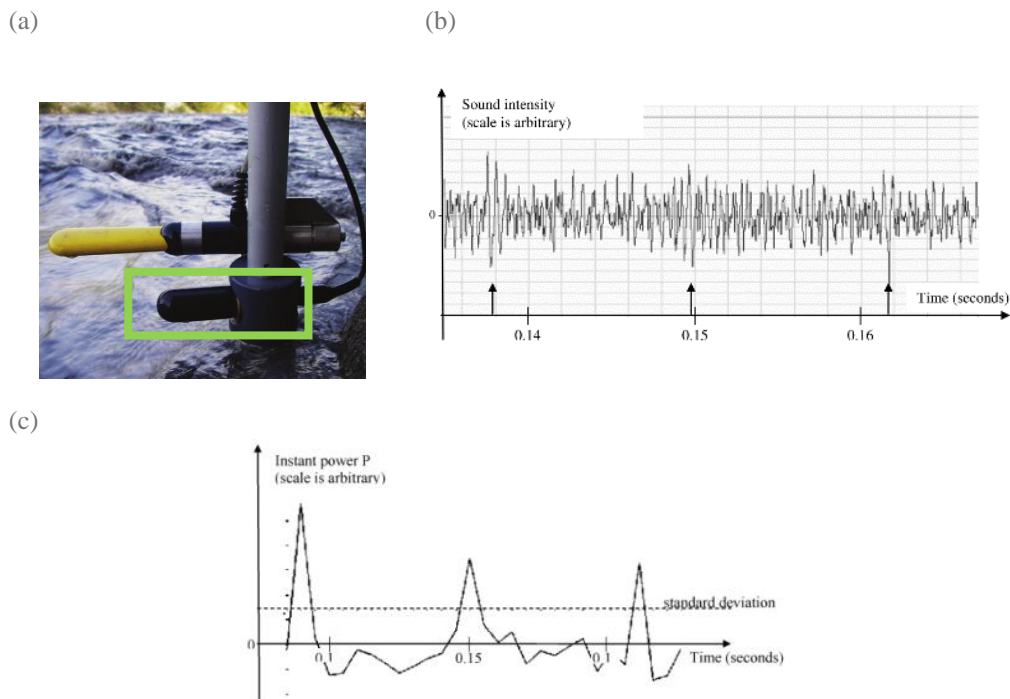


Figure 2.12: (a) Positionnement de la structure portant l'hydrophone dans les expériences dans la rivière de l'Isère (Belleudy et al., 2010) ; (b) Signal en intensité électrique enregistré dans

l'Isère à Lancey; (c) le même signal, mais les intensités sont transformées en puissance et sont moyennées sur des fenêtres à court temps

A partir du modèle, l'auteur cherche à connaître le nombre minimal d'impacts qui produit du changement des niveaux spectraux par des bandes de tiers d'octaves. Il effectue des expériences sur le terrain en plusieurs points de la section axiale de la rivière. Sa conclusion est que la mesure ne donne pas de résultats satisfaisants sur la détection du charriage pour tous les points de mesure, à cause de sources de bruit hydrodynamiques.

D'autres techniques ont été utilisées pour la détection du transport. Elles représentent l'analyse des signaux en temps-fréquence (le spectrogramme) et les spectres des puissances (le périodogramme). Des essais ont été faits en milieu marin pour analyser les cycles flux-reflux (Bassett et al., 2013; Mason et al., 2007), voir Figure 2.13a-b. Les spectrogrammes des densités spectrales de puissances ont été aussi utilisés dans la rivière par (Belleudy et al., 2010; Geay, 2013; Geay et al., 2017a,b), Figure 2.13a-b. A partir des spectrogrammes on estime des densités spectrales de puissances, ou des périodogrammes. Les bosses sur ces périodogrammes nous donnent une indication sur la présence du transport par charriage (Barton, 2006; Jonys, 1976). On observe sur les deux exemples que les énergies sont centrées dans des bandes passantes entre 5 et 10 kHz.

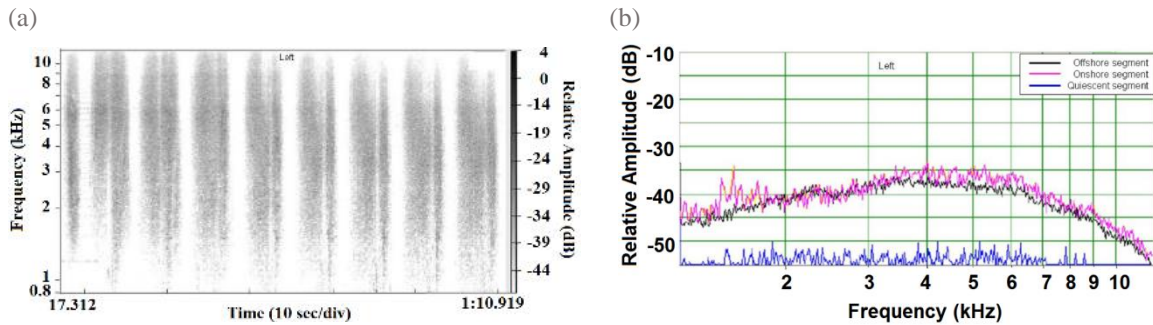


Figure 2.13: (a) Spectrogramme acoustique des expériences de (Mason et al., 2007) et (b) Spectre moyenné;

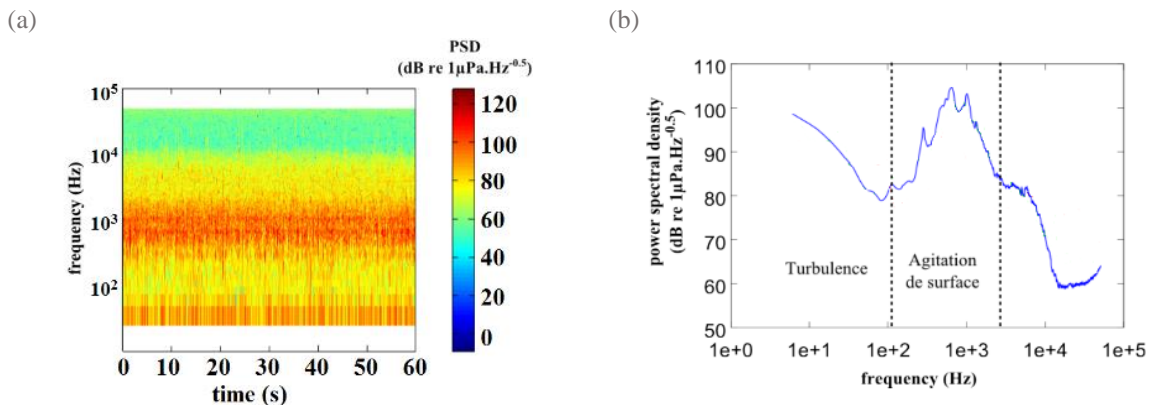


Figure 2.14: (a) Spectrogramme estimé par (Geay, 2013) sur les torrent de Domeynon et (b) sa densité spectrale de puissance ;

2.3.1.3 Conclusions

On peut considérer que la détection du charriage est la tâche du PAM la plus facile. La détection est réalisée simplement par l'écoute des impacts des sédiments ou bien par la détection en spectre de la bande passante du charriage, car le bruit des impulsions des petits sédiments (les premiers qui bougent) est différent du bruit hydrodynamique. De plus, l'amélioration de la détection du charriage dépend du positionnement du capteur dans le cours de l'eau, de la qualité de l'hydrophone et des conditions géométriques et hydrauliques de la rivière.

2.3.2 Caractérisation de la granulométrie transportée

La caractérisation de la granulométrie est l'objectif principal au démarrage de cette thèse. La puissance et la bande passante des impacts sont théoriquement décrits par les dimensions de particules en contact (Koss, 1974; Koss & Alfredson, 1973; Thorne & Foden, 1988). La première référence qui discute de cette caractéristique du bruit de charriage est (Bedeus & Ivicis, 1963). La théorie de l'impact hertzien entre deux sphères dans l'air a été mis au point par (Koss & Alfredson, 1973) et de l'impact entre deux sphères dans l'eau par (Thorne & Foden, 1988). Les auteurs résolvent les équations de la propagation acoustique en modélisant la source comme une sphère oscillante (Malecki, 1969).

2.3.2.1 Expériences

Le son de l'impact des sédiments dans l'eau a été étudié par des expériences de (Thorne, 1985, 1986b). L'auteur agite des sédiments dans un tambour rotatif, Figure 2.15a. L'auteur trouve, en utilisant des billes de verre, des lois de régression empiriques des fréquences des pics et pics spectraux en fonction du diamètre, définies dans la Figure 2.15b, ce qui simplifie la forme de la solution analytique de l'impact. De la même manière, l'auteur calcule des lois de régressions des fréquences centrales (la fréquence qui définit la bande passante des énergies égales des deux côtés du pic spectral) pour des sédiments marins, Figure 2.15c. Ces deux formules empiriques, définies en (2.11) et (2.12) pour des billes de verre et, respectivement, des sédiments, sont très populaires au sein de la communauté scientifique de la mesure par hydrophone et elles sont très utilisées même actuellement.

$$f_{peak} = \frac{224}{D_{eq}^{0.9}} \quad (2.11)$$

$$f_{centr} = \frac{209}{D_{eq}^{0.88}} \quad (2.12)$$

f_{peak} – la fréquence du pic spectral (le spectre du bruit de charriage), f_{centr} – la fréquence centrale ou centrale du spectre (Thorne, 1986b) et D_{eq} – le diamètre équivalent du sédiment (le diamètre du cercle qui inscrit le a -axis du sédiment)

Des autres vérifications de la dépendance de la fréquence avec le diamètre ont été réalisées par (Belleudy et al., 2010), Figure 2.16. Les fréquences centrales ont été estimées sur

les spectres de charriage dans un bras secondaire du torrent St. Pierre par (Geay, 2013), Figure 2.17.

Une méthode d'inversion des spectres acoustiques pour l'estimation de la distribution granulométrique des sédiments transportés a été proposée par (Thorne, 1986a), à partir des lois de régression construites. La procédure d'inversion sera détaillée dans le Chapitre 4.

2.3.2.2 Expérience et modélisation de l'impact

Nous savons donc que le charriage est très bien décrit par son spectre (détection et caractérisation de la granulométrie). Les modèles analytiques des impacts hertziens, soit entre deux sphères soit entre une sphère et une plaque, montrent que la bande passante des impacts est presque intégralement dépendante aux dimensions des particules (Akay & Hodgson, 1978; Koss & Alfredson, 1973; Thorne & Foden, 1988).

On donne comme exemple des spectres des impacts modélisés à partir des modèles analytiques des impacts. Les diamètres simulés vont des particules petites (diamètre 2 mm) jusqu'à des particules grosses (diamètre 90 mm). Sur les résultats de la Figure 2.18, on remarque clairement l'augmentation des fréquences des pics et de la bande passante tandis que le diamètre de la particule décroît. La modélisation et l'analyse de la forme des signaux et des spectres des impacts font l'objet du Chapitre 3.

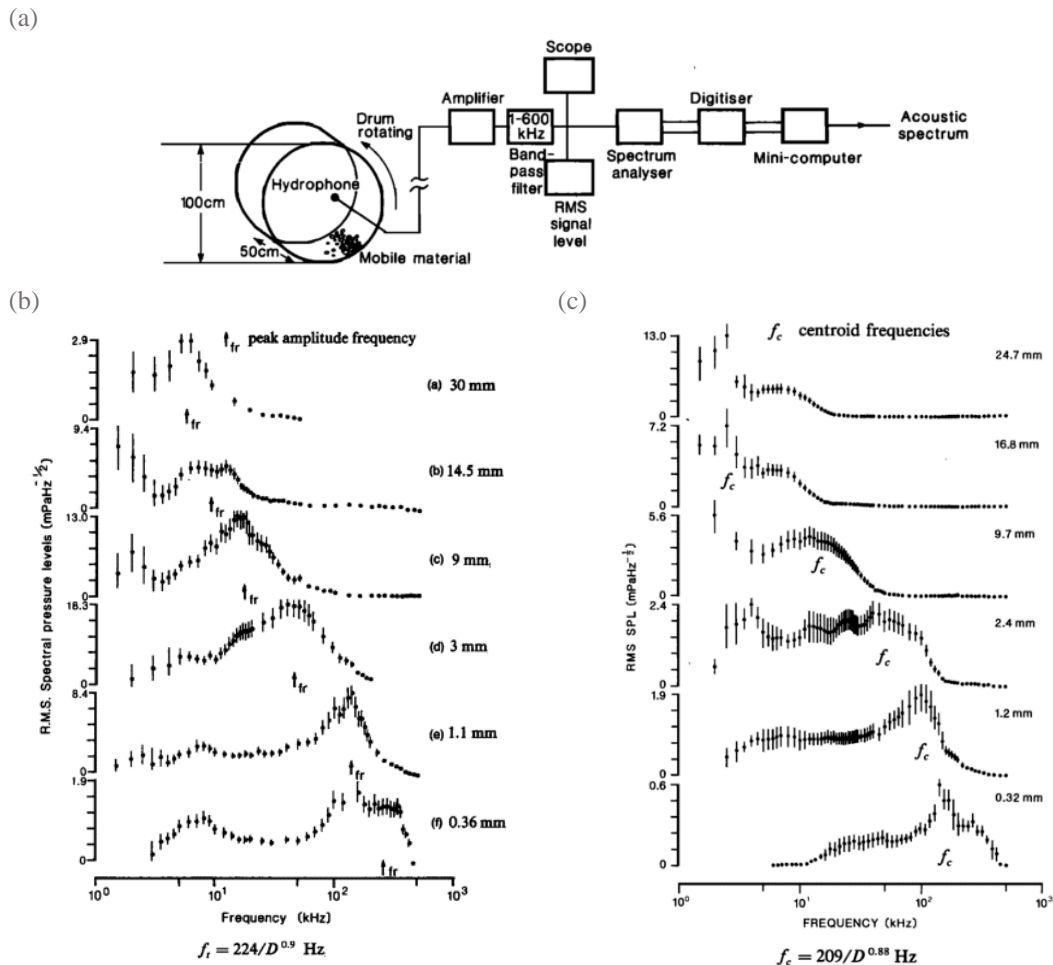


Figure 2.15: (a) Illustration de la chaîne expérimentale utilisée pour l'étude du bruit d'agitation des billes de verre (ballotinis) et des sédiments (Thorne, 1985, 1986); (b) Spectres homogènes de l'agitation des billes utilisés dans l'estimation de la loi de régression entre les fréquences des pics et les

CH 2 Monitoring par acoustique passive du transport en rivières

diamètres des billes (la loi est définie en bas de la figure, D est le diamètre des billes en mètres) ; (c)
Spectres homogènes à partir de l'agitation des sédiments pour l'estimation d'une loi de régression entre les fréquences centrales et les diamètres équivalents des sédiments

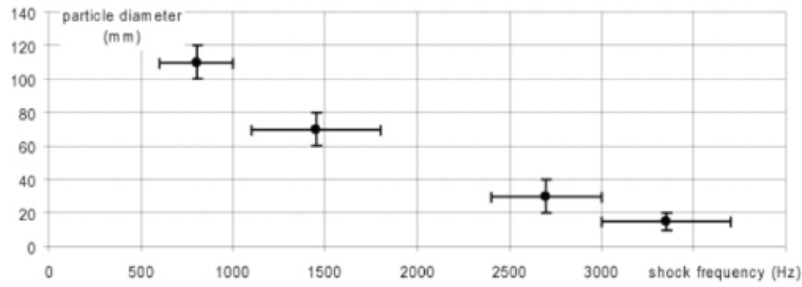


Figure 2.16: Fréquences centrales des impacts en fonction des diamètres des sédiments de l'Isère (Belleudy et al., 2010)

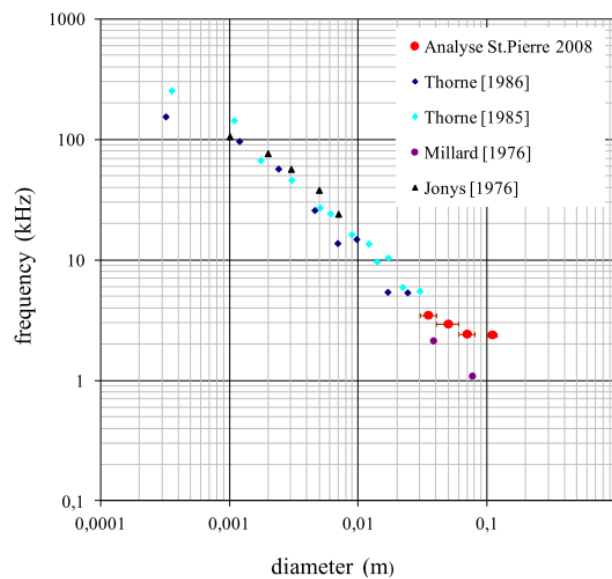


Figure 2.17: Fréquences centrales estimées par (Geay, 2013) à partir des spectres mesurés dans un bras secondaire du torrent St. Pierre

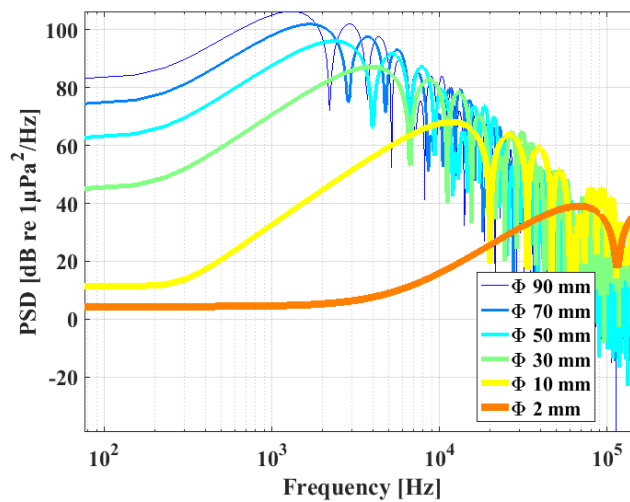


Figure 2.18: Spectres modélisés, dans cette thèse, des impacts interparticulaires en fonction de la classe granulométrique

2.3.2.3 Conclusions

Le bruit du charriage est composé par des impulsions acoustiques générées par des impacts des sédiments transportés. Il existe des modèles analytiques modélisant l'impact entre deux sphères rigides. Dans ces modèles, la fréquence centrale du transitoire est inversement proportionnelle au diamètre des sphères en collision, mais elle dépend aussi de la vitesse d'impact et du matériau. L'analyse de la sensibilité sera présentée dans le Chapitre 3.

Il y a des formules empiriques des impacts des sédiments qui relient la fréquence de l'impact aux dimensions équivalentes des sédiments. Les relations sont très utilisées par la technique PAM pour avoir une idée sur la dimension représentative du charriage.

Au lieu d'avoir une seule valeur représentant la distribution granulométrique des sédiments transportés, on pourrait avoir la courbe entière. Une seule méthode, à notre connaissance, propose l'inversion des spectres pour estimer la courbe granulométrique entière. Dans cette thèse, on reformule cette formule en utilisant les modèles analytiques de l'impact.

2.3.3 Localisation du charriage

2.3.3.1 Expériences

La localisation du charriage est un problème fondamental du transport sédimentaire et elle est une conséquence du tri granulométrique dans la section transversale à cause de la morphologie du lit (Leduc et al., 2015; Leopold, 1992).

Il y a très peu d'applications PAM publiées qui analysent la variation du bruit de charriage à travers et au long de la rivière.

La distance d'écoute du bruit de charriage par un hydrophone a été étudié par (Geay, 2013; Geay et al., 2017a) dans la rivière de la Drau, Autriche. Les expériences ont été réalisées en plaçant un hydrophone dans une section équipée d'une trentaine de géophones, Figure 2.19a. L'auteur montre des bonnes corrélations entre le signal de l'hydrophone et les signaux des géophones, particulièrement pour des périodes des hauts débits, Figure 2.19b. Un rayon d'écoute de l'ordre de 10 m a été définie, mais avec peu de précision. Pourtant, ce rayon d'écoute varie beaucoup en fonction des conditions hydrologiques.

La variation acoustique du bruit de charriage tant en section longitudinale qu'en section transversale a été réalisée dans la rivière de Kootenai, États-Unis, (Lorang & Tonolla, 2014). Ces auteurs effectuent 7 transects longitudinaux (le long de l'axe de la rivière, sur 1 km) pendant qu'ils mesurent des vitesses apparentes du lit, par de l'acoustique active ADP (« *Acoustic Doppler Profiler* ») et les niveaux sonores par des bandes de fréquences d'octaves, par un hydrophone en dérive, Figure 2.20. Les mesures de vitesses apparentes (~ vitesses du fond) ont aidé à estimer dans quels endroits de la rivière il y a du mouvement des particules. Dans le cas du transect le plus proche de la rive gauche, on observe une dépendance entre les vitesses du fond et les puissances dans les bandes de charriage (> 8 kHz). Toutefois, cette relation vitesse-puissances n'est pas évidente pour les autres 6 transects.

Dans son œuvre, (Marineau et al., 2016) réalise des transects longitudinaux, sur une distance de 20 km et sur une dizaine des rivières de montagne. L'idée est similaire à celle de Lorang, de tracer des cartes acoustiques du transport sédimentaire au long de la rivière. Ces expériences montrent le potentiel de la mesure acoustique à pouvoir mesurer les variations spatiales du transport du charriage, tant en granulométrie qu'en flux. Cependant, aucune de ces expériences ne montre une corrélation claire entre les sons mesurés et des données comparatives de mesure du charriage.

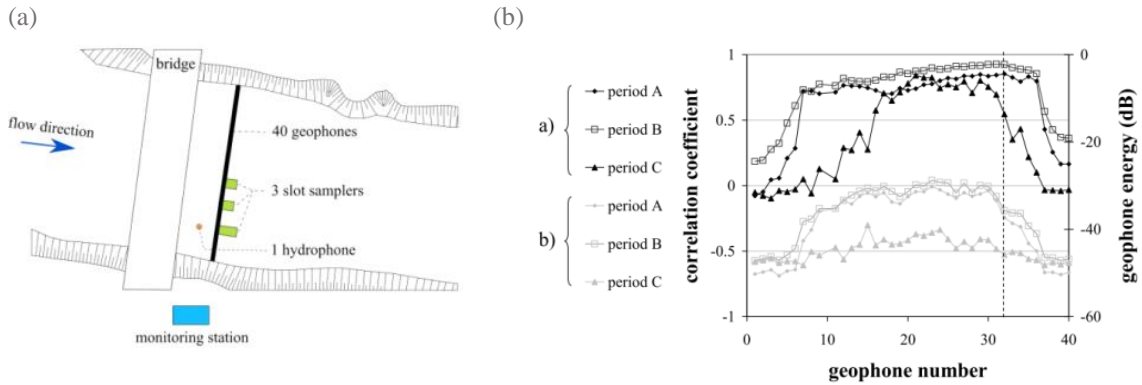


Figure 2.19: (a) Positionnement de la chaîne expérimentale dans la rivière de la Drau, Autriche ; (b) Corrélation du signal hydrophone avec les signaux géophones, pour trois périodes (A et B – des hauts débits, C – des bas débits);

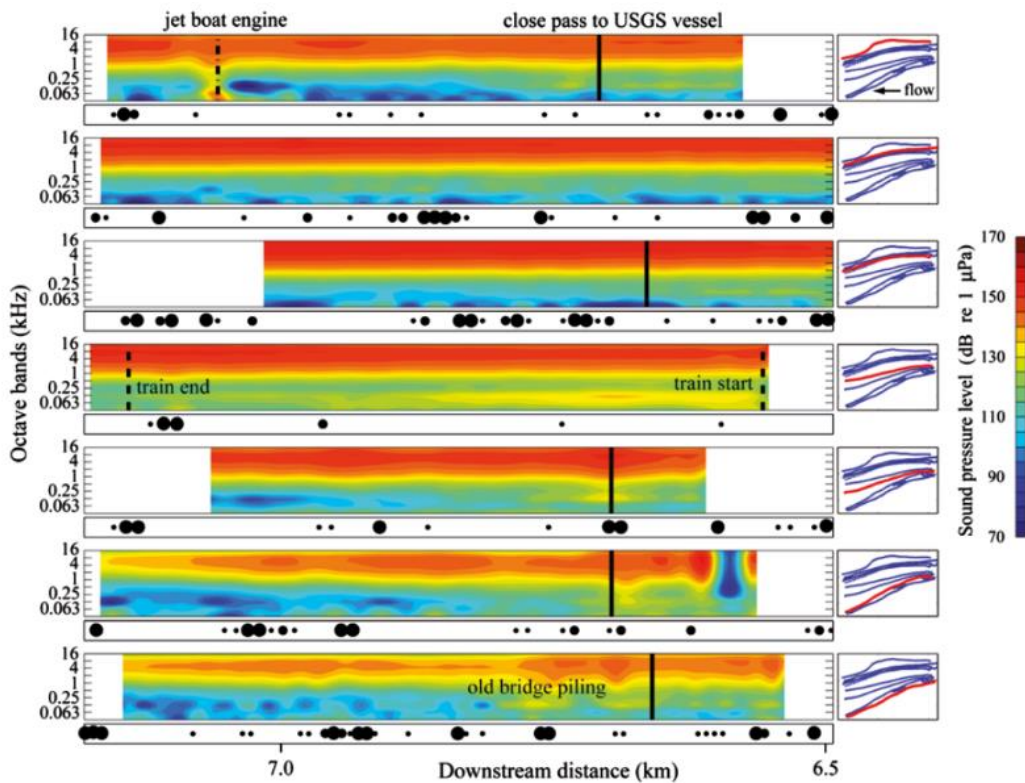


Figure 2.20: Transects longitudinaux des mesures acoustiques réalisées sur la rivière de Kootenai (États-Unis) (Lorang & Tonolla, 2014), de rive gauche (en bas) à rive droite (en haut) et sur 1 km au long de la rivière. Les transects longitudinaux effectués sont à côtés des cartes acoustiques ; les dimensions des bulles noires normalisent les vitesses apparentes du lit.

2.3.3.2 Conclusions

Les expériences exposées dans la littérature scientifique ont pour but la localisation des impacts dans la section transversale ou longitudinale de la rivière.

Les expériences utilisant l'hydrophone ont été accompagnées par d'autres techniques de mesures du transport sédimentaire (les géophones) ou des vitesses apparentes lit (l'aDcp). Le but est d'obtenir des informations sur le transport sédimentaire à partir des instruments calibrés et robustes.

Les méthodes ont confirmé la variabilité de la puissance acoustique à travers et également dans l'axe de la rivière. Les formes morphologiques du lit, la géométrie de la section transversale la granulométrie transportée produit de la forte dynamique du signal sur des régions même de quelques dizaines de mètres.

La modélisation du canal de propagation est importante pour déterminer la pertinence de la mesure acoustique de l'hydrophone en fonction de son positionnement dans la rivière et pour comprendre la région d'écoute de l'hydrophone. Une fois bien maîtrisé cet aspect de la localisation, la détection, la granulométrie et la quantification seraient beaucoup améliorés.

2.3.4 Quantification du charriage

La puissance acoustique générée par le charriage est proportionnelle à la masse de sédiment transportée (Jonys, 1976; Thorne, 1985, 1986a). Théoriquement, la dépendance entre la masse de sédiments et le bruit généré est définie dans la formule (2.13), tant que les sources acoustiques sont incohérentes et indépendantes (Vér & Beranek, 2005).

$$X \propto Y^{0.5} \quad (2.13)$$

où X – la mesure hydrophone et Y – la masse de sédiments.

Le principe le plus simple pour la quantification du flux consiste à calibrer l'unité acoustique (intensité électrique, pression acoustique, puissance intégrée dans la bande du charriage, etc.) en fonction de la masse de sédiments ou du taux de transport par une loi de la forme $X = a \cdot Y^b$, où X – est la mesure acoustique et Y – la mesure du transport solide, en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$, $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ ou $\text{no. collisions}\cdot\text{s}^{-1}$.

On décrit ci-dessous des expériences dans le domaine qui consistent par la calibration du signal hydrophone et ses valeurs caractéristiques (puissance, intensité, pression acoustiques) par une quantité du transport sédimentaire et leurs applications sur le terrain.

2.3.4.1 Le modèle de (Johnson & Muir, 1969)

Un modèle généraliste a été proposé par (Johnson & Muir, 1969), à partir de la physique du transport sédimentaire. Ce modèle utilise le modèle d'Einstein pour estimer les probabilités des nombres de particules déposées dans le lit (Einstein, 1950). Les auteurs utilisent aussi le modèle de (Meyer-Peter & Müller, 1948) pour modéliser le débit solide et les taux des impacts. Les taux des impacts sont convertis en énergie acoustique par le théorie hertzien d'impact entre deux sphères (Goldsmith, 2003). Les caractéristiques électromécaniques du microphone, l'impédance acoustique et la fonction de transfert de la pastille piézoélectrique sont aussi prises en compte. Chaque sous-modèle est un coefficient de leur modèle généraliste de régression à plusieurs coefficients. Ces coefficients sont calibrés par des expériences dans un canal. Les auteurs ont testé leur modèle de régression sur des mesures sur le terrain sans succès. Les causes principales sont la difficulté du déploiement du capteur et la contamination du signal par du bruit hydrodynamique et des bruits divers.

2.3.4.2 Le modèle empirique de (Richards & Milne, 1979)

Une chaîne de mesures en acoustique passive a été développée par (Richards & Milne, 1979) à partir de l'idée de (Anderson, 1976). Ils ont calibré l'hydrophone sur deux rivières Afon Dysinni et Smitte Brook, en Grande Bretagne, dont leurs taux de transport sédimentaire sont très différents. Des particules plus grossières ont été mesurées sur le premier site d'expériences. Les auteurs concluent qu'une loi calibrée dans une de rivière n'est pas du tout valide pour l'autre rivière. La même intensité acoustique prédit des taux de transport très différents ce qui prouve la complexité de trouver une même loi acoustique même pour deux rivières.

2.3.4.3 Les modèles empiriques de (Thorne, 1985, 1986) en laboratoire

Les niveaux acoustiques générés par différentes classes granulométrique ont été mesurés par (Thorne, 1985, 1986a) par des expériences d'agitation des billes de verre (*ballotini*) et de sédiments dans un tambour.

Pour les expériences de 1985, des billes des diamètres $D = \{0.6, 1.1, 3, 6, 9\}$ mm ont été agitées dans le tambour tournant à la vitesse 0.31 ms^{-1} . Les spectres sont intégrés pour estimer les pressions efficaces (pression RMS). Les tests sont répétés pour plusieurs masses de sédiments, pour estimer les lois de dépendance entre la masse et la pression efficace.

L'auteur observe des différences entre les lois de dépendances des petites et des grosses billes, Tableau 2.3. Les petites billes arrivent à confirmer le modèle théorique $X \propto Y^{0.5}$ mais les grosses billes donnent des lois non-conformes.

Les résultats dans les cas des billes *ballotini* ne valident pas entièrement la théorie. L'auteur explique cette déviation par la façon de mouvement du tambour. Par contre, les expériences de 1986 réussissent à valider le modèle théorique. Les 4 classes granulométriques

des sédiments (diamètres représentatifs $D = \{2.4, 4.7, 9.7, 16.8\}$ mm), sont décrites par des lois dont les coefficients sont proches de la valeur théorique 0.5, à l'exception de la classe 4.7 mm.

2.3.4.4 Un modèle empirique calibré par la vidéo

Des essais marins ont été réalisés à West Solent, Grande Bretagne (Thorne, 1986b). Il estime le transport sédimentaire à l'aide de la technique vidéo : une grille collée sur l'écran de la caméra a été utilisée pour analyser la durée de mouvement et la longueur de la saltation des particules. Les niveaux spectraux enregistrés par deux hydrophones ont été calibrés par les analyses vidéo. Les résultats sont plutôt bons car le signal hydrophone n'est pas pollué par des autres sources acoustiques (la turbulence ou l'agitation de l'eau).

2.3.4.5 Un modèle empirique calibré par des mesures Helley-Smith

Des mesures acoustiques corroborées à des mesures des vitesses de la surface de l'eau ont été réalisées par (Geay, 2013; Geay et al., 2017b) dans la rivière de l'Arc en Maurienne, qui est l'un des principaux affluents de l'Isère. L'Arc est une rivière de piémont ayant une mobilité latérale réduite, sa pente est forte, de 3 % à 0.5% entre Saint Jean de Maurienne et l'Isère et son régime hydrologique est pluvionival avec un débit moyenne 6 à 8 m³s⁻¹ à l'étiage et de 15 à 20 m³s⁻¹ en période de fonte des neiges.

Des hydrophones ont été déployés lors d'une chasse de barrage. Les spectres mesurés sont séparés en trois bandes des fréquences, chacune représentant les trois sources acoustiques majeures dans la rivière : la turbulence, l'agitation de la surface de l'eau et le charriage. La relation entre la mesure hydrophone des bruits de charriage et les prélèvements montre un facteur R^2 très faible. Les causes de la mauvaise corrélation peuvent en partie être attribuées au manque de précision des prélèvements par la méthode de Helley-Smith dans ce type de cours d'eau.

2.3.4.6 Autres expériences

Des lois acoustiques empiriques ont été calculées par (Voulgaris et al., 1995). Ses mesures acoustiques sont calibrées dans un canal expérimental. La formule empirique est utilisée en milieu marin pour quantifier les taux de transport pendant des cycles flux-reflux. La formule nécessitait des corrections qui modélisent l'interaction non-linéaire entre les courants et les vagues de l'eau.

Un autre modèle empirique calculé dans (Barton et al., 2010) dans des expériences sur le torrent de montagne de Trinity River, aux États-Unis. L'utilisation de la formule calibrée directement sur le terrain, par des mesures de prélèvements, a permis prédire le phénomène d'hystérésis du transport sédimentaire par rapport aux conditions hydrologiques..

2.3.4.7 Conclusions

La puissance acoustique est proportionnelle au nombre des collisions. Il a été démontré que la pression acoustique efficace, est proportionnelle à la masse des sédiments agités, Tableau 2.3. Toutefois, les relations de proportionnalité varient en fonctions des classes granulométriques, si elles sont petites ou grandes, et du matériau, céramique ou sédiments marins. Le matériau est, cependant, un paramètre très peu important pour notre thèse, car il n'a quasiment pas d'effet sur la forme spectrale de l'impact hertzien ou du mélange des impacts, ce qui va être montré dans les Chapitres 3 et 4.

Tableau 2.3: Coefficients b , de la relation $X \propto Y^b$, X – la mesure hydrophone, Y – la masse de sédiments, calibrés en laboratoire par (Thorne, 1985, 1986b)

		Billes (ballotini)		Sédiment	
<i>Petits diamètres</i>	D = 1.1 et 3 mm	$b = 0.66-0.67$	D = 2.4 mm	$b = 0.56 \pm 0.16$	
			D = 4.7 mm	$b = 0.71 \pm 0.21$	
<i>Gros diamètres</i>	D = 6 et 9 mm	$b = 0.9-1$	D = 9.7 mm	$b = 0.52 \pm 0.16$	
			D = 16.8 mm	$b = 0.5 \pm 0.15$	

Les démarches historiques pour la quantification du flux sédimentaire par le technique hydrophone consistent généralement par établir des lois entre la mesure acoustique et le taux du transport. On donne à titre d'exemples quelques lois de calibration de la mesure hydrophone dans le Tableau 2.4. Les unités calibrées sont des puissances (μPa^2) ou des pressions acoustiques (Pa) ou des unités électriques, en (V^2) ou (V). La puissance doit être liée au flux de sédiments ($X \propto Y$) alors que les pressions sont proportionnelles à la racine carré du flux ($X \propto Y^{0.5}$).

Aucune expérience n'a donnée des résultats satisfaisants à multiples facteurs. Les problèmes qui se posent dans la quantification du transport sédimentaire sont :

- chaque rivière à son propre modèle de calibration de la mesure hydrophone ;
- la difficulté du déploiement de l'hydrophone dans le cours d'eau (Johnson & Muir, 1969) ;
- le positionnement de l'hydrophone, soit sur les berges soit au centre (Jonys, 1976) ;
- la présence des autres sources de bruits : turbulence, l'écoulement de l'eau (Geay, 2013) ;
- la variabilité des conditions hydrodynamiques d'une rivière à l'autre (Richards & Milne, 1979) ;

Tableau 2.4: Modèles de calibration de la mesure acoustique par hydrophone pour la quantification du transport sédimentaire ; Y – la mesure du transport sédimentaire, X – la mesure issue du capteur acoustique ; les lois calibrées en laboratoire, en jaune, sur le terrain, en verte

Auteurs	Modèle de calibration	Unités
(Johnson & Muir, 1969)	$X = 140 \cdot Y^{0.58}$	Y ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$) et X (A)
(Richards & Milne, 1979)	$X = 125 \cdot Y^{0.27}$	Y ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{min}^{-1}$) et X (μA)
(Geay et al., 2017a)	$X = 15 \cdot Y^{0.37}$	Y ($\text{kg}\cdot\text{min}^{-1}$) et X (Pa)
(Voulgaris et al., 1995)	$X = 0.87 \cdot Y^{1.16}$	Y ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$) et X (Pa)
(Barton et al., 2010)	$X = 123 \cdot 10^{-6} \cdot Y + 1.4 \cdot 10^{-5}$	Y ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$) et X (V^2)

2.4 Problématiques et plan de la thèse

2.4.1 Ce qu'il faut retenir de l'état de l'art

La littérature scientifique du monitoring du transport sédimentaire par acoustique passive est encore dans une phase prospective de la recherche. L'état de l'art montre le potentiel considérable de l'hydrophone pour estimer une grande variété d'indicateurs du transport sédimentaire par charriage. L'état de l'art sur la technique hydrophone est conclu comme suit :

- La détection des impacts individuels est délicate, en raison de la taille de la zone d'écoute de l'hydrophone et de la présence des autres sources de bruit comme l'agitation de la surface de l'eau ;
- Les plus récentes méthodes travaillent sur l'intégration d'une énergie, en temps ou en fréquence ; une analyse par bandes de fréquences permet de discriminer les différentes sources de bruit et les différentes classes granulométriques.
- On utilise également des outils de traitement du signal comme le périodogramme pour estimer la densité spectrale de puissance (DSP). Comme ci-avant présenté, l'analyse par bandes de fréquences des DSP aide à détecter le bruit du charriage et à estimer les courbes granulométriques des sédiments transportés.
- On trouve dans la littérature l'utilisation des unités physiques électriques (intensité, tension, puissance ou énergie, électrique) ou acoustiques (pression, sonore, puissance ou énergie sonore). Il n'y a pas d'étude qui pourrait stipuler quelle mesure serait plus adaptée à la mesure de chacun des 4 problèmes du transport sédimentaire ;

- Les caractéristiques géométriques sont différentes d'une rivière à l'autre ; cela implique des propriétés de propagation et de construction du paysage acoustique qui sont différentes. Ces propriétés peuvent aussi changer en fonction des conditions hydrauliques et hydrologiques (du débit hauteur d'eau, agitation de surface).

2.4.2 Problématiques du PAM

La technique hydrophone peut résoudre la dynamique spatio-temporelles des 4 problèmes majeurs du transport sédimentaire par charriage : initiation, granulométrie, localisation et quantification. Malgré cela, un cumul des facteurs fait que la technique demande de la recherche plus avancée sur la physique analysée, qui est l'analyse plus profonde du paysage acoustique de la rivière. Ces facteurs sont liés à : (1) le terme source, (2) la propagation acoustique et (3) la réception.

La physique du terme source, la propagation acoustique et la réception aide à conclure que le PAM représente une démarche complexe qui implique :

- la connaissance des processus physiques qui produisent du bruit dans la rivière (les sources acoustiques) ;
- la compréhension de la propagation acoustique (propagation divergente, les pertes de propagation dues aux absorptions, diffusions multiples, réflexions multiples et diffusives) (Geay et al., 2017b; Rigby et al., 2016) et la modélisation du paysage acoustique qui en résulte ;
- la préparation d'un système de mesures (hydrophone+carte d'acquisition) qui est capable d'enregistrer tant les processus basses fréquences (impacts des galets) que des hautes fréquences (impacts des graviers fins/sables grossiers).
- le développement de stratégies d'analyse du signal adaptées aux différentes questions posées par le transport), à des échelles spatiales et temporelles pertinentes.

2.4.3 Objectifs de la thèse

Cette thèse propose de traiter exclusivement la partie acoustique qui est la connaissance du terme source, ou des impacts des sédiments. Les objectifs vis-à-vis du terme source sont:

- (1) La connaissance des modèles théoriques qui décrivent l'acoustique de l'impact inter-particulaire.
- (2) La connaissance du signal de charriage sous la forme des spectres, plus précisément, des densités spectrales des puissances (DSP).
- (3) L'inversion des DSP du terme source de charriage pour estimer des distributions granulométriques des sédiments transportés.
- (4) La validation des méthodes d'inversion sur des signaux réels, mesurés sur le terrain.

(5) L'étude de la spatialisation des impacts dans la section de la rivière.

Tous ces objectifs gravitent autour du point (3), la modélisation du spectre acoustique du charriage. A notre connaissance, un seul travail (Thorne, 1986a) propose une méthode empirique d'inversion des spectres pour l'estimation des classes granulométriques des sédiments transportés. La méthode a été testée sans succès en milieu naturel. On propose dans cette thèse une approche très différente, dont seulement le point de départ est similaire à celui de (Thorne, 1986a).

2.4.4 Méthodologie

L'objectif principal de la thèse est, en fait, de répondre à la question : comment peut-on utiliser le spectre pour estimer une courbe granulométrique. On associe à chaque objectif présenté antérieurement une démarche méthodologique de la manière suivante :

(1) La connaissance des modèles analytiques des impacts des objets rigides, qui fait l'objet du Chapitre 3. On part de la base de l'acoustique de l'impact et on analyse les formes analytiques des impacts, en temps et en fréquence entre deux sphères ou entre une sphère et une plaque. L'analyse de sensibilité des modèles analytiques est accompagnée par des mesures acoustiques expérimentales.

(2) La connaissance du signal de charriage, qui fait l'objet du Chapitre 4 (Section 4.2). A partir d'un modèle de mélange qui utilise les formes analytiques de (1) et la courbe granulométrique du charriage on peut analyser la forme temporelle et spectrale du signal. Ce modèle de mélange pondère les spectres analytiques par la courbe granulométrique. Le signal calculé par ce modèle aide à calculer des niveaux sonores du bruit produit par l'agitation d'une certaine masse de sédiments.

(3) L'estimation de la distribution granulométrique des sédiments qui utilise le modèle de mélange présenté en (2), dans le Chapitre 4 (Section 4.3). La méthode d'inversion identifie le spectre modélisé par le modèle de mélange au spectre mesuré.

(4) Le test de la méthode d'inversion sur des signaux simulés et sa validation sur des signaux réels, dans les Section 4.3 et 4.4. La validation utilise des spectres acoustiques mesurés dans deux rivières à graviers, l'Isère à Grenoble, et la Drave, à Dellach. On discute ces résultats dans la Section 4.5.

(5) La conception d'un modèle couplé en acoustique et en transport sédimentaire qui permet de modéliser des cartes de bruit de charriage dans la section locale (« *reach scale* ») de la rivière, en Chapitre 5. Ceci nous aide à comprendre la dynamique spatiale des impacts dans la section en travers.

3. Modèle acoustique de l'impact

3.1 Modélisation mathématique des sources acoustiques.....	60
3.1.1 Oscillation d'une sphère rigide	60
3.1.2 Impact hertzien.....	64
3.1.3 Impact hertzien entre deux sphères – la solution temporelle	66
3.1.4 Impact hertzien entre deux sphères – la solution en fréquence.....	69
3.1.5 Impact hertzien sphère-plaque – la solution en temps	69
3.1.6 Impact hertzien sphère-plaque – la solution en fréquence	72
3.2 Validation expérimentale de l'impact hertzien.....	73
3.2.1 Signal de l'impact entre deux sphères.....	74
3.2.2 Directivité de la source de l'impact entre deux sphères.....	76
3.3 Analyse du modèle spectral de l'impact.....	77
3.3.1 Analyse de sensibilité des spectres analytiques de l'impact	77
3.3.1.1 Variation avec la vitesse d'impact et le diamètre	77
3.3.1.2 Variation avec le matériau des sédiments	78
3.3.2 Analyse expérimentale de la vitesse d'impact entre deux sphères	79
3.4 Validation expérimentale.....	80
3.4.1 Mesures des vitesses d'impact des sédiments dans un torrent.....	80
3.4.2 Variation spectrale de l'impact avec la forme des sédiments	87
3.5 Conclusions.....	91

Le bruit du transport sédimentaire par charriage en rivière est supposé être la somme d'intensités sonores d'un très grand nombre d'impulsions. Nous présentons les bases théoriques de l'acoustique de la collision élastique entre deux solides rigides. Une partie de cette recherche a également été présentée dans l'article soumis dans la revue *Hydrology and Earth System Sciences* (HESS), voir l'Annexe A2 « *Passive Acoustic Measurement of Bedload Grain Size Distribution using the Self-Generated Noise* ».

La modélisation mathématique de la source sphérique et la résolution du champ de pressions issu d'un impact entre deux solides rigides sont montrées dans la Section 3.1. Les deux types solides rigides traités ici sont une sphère et un plan semi-infini (une plaque). Nous comparons ensuite cette modélisation à des résultats d'essais expérimentaux dans la Section 3.2. Dans la Section 3.3 nous identifions les paramètres les plus importants du modèle acoustique de l'impact par de l'analyse locale de sensibilité. Finalement, dans la Section 3.4 on définit les limitations les plus fortes qu'on rencontrera sur le terrain.

3.1 Modélisation mathématique des sources acoustiques

L'objectif de cette section est de montrer la base des calculs acoustiques du champ du potentiel acoustique (et des pressions acoustiques) de la source de type sphère rigide.

3.1.1 Oscillation d'une sphère rigide

L'équation vectorielle du champ de potentiel acoustique, en coordonnées sphériques, est définie dans l'équation (3.1).

$$\Delta\Phi - \frac{1}{c_w^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = \hat{F}(r, \psi, \theta, t) \quad (3.1)$$

où l'opérateur Δ du membre gauche est le *laplacien* en coordonnées sphériques (r, ψ, θ), r - le rayon (ou la distance par rapport à la source ponctuelle), ψ - la composante azimutale et θ - la composante polaire, voir tel système de représentation dans la Figure 3.1a, F - la force d'oscillation de la sphère rigide (voir ci-dessous).

Cette équation est aussi appelée l'équation de Laplace parce qu'elle modélise la propagation acoustique par le membre droit qui est non-nul. Le terme est une source acoustique qui met en mouvement de vibration l'air (ou l'eau) situé dans son voisinage, de type force d'oscillation F , voir la Figure 3.1a. La force d'oscillation fait que la sphère comprime l'air autour d'elle suite à des accélérations/décélérations. Dans la théorie de l'impact, cette force est modélisée par le contact élastique entre deux objets rigides.

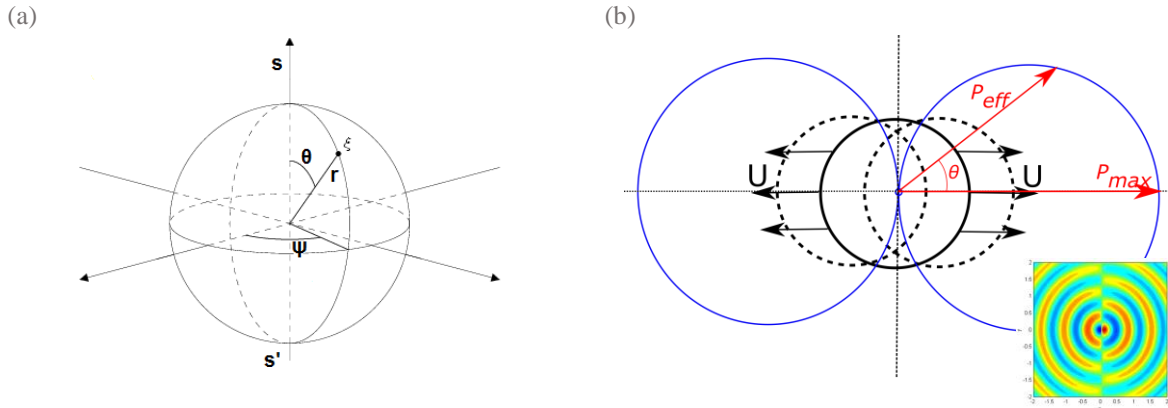


Figure 3.1 : (a) Système de coordonnées sphériques r – distance source-point d'observation (pour l'onde sphérique), θ - la composante polaire, ψ - la composante azimutale ; (b) Radiation d'une sphère rigide (trace solide noire) traduite avec une vitesse oscillante (harmonique) U dont l'intensité maximale est U_0 ; on montre la nature de la source acoustique : un dipôle (trace solide bleue) où P_{max} est la pression maximale propagée par l'oscillation de la sphère, P_{eff} est la pression efficace qui est dépendante en angle θ par P_{max} . Le détail montre le champ du potentiel d'un dipôle acoustique

La résolution de l'équation (3.1) est généralement résolue dans un espace hors de la source acoustique à la condition qu'on se trouve en champ lointain (à la distance d'au moins trois longueurs d'onde de la source). L'équation (3.1) devient alors une équation homogène (le terme nul en membre droit). On écrit le potentiel sous la forme complexe :

$$\Phi = TF\{\Phi\} \cdot e^{i\omega t} \quad (3.2)$$

où TF – la transformé Fourier du potentiel Φ . Ainsi, on passe l'équation (3.1) en domaine complexe (3.3) (Malecki, 1969):

$$\Delta\Phi - k^2\Phi = 0 \quad (3.3)$$

où k est le nombre d'onde ($\text{rad}\cdot\text{m}^{-1}$).

Le calcul du champ de potentiel autour de la source est simplifié par l'approximation de la symétrie de l'axe SS' . La solution de l'équation, c.à.d. le champ de potentiel d'une sphère qui oscille avec la vitesse harmonique U , est :

$$\Phi = \frac{A}{r} \frac{1 + jkr}{r} \cos\theta e^{j(\omega t - kr - \varphi)} \quad (3.4)$$

$$\text{où } A = \frac{a^3 U}{2(1 - j\varphi) - \varphi^2} \quad (3.5)$$

$$\text{et } U(t) = U_0 \cdot \cos\theta \cdot e^{j\omega t}$$

On observe que le terme en $\cos\theta$ induit une directivité de la source qui fait que le maximum de puissance acoustique efficace (P_{eff}) est sur l'axe de la translation de la sphère, Figure 3.1b, et décroît jusqu'à 0 pour $\theta = 90^\circ$.

Les conditions sur la validité de la solution (3.4) sont (Léwy, 2001):

1. la distance d'observation est très supérieure à la longueur d'onde, $r \gg \lambda$;
2. cette distance est supérieure aux dimensions de la source, $r \gg a$, a – le rayon de la source sphérique;
3. la condition de champ lointain (zone de Fraunhofer) est vérifiée, $r \gg a^2/\lambda$. Sinon, le champ proche s'appelle la zone de Fresnel.

Dans notre cas, un exemple de valeur typique de longueur d'onde produite par une sphère de diamètre de $2a = 10$ mm est $\lambda = 0.15$ m et les distances dans la rivière sont $r \approx 1 - 20$ m. Pratiquement, les conditions sont vérifiées pour des rapports r/λ , r/a et $r\lambda/a^2$ qui dépassent quelques unités (≈ 3 unités).

Ci-dessus on a présenté la solution d'une sphère qui oscille harmoniquement avec la vitesse $U(t)$. Si la vitesse $U(t)$ est une loi de type Dirac (i.e. la sphère est soudainement mise en mouvement à l'instant t_0), sa transformée de Fourier est définie par la formule (3.6):

$$F(U(t)=\delta(t-t_0)) \rightarrow U(\omega) = \pi\delta(\omega) + \frac{j}{\omega} \quad (3.6)$$

où t_0 – l'instant de l'impulsion, ω – la fréquence angulaire

A partir de (3.4) et (3.6) et en utilisant la transformée inverse de Fourier, le potentiel acoustique est écrit par la formule intégrale :

$$\Phi(r, \theta, t) = \frac{a^3 \cos \theta}{2\pi r^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{U(\omega)(1 + jkr)e^{j[\omega t - k(r-a)]}}{2(1 + j\varphi) - \varphi^2} d\omega \quad (3.7)$$

L'intégrale ci-dessus modélise la réponse impulsionnelle de la sphère soumise à un mouvement brusque. Elle a été résolue par (Koss & Alfredson, 1973) ou par (Akay & Hodgson, 1978b):

$$\Phi(r, \theta, t) = \frac{a^3 \cos \theta}{2\pi r^2} \left\{ e^{-(c_w/a)t'} \left[\left(\frac{2r}{a} - 1 \right) \sin \frac{c_w}{a} t' - \cos \frac{c_w}{a} t' \right] + 1 \right\} \quad (3.8)$$

où $t' = t - (r - a)/c_w$, le temps retardé qui dépend du rayon de la sphère et de la distance entre la source et le point d'observation.

Une version plus complète de solution en potentiel est celle qui prend en compte le rapport β des densités du milieu de propagation (ρ_0) et du matériau de la sphère en oscillation (ρ_s) (Akay & Hodgson, 1978b), en (3.9).

$$\Phi(r, \theta, t) = \frac{a^3 U_0}{2r^2(1+\beta)} \left\{ e^{-(1+\beta)(c_w/a)t'} \left[\left(\frac{2r}{a} - 1 \right) \frac{1+\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}} \sin \left\{ (1-\beta^2)^{1/2} \frac{c_w}{a} t' \right\} - \cos \left\{ (1-\beta^2)^{1/2} \frac{c_w}{a} t' \right\} \right] + 1 \right\} \quad (3.9)$$

où

$$\beta = \frac{\rho_0}{\rho_s} \quad (3.10)$$

Enfin, la réponse impulsionnelle, en pression sonore p_I , est calculée en fonction du potentiel des vitesses en (3.11). La relation analytique de la réponse est définie en (3.12).

$$p_I = \rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (3.11)$$

$$p_I = \rho_0 c \frac{a^2 U_0}{r^2} e^{-(1+\beta)(c_w/a)t'} \left\{ \frac{1}{(1-\beta)^{1/2}} \left[1 - \frac{r}{a} (1+\beta) \right] \sin \left[(1-\beta^2)^{1/2} \frac{c_w}{a} t' \right] + \frac{r}{a} \cos \left[(1-\beta^2)^{1/2} \frac{c_w}{a} t' \right] \right\} \quad (3.12)$$

Si $\beta \ll 1$ (par exemple si le milieu de propagation est l'air), la pression acoustique de (3.12) est simplifiée en (Akay & Hodgson, 1978c):

$$p_I = \rho_0 c_w \frac{a^2 U_0}{r^2} e^{-(c_w/a)t'} \left[\left(1 - \frac{r}{a} \right) \sin \left(\frac{c_w}{a} t' \right) + \frac{r}{a} \cos \left(\frac{c_w}{a} t' \right) \right] \cos \theta \quad (3.13)$$

Si on applique la transformée de Fourier sur la réponse impulsionnelle, on obtient la fonction de transfert (3.14), calculée par (Akay & Hodgson, 1978c), qui est utilisée pour calculer la solution analytique spectrale de l'impact entre une sphère et une plaque (Annexe A2).

$$F_{(p_I)} = \frac{\rho a^3 c_w}{r^2} (c_w + j\omega r) \frac{2c_w^2 - (\omega a)^2 - j2\omega a c_w}{[2c_w^2 - (\omega a)^2]^2 + (2\omega a c_w)^2} \cos \theta \quad (3.14)$$

Nous avons présenté en grandes lignes la modélisation de l'oscillation d'une sphère rigide en utilisant une loi de vitesse de type Dirac et donc on a calculé la réponse impulsionnelle du milieu à une telle oscillation. Dans ce qui suit, on va considérer une autre loi de vitesse d'oscillation, prédite par la théorie hertzienne de l'impact élastique.

3.1.2 Impact hertzien

L'impact élastique entre deux objets rigides, ou l'impact hertzien, représente une source d'oscillations des sphères rigides. On va présenter des aspects de la modélisation mathématique, c.à.d. la solution analytique, de l'impact entre deux sphères (Thorne & Foden, 1988) et de l'impact entre une sphère et une plaque (Akay & Hodgson, 1978b), voir aussi le Tableau 3.1.

Tableau 3.1: Les types des impacts élastiques traités dans cette recherche. Pour chaque type d'impact (impact) on va définir les modèles analytiques, en temps et en fréquence (spectre)

		Impact élastique	
		<i>Sphère - Sphère</i>	<i>Sphère - Plaque</i>
Solution analytique	<i>Temporelle</i>	(Thorne & Foden, 1988)	(Akay & Hodgson, 1978b)
	<i>Spectrale</i>	(Thorne & Foden, 1988)	(Petrut et al., 2017)

Les accélérations générées par l'impact sont modélisées par la théorie d'impact de Hertz (Goldsmith, 2003). Cette théorie définit les contraintes dans la zone d'impact et, par intégration dans la zone d'impact, on calcule la force du contact élastique.

La force du contact, dans le cas de l'impact entre deux sphères, est calculée ici. Dans tout l'ensemble de la thèse, on note par a_1 , le rayon de la sphère impactée et par a_2 , le rayon de la sphère impactante. La même notation est considérée pour les diamètres (D_1 et D_2). La force qui a été présentée dans l'équation (3.1), est modélisée par la formule (3.15) de (Goldsmith, 2003). On précise que la vitesse d'impact U_{imp} a ici la même signification que U_0 , la vitesse d'oscillation de la sphère rigide.

$$F_h(t) = \begin{cases} \frac{1.140 \cdot U_{imp}^2}{k_1 \alpha_m} \sin \frac{1.068 \cdot U_{imp} \cdot t}{\alpha_m}, & 0 \leq t \leq T_c \\ 0, & t > T_c \end{cases} \quad (3.15)$$

où
$$\alpha_m = \left(\frac{15\pi U_{imp}^2 (\zeta_1 + \zeta_2)}{16k_1} \right)^{0.4} \cdot \left(\frac{a_1 + a_2}{a_2 a_1} \right)^{0.2}$$

$$k_1 = \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}, \quad \zeta_1 = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1 \pi}, \quad \zeta_2 = \frac{1 - \nu_2^2}{E_2 \pi}$$

$i = 1$ est la sphère impactée, $i = 2$ est la sphère impactante, a_i – les rayons des sphères et $D = 2a$, le diamètre; m_i – les masses des deux sphères ; ν_i – le coefficient de Poisson; E_i – module de Young; U_{imp} – la vitesse relative d'impact, t – le temps ;

Dans la suite de cette thèse on va nommer le type d'impact entre deux sphères de diamètres différents ($D_1 \neq D_2$) « Φ - Φ' ». Un cas particulier de l'impact de type « Φ - Φ' » est quand les sphères en collision ont le même diamètre ($D_1 = D_2$), voir le Tableau 3.2. Ceci est appelé un impact de type « Φ - Φ ».

Un autre type d'impact d'intérêt dans cette thèse est l'impact entre une sphère et une plaque. Grâce à la méthode acoustique des images, cet impact est un autre cas particulier sphère-sphère « Φ - Φ », parce que la plaque est considérée comme un miroir dans lequel la sphère impactante se réfléchit (Akay & Hodgson, 1978a; Hunter, 1957), voir aussi la Section 3.1.5. Ainsi, d'un point de vue acoustique on parle d'un objet et de son image et l'impact qui est de nature « Φ - Φ ».

Tableau 3.2 : La nomenclature utilisée dans cette thèse pour les types des impacts sphère-sphère et sphère-plaque ; D_1 – diamètre de l'impactée, D_2 – diamètre de l'impactante

Type de l'impact	$D_1 \neq D_2$	$D_1 = D_2$
Sphère-Sphère	Modèle « Φ - Φ' »	Modèle « Φ - Φ »
Sphère-Plaque	Pas de modèle	

La variable la plus importante pour la solution analytique de l'impact est la durée du contact, T_c . On trouve la formule générale pour deux sphères de dimensions différentes et de matériaux différentes dans (Goldsmith, 2003). On donne ici une formule générale et simplifiée, pour des sphères de même rayon et de même matériau, en (3.16). On note que la durée du contact est proportionnelle au rayon de la sphère et inversement proportionnelle à $U_{imp}^{0.2}$. La différence entre les deux types des impacts est faible, selon le paramètre $\mathcal{G}^{(1)}$ de l'équation.

$$T_c = \mathcal{G}^{(1)} (\zeta \rho_s)^{0.4} a U_{imp}^{-0.2} \quad (3.16)$$

où $\mathcal{G}^{(1)} = 9.229$ (impact sphère-sphère « Φ - Φ »), and $\mathcal{G}^{(1)} = 10.601$ (impact sphère-plaque « Φ - Φ ») ; $\zeta = (1 - \nu^2)/(\pi E)$; ρ_s – la densité du matériau des objets.

La force du contact hertzien (3.15) et la durée du contact (3.16) sont utilisées pour calculer la loi d'accélération, en (3.17) et (3.18), dans la condition de mêmes dimensions et même matériau:

$$A(t) = \frac{F_h(t)}{m} \quad (3.17)$$

où

$$A(t) = \begin{cases} \mathcal{G}^{(2)} \frac{U_{imp}}{T_c} \sin\left(\pi \frac{t}{T_c}\right), & 0 \leq t \leq T_c \\ 0, & t > T_c \end{cases} \quad (3.18)$$

où $\mathcal{G}^{(2)} = 1.5708$ (l'impact sphère-sphère « Φ - Φ ») et $\mathcal{G}^{(2)} = 3.353$ (l'impact sphère-plaque).

La relation (3.18) modélise le profil d'accélération hertzienne pour chacun des deux objets rigides en collision. Dans les sections qui suivent, on va utiliser la réponse impulsionnelle de (3.12) ou de (3.13), pour chaque objet, et le profil d'accélération pour calculer le champ acoustique généré par l'impact.

3.1.3 Impact hertzien entre deux sphères – la solution temporelle

La géométrie de l'impact entre deux sphères pour la modélisation du champ des pressions acoustiques est montrée sur la Figure 3.2a. Pour définir le champ acoustique généré par l'accélération d'une sphère, on résout l'intégrale de convolution (3.19), entre la réponse impulsionnelle (3.12) et l'accélération (3.18)..

$$p(t) = \int_0^{\chi} p_I(t) \cdot A(t - \tau') d\tau' \quad (3.19)$$

où

$\chi = t$, si $0 \leq t' \leq T_c$, pendant le contact, t' est le temps retardé, $t' = t - (r - a)/c_w$, r – la distance de mesure de la puissance de l'impact, a – le rayon de la sphère, c_w – la célérité du son dans l'eau ; τ' – le retard utilisé dans l'intégrale de convolution ;

$\chi = T_c$, si $t' > T_c$, après le contact

L'intégrale (3.19) est résolue pour un impact entre deux sphères, dans l'eau, par (Thorne & Foden, 1988). La solution temporelle est reprise ici. Elle est évaluée pendant le contact, en (3.20), et après le contact, en (3.21), pour chacune des deux sphères.

$$\begin{aligned}
 p_i^{(1)}(\tau) = P_i & \left\{ \left[\left(\frac{1}{\beta_1} \right) \left(\frac{r_i \beta_2}{a_i} - 1 \right) - 1 \right] \left\{ \zeta \beta_1 [1 - \zeta^2 (\beta_2^2 + \beta_1^2)] \sin \pi \tau + 2 \zeta^2 \beta_1 \beta_2 \cos \pi \tau \right\} - \frac{r_i}{a_i} \right. \\
 & \times \left\{ [1 + \zeta^2 (\beta_2^2 - \beta_1^2)] \cos \pi \tau - \beta_2 \zeta [1 + \zeta^2 (\beta_2^2 + \beta_1^2)] \sin \pi \tau \right\} - \left. \left\{ \frac{1}{\beta_1} \left(\frac{r_i \beta_2}{a_i} - 1 \right) \right\} \right. \\
 & \times \left\{ [1 + \zeta^2 (\beta_2^2 - \beta_1^2)] \sin \pi \beta_1 \zeta \tau + 2 \zeta^2 \beta_1 \beta_2 \cos \pi \beta_1 \zeta \tau \right\} + \frac{r_i}{a_i} \\
 & \times \left. \left\{ 2 \zeta^2 \beta_1 \beta_2 \sin \beta_1 \zeta \tau - [1 + \zeta^2 (\beta_2^2 - \beta_1^2)] \cos \pi \beta_1 \zeta \tau \right\} e^{-\pi \beta_2 \zeta \tau} \right\}
 \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned}
 p_i^{(2)}(\tau) = P_i & \left\{ \left\{ \left(\frac{1}{\beta_1} \right) \left(1 - \frac{r_i \beta_2}{a_i} \right) \right\} \left\{ 2 \zeta^2 \beta_1 \beta_2 \cos \beta_1 \pi \zeta (\tau - 1) + [1 + \zeta^2 (\beta_2^2 - \beta_1^2)] \sin \beta_1 \pi \zeta (\tau - 1) \right\} - \frac{r_i}{a_i} \right. \\
 & \times \left. \left\{ 2 \zeta^2 \beta_1 \beta_2 \cos \beta_1 \pi \zeta (\tau - 1) - [1 + \zeta^2 (\beta_2^2 - \beta_1^2)] \sin \pi \beta_1 \zeta (\tau - 1) \right\} e^{-\beta_2 \pi \zeta (\tau - 1)} \right\} \\
 & - \left\{ \left\{ \left(\frac{1}{\beta_1} \right) \left(\frac{r_i \beta_2}{a_i} - 1 \right) \right\} \left\{ 2 \zeta^2 \beta_1 \beta_2 \cos \beta_1 \pi \zeta \tau + [1 + \zeta^2 (\beta_2^2 - \beta_1^2)] \sin \beta_1 \pi \zeta \tau \right\} - \frac{r_i}{a_i} \right. \\
 & \times \left. \left\{ 2 \zeta^2 \beta_1 \beta_2 \sin \beta_1 \pi \zeta \tau - [1 + \zeta^2 (\beta_2^2 - \beta_1^2)] \cos \pi \beta_1 \zeta \tau \right\} e^{-\beta_2 \pi \zeta \tau} \right\}
 \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$P_i = \frac{A_i \rho_w U_{imp} a_i^2 \cos \theta}{2 r^2 (4 \zeta^4 (\beta_1^2 + \beta_2^2)^2 + 1 + 2 \zeta^2 (\beta_2^2 - \beta_1^2))} \quad (3.22)$$

$$A_1 = \frac{2 m_2}{m_1 + m_2}, \quad A_2 = \frac{2 m_1}{m_1 + m_2}$$

où

Les indices inférieurs : $i = 1$ (l'impactée), $i = 2$ (l'impactante) ;

Les indices supérieurs : (1) « pendant l'impact », (2) « après l'impact »

$\tau = \frac{t'}{T_c}$ est un temps adimensionnel ; $\zeta = \frac{c_w T_c}{\pi a_i}$ est un autre temps adimensionnel ;

$\beta_1 = \sqrt{1 - \beta}$, $\beta_2 = 1 + \beta$, où $\beta = \frac{\rho}{2 \rho_s}$ est le rapport des densités ;

θ est l'angle azimutal du capteur par rapport à la source acoustique, dans la Figure 3.2a.

Les formes d'ondes de $p_i^{(1)}(t)$ et $p_i^{(2)}(t)$ seront additionnées obtenir le champ total des pressions acoustiques de l'impact (3.23) :

$$p(\tau) = p_1^{(1)\cup(2)}(\tau) + p_2^{(1)\cup(2)}(\tau - T_d) \quad (3.23)$$

$$\text{où } T_d = \frac{(r_2 - a_2) - (r_1 - a_1)}{c_w} + \delta_t, \quad \delta_t = \begin{cases} \frac{a_1}{c_w} \left(\frac{\pi}{2} - 1 \right), & \theta = 0^\circ \\ 0, & \theta \neq 0^\circ \end{cases} \quad (3.24)$$

est le retard dû au positionnement du microphone, le symbole « U » est la réunion des champs de pressions sonores, avant et après l'impact

Les paramètres des solutions analytiques sont définis dans le Tableau 3.3 où des valeurs typiques de ces paramètres en rivière sont proposées.

Tableau 3.3 : Paramètres de la solution de l'impact, (3.23), et les valeurs typiques rencontrées dans la rivière

Paramètres	Valeurs typiques	Unités
Diamètre de l'impactante ($D_1=2a_2$)	0-150	mm
Diamètre de l'impactée ($D_2=2a_2$)	0-150	mm
Vitesse d'impact (U_{imp})	0.001 ... 5	m.s ⁻¹
Distance de mesure (r)	0.01 ... 10	m
Angle d'écoute (θ)	0°...90°	degré
Célérité du son (c_w)	1403-1507	m.s ⁻¹
Densité de l'eau (ρ_0)	960-1025	kg.m ⁻³
Module d'élasticité longitudinale (E_{long})	10-70	GPa
Coefficient de Poisson (ν)	0.15-0.2	-
Densité de la sphère (ρ_s)	1800-2750	kg.m ⁻³

Un exemple de forme d'onde acoustique modélisée par (3.23) est montré sur la Figure 3.2b. Les conditions physiques de la modélisation sont données dans la légende de la figure. Cette forme d'onde analytique est comparée à la forme d'onde expérimentale obtenue par (Thorne & Foden, 1988) et, on trouve une bonne ressemblance à la mesure. On aperçoit sa forme en « M » de l'impact et le fait que la durée de l'impulsion est presque deux fois plus grande que la durée du contact T_c . Le premier pic de la forme d'onde appartient à la sphère impactée et le deuxième pic appartient à la sphère impactante. La sphère impactée accélère suite à l'impact, elle va générer d'abord une onde de compression, suivie par une onde de dépression. La sphère impactante décélère à cause du transfert d'énergie vers la sphère impactée, elle va générer d'abord une onde de raréfaction, suivie par une onde de compression. Le temps de retard géométrique T_d assure que l'onde totale n'est pas nulle après l'addition des ondes générées par chaque sphère.

3.1.4 Impact hertzien entre deux sphères – la solution en fréquence

Les perturbations du champ de pression à l'occasion d'un impact peuvent être décrites sous une forme fréquentielle. La formule (3.25) donnée par (Thorne & Foden, 1988) est exprimée en unités $\text{Pa}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{Hz}^{-1}$ cela veut dire qu'elle modélise une densité spectrale d'énergie.

$$E(f) = \frac{\rho c_w U_{imp} \cos \theta}{2r^2 \omega_0} \frac{1 + e^{-j\pi f'}}{1 - f'^2} \left[R_1 + iI_1 + (R_2 + iI_2) e^{-i\pi T_d} \right] \quad (3.25)$$

$$R_i = \frac{a_i \zeta_i \left[\zeta_i^2 (\beta_1^2 + \beta_2^2) - f'^2 \right] + 2r_i \zeta_i f'^2 \beta_2}{\zeta_i^4 (\beta_1^2 + \beta_2^2)^2 + f'^4 + 2\zeta_i^2 f'^2 (\beta_2^2 - \beta_1^2)} \quad I_i = \frac{r_i f' \left[\zeta_i^2 (\beta_1^2 + \beta_2^2) - f'^2 \right] - 2a_i \zeta_i^2 f' \beta_2}{\zeta_i^4 (\beta_1^2 + \beta_2^2)^2 + f'^4 + 2\zeta_i^2 f'^2 (\beta_2^2 - \beta_1^2)} \quad \zeta_i = \frac{c_w T_d}{\pi a_i}$$

où $f' = \frac{f}{f_0}$, $f_0 = \frac{1}{2T_c}$, $\omega_0 = 2\pi f_0$ f_0 – la fréquence du contact, f – le vecteur des fréquences

La densité spectrale d'énergie montrés dans la Figure 3.2c est modélisé à partir des mêmes conditions physiques que celles utilisées pour la modélisation de la forme d'onde temporelle. Le spectre est caractérisé par un lobe principal étendu suivi par des autres lobes secondaires. La forme du spectre est expliquée par la forme impulsionnelle de l'impact qui est très court et qui remplit donc une bande très large de fréquences. La fréquence du pic spectral peut être approximée par la valeur $1/(2T_c)$ (Thorne & Foden, 1988).

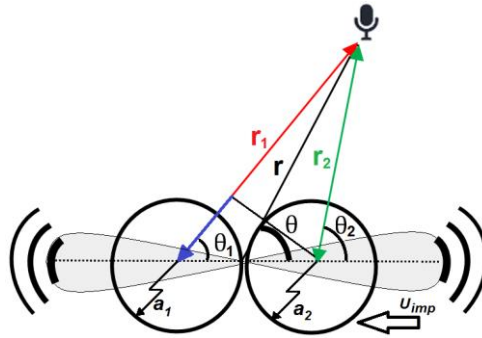
Il est important de préciser que la densité spectrale d'énergie peut être transformée dans une densité spectrale de puissance (DSP) simplement en normalisant par la durée du signal, dans ce cas la durée de l'impact. Toutefois, l'utilisation de la DSP n'est pas envisageable dans le cas des signaux transitoires car la puissance de l'impact dépend du temps d'intégration tandis que la DSE est invariante. On verra le contraire dans le Chapitre 4 où, dans le cas des signaux du charriage, c'est la DSE qui dépend du temps d'intégration.

3.1.5 Impact hertzien sphère-plaque – la solution en temps

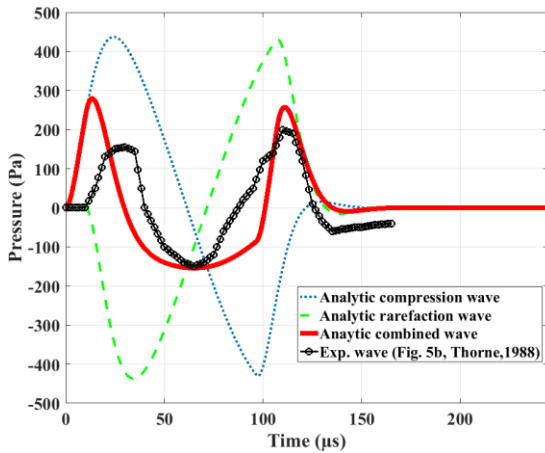
La collision entre une sphère et une plaque est considérée dans la théorie de Hertz comme une approximation de la collision entre deux sphères, la sphère impactée ayant un rayon beaucoup plus grand que la sphère impactante, $a_1 \rightarrow \infty$. Ceci change sensiblement les valeurs de la durée du contact T_c et du profil de l'accélération $A(t)$, parce que les coefficients $\mathcal{G}^{(1)}$, de (3.16), et, respectivement $\mathcal{G}^{(2)}$, de (3.18) changent.

La solution analytique temporelle d'une collision sphère-plaque de (Akay & Hodgson, 1978a), a été présentée pour le milieu aérien, mais ici on l'utilise pour le milieu de l'eau.

(a)



(b)



(c)

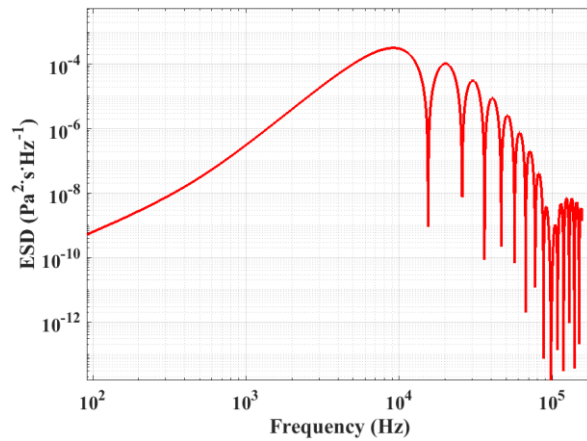


Figure 3.2: (a) Géométrie de l'impact entre deux sphère utilisée dans le calcul du champs de pressions acoustiques ; « 1 » - la sphère fixe qui est impactée, « 2 » - la sphère qui impacte avec la vitesse U_{imp} ; (b) Forme d'onde et (c) Densité spectrale d'énergie de l'impact entre deux sphères en acier ($\rho=7784 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $\nu = 0.28$, $E_{long} = 195 \text{ GPa}$), de même diamètre $D = 15 \text{ mm}$, les paramètres sont $U_{imp} = 0.82 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $r = 0.49 \text{ m}$; $\theta = 60^\circ$ et le milieu de propagation est l'eau ($\rho_0=999 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $c_w=1483 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)

La solution analytique du champ de pression avant et après l'impact est définie par les équations (3.26) et (3.27) (Akay & Hodgson, 1978a). Les conditions aux limites utilisées pour résoudre les équations de l'impact se basent sur le fait que la plaque ne fait que réfléchir la pression acoustique reçue à cause de l'impact. Alors, la méthode des images est utilisée pour modéliser la réflexion à la surface de la plaque de type « *hard reflector* ». Comme il est montré sur la Figure 3.3a, la sphère impactante est une source qui a son image dans la plaque. Cela veut dire que l'onde de dépression issue par la décélération de la particule impactante se réfléchit dans la plaque et elle change de phase devenant une onde de compression. Le champ des pressions acoustiques total est donné en (3.28), où on observe la soustraction des deux champs individuels à cause du changement de signe (comme s'il y a une sphère décélérée et une autre accélérée).

$$0 \leq \tau \leq T_d$$

$$p_i^{(1)}(t') = \frac{\rho c_w a}{2r_i} \cdot \frac{C_1}{C_2} \cdot \cos \theta_i \times \begin{pmatrix} C_3 \sin\left(\frac{\pi t'}{T_c}\right) - C_5 \cos\left(\frac{\pi t'}{T_c}\right) \\ - \left[C_6 \sin\left(\frac{c_w t'}{a}\right) - C_5 \cos\left(\frac{c_w t'}{a}\right) \right] e^{-\frac{c_w t'}{a}} \\ + \left(1 - \frac{a}{r_i}\right) \left[C_6 \sin\left(\frac{\pi t'}{T_c}\right) - C_4 \sin\left(\frac{\pi t'}{T_c}\right) \right] \\ - \left(1 - \frac{a}{r_i}\right) \left[C_6 \cos\left(\frac{c_w t'}{a}\right) + C_5 \sin\left(\frac{c_w t'}{a}\right) \right] e^{-\frac{c_w t'}{a}} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

$$\tau > T_d$$

$$p_i^{(2)}(t') = \frac{\rho c_w a}{2r_i} \cdot \frac{C_1}{C_2} \cdot \cos \theta_i \times \begin{pmatrix} - \left\{ C_6 \sin\left[\frac{c_w(t'-T_c)}{a}\right] + C_5 \cos\left[\frac{c_w(t'-T_c)}{a}\right] \right\} e^{-\frac{c_w(t'-T_c)}{a}} \\ - \left[C_6 \sin\left(\frac{c_w t'}{a}\right) - C_5 \cos\left(\frac{c_w t'}{a}\right) \right] e^{-\frac{c_w t'}{a}} \\ - \left(1 - \frac{a}{r_i}\right) \left\{ C_6 \cos\left[\frac{c_w(t'-T_c)}{a}\right] - C_5 \sin\left[\frac{c_w(t'-T_c)}{a}\right] \right\} e^{-\frac{c_w(t'-T_c)}{a}} \\ - \left(1 - \frac{a}{r_i}\right) \left[C_6 \cos\left(\frac{c_w t'}{a}\right) + C_5 \sin\left(\frac{c_w t'}{a}\right) \right] e^{-\frac{c_w t'}{a}} \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

$$p(\tau) = p_1^{(1) \cup (2)}(t') - p_2^{(1) \cup (2)}(t' - T_d) \quad (3.28)$$

où t' est le temps retardé, $C_1 \dots C_6$ sont des coefficients géométriques donnés dans le Tableau 3.4 et les autres paramètres géométriques ont été définis sur la Figure 3.3a.

Tableau 3.4: Coefficients géométriques utilisés dans la solution acoustique de l'impact sphère-plaque (Akay & Hodgson, 1978a)

C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6
$\alpha_m \left(\frac{\pi}{T_c}\right)^2$	$\left(\frac{\pi}{T_c}\right)^2 + 4\left(\frac{c_w}{a}\right)^4$	$4\left(\frac{c_w}{a}\right)^3 + 2\left(\frac{\pi}{T_c}\right)^2 \frac{c_w}{a}$	$4\left(\frac{c_w}{a}\right)^3 - 2\left(\frac{\pi}{T_c}\right)^2 \frac{c_w}{a}$	$2\left(\frac{\pi}{T_c}\right)^3$	$4\frac{\pi}{T_c} \left(\frac{c_w}{a}\right)^2$

$$\text{où, } \alpha_m = \left[\frac{15 \pi U_{imp}^2 (\zeta_2 + \zeta_1) m_2}{16 \sqrt{a}} \right]^{0.4}$$

3.1.6 Impact hertzien sphère-plaque – la solution en fréquence

L'apport scientifique de ce chapitre est la modélisation spectrale de l'impact sphère-plaque. Cette solution spectrale servira à inverser des spectres acoustiques au chapitre suivant. La procédure de calcul est présentée dans l'Annexe A2 où on définit l'équation finale du modèle analytique spectral, dans l'Eq. (7).

Un exemple typique de la solution temporelle (3.28) est montré sur la Figure 3.3b qui est comparé à la forme d'onde présentée par (Akay & Hodgson, 1978a) (Fig. 2 du papier). On aperçoit la forme en « M » des impacts et les ondes de compression et de raréfaction, comme dans les cas de l'impact entre deux sphères. La durée du contact T_c est 10% plus grande que T_c de l'impact sphère-sphère « Φ - Φ ». De l'autre côté, la forme du spectre analytique, la Figure 3.3c, montre une forme très proche de cela du spectre de l'impact entre deux sphères, avec un lobe principal et plusieurs lobes secondaires.

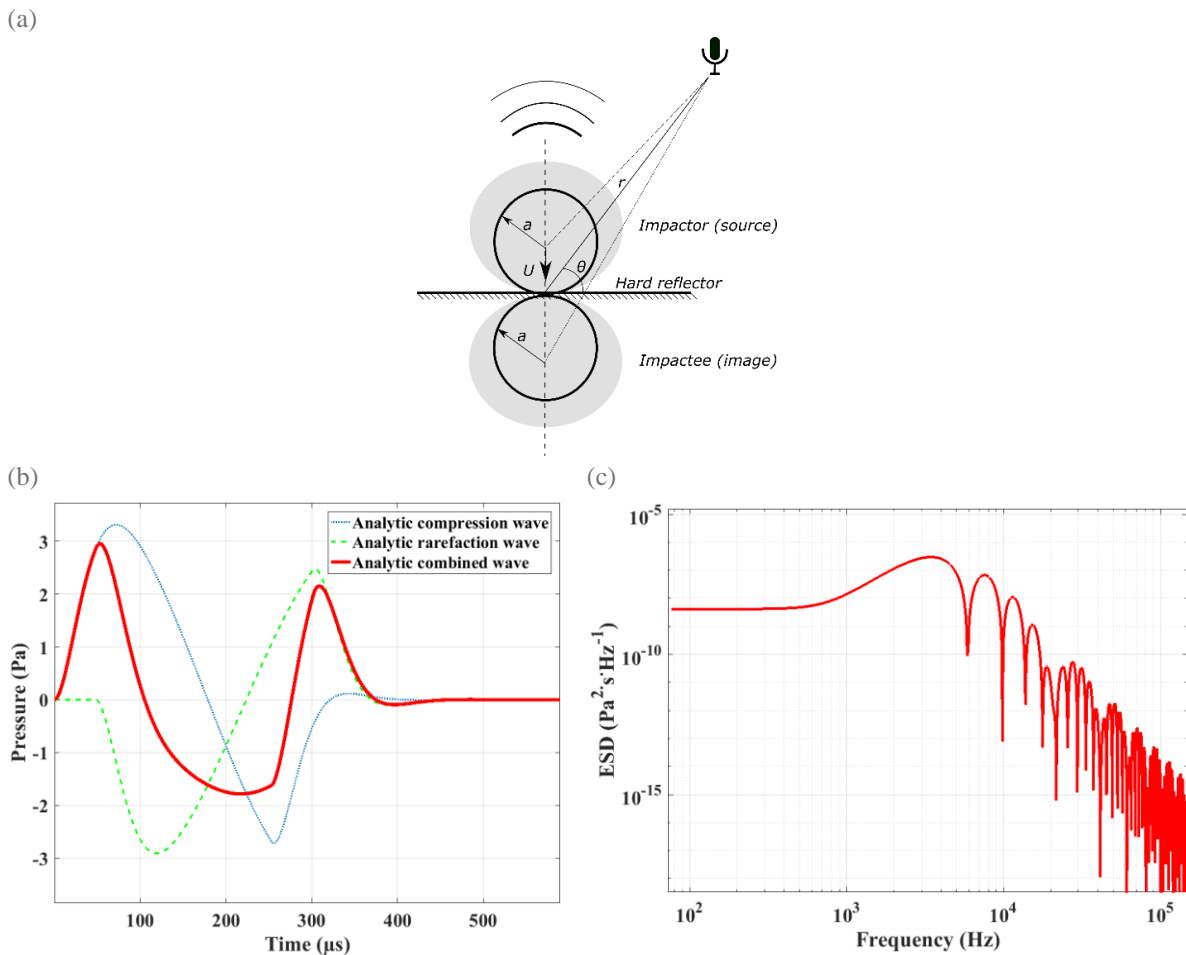


Figure 3.3: (a) La méthode des images utilisée pour modéliser l'impact sphère-plaque ; (b) Formes d'ondes modélisées par le modèle analytique (3.28), en utilisant les paramètres de (Akay & Hodgson, 1978a) : l'impact entre une sphère en acrylique ($\rho_s=1180 \text{ kgm}^{-3}$, $\nu = 0.37$, $E_{\text{long}} = 2.9 \text{ GPa}$) de diamètre $D = 19.05 \text{ mm}$ et une plaque en acier ($\rho_s=7784 \text{ kgm}^{-3}$, $\nu = 0.28$, $E_{\text{long}} = 195 \text{ GPa}$), où le milieu de propagation est de l'air ($\rho_0=1.225 \text{ kgm}^{-3}$, $c_{\text{air}}=341 \text{ ms}^{-1}$); (c) Densité spectrale d'énergie analytique (« Energy Spectral Density ») définie par l'Eq. (7) dans l'annexe A2 (Petrut et al., 2017).

Le modèle analytique spectral de (Petrut et al., 2017) est valable aussi pour un impact sphère-sphère en changeant les constants $g^{(1)}$ et, respectivement $g^{(2)}$, des équations définies ci-avant. En utilisant ce modèle on simule tant des impacts sphère-sphère que sphère-plaque, comme sur la Figure 3.4. Les deux spectres typiques, simulés pour un même paramétrage, montrent une sensible différence en termes de leurs formes. D'autres discussions sur la sensibilité des modèles sont présentées dans la Section 3.3.

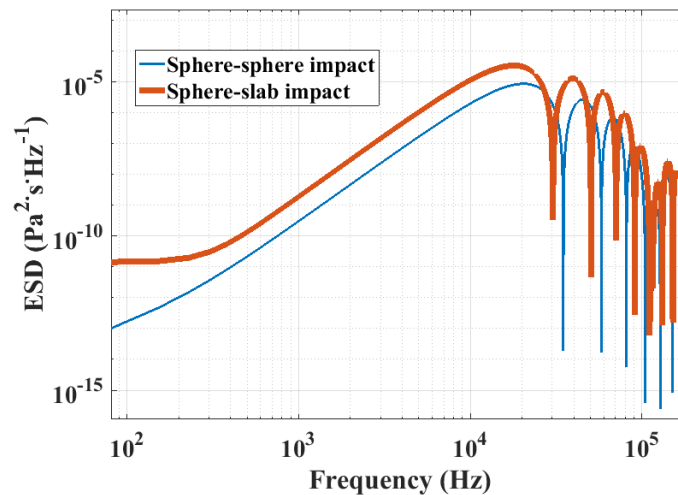


Figure 3.4 : Spectres analytiques sphère-sphère et sphère-plaque, où $\phi(\text{sphère}) = 10 \text{ mm}$, $U_{\text{imp}} = 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, matériau du quartz.

En conclusion, on a présenté deux types d'impacts : entre deux sphères et entre une sphère et une plaque. Le signal de l'impact sphère-plaque est sensiblement plus long en temps et moins fort que l'impact sphère-sphère (Des détails vont être discutés dans la Section 3.3.1).

3.2 Validation expérimentale de l'impact hertzien

L'objectif est ici de comparer la forme de la solution analytique à une mesure en laboratoire. On trouvera un travail comparable de validation des solutions analytiques temporelles et spectrales, dans l'air ou dans l'eau, dans (Akay & Hodgson, 1978a; Koss & Alfredson, 1973; Thorne & Foden, 1988).

Dans ce qui suit, nous présentons les résultats des expériences dans une cuve 1x1x2 m, où on produit des impacts entre deux billes d'acier de différente taille. La chaîne d'acquisition et conditionnement est l'enregistreur audio NAGRA – et le conditionneur B&K NEXUS alors que l'hydrophone utilisé est un B&K 8106, voir le Tableau A1. 1 de l'annexe A1.2.1.

3.2.1 Signal de l'impact entre deux sphères

Les solutions des impacts ont des formes analytiques très complexes qui dépendent de plusieurs paramètres. Des études de la littérature du domaine (Barton, 2006; Belleudy et al., 2010; Geay, 2013; Jonys, 1976; Thorne & Foden, 1988) montrent que le paramètre qui affecte le plus la forme spectrale et la puissance acoustique est le diamètre de la sphère impactante.

On analyse la forme des signaux en fonction des tailles des deux sphères en collision et de l'angle d'écoute (le positionnement du dipôle par rapport au capteur). On réalise des impacts entre des billes en acier (à la main) dans la cuve du laboratoire Gipsa-lab dont les dimensions sont données dans la Figure 3.5.

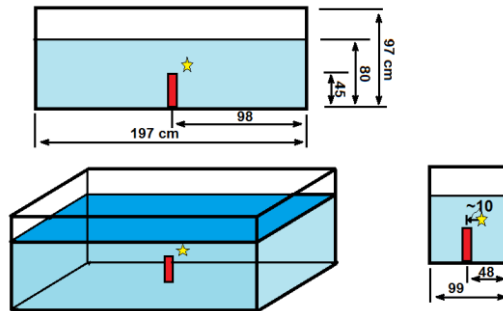


Figure 3.5: Cuve d'essais, ses dimensions et la position des impacts des billes par rapport à l'hydrophone (cm).

Les billes en acier ont les caractéristiques suivantes : $\rho_s = 7850 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $\nu = 0.3$, $E_{long} = 210 \text{ GPa}$, la vitesse d'impact est estimée à 0.2 ms^{-1} (on calcule la moyenne des écarts temporels entre les impacts successifs), la distance de mesure de l'impact de 10 cm et l'angle d'écoute à 0° (l'hydrophone capte le maximum d'énergie). L'ensemble des mesures présentées dans cette section est défini sur le Tableau 3.5.

Tableau 3.5: Les expériences des impacts sphère-sphère dans la cuve, des diamètres en cellules vertes hachurées, où le diamètre de l'impactée est D_1 et de l'impactante est D_2 . On modélise aussi les impacts pour les diamètres en cellules vertes. Pour $D_1 = D_2 = 25 \text{ mm}$ on trace aussi le diagramme de directivité de l'impact.

$D_1 \backslash D_2$	40	25	18	13	10	9	6	mm
25		Diag.						
20			Diag.					
18				Diag.				
13					Diag.			
10						Diag.		
8							Diag.	
6								Diag.
mm								

Il faut préciser les problèmes spécifiques de ces types de mesures :

1. Les distances par rapport aux parois de la cuve. Pour la géométrie de la cuve, les premiers sons réfléchis arrivent au microphone depuis la surface de l'eau (aller-retour de 70 cm). Les expériences décrites sur le Tableau 3.5 nous donnent, en théorie, des signaux de durées maximales de 200 μ s, voir la Figure 3.6a, ce qui est en-dessous du temps d'arrivée des sons réfléchis;
2. Les modes de propagation dans la cuve ne sont pas gênants tant que le bruit est impulsif et qu'on utilise le premier front d'onde;
3. La fréquence d'échantillonnage de l'enregistreur, $F_e = 96000$ Hz, limite la plage des fréquences mesurées et, implicitement, la mesure des petites billes. Dans notre cas, la fréquence Nyquist (= 48000 Hz) nous assure que toutes les fréquences de pics (dans la bande de l'impact) sont inférieures à cette fréquence, voir la Figure 3.6b ;

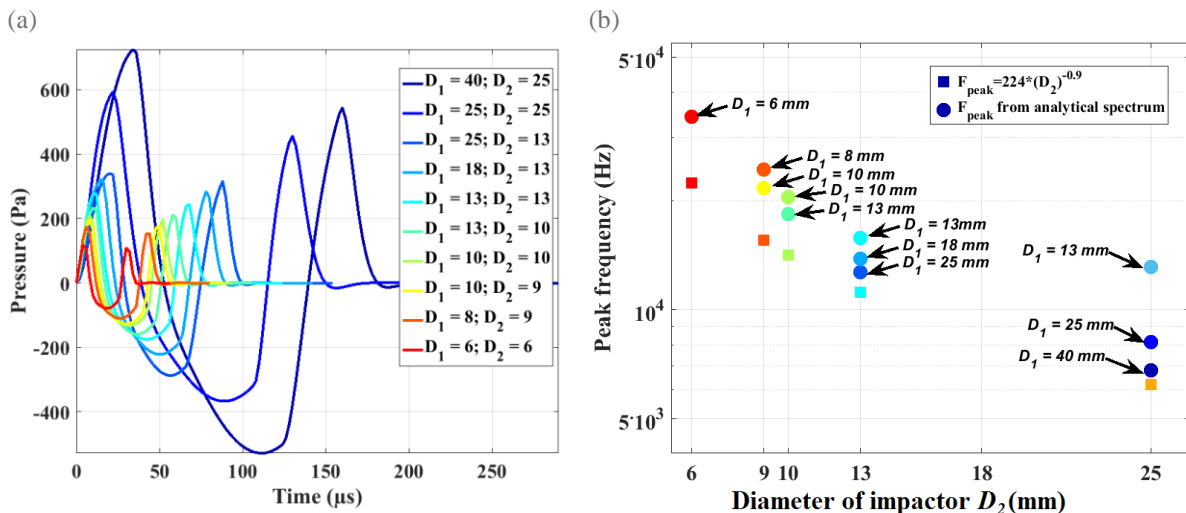


Figure 3.6: (a) Formes d'ondes analytiques des impacts des billes en acier, par le modèle (3.23) ; D_1 – l'impactée, D_2 – l'impactante ; (b) Fréquences des pics des spectres calculés à partir des spectres modélisés par l'équation (3.25). Les carrés représentent les fréquences des pics modélisées par la loi de (Thorne, 1985)

Les formes analytiques de la solution temporelle sont comparées aux formes d'ondes acquises dans la cuve, Figure 3.7a-f, où on voit que les résultats sont plutôt similaires tant en amplitudes qu'en durée du signal.

En conclusion, nous observons que les signaux acquis tendent à avoir le même comportement que ceux modélisés : le premier front montant est plus grand que le deuxième du fait que le diamètre de la bille impactée (fixe) est plus grand que le diamètre de la bille impactante. On arrive à capter par ces expériences tant l'accélération de la bille impactée que l'accélération de la bille impactante. À partir des résultats montrés sur les deux précédentes figures, nous concluons que :

- L'amplitude de la forme d'onde temporelle dépend des diamètres des billes : plus la bille est grosse plus l'amplitude est forte, observé sur les Figure 3.7a-f;

- La durée du signal temporel dépend également des diamètres des billes : plus la bille est grosse, plus la durée est longue ;
- L'amplitude et la fréquence du pic spectral dépendent des diamètres des deux billes, comme il a été montré sur la Figure 3.6b où les amplitudes et les fréquences des pics à partir des impacts de billes des diamètres respectivement $(D_1, D_2) = \{(13, 25) ; (25, 13)\}$ mm sont presque identiques;
- Les fréquences des pics modélisés divergent par rapport aux lois empiriques de (Thorne, 2014) de plus en plus avec les diamètres décroissants.

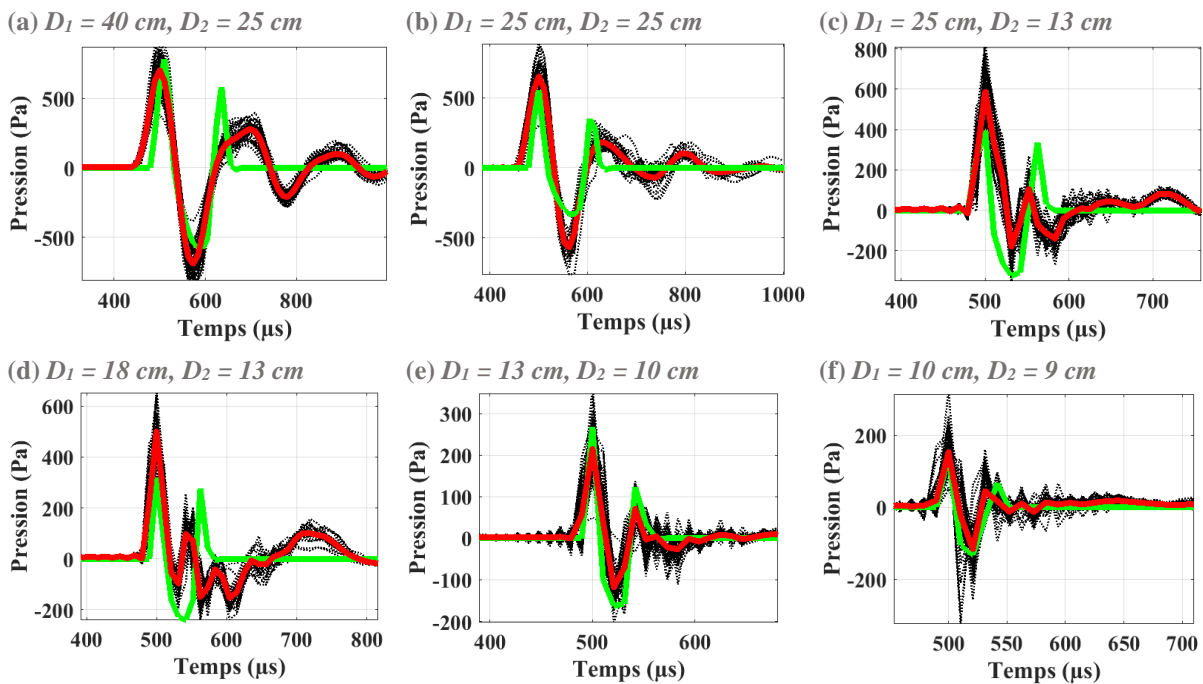


Figure 3.7: Comparaison entre la solution analytique temporelle de l'impact et les signaux des impacts sphère-sphère mesurés dans la cuve. On donne le signal moyen (trace rouge) des mesures (traces noire) et le signal modélisé par (3.23) (trace verte). La vitesse d'impact estimée est autour de 0.2 ms^{-1}

3.2.2 Directivité de la source de l'impact entre deux sphères

En théorie, la caractéristique de directivité du dipôle acoustique fait que le signal est nul pour la position d'écoute $\theta = 90^\circ$ (perpendiculaire à la ligne de puissance maximale). L'enjeu de l'analyse de la directivité est dans la nature de mouvement des cailloux situés dans le lit de la rivière. Les impacts des cailloux produisent des intensités acoustiques à des angles souvent plus grands que l'angle critique (discuté dans la Section 2.2.2), parce que l'intensité maximale de l'impact est sur la ligne qui unit les centres deux cailloux. Ceci conduit à la modélisation de la rivière comme un guide d'onde de Pekeris (pas d'absorption du lit de sédiments et de la propagation par des modes discrets).

On réalise dans la cuve des mesures acoustiques des impacts entre deux billes en acier pour montrer la forme de dipôle de l'impact. On a pris des enregistrements audio pour 7 positions autour du capteur, voir la Figure 3.8a. Les enregistrements sous le logiciel Audacity

des 7 positions, voir la Figure 3.8b, montrent l'atténuation du signal avec l'angle θ spécifique à un dipôle acoustique. On observe aussi sur le signal acquis que l'amplitude n'est pas nulle pour $\theta = 90^\circ$, en contradiction avec la théorie, à cause de la propagation dans un milieu fini (existence de réverbérations). Finalement, on observe que les amplitudes mesurées ne varient que d'un facteur 2 par rapport à l'angle de réception.

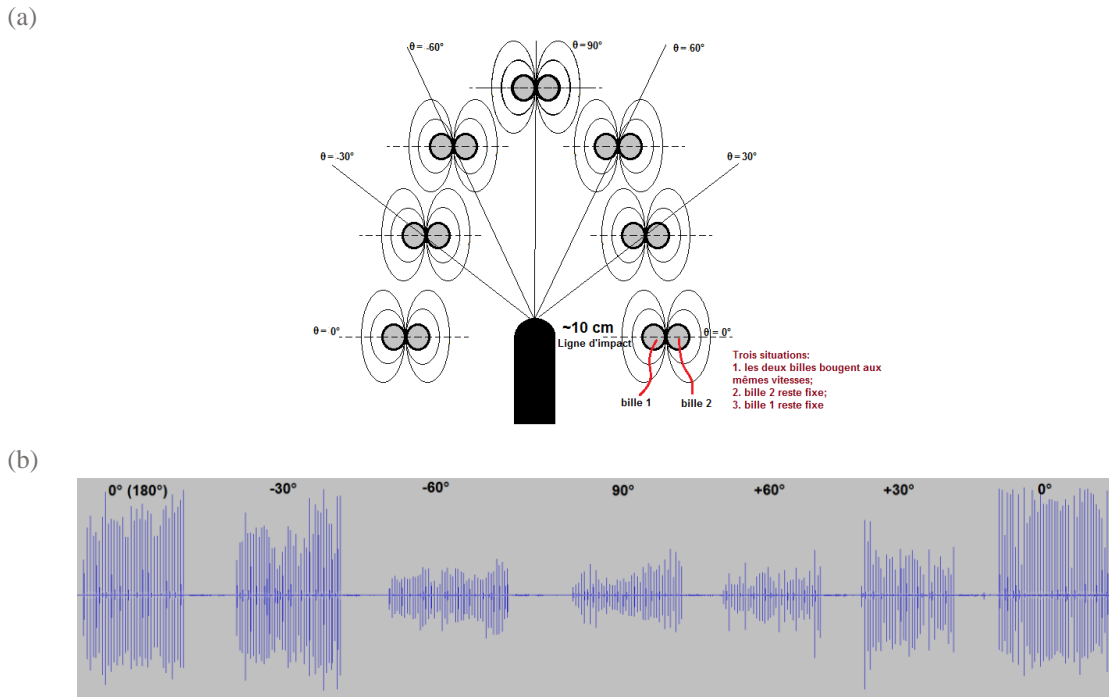


Figure 3.8: (a) Les 7 positions (angles θ) des impacts des deux billes en acier par rapport à l'hydrophone; (b) Formes d'onde des signaux des impacts autour du capteur, enregistrés sous le logiciel Audacity. Les vitesses d'impact sont autant que possible identiques d'un impact à l'autre.

3.3 Analyse du modèle spectral de l'impact

L'objectif est ici d'analyser l'importance des paramètres du modèle spectral de l'impact : les dimensions des sphères et la vitesse d'impact. On considère ci-dessous les deux types d'impacts : l'impact sphère-sphère et l'impact sphère-plaque.

3.3.1 Analyse de sensibilité des spectres analytiques de l'impact

3.3.1.1 Variation avec la vitesse d'impact et le diamètre

On a déjà observé précédemment que le signal de l'impact varie fortement avec les diamètres des particules. On étudie localement les deux modèles spectraux présentés dans la section 3.1. On utilise, donc, le modèle spectral de l'Eq. (7) de l'Annexe A2.

On varie les diamètres des sphères impactantes, de 1 mm à 150 mm, tous les millimètres, et les vitesses d'impact, $U_{imp} = \{0.01, 01, 1\} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Pour chaque spectre modélisé on calcule la fréquence du pic. Le matériau considéré, pour les sphères et la plaque, est du granite ($\rho_s = 2650 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $\nu = 0.2$, $E_{long} = 55 \text{ GPa}$), l'angle θ est fixé à 0° et la distance r à 1 m.

Le matériau joue un faible rôle sur la fréquence du pic, donc, il n'est pas considéré dans l'analyse.

On calcule des courbes de régression de la forme $f_{peak} = a \cdot D^b$ pour chacune des 3 vitesses d'impact, dans le cas des impacts sphère-sphère, et pour $U_{imp} = 0.01 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, pour les impacts sphère-plaque. Les résultats sont montrés dans la Figure 3.9a-b, où on représente les pics spectraux, les fréquences des pics et les diamètres des sphères (sur la troisième dimension, la couleur).

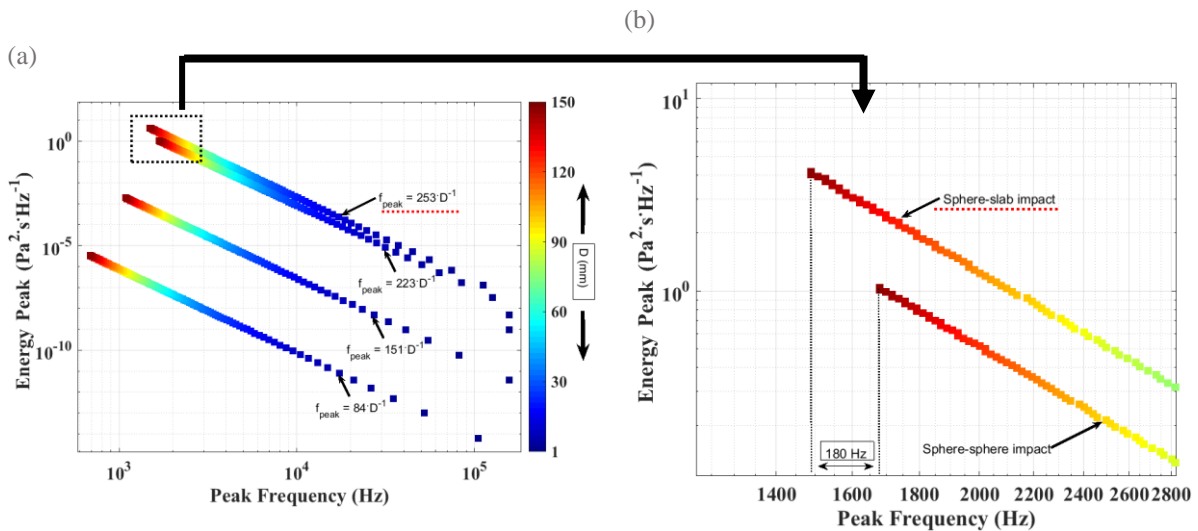


Figure 3.9 : (a) Valeurs des pics spectraux des énergies (E_{peak}) et des fréquences des pics spectraux (f_{peak}), modélisées à partir des modèles spectraux (3.25) et (7) de l'Annexe A2 ; le code de couleurs représente les diamètres, de 1 mm (bleu) à 150 mm (rouge). On spécifie aussi les lois de régression en diamètres de la forme $f_{peak} = a \cdot D^b$. De bas en haut, les régressions sont calculées pour $U_{imp} = 0.01 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $U_{imp} = 0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $U_{imp} = 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La loi de régression de l'impact sphère-plaque est surlignée en pointillés (pour $U_{imp} = 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) ; les trois autres lois représentent des impacts sphère-sphère. Le matériau considéré est du granite. (b) Zoom sur les basses fréquences. On localise par des traces pointillées verticales les valeurs du f_{peak} et E_{peak} des impacts des particules de diamètre 150 mm, pour les deux types d'impacts

Nous observons que les courbes de régressions ont le même facteur puissance ($= -1$). Ainsi, la sensibilité du modèle est dépendant seulement par le coefficient de régression a . Ce coefficient varie avec la vitesse (voir le détail dans la Figure 3.9b) : à chaque changement d'ordre de grandeur (1000% d'augmentation), il y a 50% d'augmentation en fréquence du pic. Si les deux modèles sont comparés pour la même vitesse d'impact, $U_{imp} = 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, nous obtenons que l'impact sphère-sphère donne une fréquence du pic supérieur de 13% ($= (1 - 223/253) \cdot 100$) seulement que l'impact sphère-plaque.

3.3.1.2 Variation avec le matériau des sédiments

En choisissant les trois plus fréquents matériaux des sédiments rencontrés dans la rivière, granite, calcaire et quartz, et bien des autres matériaux comme de l'acier et de l'acrylique, les spectres des impacts sphère-sphère sont affichés sur la Figure 3.10.

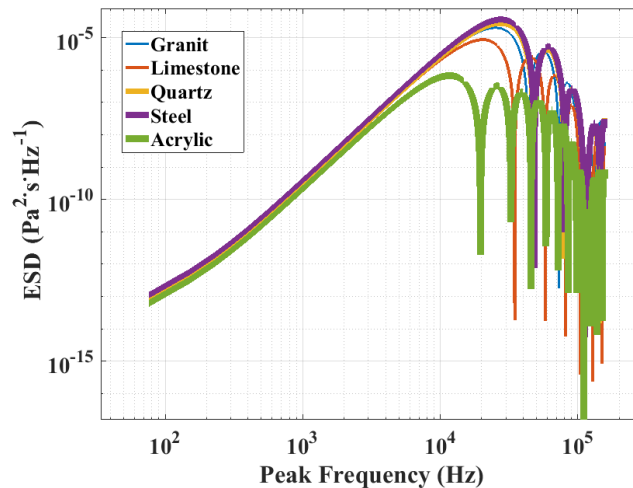


Figure 3.10 : Spectres analytiques pour des différents matériaux, des impacts sphère-sphère, $D = 10$ mm et $U_{imp} = 1$ m·s⁻¹.

Cette analyse locale de la sensibilité avec le matériau montre qu'il y a très peu de variabilité sur la forme des spectres (fréquence des pics et fréquences centrales) pour les matériaux de la rivière. Ceci dit, il y a très peu d'importance du matériau dans la solution analytique, par rapport aux dimensions ou même les vitesses d'impact.

3.3.2 Analyse expérimentale de la vitesse d'impact entre deux sphères

En pratique, la vitesse d'impact des particules sur le lit de la rivière n'est pas connue. Il faut évaluer l'effet de ce paramètre sur la forme spectrale de l'impact afin d'avoir une idée, au moins qualitative, sur l'incertitude de la relation fréquence du pic/diamètre en fonction de la vitesse d'impact.

Dans cette section on analyse par une expérience en laboratoire l'influence de la vitesse d'impact sur la forme des spectres. Nous avons réalisé une expérience qui consistait par l'enregistrement des impacts entre deux billes en acier (le diamètre $D_1 = D_2 = 15$ mm, $\rho_s = 7850$ kg·m⁻³, $\nu = 0.3$, $E_{long} = 210$ GPa) d'un pendule dans l'air ($\rho_0 = 1.225$ kg·m⁻³, $c_{air} = 341$ m·s⁻¹). Dans ce pendule (un « *craddle Newton* »), Figure 3.11a, la bille impactante transfère toute son énergie à la bille impactée et immobile avant l'impact. La vitesse d'impact diminue avec le temps, au fur et à mesure que le pendule oscille. Dans ce cas la vitesse d'impact est maximale ($U_{imp} = 1.6$ m·s⁻¹ lorsque la bille est lâchée depuis l'angle $\theta = 90^\circ$), voir la Figure 3.11c, puis elle est minimale à la fin de l'oscillation du pendule.

On compare les impulsions enregistrées aux solutions analytiques (3.23) et (3.25), en considérant de l'air comme milieu de propagation. On estime les vitesses des impacts successifs par les équations en champ gravitationnel conservatif (3.29), voir les conditions géométriques dans la Figure 3.11b. Dans ces expériences on manque de techniques permettant le calcul des angles (cela pourrait être fait par vidéo par exemple), on suppose donc que les angles décroissent de façon $\theta = \{90^\circ, 89^\circ, 88^\circ, \dots, 1^\circ\}$.

$$v(\theta) = \sqrt{2gh}, \quad h = L(1 - \cos \theta) \quad (3.29)$$

où g – l'accélération gravitationnelle

$$U_{imp} = v(\theta = 0^\circ) \quad (3.30)$$

où θ – l'angle de la hauteur h de la bille en mouvement, v – la vitesse de la bille en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, h – la hauteur par rapport au point minimale (la bille immobile) en m, L - la longueur du fil en m. La vitesse U_{imp} est la vitesse maximale dans la position $h = 0$ ou $\theta = 0^\circ$.

Un exemple de signal et de spectre de l'impact mesuré par l'hydrophone est montré sur la Figure 3.11d et, respectivement, Figure 3.11e, où les amplitudes sont normalisées entre 0 et 1. Le signal mesuré ressemble en forme et en durée au signal analytique. Les oscillations sont dues réverbérations.

Le signal de la succession des impacts, jusqu'à l'arrêt du pendule, est montré sur la Figure 3.12a. Les formes temporelles des impacts mesurés et analytiques sont comparées en fonction de la vitesse d'impact, dans la Figure 3.12b-c. Les durées des formes d'onde temporelles (les formes en « M ») sont presque pareilles, de l'ordre de 200 μs . Les signaux mesurés présentent des oscillations à cause de réverbérations car on est dans un milieu enfermé. En suivant les codes de couleurs des deux figures, les signaux mesurés ont des durées qui varient beaucoup moins que les signaux analytiques. Les fréquences des pics spectraux de la mesure, la Figure 3.12d-e, ont une moindre variation (avec la vitesse d'impact) que les fréquences des pics spectraux modélisés. Dans la modélisation des spectres nous utilisons la vitesse d'impact de (3.29).

Par cette expérience on montre que, même si en théorie la vitesse d'impact a une influence prédite par l'analyse de la sensibilité de la Section 3.3.1 (13% de variation du pic pour un changement de 100% de la vitesse), les expériences ont montré une faible variation du pic de la fréquence avec la vitesse.

3.4 Validation expérimentale

Nous avons un modèle analytique du champ de pression de l'impact entre deux sphères ou entre une sphère et une plaque. On vérifie ici expérimentalement deux aspects importants dans ce modèle : la puissance sonore des impacts (expériences dans un torrent de montagne) et de la forme des sédiments (expériences dans la cuve).

3.4.1 Mesures des vitesses d'impact des sédiments dans un torrent

L'expérience est faite dans un torrent de montagne, voir la Figure 3.13a, où on lâche des cailloux à partir d'un point sous la surface sur le lit du torrent. Le torrent (le Vénéon) est présenté dans l'Annexe A1.1.2. Les cailloux sont en granite ($\rho_s = 2700 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $\nu = 0.2$, $E_{long} = 55 \text{ GPa}$). La modélisation des impacts par (3.23) ou par (3.28) demande de connaître trois

paramètres importants : la portée acoustique (positionnement de l'impact par rapport au capteur), les dimensions des cailloux et les vitesses d'impact.

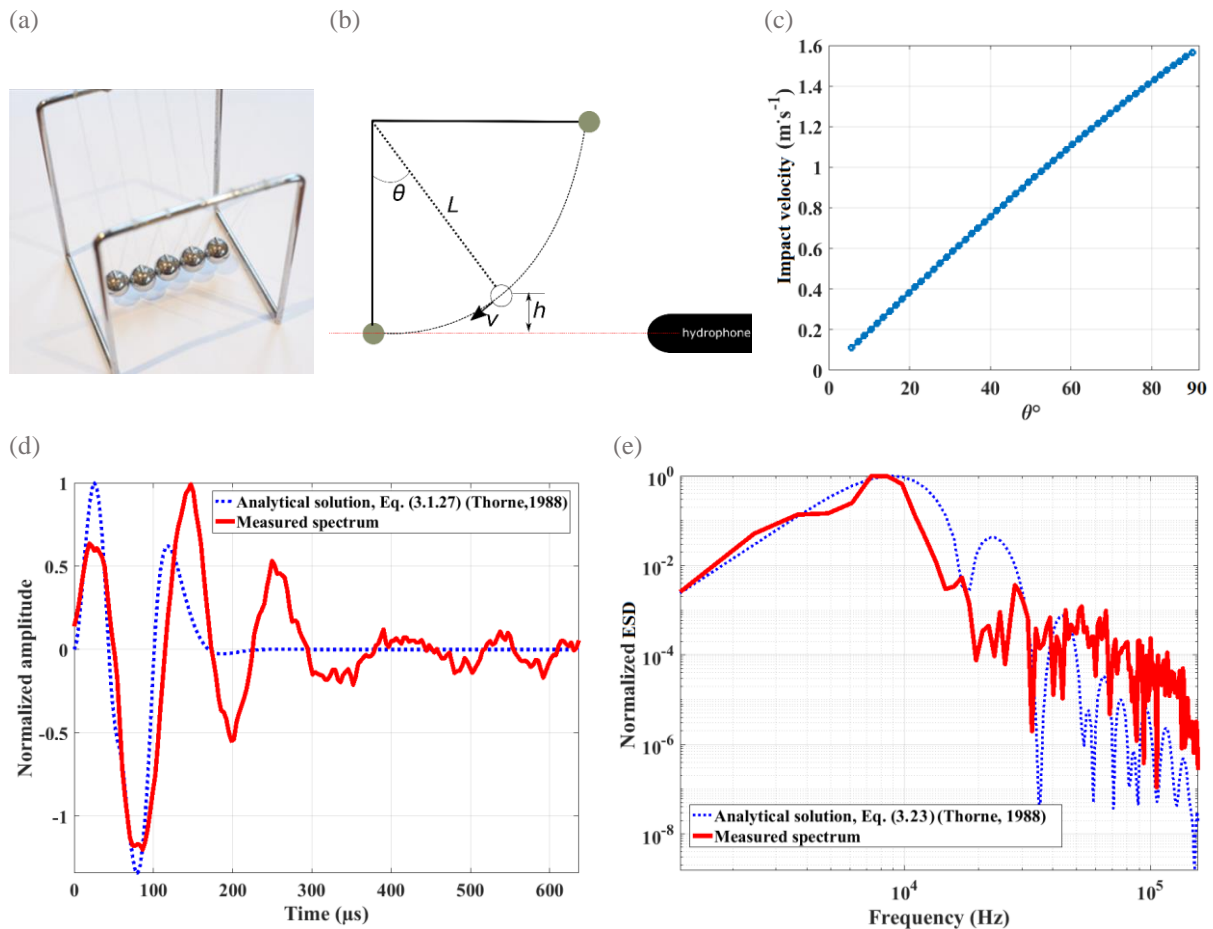
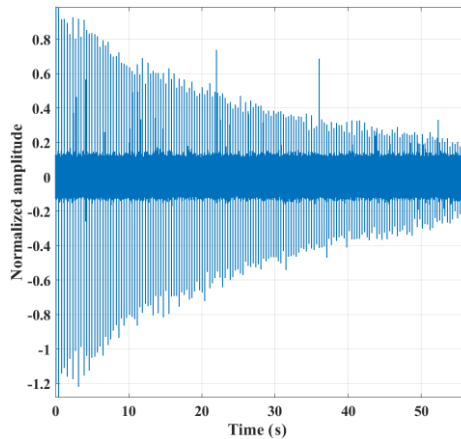


Figure 3.11: (a) Pendule « Cradle Newton » (on n'utilise que deux billes parmi les 5 montrées dans l'image) ; les billes sont en acier, sont de même diamètre 15 mm et sont suspendues par un fil de masse négligeable de longueur $L = 13$ cm ; (b) Position initiale du lancement de la bille, $\theta = 90^\circ$, et les paramètres utilisés dans le calcul des vitesses d'impact; (c) Les vitesses d'impacts (3.29), pour $\theta = \{90^\circ, 89^\circ, 88^\circ, \dots, 1^\circ\}$; (d) Les formes d'ondes analytique et mesurées ($\theta = 90^\circ$) ; (e) Les spectres analytiques et mesurés ($\theta = 90^\circ$)

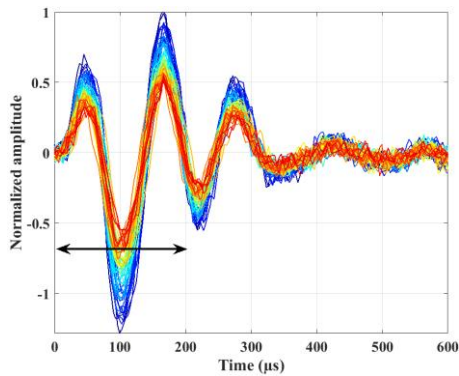
La portée acoustique

On a utilisé une antenne à trois hydrophones afin de localiser les impacts, Figure 3.13b-c. La localisation utilise le temps d'arrivée du signal de l'impact à chacun des trois hydrophones synchronisés. On applique des intercorrélations des signaux des hydrophones pour calculer les différences des temps d'arrivée. Les propriétés des hydrophones et de la chaîne d'acquisition sont présentées dans le Tableau A1. 2, de l'Annexe A1.2.2. Les différences de temps d'arrivée sont introduites dans le code de localisation ou triangulation des sources acoustiques, détaillé dans l'Annexe A1.3.3. Une fois que l'impact est localisé, on arrive à connaître les distances entre la zone d'impact et chaque hydrophone.

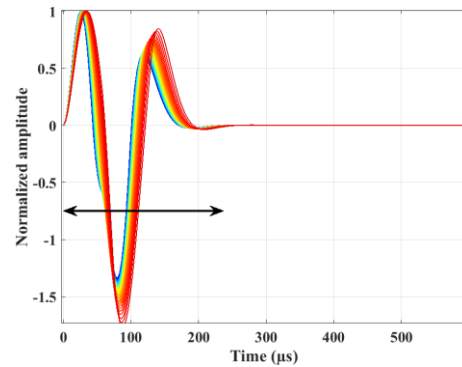
(a)



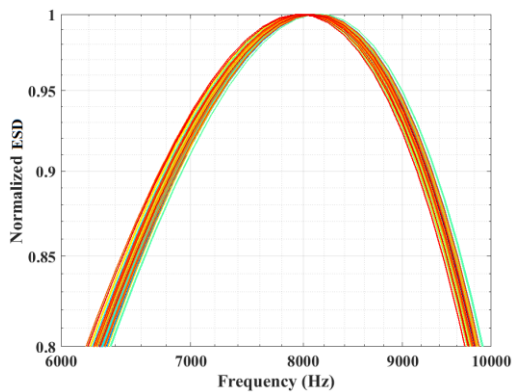
(b)



(c)



(d)



(e)

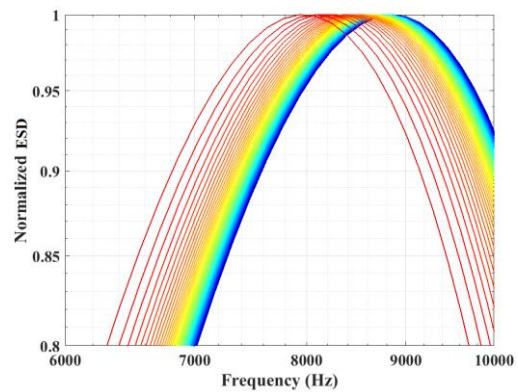


Figure 3.12: (a) Formes d'onde des impacts successifs des billes du pendule « *cradde Newton* », normalisées entre 0 et 1; (b) Formes d'onde de chaque impact mesurées et superposées ; le code de couleurs : bleu est le temps de début, rouge est le temps final ; (c) Signaux modélisés des impacts en fonction des vitesses d'impact du pendule (1.6 m/s à 0.1 m/s); (d) Variation du pic spectral mesuré lors de l'expérience ; (e) Variation du pic spectral modélisé

La dimension des cailloux

La dimension est grossièrement connue car on utilise des cailloux classés par 5 classes granulométriques, voir la Figure 3.13d.

La vitesse d'impact

On estime la vitesse d'impact par un modèle d'inversion. La procédure est la suivante : (1) on détecte les impacts et on calcule leurs pressions efficaces, (2) on localise les impacts pour déterminer la distance entre l'impact et les hydrophones et (3) on calcule la vitesse d'impact nécessaire par l'identification des pressions sonores modélisées à celles mesurées. La pression sonore efficace est calculée comme la racine carrée de la moyenne quadratique de l'impact en temps. Le seul paramètre inconnu dans la modélisation est la vitesse d'impact. La procédure d'inversion utilise le modèle d'impact sphère-sphère. La méthode d'inversion est aussi détaillée dans l'Annexe A1.3.4. Le modèle d'inversion estime à la fin la vitesse d'impact, qui est dans ce cas la vitesse avec laquelle la particule touche le lit de la rivière.

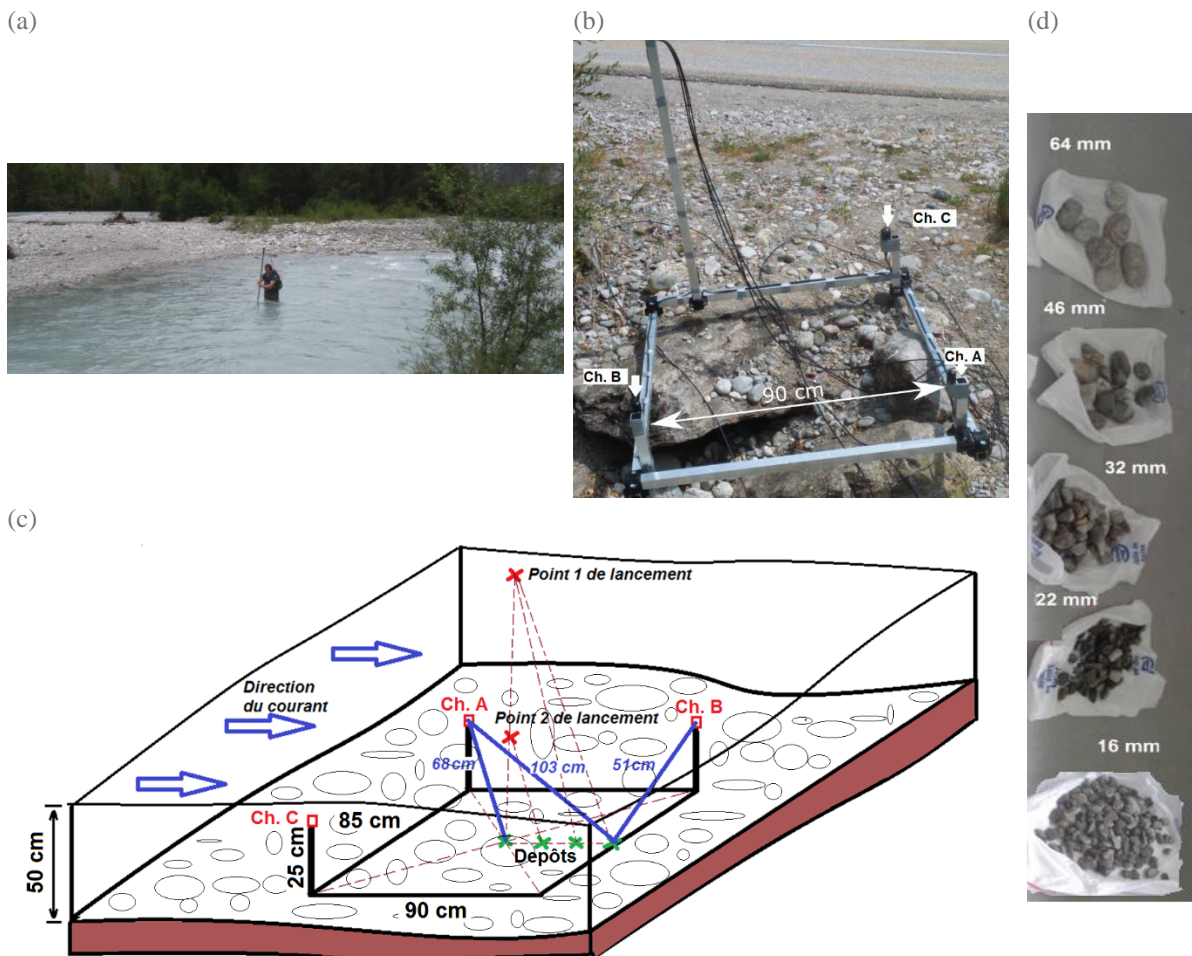


Figure 3.13: (a) Le site de mesure sur le Vénéon ; (b) L'image de l'antenne à trois hydrophones ; (c) Schéma du positionnement de l'antenne et les deux positions de lâcher des cailloux sur le lit: Point 1 - à la surface de l'eau, Point 2 - à la mi-hauteur ; (d) Les 5 classes granulométriques considérées dans l'expérience. On précise la borne supérieure de chaque classe, e.g. pour la classe 12-16 est représentée par le diamètre 16 mm.

Résultats

Les signaux acquis par l'antenne sont filtrés dans la bande 1 – 60 kHz. On élimine les impulsions qui donnent des valeurs aberrantes dans la localisation, à cause du faible RSB (Rapport Signal à Bruit). On montre l'exemple d'un signal acquis par l'antenne à 3

hydrophones, la Figure 3.14. On remarque que les signaux arrivent avec des temps d'arrivée différents, ce qui nous permet de localiser l'impact.

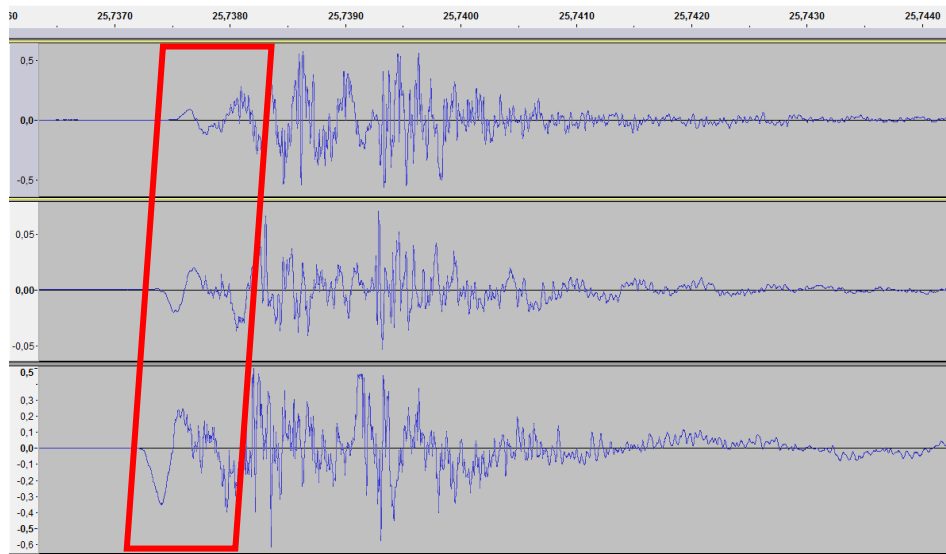


Figure 3.14: Un exemple montrant le signal d'un impact mesuré par les 3 hydrophones synchronisés, utilisé dans l'algorithme de localisation des sources. Les signaux sont à partir d'un impact avec le lit du Vénéon, où le caillou a été lâché depuis la surface libre (point 1 de lancement). Les signaux comprennent une première partie d'intérêt, le front d'onde, encadré en rouge sur la figure. La suite du signal est liée aux effets de réverbérations du milieu (réfléchis depuis la surface, le lit, les berges, etc.). Les signaux sont différents en amplitudes à cause des sensibilités différentes des hydrophones utilisés, mais aussi à cause des distances différentes entre la source (l'impact dans le lit) et les hydrophones. Le critère de détection est la qualité de la corrélation entre les fronts d'ondes

On montre sur la Figure 3.15a-b la localisation des impacts dans les cas des deux points de lancement. Les impacts des particules lancées depuis la surface de l'eau semblent avoir la même direction que celles du courant de l'eau, ce qui prouve l'effet des forces hydrodynamiques (et notamment la portance). Dans ce cas, plus la particule est grosse, plus la trajectoire est courte. À la mi-hauteur, la direction des impacts est moins évidente car les vitesses de l'écoulement sont moins fortes que celles près de la surface de l'eau.

Nous allons considérer le cas de la plus grande hauteur de lancement des cailloux. Les pressions efficaces des signaux augmentent avec les dimensions des cailloux comme montré sur la Figure 3.15c. On observe aussi que l'incertitude augmente avec la dimension des cailloux. Il y a peu de différence en termes des pressions efficaces même d'une hauteur à l'autre. Ceci prouve l'importance des effets de la portance sur la particule. La force de portance dépend principalement de la vitesse de l'écoulement, qui est de l'ordre de 1 à 2 m/s dans cette section du Vénéon.

Les vitesses d'impact sont estimées par l'algorithme d'inversion en utilisant le modèle d'impact « Φ - Φ ». L'algorithme d'inversion est présenté dans la Figure A1.10. Ces vitesses sont comparées aux vitesses de chute calculées par le modèle de Stokes, formulée en (3.31) (Grangeon, 2013). La vitesse de chute du modèle de Stokes prend en compte seulement la force

de traînée totale (de Stokes), représentée par le coefficient de frottement C_D et sa valeur ne dépende de la hauteur de chute (lancement des cailloux). Le coefficient C_D est en fonction du nombre de Reynolds (Re) et de la forme du sédiment. Ici, on considère que le nombre de Reynolds particulaire $Re_p > 1000$ (l'écoulement est turbulent) et $C_D = 0.45$, pour des sphères, et $C_D = 1$ pour des disques. Les vitesses théoriques sont affichées sur la Figure 3.15d.

$$U_{imp} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{1}{C_D} \left(\frac{\rho_s}{\rho_0} - 1 \right) g D} \quad (3.31)$$

où g – l'accélération gravitationnelle ($= 9.81 \text{ m s}^{-2}$), ρ_0 – la densité de l'eau, ρ_s – la densité du sédiment, C_D – le coefficient de friction, D – le diamètre de la particule

Les vitesses théoriques sont généralement inférieures à celles estimées par l'inversion des niveaux sonores mesurés. Pour disques, les vitesses théoriques sont plus proches de l'estimation, ce qui est pertinent car les sédiments ont des formes plutôt en disque et donc ils subissent de forces de portance plus importantes. On observe qu'il n'y a pas de corrélation entre la vitesse estimée et la dimension du caillou, comme dans le cas du modèle théorique de Stokes. Les incertitudes, dans ce cas les extrêmes des valeurs estimées, sont très larges et indépendant de la classe granulométrique.

En conclusion, les expériences de l'analyse de l'impact sédiment-lit dans le torrent de montagne de Vénéon, nous révèlent les faits suivants :

- L'écoulement du fluide a une influence importante sur le mouvement des particules : les forces de portance diminuent les vitesses d'impact avec le lit. On a noté que des vitesses de l'écoulement de $1\text{-}2 \text{ m s}^{-1}$ font que les vitesses d'impact estimées sont en moyenne $0.3\text{-}0.5 \text{ m s}^{-1}$.
- Les vitesses d'impact ne varient pas avec le diamètre.
- La forme des sédiments a un rôle important sur la prédiction de la vitesse de chute.
- Le modèle analytique prédit la pression efficace parce que les vitesses estimées sont proches de celles prédites par le modèle de Stokes.
- La procédure a été répétée pour des impacts sphère-plaque. Les résultats en termes de fréquence du pic spectral ne changent que sensiblement par rapport au cas de l'impact sphère-sphère mais changeant largement en termes des amplitudes des pics spectraux.

L'estimation des vitesses d'impact en utilisant les modèles analytiques de l'impact prouve la pertinence de l'utilisation de ces modèles pour l'identification des impacts en milieu naturel. À partir d'un réseau d'hydrophones et de cet algorithme d'inversion on peut estimer les dimensions des particules, les vitesses des impacts et la localisation des impacts dans le cours d'eau.

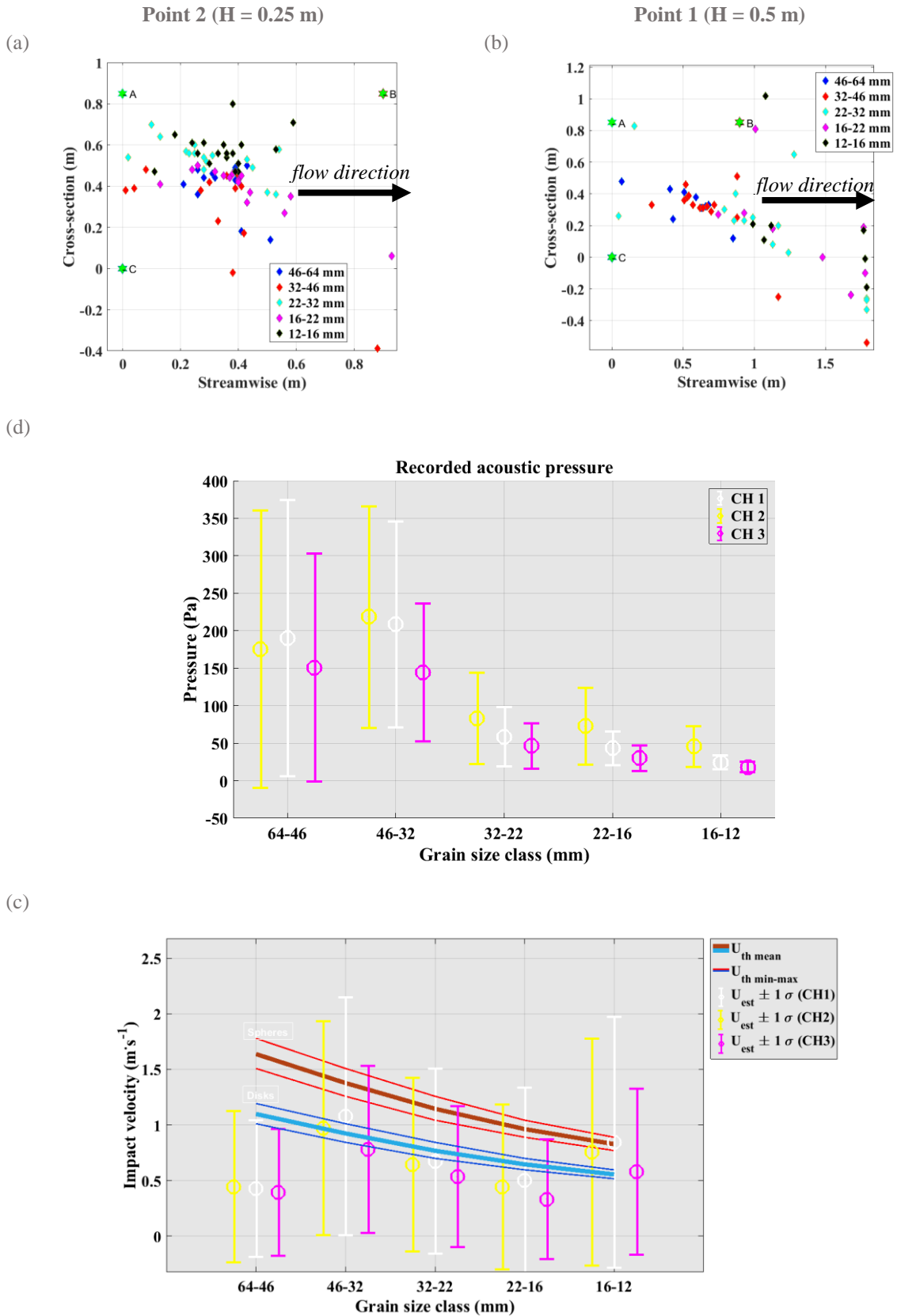


Figure 3.15: (a) – (b) Localisation des cailloux par l’antenne à trois hydrophones, pour deux hauteurs de lancement des particules $H = 0.25$ m et , respectivement, $H = 0.5$ m ; (c) Pressions efficaces mesurées par l’antenne pour $H = 0.5$ m. On donne la moyenne ± 1 écart type; (d) « U_{est} » - Vitesses d’impact estimées (la moyenne ± 1 écart type) par le modèle d’inversion (des niveaux sonores pour $H = 0.5$ m) ; on compare ces

vitesses à « U_{th} » - les vitesses théoriques de la formule (3.31) qui prend en compte les bornes des classes granulométriques. Le coefficient de friction C_D suppose les deux valeurs, de la forme de sphère ou disque.

3.4.2 Variation spectrale de l'impact avec la forme des sédiments

La qualité des spectres est très importante quand on parle de l'inversion des spectres acoustiques. La qualité des spectres est déterminée en grande partie par la forme de sédiments. Ainsi, l'irrégularité du sédiment peut engendrer des problèmes sur l'estimation de la valeur de son diamètre. Il pourrait y avoir plusieurs types de diamètres à prendre en compte dans la modélisation acoustique de l'impact hertzien:

1. Le diamètre de la zone de courbure dans la zone de contact (Chadwick et al., 2012), la Figure 3.16a;
2. Le diamètre équivalent de la sphère entourant le sédiment (Thorne, 1986b), la Figure 3.16b, qui est en fait l'axe a_e de ellipsoïde approximant le sédiment;
3. L'axe b_e de l'ellipsoïde du sédiment (Turowski et al., 2015), Figure 3.16c.

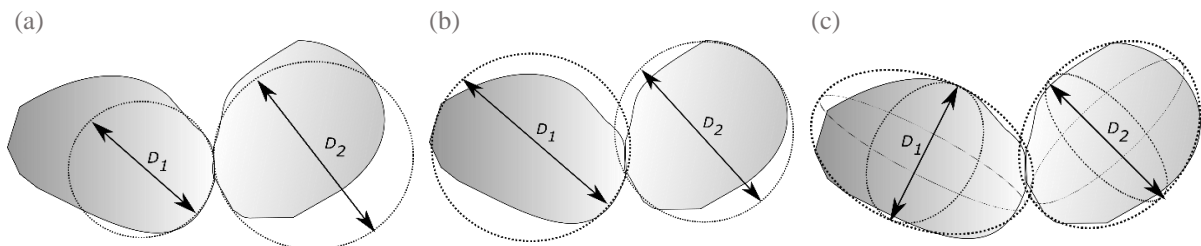


Figure 3.16: Considération des diamètres des particules dans la modélisation des impacts (a) Diamètre dans la zone de courbure (Chadwick, 2013) ; (b) Diamètre équivalent (Thorne, 1986b) ; (c) L'axe b_e de l'ellipsoïde (Turowski et al., 2015)

On réalise des impacts des sédiments des 5 classes granulométriques: {12-16 ; 16-22 ; 22-32 ; 32-46 ; 46-64} mm). Les diamètres représentatifs des classes granulométriques sont les moyennes géométriques des bornes des classes granulométriques, $D_{rep} = \{13.85, 18.76, 26.53, 38.37, 54.26\}$ mm. Le diamètre représentatif est utilisé dans le calcul de la fréquence centrale (ou centrale) f_{centr} à partir de la loi de régression de (Thorne, 1986b), dans (3.32). Cette formule a été estimée en considérant le diamètre équivalent du sédiment.

$$f_{centr} = \frac{209}{D_{eq}^{0.88}} \quad (3.32)$$

$$\int_{f_1}^{f_{centr}} P df = \int_{f_{centr}}^{f_2} P df \quad (3.33)$$

P est le spectre de puissances et (f_1, f_2) la bande passante, par exemple 10 dB autour du pic (qui approxime au mieux la puissance de l'impact), où f_{centr} divise P en deux parties énergétiques égales.

La géométrie de la cuve est précisée sur la Figure 3.17a. L'hydrophone est positionné dans le centre de la cuve où on tape des sédiments entre eux sur plusieurs zones d'impact et plusieurs fois par classe granulométrique. On considère 5 zones d'impacts sur le caillou, la Figure 3.17b, qui sont projetés sur les trois axes de l'ellipsoïde. Les paires des zones d'impact sont listées au Tableau 3.6. La vitesse de la particule mobile est considérée uniforme, quelle que soit la classe granulométrique, et sa valeur est estimée à $U_{imp} = 0.1 \text{ ms}^{-1}$.

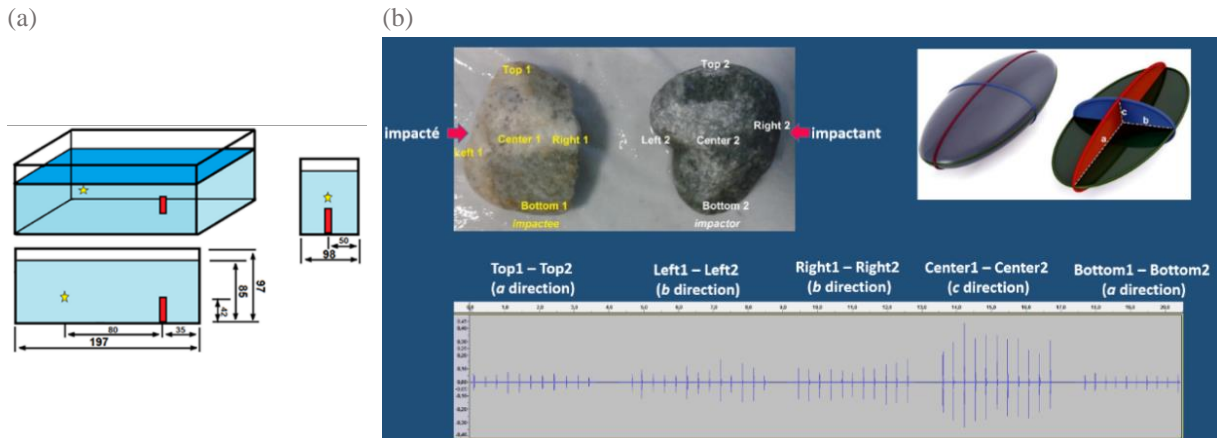


Figure 3.17: (a) La cuve des essais, le positionnement du capteur (en rouge) et de la source acoustique (les impacts, l'étoile jaune); Les zones d'impact marquées sur les cailloux et la notation des axes de l'ellipsoïde ; l'impactée est noté avec « 1 », et l'impacté avec « 2 »

Tableau 3.6: Les régions d'impacts projetés sur les trois axes de l'ellipsoïde

Zone d'impact	L'axe de l'ellipsoïde
Top1 – Top2	a_{e1}
Left1 – Left2	b_{e1}
Right1 – Right2	b_{e2}
Center1 – Center2	c_e
Bottom1 – Bottom2	a_{e2}

La classe granulométrique d'un sédiment est représentée par sa deuxième dimension (si $a_e > b_e > c_e$, c'est la valeur b_e qui est considéré pour la classification par la grille de sédiments) (Kristin Bunte & Abt, 2001). Les 5 classes granulométriques testées sont définies dans la Figure 3.18.

L'allure générale des particules est conforme à la représentation théorique : les moindres diamètres des points d'impact dans les zones de courbures sont ceux sur la direction de l'axe a_e . C'est ici que les impacts dans ces zones de courbures vont produire des sons de fréquence plus élevée. À l'écoute des signaux, les zones d'impact sur la direction de l'axe c_e génèrent clairement le son plus grave (les plus basses fréquences) et les sons de la direction de l'axe b_e ont des fréquences intermédiaires.

Dans la suite, ce que nous intéresse c'est la variation spectrale du signal de l'impact, analysé par un seul indicateur qui est la f_{centr} (3.33). Les valeurs de f_{centr} des 5 classes

granulométriques sont affichées sous la forme des nuages des points dans la Figure 3.19a-e. On compare les résultats aux fréquences des 5 classes obtenues par (3.32). Nous observons que la direction c_e est située le plus bas en fréquence tandis que l'axe a_e est dans la zone la plus haute (sensiblement supérieure à la direction b_e). De plus, l'axe a_e donne des résultats qui sont les plus corrélés avec les f_{centr} prédites par la loi de régression de (Thorne, 1986b).

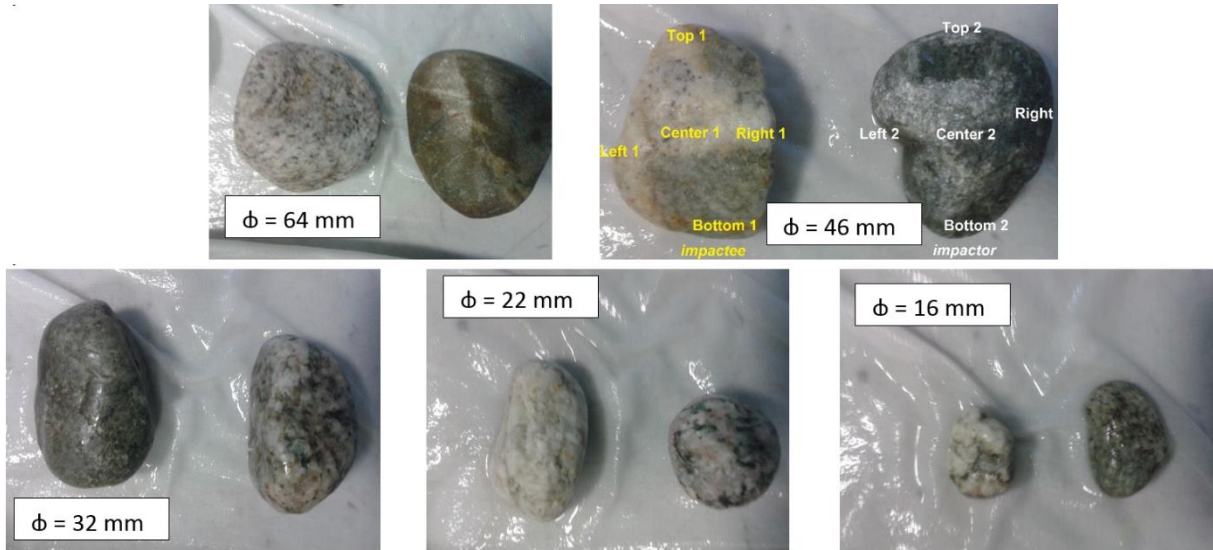


Figure 3.18: Les classes de diamètres testées (la borne supérieure de chaque classe granulométrique est indiquée). On indique aussi les zones des impacts.

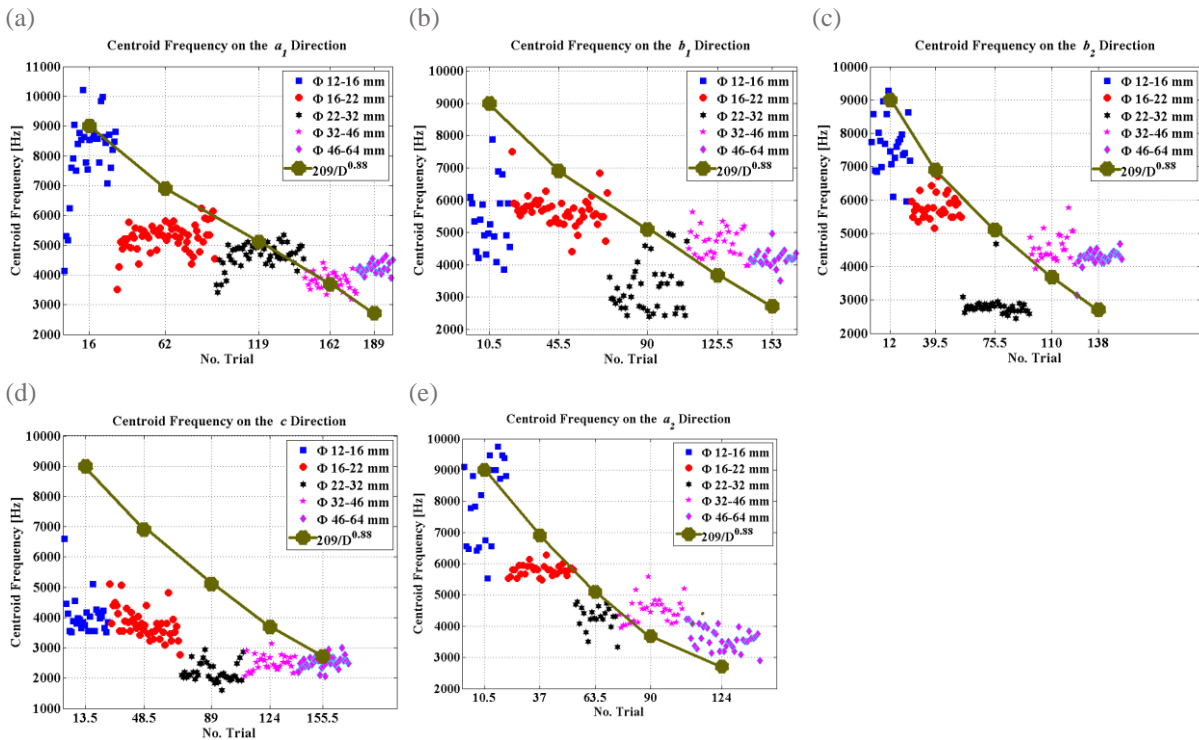


Figure 3.19: (a)-(e) Les fréquences centrales en fonction de la classe granulométriques et de la direction d'impact ; chaque point est un essai ou un impact (« trial »). La fréquence centrale f_{centr} calculée par (3.32) sur les spectres mesurés et en considérant le diamètre représentatif de chaque classe granulométrique D_{rep} (moyenne géométrique des bornes de la classe)

Si on regroupe ces nuages dans des histogrammes, la Figure 3.20a-e, pour chacune des 5 classes granulométriques, nous observons que l'étendue des valeurs des f_{centr} est de l'ordre du kHz. Les moyennes et les écarts types de ces histogrammes sont présentés dans le Tableau 3.7. On voit que pour les trois plus grosses classes de diamètre, il y a une sous-estimation des f_{centr} par rapport à la loi de régression. Pour les autres deux classes, on voit le contraire, de la surestimation des valeurs de f_{centr} .

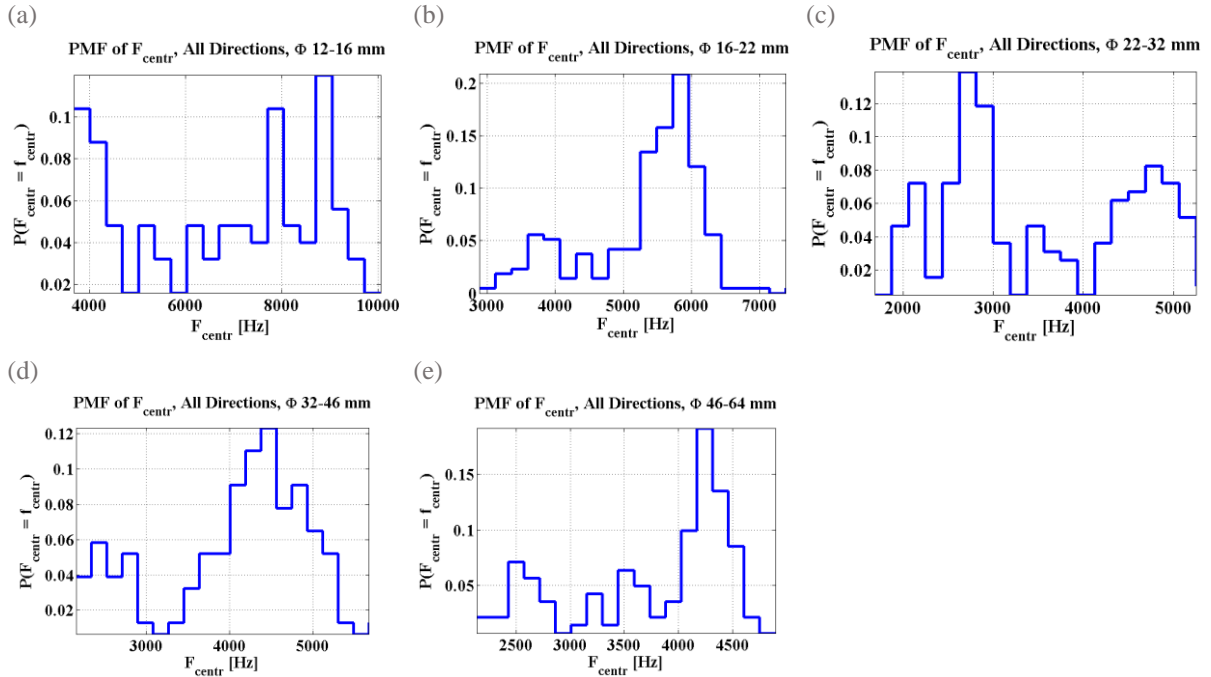


Figure 3.20: (a)-(e) Densités des probabilités des fréquences centrales calculées à partir de la Figure 3.19a-e

Tableau 3.7: Les moyennes et les écarts types des fréquences centrales estimés à partir des spectres mesurés dans la cuve. Ceux-ci sont comparés à la formule de régression pour la fréquence centrale f_{centr} (3.32).

Classe(mm)	Fréquence centrale (moyenne)	Fréquence centrale (écart-type)	Fréquence f_{centr} (Eq. 3.4.1)
12-16	6629	1830	9001
16-22	5218	838	6901
22-32	3443	1026	5101
32-46	4197	1174	3681
64-64	3768	751	2714

Dans la rivière, on pourrait supposer les zones de contacts les plus probables, en fonction du régime hydraulique et surtout de la forme des sédiments. La force de traînée dépend de la géométrie de l'objet, ou de la grandeur de la surface sur laquelle elle agit.

Quand on parle d'un mouvement par glissement ou par roulage, l'impact se produit intuitivement un contact dans la direction c_e (la plus petite). Il faut remarquer qu'on ne maîtrise pas la théorie de la physique des sons générés par le glissement ou par roulage ; les processus peuvent être différents et n'apportent presque pas d'énergie au signal mesuré. Les deux autres

directions d'impact, a_e et b_e , ont donné des valeurs des f_{centr} proches mais, quand même, étendues. Ces directions peuvent être associées aux mouvements de saltation.

À notre avis, la forme des sédiments est un facteur important pour la forme des spectres des impacts. Le son varie en fréquence avec la zone d'impact sur le caillou. La variation peut être de 3000-4000 Hz. Toutefois, s'il y a un nombre très large des impacts dans la rivière, on peut dire que, statistiquement, on tombe sur le diamètre équivalent, utilisé aussi par (Thorne, 2014). Sinon, le diamètre de courbure de la zone d'impact doit être traité (Chadwick et al., 2012) ou l'axe b_e du semi-ellipsoïde (Turowski et al., 2015)

3.5 Conclusions

Nous avons étudié les équations qui modélisent le champ de pressions acoustique généré par une source acoustique sphérique. Dans notre cas la source acoustique est une sphère dont les oscillations sont produites par le contact entre deux objets rigides (deux sphères ou une sphère et une plaque). La source est un dipôle acoustique dont la directivité est fonction de l'angle de l'impact par rapport au capteur. Étant donné que le mouvement des particules dans la rivière est chaotique, cette directivité est difficile à préciser.

Nous avons montré les solutions analytiques de l'acoustique de l'impact, sphère-sphère et sphère-plaque. Les solutions sont données tant en temps qu'en fréquence, sous la forme des densités spectrales d'énergie. La fréquence du pic n'a pas beaucoup de variabilité d'un modèle analytique à l'autre.

Nous avons fait des expériences dans une cuve par lesquelles nous avons reproduit les signaux impulsionnels des impacts entre des billes d'acier. D'un côté, on a confirmé la variabilité des fréquences des pics en fonction des diamètres des billes, c.à.d. la fréquence est inversement proportionnelle aux diamètres des billes. De l'autre côté, on a reproduit avec succès les amplitudes des pressions sonores des impacts.

L'analyse locale de sensibilité sur le modèle théorique attribue 13% de variation de la fréquence du pic à 100% de variation de la vitesse, qui est plus évident que ce qu'on a obtenu par l'expérience avec un pendule Newton. Toutefois, les conditions expérimentales ne nous permettent pas de tirer des conclusions définitives sur le fait si les vitesses d'impact sont ou non dépendantes des diamètres des particules, car on ne maîtrise pas la détermination de la vitesse réelle.

En rivière, l'identification des puissances sonores des impacts modélisées à celles mesurées nous permet d'estimer les vitesses d'impact. La forme des sédiments a une influence très importante sur la vitesse d'impact, par le coefficient de traînée du grain. On a trouvé que le modèle d'impact marche mieux pour des sédiments en disque. L'expérience démontre que, une fois connue la classe granulométrique des particules, on peut aussi estimer la vitesse d'impact. Toutefois, la vitesse d'impact estimée dans l'expérience du Vénéon n'a pas de variabilité en fonction des dimensions des particules.

La forme des sédiments est un paramètre qui tient des conditions aux limites de la résolution de l'équation de l'impact. La difformité des sédiments fait que les fréquences émises par les impacts dépendent des zones d'impact. Ce point d'impact, et donc les fréquences caractéristiques seront probablement différents selon le mode de déplacement des particules. Par cela on veut dire que la forme des sédiments est un paramètre aussi important que les vitesses d'impact et les dimensions des particules. À la condition qu'il y ait un nombre suffisamment large d'impacts, on peut considérer l'axe b_e de l'ellipsoïde du sédiment comme le diamètre de la sphère modélisée analytiquement (Wyss et al., 2016).

Avec ces réserves, on fera les hypothèses et simplifications suivantes dans la suite de ce travail :

- Les vitesses peuvent être considérées invariantes avec le diamètre de la particule tant qu'elles ne varient pas beaucoup, c.à.d. par des ordres de grandeurs (surtout, dans les Chapitres 4 et 5, on teste aussi des cas des vitesses d'impact variables avec le diamètre) ;
- Le matériau des sédiments n'affecte pas la forme des spectres, tant que ces matériaux ne sont pas très différents. Les matériaux de la rivière n'ont pas d'effet sur la forme spectrale (fréquence du pic ou fréquence centrale) ;
- La directivité du son du charriage est négligeable parce que le son du charriage est produit par un ensemble des impacts indépendamment répartis dans le lit de la rivière (discuté dans le Chapitre 4) ;
- On considéra que le diamètre d'un sédiment utilisé dans la modélisation de l'impulsion acoustique est de l'axe b_e de l'ellipsoïde (Wyss et al., 2016).

4. La détermination de la distribution granulométrique transportée

4.1 Les modèles de mélange « Φ-Φ' » et « Φ-Φ ».....	94
4.1.1 Définition mathématique des modèles « Φ - Φ' » et « Φ - Φ ».....	95
4.1.2 Les distributions granulométriques du lit et du charriage	97
4.1.3 La formulation algébrique du modèle de mélange	98
4.1.3.1 Modèle « Φ - Φ' »	98
4.1.3.2 Modèle « Φ - Φ ».....	100
4.1.3.3 Application sur les modèles de mélange	100
4.1.4 Les hypothèses du modèle.....	102
4.2 Sensibilité du modèle de mélange.....	102
4.2.1 Comparaison des modèles sphère-sphère et sphère-plaque.....	103
4.2.2 Distribution massique uniforme des sédiments	104
4.2.3 Sensibilité par rapport aux masses de sédiments.....	106
4.2.4 Analyse globale de sensibilité	107
4.3 Modèles d'inversion pour caractériser la taille des sédiments.....	109
4.3.1 État de l'art sur l'inversion pour l'estimation de la granulométrie	109
4.3.2 Inversion des spectres au sens de moindres carrés.....	111
4.3.2.1 L'algorithme LS du pseudo-inverse.....	111
4.3.2.2 L'algorithme NNLS	115
4.3.3 Inversion des spectres au sens du maximum de vraisemblance (MLE)...	117
4.4 Application de l'inversion sur des données réelles.....	119
4.4.1 Expériences sur le terrain – l'Isère	120
4.4.2 Expériences sur le terrain – la Drave.....	122
4.5 Discussions sur le modèle d'inversion – la propagation acoustique	123
4.6 Conclusions.....	126

On utilise ici la forme analytique du signal de l'impact présentée dans le chapitre précédent pour la conception d'un modèle acoustique de mélange des sédiments. Le modèle est un ensemble des spectres analytiques des impacts élémentaires pondérés par une distribution granulométrique de sédiments transportés et additionnés. À partir de ce modèle de mélange on développe un simulateur de bruit de charriage qui est utilisé dans l'analyse de sensibilité du modèle.

Ce modèle est mis en œuvre dans une méthode d'inversion des spectres acoustiques. Cette méthode est algébrique au sens de moindre carrées (*Non-Negative Least Square, NNLS*), et fait aussi l'objet d'un article publié dans le journal *Hydrology and Earth System Sciences*, voir l'Annexe A2.

Le résultat de l'inversion des spectres est la courbe granulométrique des sédiments transportés qui est un élément très important dans l'analyse de la morphologie des rivières. La validation de l'algorithme NNLS vise l'inversion des spectres réels mesurés en deux rivières à graviers de piémont, la rivière de l'Isère, à Grenoble et la rivière de la Drave, à Dellach, en Autriche.

La structure du chapitre est la suivante : dans la Section 4.1 on formalise le modèle de mélange, dans la Section 4.2 on analyse la sensibilité du modèle par rapport aux paramètres de l'impact et de la distribution granulométrique, dans la Section 4.3 on définit le problème d'inversion NNLS, dans la Section 4.4 on présente les résultats de l'inversion des spectres mesurés sur le terrain et dans la dernière Section 4.5 on discute des limitations du modèle d'inversion.

4.1 Les modèles de mélange « Φ - Φ' » et « Φ - Φ »

La distribution granulométrique des sédiments transportés peut varier tant en temps qu'en espace (Gomez, 1991). La variation en espace est due à la morphologie non-uniforme du lit de la rivière tandis que la variation en temps est déterminée par la variation des conditions hydrodynamiques et des sources sédimentaires.

Si le transport sédimentaire est généré par des forts débits, il est caractérisé par des distributions granulométriques très étendues. On explique ceci par le phénomène de destruction de l'armurage du lit qui met en mouvement les sédiments du lit. En conséquence, une particule de n'importe quelle taille peut entrer en collision avec une autre particule de n'importe quelle taille, la Figure 4.1a. Dans cette situation, le modèle « Φ - Φ' » est plus adapté. Ce modèle modélise la puissance acoustique générée par un impact entre des particules de différentes tailles.

Si le transport sédimentaire est aux conditions plus faibles, c.à.d. quand seules les petites particules bougent sur un lit pavé par des particules beaucoup plus grosses, les classes granulométriques des sédiments transportés sont très peu nombreuses. On considère alors que les deux particules qui s'impactent sont de même taille si : (1) les particules mobiles qui s'impactent entre elles, appartiennent à des classes granulométriques voisines; (2) les particules mobiles qui impactent le lit « armuré » ou « pavé » peuvent être modélisées par un impact sur un socle rigide utilisant la « méthode des images », mentionnée dans le Chapitre 3, la Section

3.1.5 et illustrée sur la Figure 4.1b. Le modèle utilisé est « $\Phi-\Phi$ » et il simplifie la tâche d'inversion des spectres acoustiques.

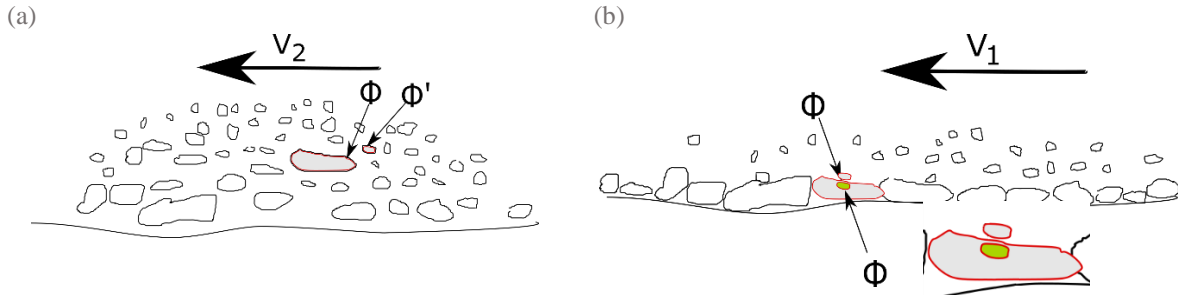


Figure 4.1: (a) Modèle d'impact « $\Phi-\Phi'$ » où les sédiments de toutes dimensions possibles sont en mouvement ; (b) Modèle d'impact « $\Phi-\Phi$ » où seulement les petits sédiments sont transportés et ils sont beaucoup plus petits que ceux fixés dans le lit (armure). En détail, la « méthode des images » qui modélise la particule impactée comme le miroir de l'impactante dans le socle rigide. Généralement, dans les deux cas les vitesses sont en relation $v_2 > v_1$ (le premier cas : un crue, le deuxième cas : des conditions normales).

4.1.1 Définition mathématique des modèles « $\Phi-\Phi'$ » et « $\Phi-\Phi$ »

Dans un premier temps, nous considérons que l'ensemble des sources de bruit sont placées à la même distance de l'hydrophone. Dans ce problème, nous ne traitons pas des aspects liés à la spatialisation des sources de bruits. Ces aspects seront traités dans le Chapitre 5. Ainsi, le modèle direct spectral est construit à partir de deux éléments : (1) des spectres élémentaires, c.à.d. les densités spectrales d'énergies (DSE), dont les formes analytiques ont été définies dans le Chapitre 3; et (2) des distributions granulométriques des taux des impacts. Étant donné que le signal modélisé est celui de charriage, qui est de nature quasi-stationnaire, la DSP peut être utilisée indifféremment dans ce modèle.

Le spectre d'un ensemble d'impacts, mesuré par un hydrophone, est une somme ou une intégrale pondérée des énergies générées dans une région de l'espace. L'affirmation est allégée par le fait que les impacts sont aléatoires et statiquement indépendants (Vér & Beranek, 2005). Le fait que la puissance mesurée par un hydrophone est une somme des puissances générées par chaque impact individuel a été proposée par (Thorne, 2014 ; Jonys, 1976).

L'hypothèse des impacts statistiquement indépendants permet de définir l'équation du modèle « $\Phi-\Phi'$ » (4.1a). Dans notre cas, la puissance P est la somme des énergies E pondérée par un taux des impacts I_i :

$$P(f) = \sum_{i=1}^K \sum_{j=1}^J I_{ij} E_{ij}(f) \quad (4.1a)$$

où

$P(f)$ est la puissance acoustique totale ($\mu\text{Pa}^2\cdot\text{Hz}^{-1}$) à la fréquence f .

$E_{ij}(f)$ est l'énergie acoustique élémentaire ($\mu\text{Pa}^2\cdot\text{s}\cdot\text{Hz}^{-1}$) à la fréquence f de l'impact concernant la particule-impactante de la $i^{\text{ème}}$ classe granulométrique et la particule-impactée de la $j^{\text{ème}}$ classe granulométrique.

I_{rij} est le taux d'impacts entre la particule-impactante de la $i^{ième}$ classe et la particule-impactée de la $j^{ième}$ classe, exprimé en no.imp/s. Le taux d'impacts est aussi le nombre d'impacts sur une durée T_{sig_b} d'écoute/d'enregistrement.

Il faut préciser que l'équation (4.1a) peut être aussi écrite sous la forme d'une somme des puissances calculée dans la durée d'écoute du charriage T_{sig_b} , où les taux des impacts sont remplacés par les nombres des impacts :

$$P(f) = \sum_{i=1}^K \sum_{j=1}^J n_{rij} \cdot \frac{E_{ij}(f)}{T_{sig_b}} = \sum_{i=1}^K \sum_{j=1}^J n_{rij} \cdot P_{ij}(f) \quad (4.1b)$$

Pour l'approche « Φ - Φ », on définit l'équation simplifiée qui devient (4.2):

$$P(f) = \sum_{i=1}^K I_{ri} E_i(f) \quad (4.2)$$

où

$E_i(f)$ est l'énergie acoustique modélisée de l'impact entre deux particules de même taille (de la $i^{ième}$ classe granulométrique) à la fréquence f .

I_{ri} est le taux des impacts des particules de même taille, de la $i^{ième}$ classe granulométrique.

Les DSE élémentaires $E_i(f)$ présentés ci-dessus et modélisées dans le Chapitre 3 peuvent avoir des fréquences des pics spectraux à partir de 10^3 Hz (des impacts entre blocs) jusqu'à 10^5 Hz (des impacts des particules de sable), Figure 4.2. Comme cela été montré dans la Section 3.3, la fréquence des signaux augmente quand la dimension des particules diminue : les blocs génèrent des fréquences plus petites que les sédiments de type gravier ou le sable. On mentionne aussi que les formes des spectres s'étalent au fur et à mesure que le sédiment décroît en dimension.

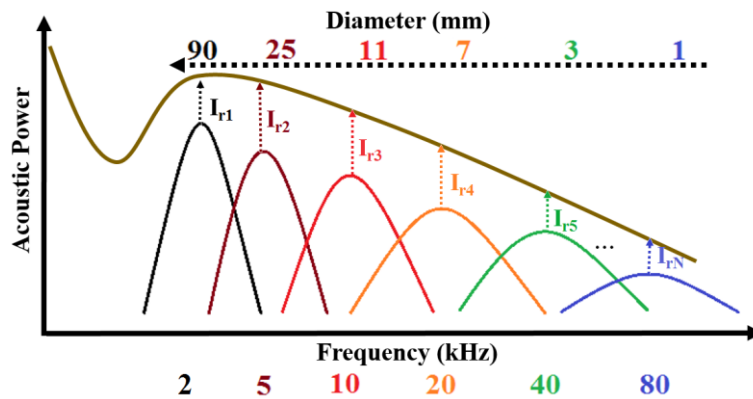


Figure 4.2: Illustration schématique des DSE élémentaires et de la DSP totale, comme il est modélisé sur les équations (4.1) ou (4.2).

Les approches « $\Phi-\Phi'$ » et « $\Phi-\Phi$ » sont implémentées dans un simulateur de bruit de charriage (le code source est présenté dans l'Annexe A3.2, où on présente aussi un tout petit exemple de simulation de signal temporel de charriage). Les spectres générés par chaque impact ont été présentés dans le Chapitre 3 et l'Annexe A1 (voir le code dans l'Annexe A3.1) et ils sont utilisés par le simulateur sous de différentes configurations de mélange comme il est défini dans le Tableau 4.1.

Tableau 4.1: Le modèle « $\Phi-\Phi'$ » et le modèle simplifié « $\Phi-\Phi$ » associés aux deux types d'impact analysés approchés dans cette thèse ; « oui » - configuration codée dans l'Annexe A3.2.

Modèle d'impact	Modèle « $\Phi-\Phi'$ » <i>temps ou spectre</i>	Modèle « $\Phi-\Phi$ » <i>temps ou spectre</i>
<i>sphère-sphère</i>	<i>oui</i>	<i>oui</i>
<i>sphère-plaque</i>	<i>non</i>	<i>oui</i>

4.1.2 Les distributions granulométriques du lit et du charriage

L'analyse statistique des sédiments fixés dans le lit ou transportés par le courant commence par la mesure de la distribution des fréquences des classes granulométriques, en pourcentage. Les classes granulométriques utilisées dans la représentation fréquentielle sont choisies selon des dimensions de l'échelle standard Wentworth (Wentworth, 1922), présentée dans la Section 1.2.

Dans la plupart des cas, les mesures de distribution des sédiments sont massiques et la distribution granulométrique du transport sédimentaire est le plus souvent représentée en fréquences massiques en pourcentages. On présente dans la Figure 4.3a-b deux distributions cumulatives massiques Γ_m qui caractérisent les sédiments transportés et les sédiments de la surface du lit dans deux rivières larges à gravier, l'Isère (France) et la Drave (Autriche). Ces deux sites d'étude seront utilisés ultérieurement dans la validation de nos algorithmes d'inversion des spectres acoustiques.

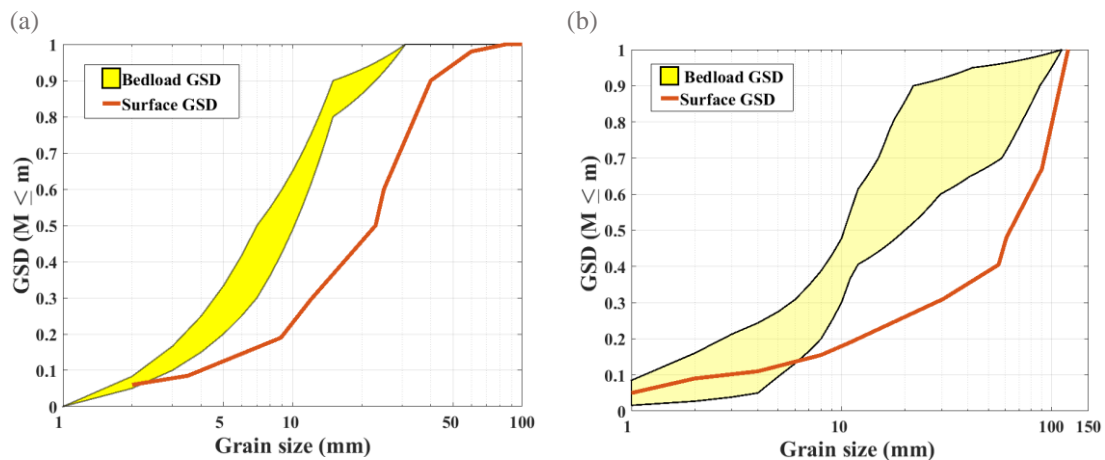


Figure 4.3: (a) Distributions granulométriques massiques, des sédiments transportés (« bedload grain size distribution») et du lit (« surface grain size distribution»), dans l'Isère à Grenoble (2016) ; (b) Distributions granulométriques massiques des sédiments transportés et du lit sur la Drave à la station de Dellach (Habersack & Laronne, 2002)

Les équations acoustiques présentées dans le paragraphe précédent, (4.1) et (4.2), sont exprimées en taux d'impacts, ou nombre de particules par seconde. La probabilité γ est calculée à partir des taux d'impacts par la formule :

$$\gamma = \frac{I_r}{\sum_{i=1}^K I_{ri}} \quad (4.3)$$

i est la classe granulométrique, K le nombre des classes granulométriques des particules impactantes.

Nous utiliserons donc la formule suivante pour transformer les probabilités en nombres γ_i en probabilités massiques γ_{mi} :

$$\gamma_{mi} = \frac{\gamma_i}{\sum_{j=1}^K \gamma_j D_j^3} D_i^3 \quad (4.4)$$

où D est le diamètre de la particule.

4.1.3 La formulation algébrique du modèle de mélange

4.1.3.1 Modèle « Φ - Φ' »

On réécrit les équations (4.1) et (4.2) sous forme algébrique, ou en notation matricielle. Une telle notation facilitera l'application numérique des modèles d'inversions proposés dans la suite.

Pour le modèle de mélange « Φ - Φ' » le modèle algébrique est défini en (4.5):

$\mathbf{P} = \mathbf{I} \cdot \Delta_{\Phi-\Phi'} \quad (4.5)$

où \mathbf{P} est la DSP modélisée. Le vecteur \mathbf{P} contient $NFFT$ valeurs.

$\Delta_{\Phi-\Phi'}$ est la matrice ($K \times J$ colonnes et $NFFT$ lignes) des DSE élémentaires de la forme suivante :

$$\Delta_{\Phi-\Phi'} = \begin{bmatrix} E_{11}(f_1) & \Lambda & E_{1K}(f_1) & E_{21}(f_1) & \Lambda & E_{2K}(f_1) & \Lambda & \Lambda & E_{J1}(f_1) & \Lambda & E_{JK}(f_1) \\ E_{11}(f_2) & & & & & & & & & & E_{JK}(f_2) \\ M & & O & & & O & & & & & M \\ E_{11}(f_{NFFT}) & \Lambda & E_{1K}(f_{NFFT}) & E_{21}(f_{NFFT}) & \Lambda & E_{2K}(f_{NFFT}) & \Lambda & \Lambda & E_{J1}(f_{NFFT}) & \Lambda & E_{JK}(f_{NFFT}) \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

où E_{ij} est l'énergie de la DSE élémentaire à la fréquence f , J et K les nombres des classes granulométriques pour l'impactée et, respectivement, l'impactante.

\mathbf{I} est un vecteur-colonne :

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} I_{r11} \\ M \\ I_{rK1} \\ I_{r12} \\ M \\ I_{rK2} \\ M \\ M \\ I_{r1J} \\ M \\ I_{rKJ} \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

Le vecteur \mathbf{I} peut être écrit sous la forme d'une matrice de dimensions $K \times J$, d'où on peut récupérer soit la granulométrie mobile (notée γ) soit la granulométrie fixe (notée γ'). A son tour, la matrice peut être écrite comme le produit entre un vecteur-ligne (la distribution γ) et un vecteur-colonne (la distribution γ'). Dans cette thèse, les distributions des impactantes et des impactées, γ et, respectivement, γ' , auront la même forme, et, donc, la matrice qui résulte du produit $\gamma \times \gamma'$ sera symétrique.

Chaque composante du \mathbf{N} peut s'écrire alors comme :

$$I_{rij} = \gamma_i \cdot \gamma_j' \cdot I_r^{tot} \quad (4.8)$$

où $I_r^{tot} = \sum_{i=1}^K \sum_{j=1}^J I_{rij}$ est la somme des taux des impacts

Ainsi, le taux des impacts I_{rij} est égal au produit entre I_r^{tot} , la probabilité d'avoir une particule impactante γ_i et la probabilité d'avoir une particule impactée γ_j' . Le produit $\gamma_i \gamma_j'$ est

CH 4 La détermination de la distribution granulométrique transportée
 ainsi la probabilité de l'impact entre une particule de la classe $i^{\text{ème}}$ et une autre de la classe $j^{\text{ème}}$.
 Ceci fait que l'équation (4.5) peut s'écrire simplement $\underline{\mathbf{P}} = \underline{\boldsymbol{\gamma}} \cdot \underline{\boldsymbol{\gamma}'} \cdot \underline{\Delta_{\Phi-\Phi}}$.

4.1.3.2 Modèle « $\Phi-\Phi$ »

Pour simplifier les choses, on utilise le modèle de mélange « $\Phi-\Phi$ » qui est algébriquement défini en (4.9):

$$\mathbf{P} = \mathbf{I} \cdot \Delta_{\Phi-\Phi} \quad (4.9)$$

où $\Delta_{\Phi-\Phi}$ est la matrice (K colonnes et $NFFT$ lignes) contenant les DSE élémentaires des impacts entre des sphères de diamètres égaux :

$$\Delta_{\Phi-\Phi} = \begin{bmatrix} E_1(f_1) & E_2(f_1) & \Lambda & E_K(f_1) \\ E_1(f_2) & O & & E_K(f_2) \\ M & & O & M \\ E_1(f_{NFFT}) & E_2(f_{NFFT}) & \Lambda & E_K(f_{NFFT}) \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

et \mathbf{I} dans ce cas est un vecteur (K valeurs):

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} I_{r1} \\ I_{r2} \\ M \\ I_{rK} \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

Le taux des impacts I_{ri} (4.11) peut être défini à partir des fonctions de densités de probabilités $\boldsymbol{\gamma}$, $I_{ri} = \gamma_i \cdot I_r^{tot} = \gamma_i \cdot \sum_{i=1}^K I_{ri}$ et donc l'équation (4.9) peut s'écrire comme $\underline{\mathbf{P}} = \underline{\boldsymbol{\gamma}} \cdot \underline{\Delta_{\Phi-\Phi}}$.

4.1.3.3 Application sur les modèles de mélange

On considère 64 classes de diamètres variant de 1 à 64 mm. Pour ces particules impactantes on calcule à titre d'exemple le spectre modélisé à partir des impacts d'une seule particule dans chaque classe granulométrique (les densités $\boldsymbol{\gamma}$ et $\boldsymbol{\gamma}'$ sont uniformes en nombres).

Ici, on additionne les 64 DES élémentaires. Dans le cas du modèle « $\Phi-\Phi$ », la DSE totale contient 4096 DSE élémentaires (c.à.d. $\Delta_{\Phi-\Phi}$ contient 4096 spectres-colonnes) alors que,

pour le modèle « Φ - Φ », la DSE ne comprend que 64 DSE élémentaires. On exprime les résultats en DSE et pas en DSP pour mieux comparer la courbe totale aux spectres élémentaires. Si on veut représenter la DSP, la DSE doit être normalisée par la durée d'écoute, ou d'enregistrement.

On montre les résultats de la modélisation des DSE élémentaires des mélanges des impacts sphère-sphère « Φ - Φ » (Figure 4.4a) et « Φ - Φ' » (Figure 4.4b). Les spectres élémentaires analytiques sont affichés par des traces, de rouge (gros diamètres) à bleu (petits diamètres). Les paramètres principaux des spectres élémentaires sont : la vitesse d'impact $U_{imp} = 1 \text{ ms}^{-1}$ (quel que soit le diamètre), le matériau des sédiments (on prend les paramètres caractéristiques du granite $\rho_s = 2700 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $\nu = 0.2$, $E_{long} = 55 \text{ GPa}$) et distance de mesure à 1 m. Sur la Figure 4.4c, on observe que les deux DSE modélisées n'ont pas du tout la même énergie. Ceci est dû au nombre d'impacts très différents d'un cas à l'autre.

Cependant, ce qui nous intéresse le plus ici, c'est la forme du spectre et l'on remarque qu'elle est assez similaire quel que soit le modèle utilisé.

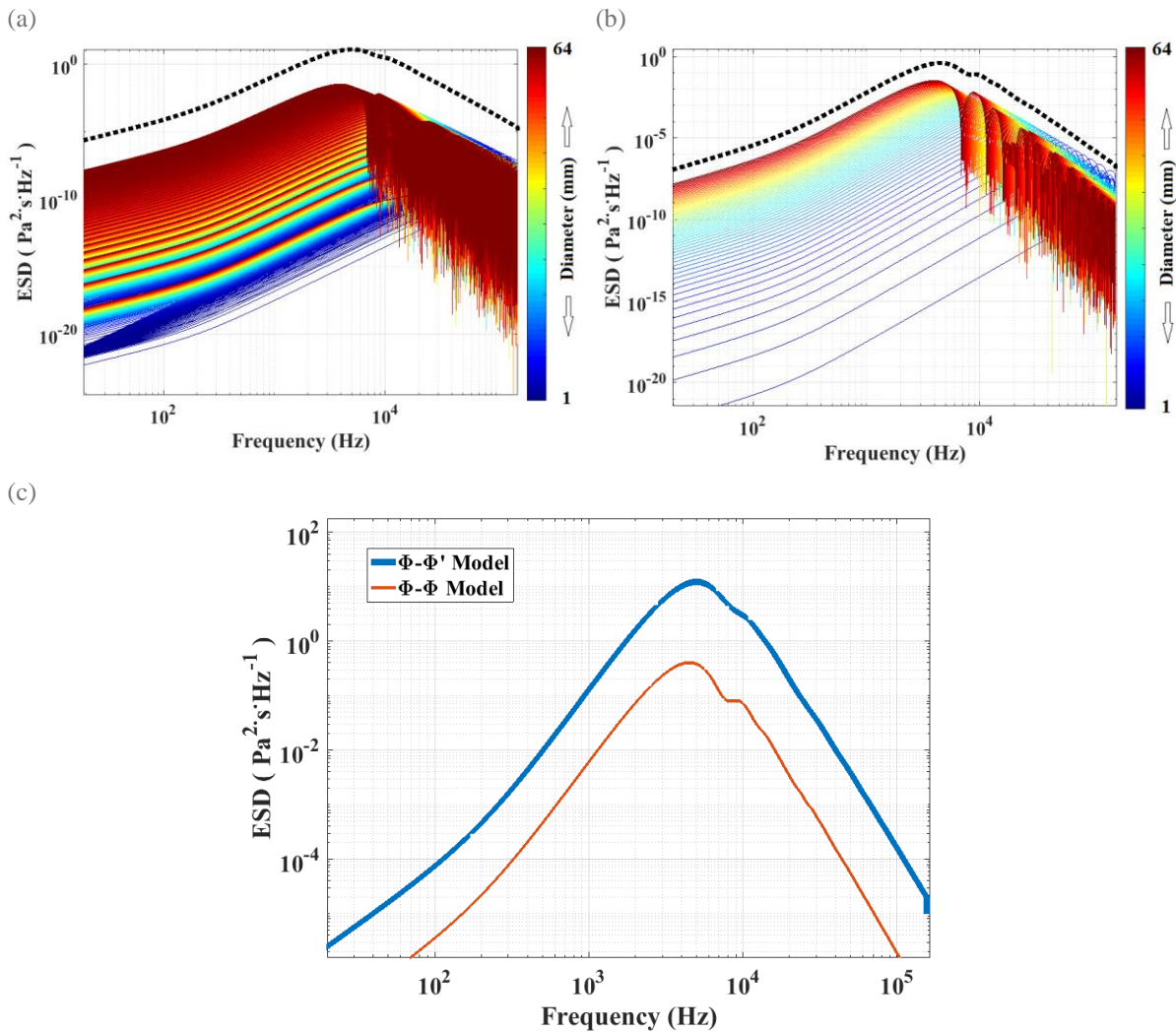


Figure 4.4: Spectres simulés à partir de deux modèles : (a) « Φ - Φ' » ; (b) « Φ - Φ ». Selon le code des couleurs, la couleur rouge représente les spectres des impacts des plus grosses particules; (c) les spectres des deux modèles de mélange.

4.1.4 Les hypothèses du modèle

Comme nous l'avons mentionné dans la formulation des équations des modèles « $\Phi-\Phi'$ » et « $\Phi-\Phi$ », nous avons considéré que l'ensemble des sources de bruit sont placées à la même distance de l'hydrophone, parce qu'ici on veut exploiter la forme du spectre et non ses amplitudes.

Si l'on suppose que : (1) les impacts sont uniformément répartis dans la zone de mesure de l'hydrophone (c'est-à-dire γ est uniforme dans l'espace) et que (2) les effets de propagations (atténuation, divergence géométrique) sont indépendants de la fréquence. Cela veut dire que la forme du spectre ne change pas d'une position de l'espace à l'autre. Même s'il y aurait un changement de forme des spectres, ce changement serait de la même façon partout l'espace, car les sédiments sont uniformément répartis. Par conséquent, le modèle de mélange présenté ne fournit pas la vraie puissance, dans ce cas étant un nombre fictif, mais seulement la vraie forme spectrale. Ce nombre fictif est dépendant du nombre réel des impacts et de la distance par rapport à l'hydrophone.

Finalement, on rappelle les hypothèses nécessaires à l'établissement des modèles « $\Phi-\Phi'$ » et « $\Phi-\Phi$ » :

1. Les impacts sont répartis uniformément dans le lit de la rivière, autrement dit, la distribution γ est uniforme dans l'espace.
2. Les effets de propagation (atténuation) sont indépendants de la fréquence et n'ont pas d'influence sur la forme du spectre ; seulement les modèles géométriques d'expansion de l'onde (sphérique et cylindrique) accomplissent cette condition.
3. Les sources acoustiques des mélanges sont indépendantes et incohérentes donc elles supportent le modèle d'addition des puissances de l'ensemble des sources de toute la rivière.
4. La source acoustique du mélange est statistiquement omnidirectionnelle : on n'est pas concerné par l'angle de la directivité θ d'une source locale d'impact.
5. La vitesse d'impact est supposée indépendante de la classe granulométrique. Cette hypothèse est soutenue par l'équi-mobilité des sédiments et les effets de masquage des petites particules par les plus grosses (Einstein, 1950; Parker, 1990; Wilcock & McArdell, 1993). Même dans le cas d'un transport différencié des classes granulométriques, la différence d'un ordre de grandeur de la vitesse de sédiments (le pire cas) apport relativement peu de changement sur la forme des spectres.

4.2 Sensibilité du modèle de mélange

On étudie dans cette section la forme des signaux temporels et des spectres des puissances qui résultent de l'utilisation du modèle de mélange « $\Phi-\Phi'$ », ou sa forme plus simple « $\Phi-\Phi$ ». Nous cherchons des réponses aux questions suivantes :

- la différence en indicateurs spectraux entre les impacts sphère-sphère et sphère-plaque (Section 4.2.1);

- la variation en indicateurs spectraux en fonction de la classe granulométrique (Section 4.2.2);
- la variation en indicateurs spectraux en fonction de la masse de sédiments (Section 4.2.3);
- la sensibilité globale du modèle de mélange par rapport à des paramètres comme la médiane, l'écart type de la distribution γ , la vitesse d'impact, matériau, etc. (Section 4.2.4).

4.2.1 Comparaison des modèles sphère-sphère et sphère-plaque

Considérons un impact « Φ - Φ » par classe granulométrique élémentaire (1 mm de largeur) pour chacun des deux modèles d'impacts, **sphère-sphère** et **sphère-plaque**. Ces classes très fines sont regroupées en pratique dans des classes standards Wentworth (Wentworth, 1922). Cela veut dire qu'il y aura 2 impacts dans la classe [2-4) mm, 4 dans la classe [4-8) mm et ainsi de suite, pour toutes les 8 classes Wentworth. Ces classes sont définies dans le Tableau 4.2 avec leurs diamètres représentatifs D_{rep} qui est la moyenne géométrique de chaque classe.

La matrice $\Delta_{\Phi\Phi}$ contient 64 spectres élémentaires de sphères à partir de 1 mm jusqu'à 64 mm. On calcule à partir du modèle de mélange, l'équation (4.9), la DSP, en considérant une durée d'écoute de $T_{sig.b} = 30$ secondes. On calcule aussi la pression efficace p_{RMS} (ou pression en RMS, « *root mean square* »), en appliquant la racine carrée sur l'intégrale de la DSP.

Tableau 4.2: Les classes granulométriques testées

Classe granulométrique Wentworth (mm)	Diamètre représentatif D_{rep} (mm)	Classes dans le simulateur (mm)
2-4	2.82	2,3
4-8	5.66	4,5,6,7
8-12	9.8	8,9,10,11
12-16	13.86	12,13,14,15
16-22	18.76	16,17, ...,21
22-32	26.53	22,23, ..., 31
32-46	38.37	32,33, ..., 45
46-64	54.25	46,47, ..., 64

Les spectres modélisés dans les cas des 8 classes Wentworth sont affichés dans la Figure 4.5a-b. Il y a de très sensibles différences entre les deux types d'impacts concernant les fréquences des pics spectraux, mais on observe que la différence entre les fréquences des pics, f_{peak} , des impacts sphère-sphère et sphère-plaque est de seulement 10%. Par contre, les différences en puissances spectrales très évidentes, voir la Figure 4.5c.

À partir des spectres simulés, on écrit sous la forme de lois de puissances la fréquence du pic et la pression efficace p_{RMS} en fonction du diamètre représentatif, présentées dans les équations (4.12) et (4.13). Le coefficient de la puissance de la loi $f_{peak}(D_{rep})$ est proche de celui

déduit expérimentalement par (Thorne, 1985, 1986b), c.à.d. trouve une dépendance de type $f_{peak} \propto D^{-0.9}$ pour des billes céramiques (ballotini), et $f_{centr} \propto D^{-0.88}$ pour des sédiments marins (la fréquence centrale f_{centr} , définie en (3.32)). Dans l'article de l'Annexe A2 on a calculé dans l'analyse de sensibilité locale une dépendance $f_{peak} \propto D^{-1}$. La différence par rapport aux résultats de cette section est que dans l'article la fréquence est mesurée sur des spectres des impacts individuels.

Des impacts sphère-sphère :

$$f_{peak} = 374 \left|_{284}^{464} \cdot D_{rep}^{-0.88} \right|_{-0.92}^{-0.84} \quad p_{RMS} = 0.0036 \left|_{0.0026}^{0.0046} \cdot D_{rep}^{1.89} \right|_{1.82}^{1.96} \quad (4.12)$$

où D_{rep} – est en unités (m) pour la loi de f_{peak} et (mm) pour la loi de p_{RMS} ; les indices sont les intervalles de confiances à 95%

Des impacts sphère-plaque :

$$f_{peak} = 331 \left|_{251}^{475} \cdot D_{rep}^{-0.88} \right|_{-0.92}^{-0.84} \quad p_{RMS} = 0.007 \left|_{0.0051}^{0.009} \cdot D_{rep}^{1.89} \right|_{1.82}^{1.96} \quad (4.13)$$

La quasi-invariance des coefficients puissances des deux lois, $f_{peak}(D_{rep})$ et $p_{RMS}(D_{rep})$, démontre que les deux impacts ne sont pas très différents. Donc la considération seulement de l'impact sphère-sphère est suffisante pour décrire l'acoustique du charriage, on utilisera cette propriété plus loin lors de la présentation du travail sur l'inversion.

4.2.2 Distribution massique uniforme des sédiments

Nous considérons ici le modèles « Φ - Φ de l'impact **sphère-sphère**. On définit une distribution massique uniforme γ pour modéliser des spectres acoustiques. La masse des sédiments est de 1 kg par classe granulométrique Wentworth. Le simulateur redistribue uniformément cette masse sur des classes plus fines (1 mm de largeur), comme il a été défini dans le Tableau 4.2. Ainsi, la matrice $\Delta_{\Phi\Phi}$ contient des spectres élémentaires de sphères à partir de 1 mm jusqu'à 64 mm. Les masses de sédiments sont après transformées en nombres des particules, en considérant des particules sphériques. Les autres paramètres des simulations sont synthétisés dans le Tableau 4.3.

Les signaux simulés pour les 8 classes granulométriques montrent que la puissance des pics spectraux augmente avec le diamètre, Figure 4.6a. De plus, on observe que les spectres sont plus étroits quand le diamètre augmente (les graphiques sont en échelle log-log). La loi $f_{peak}(D_{rep})$, formulée en (4.14) et tracée sur la Figure 4.6b, diffère très sensiblement par rapport au cas antérieur ce qui prouve que la quantité des sédiments a peu d'impact sur les fréquences des pics spectraux.

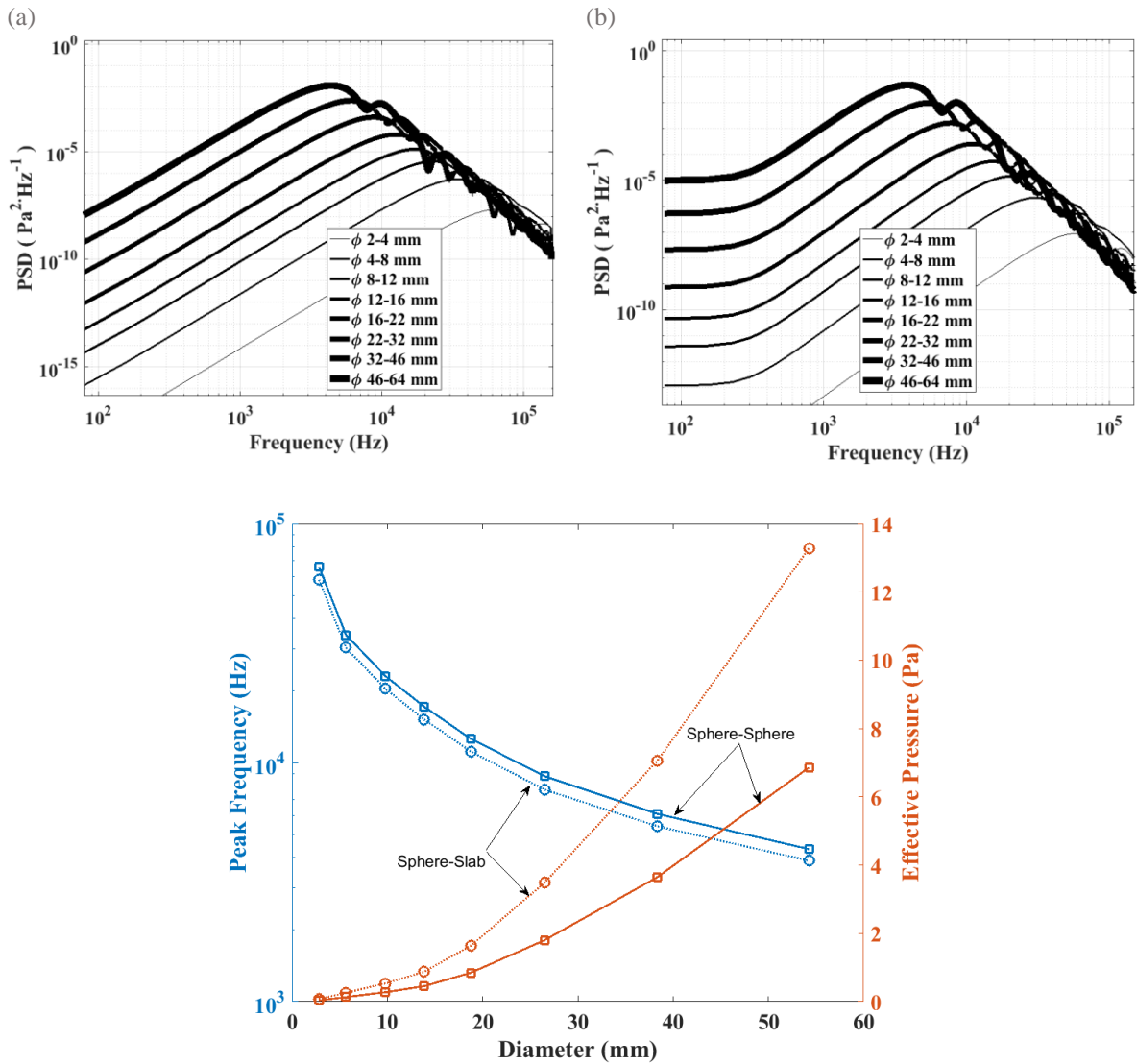


Figure 4.5: (a) Spectres des impacts sphère-sphère des mélanges définis dans le Tableau 4.2; (b) Spectres des impacts sphère-plaque ; (c) courbes fréquence du pic et pression efficace en fonction du diamètre représentatif de la classe granulométrique, $f_{peak}(D_{rep})$ et $p_{RMS}(D_{rep})$

Tableau 4.3: Les paramètres des simulations des spectres

Paramètres	Valeurs
Matériau	granite
Masse du mélange (M)	1 kg
Distance de mesure (r_{ref})	1 m
Durée d'écoute (T_{sig_b})	30 s
Vitesse d'impact (U_{imp})	1 ms^{-1}

La loi $p_{RMS}(D_{rep})$ nous montre un très faible coefficient puissance de valeur 0.021. Ceci prouve qu'il y a très faible dépendance de la pression efficace à la masse des sédiments par classe granulométrique. Le spectre de la classe de sédiments la plus fine pose des problèmes

sur la valeur de la p_{RMS} parce que sa bande utile dépasse la fréquence de Nyquist (qui est $F_s/2 = 312500/2 = 156250$ Hz dans ce cas), ce qu'on voit aussi sur les spectres. Comme précédemment, on trouve la même dépendance $f_{peak} \propto D^{-0.9}$.

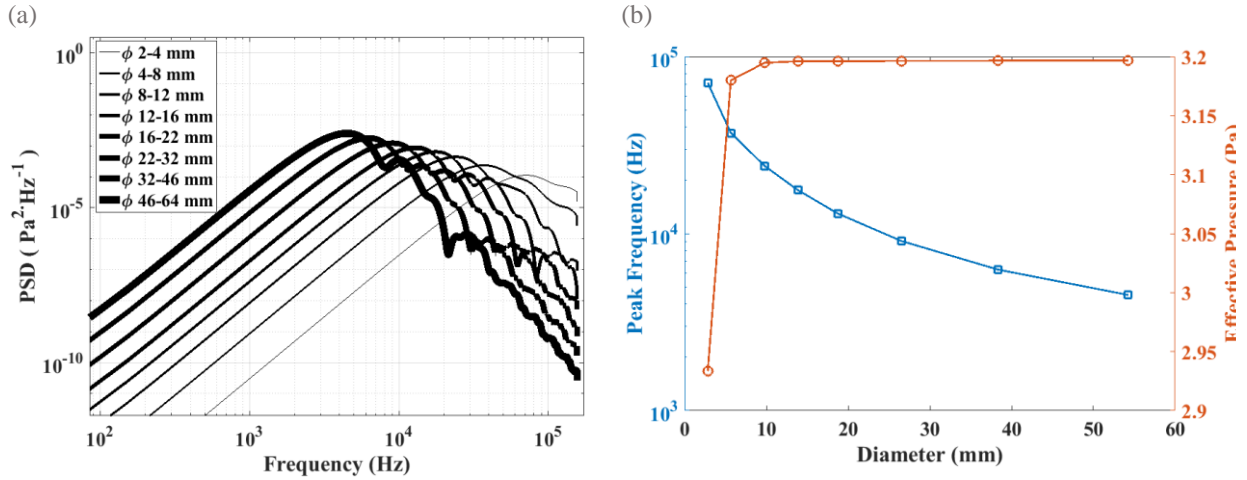


Figure 4.6: Spectres du signal mesuré par l'hydrophone pour 1 kg de masse en fonction des différentes classes granulométriques indiquées dans la légende. Les modèles d'impacts utilisés ici sont (a) sphère-sphère « Φ - Φ » et (b) sphère-plaque

$$f_{peak} = 358 \left|_{295}^{421} \cdot D_{rep}^{-0.9} \right|_{-0.93}^{-0.87} \quad p_{RMS} = 2.99 \left|_{2.81}^{3.17} \cdot D_{rep}^{0.02} \right|_{-0.0005}^{0.0418} \quad (4.14)$$

où D_{rep} – est en unités (m) pour la loi de f_{peak} et (mm) pour la loi de p_{RMS} ; les indices sont les intervalles de confiance à 95%

On conclut que la pression acoustique est presque uniforme pour une même masse de sédiments par classe granulométrique.

4.2.3 Sensibilité par rapport aux masses de sédiments

Dans cette section on veut montrer la relation entre la pression efficace et la masse des sédiments. Dans l'état de l'art de la Section 2.3 et selon la loi des source aléatoires et indépendantes, la pression efficace dépende de la masse de sédiments par la relation $p_{RMS} \propto M^{0.5}$ (Vér & Beranek, 2005), où M est la masse des sédiments charriés.

On modélise ci-dessus des impacts sphère-sphère à partir des distributions massiques uniformes. On fait varier la masse du mélange : $M = \{1, 10, 10^2, 10^3, 10^4\}$ kg. On teste trois classes granulométriques: $\{2-4 ; 8-12 ; 32-46\}$ mm. Les spectres qui résultent du modèle de mélange sont affichés sur la Figure 4.7a.

(a)

(b)

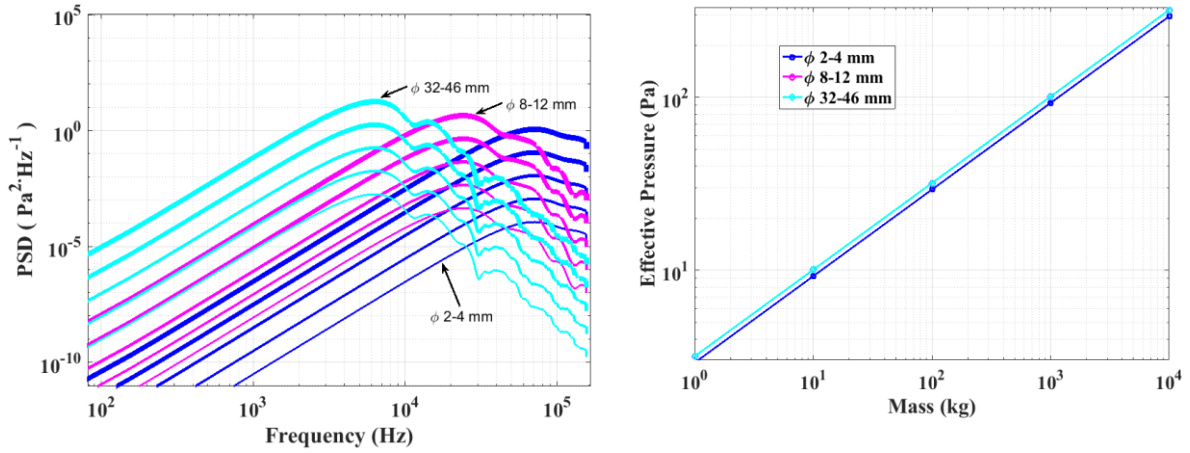


Figure 4.7: (a) Spectres sphère-sphère modélisés pour les masses de sédiments $M = \{1, 10, 10^2, 10^3, 10^4\}$ kg et trois classes granulométriques (b) pression efficace (Pa) en fonction de la masse de sédiment considérée (kg).

À partir des spectres modélisés, on calcule les lois de régressions $p_{RMS}(M)$ pour chaque classe testée, en (4.15), (4.16) et (4.17). Les lois sont aussi montrées sur la Figure 4.7b. Ainsi, on observe clairement la relation en racine carrée entre la puissance et la masse de sédiments ce qui est conforme à la loi des sources indépendantes.

$$\Phi = 2-4 \text{ mm} \quad p_{RMS} = 2.93 \cdot M^{0.5} \quad (4.15)$$

$$\Phi = 8-12 \text{ mm} \quad p_{RMS} = 3.195 \cdot M^{0.5} \quad (4.16)$$

$$\Phi = 32-46 \text{ mm} \quad p_{RMS} = 3.197 \cdot M^{0.5} \quad (4.17)$$

4.2.4 Analyse globale de sensibilité

On analyse dans cette section la dynamique du modèle direct du mélange basé sur des impacts « Φ - Φ » sphère-sphère. On a observé dans le Chapitre 3 que le signal de l'impact change de forme spectrale et d'amplitude en fonction principalement des diamètres et des vitesses d'impact. Le modèle de mélange est un modèle linéaire de spectres élémentaires pondérés par des densités de probabilités en nombres γ . Ainsi, nous allons étudier l'impact de tous les paramètres du modèle de mélange par une analyse globale de sensibilité.

La sensibilité du modèle est réalisée par une analyse GSA (« *Global Sensitivity Analysis* ») de type FAST (« *Fourier Amplitude Sensitivity Test* ») dont l'algorithme est implémenté dans un code MATLAB par (Cannavó, 2012). La procédure de l'analyse est montrée dans la Figure 4.8. L'analyse FAST concerne la fréquence du pic spectral f_{peak} parce qu'elle est une variable parce qu'elle décrit le mieux la forme des spectres acoustiques.

Les rapports entre la variance de la fréquence et celle du paramètre i donne l'indice de sensibilité S_i . Ces indices sont représentés en pourcentages, ou l'indice $S_i = 0\%$ signifie qu'il n'y a aucun effet du paramètre i sur l'une des sorties du modèle (f_{peak}) tandis que $S_i = 100\%$ représente une dépendance totale de la sortie du modèle au paramètre i .

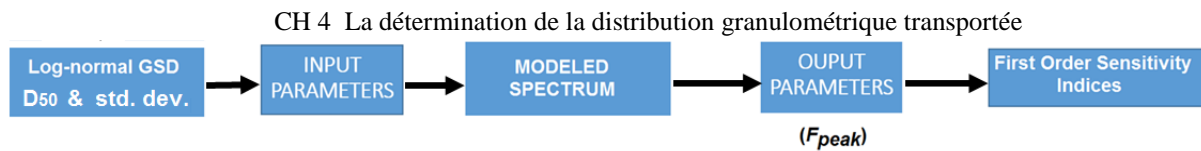


Figure 4.8: Diagramme de l'analyse globale de sensibilité du modèle directe du mélange. Les entrées sont les paramètres de forme de la distribution granulométrique (supposée log-normale et définie par D_{50} et l'écart type σ) et les paramètres de l'impact analytique (Vitesse d'impact, type de matériau, etc.). La sortie du modèle analysée est la fréquence du pic (f_{peak}). Les résultats de l'analyse sont exprimés en indices de sensibilité S_i .

L'ensemble des paramètres tirés aléatoirement est listé dans le

Tableau 4.4. Les paramètres d'entrée sont classés en 5 groupes. Nous considérons γ_m comme une loi log-normale, qui modélise le transport sédimentaire dans les rivières (Recking, 2013), définie par un diamètre médian et un écart type. Les probabilités γ_{mi} sont transformées en γ_i par la formule (4.4). Les indices de sensibilité des fréquences du pic sont également indiqués dans ce tableau.

On observe que les paramètres de forme de la courbe granulométrique (le diamètre médian D_{50} et l'écart type de la distribution log-normale simulée) sont les paramètres qui ont le plus d'influence sur la variabilité de la fréquence du pic. Le deuxième paramètre qui a le plus d'impact sur la fréquence de pic est la vitesse d'impact. Ce qui est cohérent avec l'analyse locale de sensibilité de l'impact réalisé dans la Section 3.1. Cela veut dire que l'influence de la vitesse n'a pas changée, qu'il s'agisse d'un seul impact ou d'un mélange. Le matériau a presque le même indice de sensibilité que la vitesse. C'est donc un paramètre aussi important que la vitesse dans la détermination de la fréquence de pic du mélange. Cependant, nous n'étudierons pas l'influence de ce matériau, car l'intervalle des valeurs possibles choisi est très étendu alors que sur le terrain le type de matériaux transportés appartient généralement à la même lithologie. Les autres paramètres du mélange, montrés sur le tableau, ont des influences plus faibles et ne seront pas étudiés par la suite.

Tableau 4.4: Les paramètres du modèle de mélange, les limites des distributions uniformes à partir desquelles on échantillonne les paramètres, le regroupement des paramètres et les indices de sensibilités, en pourcentages, des fréquences des pics.

Groupe	Paramètres	Intervall de valeurs possibles	S_i (%) (f_{peak})
La forme de la courbe granulométrique	Ecart-type (σ)	0-150	42
	Diamètre médian (D_{50})	0.1 ... 10	21.4
Cinématique	Vitesse d'impact (U_{imp})	0.001 ... 5	12.7
Matériau (calcaire, granite, quartz)	Module de Young (E_{long})	10-70	8.8
	Coefficient de Poisson (ν)	0.15-0.2	5.5
	Densité (ρ_s)	1800-2750	1.7
La mesure acoustique	Distance de mesure (r)	0.01 ... 10	6
	Angle de directivité (θ)	0° ... 90°	1
Propriétés du milieu de propagation	Densité (ρ_0)	960-1025	0.3
	Célérité du son (c_0)	1403-1507	0.6

4.3 Modèles d'inversion pour caractériser la taille des sédiments

Dans cette section on propose une méthode d'inversion des spectres acoustiques qui utilise le modèle de mélange présenté dans la Section 4.2.

Comme il est illustré sur le diagramme de la Figure 4.9, le problème d'inversion demande de construire un espace de modèles, ou le dictionnaire des spectres élémentaires, qui contient un sous-espace sur lequel les données mesurées se projettent le mieux.

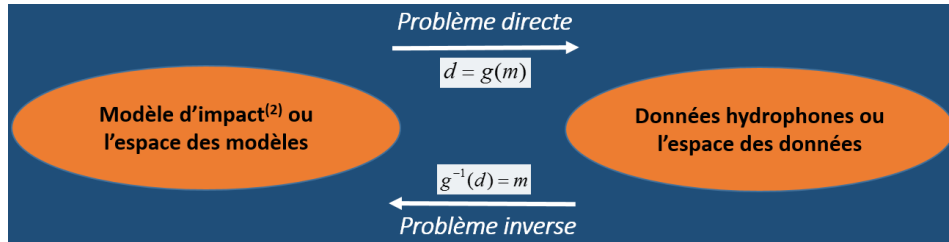


Figure 4.9: La définition du problème inverse ; d – l'espace des données (la DSP mesurée) ; m – l'espace des mesures (la courbe granulométrique γ) ; g – l'espace des modèles (la matrice Δ)

La méthode d'inversion des spectres acoustiques est présentée dans la Section 4.3.1.

Dans la Section 4.3.2, on présente l'approche d'inversion par la minimisation au sens des moindres carrés avec des contraintes de positivité, « *Non-Negative Least Squares* », NNLS (Lawson, 1995), aussi nommé dans la littérature comme *Alternating Least Square*). La méthode NNLS implique l'inversion du dictionnaire (matrice) Δ en imposant des contraintes positives sur la solution.

Dans la Section 4.3.3, on présente une deuxième méthode d'inversion, de nature probabiliste, qui est similaire à la méthode NNLS, nommée maximum de vraisemblance (**MLE** - *Maximum Likelihood Estimator*).

4.3.1 État de l'art sur l'inversion pour l'estimation de la granulométrie

À notre connaissance, la méthode d'inversion des spectres acoustiques de (Thorne, 1986b) a été la seule proposée pour l'estimation d'une courbe granulométrique à partir des mesures hydrophones. On mesure un spectre composite, comme illustré dans la Figure 4.10, colonne de gauche. L'inversion de ce spectre pour estimer la courbe granulométrique comprend deux étapes : la calibration et l'identification.

La calibration acoustique est en fonction des dimensions des sédiments charriés dans un cylindre rotatif. Les deux formules de calibration $f_{centr}(\delta)$ et $P_{centr}(\delta)$ (f_{centr} et P_{centr} sont expliquées dans la Section 3.4.2), sont de la forme $= a \cdot \delta^b$. Les variables de prédiction sont f_{centr} - la fréquence centrale et P_{centr} - la puissance intégrée dans la bande passante du charriage ± 10 dB, où δ est l'inverse du diamètre D .

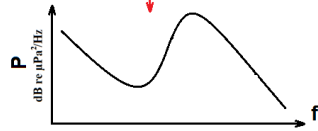
L'expérience réalisée par (Thorne, 1986b) consiste à agiter dans un tambour une masse de 1 kg de sédiments pour chacune des 6 classes granulométriques. Les spectres homogènes obtenus varient en fréquence avec la classe granulométrique, voir la Figure 4.10. Le rapport dans chaque bande de fréquence entre ces spectres et le spectre composite (mesuré à partir d'une distribution étendue) (4.18), représente un coefficient équivalent à une masse de sédiments, $M(\delta)$. Cette masse est normalisée à son maximum pour obtenir la distribution de probabilités discrètes, ou la distribution granulométrique.

$$M(\delta) \propto \left[\frac{P(\delta)}{P_{centr}(\delta)} \right]^2 \quad (4.18)$$

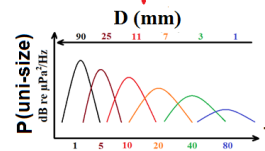
La méthode d'inversion a été appliquée sur des spectres mesurés en milieu marin (Thorne, 1986a). L'auteur a observé la faible précision par rapport aux mesures physiques si le spectre contient du bruit des impacts de sédiments de deux classes granulométriques proches. Ceci s'explique par le caractère large bande des impulsions et par le nombre réduit de spectres homogènes, qui augmentent l'ambiguïté de la méthode dans l'identification des classes granulométriques.

C'est dans cette idée qu'on propose dans cette thèse une technique d'inversion qui cherche à éliminer les problèmes liés au caractère large bande en considérant le modèle analytique de l'impact.

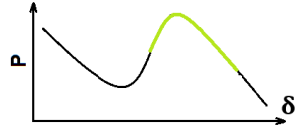
1. Measure composite (heterogeneous) spectrum



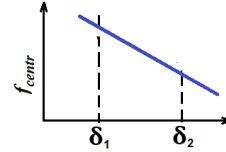
A. Measure homogeneous spectra



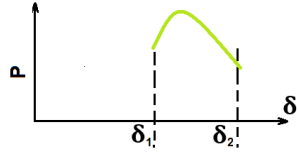
2. Change x-axis using $f_{centr}(\delta)$ law



B. Compute $f_{centr}(\delta)$ law $\delta = \frac{1}{D}$



3. Retrieve bedload's band



C. Compute $P(\delta)$ law

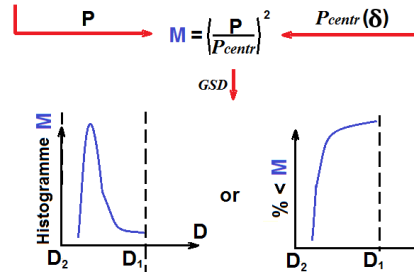
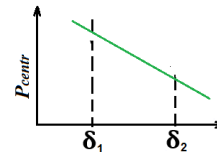


Figure 4.10: Schéma de l’algorithme d’inversion des spectres traduisant le travail de (Thorne, 1986b); D – le diamètre de la sphère ; P – la DSP mesurée (spectre composite); f – la fréquence ; les spectres, composite et homogènes, sont mesurés en laboratoire, dans un tambour cylindrique rotatif (ré-voir la Figure 2.15).

4.3.2 Inversion des spectres au sens de moindres carrés

4.3.2.1 L’algorithme LS du pseudo-inverse

Les premiers essais d’inversion utilisent un algorithme algébrique classique d’inversion de la matrice Δ . Cette matrice contient sur ses colonnes des solutions spectrales analytiques, présentées dans la Section 3.1. La procédure d’inversion est définie par la formule (4.19). On a montré à la Section 4.2.1 que les deux modèles d’impacts sphère-sphère et sphère-plaque produisent des formes spectrales similaires. À partir d’ici on n’utilisera que le modèle sphère-sphère pour décrire l’acoustique du charriage. L’inversion dérive de la formule (4.5) ou (4.9) :

$$\gamma = \Delta^{-1} \cdot P \quad (4.19)$$

où Δ^{-1} est l’inverse de la matrice Δ et P est la DSP modélisée auparavant, γ – la densité des probabilités des impacts.

La formule (4.19) n’est valable que pour des matrices Δ carrées (ou $\text{Card}(P) = \text{Card}(\mathbf{I})$, c.à.d. chaque point sur la courbe du spectre représente une dimension différente de la particule). « Card » est le cardinal de l’ensemble, ou le nombre des valeurs de l’ensemble. Nous avons

établi que la plus petite classe granulométrique considérée a 1 mm de largeur et que le diamètre maximal estimé est de 300 mm, et donc $\text{Card}(\mathbf{I}) = 300$, qui est beaucoup plus petit que $\text{Card}(\mathbf{P})$. Si on a une matrice $\Delta_{\Phi-\Phi'}$ on risque de ne pas avoir suffisamment d'espace de stockage car ($\text{Card}(\Delta_{\Phi-\Phi'}) = 300^2 \times \text{NFFT}$ valeurs).

Il faut préciser qu'il y a aussi une option, de sous/sur-échantillonner le spectre pour que $\text{Card}(\mathbf{P})$ et $\text{Card}(\mathbf{I})$ soient égaux, mais on ne connaît pas les fréquences que l'on doit éliminer ni la fréquence centrale autour de laquelle on doit intégrer le spectre.

Pour traiter des matrices non-carrées, on utilise la formule d'optimisation (4.20) qui représente la résolution d'un problème au sens des moindres carrés.

$$\hat{\gamma} = \arg \min_{\gamma} \left\langle \left\| \Delta^+ \cdot \mathbf{P} - \gamma \right\|_2^2 \right\rangle \quad (4.20)$$

Où $\Delta^+ = (\Delta^t \cdot \Delta)^{-1} \cdot \Delta^t$ est le pseudo-inverse, ou l'inverse généralisée de la matrice Δ , soit $\Delta_{\Phi-\Phi}$ soit $\Delta_{\Phi-\Phi'}$, Δ^t est la transposée de Δ , $\| \cdot \|_2$ est la norme en L2, ou la distance euclidienne.

La méthode d'optimisation présentée ci-dessus est l'une des plus simples pour l'inversion. Avant de discuter les propriétés de la solution, considérons deux exemples d'inversion, le premier exemple montre un spectre simulé de type « $\Phi-\Phi$ », voir la Figure 4.11a, à partir d'une matrice dont $\text{Card}(\Delta_{\Phi-\Phi}) = 150 \times 2^{12} = 150 \times 4096$ valeurs, et le deuxième montre un spectre simulé de type « $\Phi-\Phi'$ » à partir d'une matrice dont $\text{Card}(\Delta_{\Phi-\Phi'}) = 150^2 \times 2^{12} = 22500 \times 4096$ valeurs. Les autres paramètres des matrices, qui sont les mêmes dans les deux cas, sont énumérés dans le Tableau 4.5.

Tableau 4.5: Les paramètres des matrices (dictionnaires) de type « $\Phi-\Phi$ » ou « $\Phi-\Phi'$ »

Type du paramètre	Valeurs
Matériau	Granite
Angle d'écoute θ	0°
Distance d'écoute (r_{ref})	1 m
Vitesse d'impact (U_{imp})	1 ms ⁻¹
Mass (M)	10 kg
Durée d'écoute (T_{sig_b})	30 s
Distribution granulométrique γ_m	uniforme, 32-46 mm
NFFT	2 ¹²

La courbe granulométrique estimée par la méthode LS de la Figure 4.11d est instable et n'est pas convergente. De plus, elle prend aussi des valeurs négatives. Ainsi, on dit que le problème (4.20) est mal posé dû au fait que la matrice Δ est mal conditionnée.

La qualité de la solution est donc liée au conditionnement de la matrice Δ et elle dépend des trois paramètres suivants :

1. La dimension de la matrice Δ ;
2. La propriété stochastique du spectre (périodogramme moyenné) ;
3. La précision des paramètres d'entrée utilisés dans la modélisation.

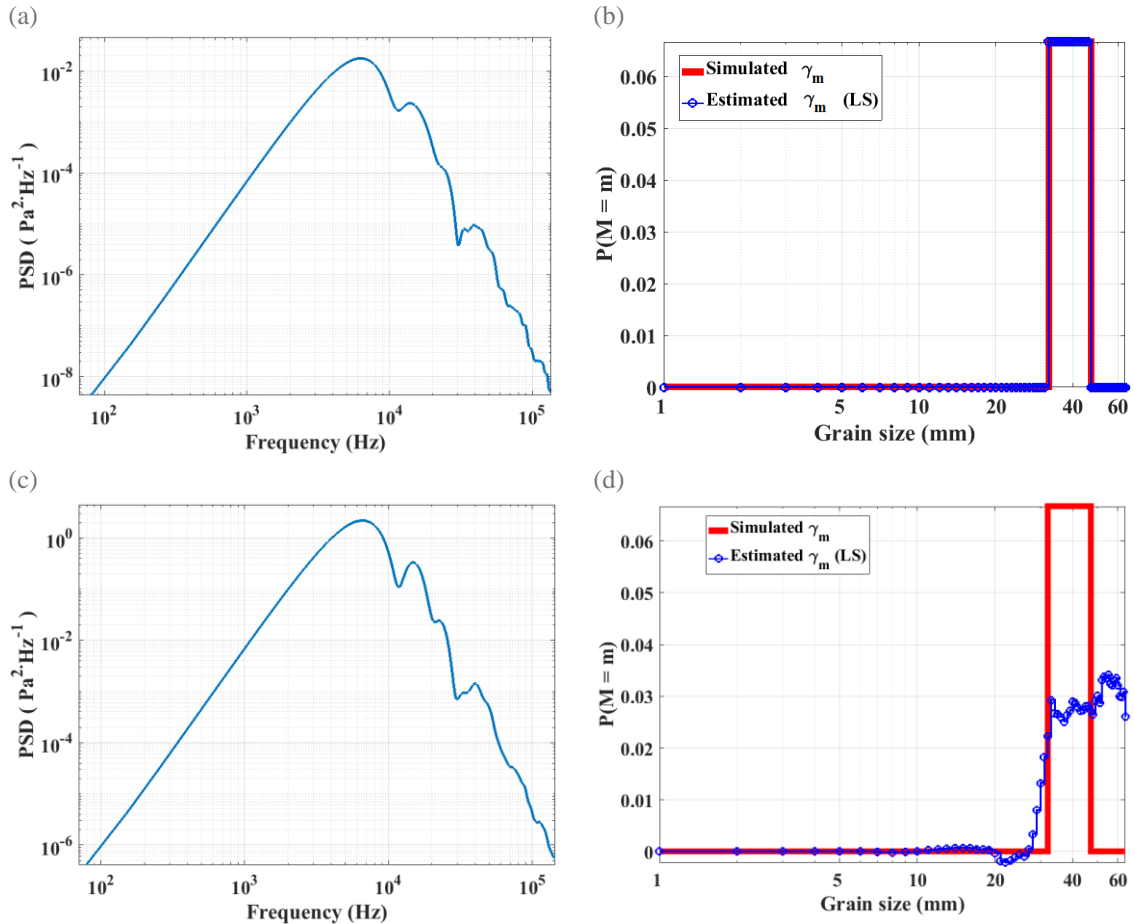


Figure 4.11: Inversion des données simulées montrant l'instabilité de la solution trouvée par la formule LS (4.20) (a) spectre simulé de type « Φ - Φ » ; (b) solution (granulométrie γ_m) en utilisant le spectre « Φ - Φ » ; (c) spectre simulé de type « Φ - Φ' » ; (d) solution (granulométrie γ_m) en utilisant le spectre « Φ - Φ' ».

La première cause de l'instabilité de la solution est purement numérique : la représentation des nombres par la machine de calcul est limitée. Suite au nombre très élevé des multiplications dans l'inversion de la matrice Δ , il y a troncations sur des nombres qui résultent en incertitudes ou erreurs, qui sont amplifiées sur la granulométrie γ . On a vu ce type d'erreur sous la forme d'instabilité de la courbe estimée sur la Figure 4.11d. Ici, l'inversion du spectre « Φ - Φ' » nécessite la manipulation d'une très grosse matrice et en conséquence la solution va être instable.

La deuxième cause de l'instabilité de la solution est la présence du bruit dans le spectre simulé. Ceci reflète le caractère stochastique des densités spectrales de puissances. Dans notre cas, on simule un spectre auquel on ajoute un très faible taux de bruit dans toutes les bandes de fréquences, comme il est montré dans la Figure 4.12a. L'algorithme de bruitage de la courbe est décrit dans l'Annexe A1.3.6. La solution donnée par l'inversion LS est instable, voir la Figure 4.12b, et cette instabilité augmente avec le diamètre.

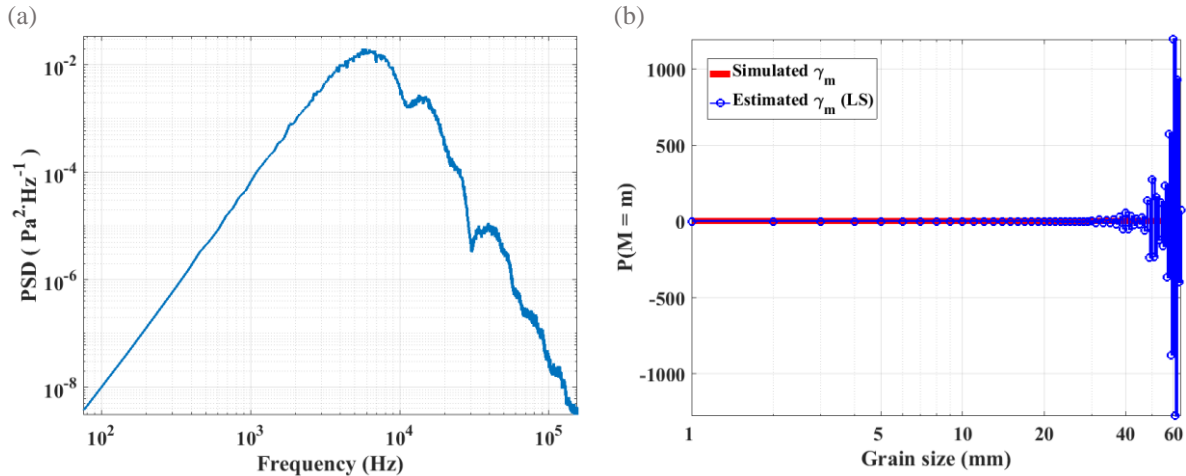


Figure 4.12: (a) Spectre « Φ - Φ » de la Figure 4.11a sur lequel on rajoute un faible taux de bruit dans toutes les bandes de fréquences ; (b) Solution γ_m estimée par la méthode LS

La troisième cause de l'instabilité est la mauvaise connaissance des paramètres utilisés dans la modélisation de la matrice Δ . Le spectre de la Figure 4.11a est inversé par la formule (4.20). Dans ce cas, le spectre qu'on simule n'a pas exactement les mêmes paramètres que les spectres élémentaires analytiques de la matrice utilisée dans l'inversion. Concrètement, les vitesses d'impact différentes dans les deux cas : $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour la simulation, et $0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour la modélisation. Le résultat de l'inversion, voir la Figure 4.13, indique les mêmes problèmes de la solution : les valeurs négatives et l'instabilité avec la croissance du diamètre.

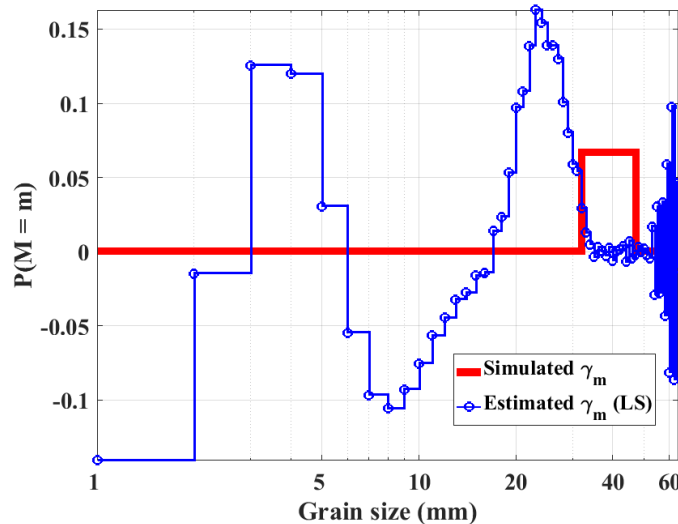


Figure 4.13 : Solution γ_m estimée par la méthode LS, où le spectre est celui de la Figure 4.11a ; la matrice Δ contient des spectres élémentaires modélisés pour une vitesse d'impact ($0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)

On a identifié, ainsi, les problèmes soulevés par une technique standard d'inversion des spectres de bruit du charriage. Ces problèmes sont liés au conditionnement de la matrice (dictionnaire) des spectres élémentaires Δ . Plus de détails sur le conditionnement de la matrice Δ sont données dans l'Annexe A1.3.5.

4.3.2.2 L'algorithme NNLS

Les problèmes identifiés ci-dessus nous ont amenés à utiliser d'autres méthodes qui résolvent le problème de l'instabilité (non-convergence) de la solution γ et des valeurs négatives obtenues à cause de cette instabilité. Parmi les méthodes disponibles, la *Non-Negative Least Squares* (NNLS) ou *Alternating Least Squares*, publiée par (Lawson, 1995), se base sur la factorisation des matrices pour calculer une solution toujours positive. La définition mathématique de cette méthode dépasse l'objectif de cette thèse. Cette méthode est utilisée dans des domaines comme la spectrométrie de masse (Siy et al., 2008), le traitement d'images (Lee & Seung, 2000) ou le traitement du signal (Smaragdis & Brown, 2003).

L'inversion du spectre « $\Phi-\Phi'$ » de la Figure 4.11c montre une meilleure estimation que la solution de la méthode LS, voir la Figure 4.14. On observe que la méthode NNLS stabilise, ou régularise, la solution en termes de norme L_1 . Par exemple, si on simule un spectre composé de 100 impacts, la solution γ estimée par la méthode NNLS aura exactement 100 (impacts). On dit que la solution garde sa norme L_1 (la somme des composantes du vecteur).

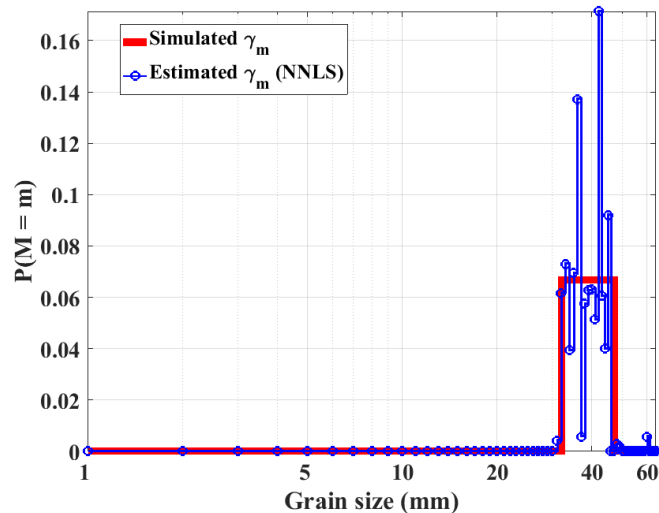


Figure 4.14: Solution γ_m estimée par la méthode NNLS, où le spectre inversé le « $\Phi-\Phi'$ » de la Figure 4.11c ;

On inverse le spectre de la Figure 4.11a avec du bruit dans toutes les bandes de fréquences. La méthode NNLS arrive à bien gérer le caractère du bruitage du spectre. L'inversion du spectre « $\Phi-\Phi$ » dont le bruit est plus élevé qu'antérieurement, voir la Figure 4.15a, donne une granulométrie bien dans les limites de la granulométrie simulée (32-46 mm). Toutefois, on observe aussi le petit effet de bord et les caractères discret et non-uniforme du γ .

En essayant d'inverser un spectre sévèrement bruité comme celui de la Figure 4.16a, la courbe estimée a sensiblement la même forme que celle ci-dessus. Ceci signifie que la méthode converge vers la même solution indépendamment du taux de bruit.

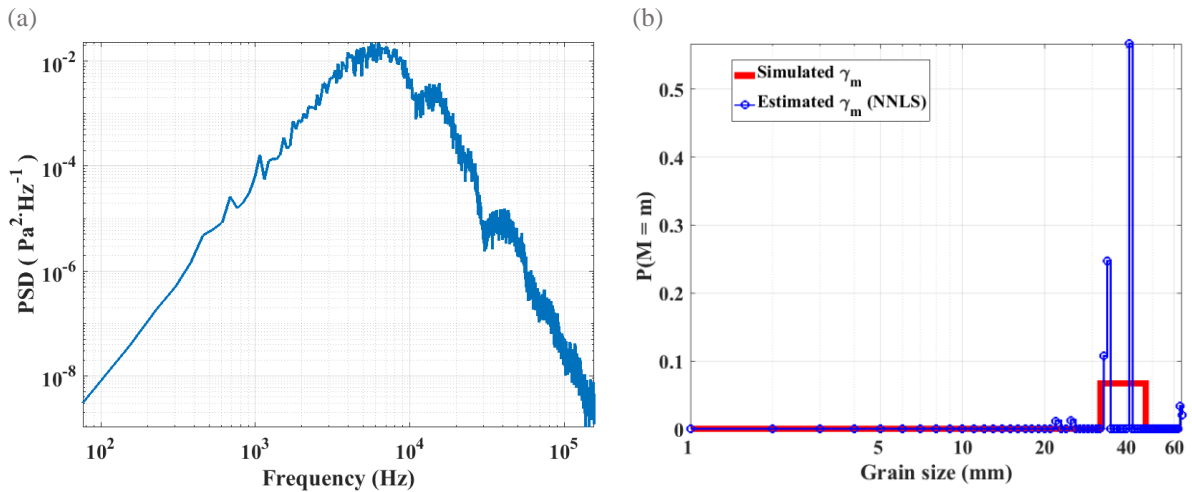


Figure 4.15: (a) Spectre de la Figure 4.11a bruité dans toutes les bandes de fréquences ; le taux de bruit est supérieur à celui de la Figure 4.12a; (b) Solution γ_m estimée par la méthode NNLS

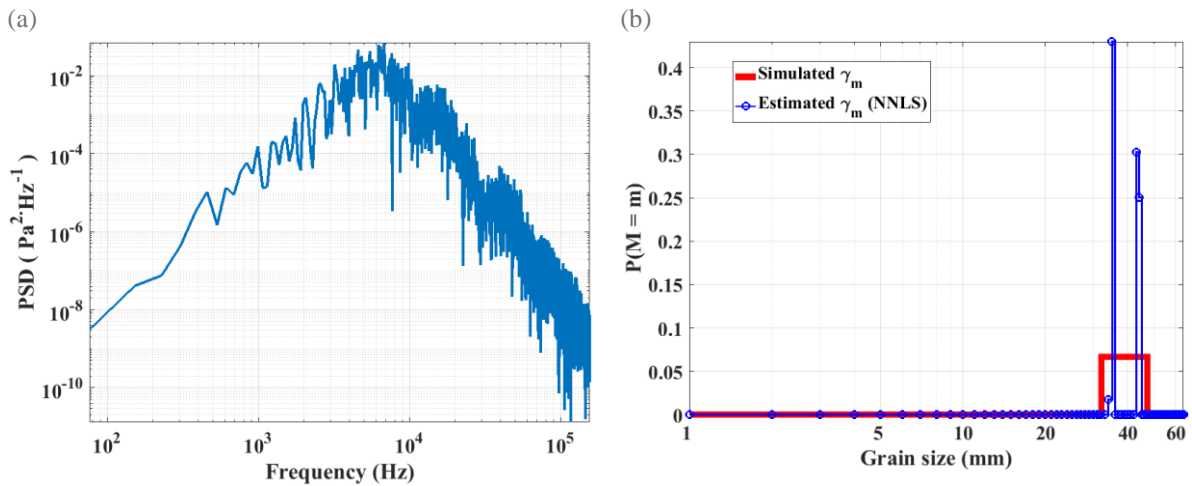


Figure 4.16: (a) Spectre de la Figure 4.11a bruité dans toutes les bandes de fréquences ; le taux de bruit est supérieur à celui de la Figure 4.15a; (b) Solution γ_m estimée par la méthode NNLS

Concernant le petite dérèglement entre les paramètres modélisés de la matrice Δ et ceux simulés, l'inversion améliore la stabilité de la solution par rapport à la méthode LS, voir la Figure 4.17. L'impact de la vitesse d'impact sur la forme des spectres modélisée se voit dans cet exemple par la sous-estimation des diamètres de la courbe γ . La différence d'un ordre de grandeur de vitesses d'impact, simulée et modélisée, fait que la granulométrie est estimée dans l'intervalle [22-32] mm. Par exemple, une particule de la classe [32-46] mm qui impacte avec la vitesse $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ est vue par l'algorithme comme une particule de la classe [22-32] mm si la vitesse considérée est $0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

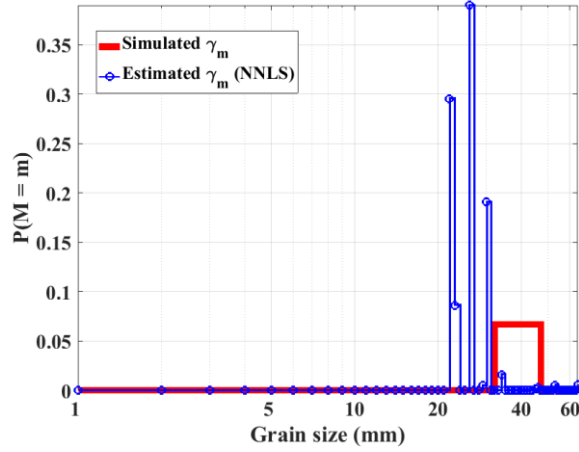


Figure 4.17: Solution γ_m estimée par la méthode NNLS, en utilisant le spectre de la Figure 4.11a, mais avec des paramètres de modélisation différents que ceux simulé (la vitesse d'impact)

4.3.3 Inversion des spectres au sens du maximum de vraisemblance (MLE)

L'inversion algébrique par une méthode mathématique, comme la NNLS, n'arrive pas à reconstruire la forme de la distribution granulométrique γ , car au lieu d'obtenir une distribution uniforme simulée précédemment on a une solution discrète non-uniforme.

Pour améliorer l'aspect de la forme de la courbe estimée, on propose d'utiliser la méthode MLE (ang. « *Maximum Likelihood Estimator*»). La méthode MLE détermine des paramètres des lois de probabilités qui reproduisent de manière plus réaliste les distributions granulométriques réelles. Ces lois, donc, doivent être connues en préalable à l'inversion.

Les distributions granulométriques du charriage en rivière suivent les lois suivantes : log-normales, normales, Rosin, cosinus surélevé, etc. (Recking, 2013; Shih & Komar, 1990; Tsai et al., 2012).

Dans cette thèse on ne va considérer que la distribution log-normale (4.21), souvent utilisées dans la littérature. Dans la Figure 4.18a-b on montre trois exemples de distributions log-normales qui varient en forme en fonction de l'écart type. La particularité de cette distribution est que le percentile 50 (la médiane) est égal au logarithme de l'écart type de la distribution normale correspondante.

$$f(\ln x | \mu, \sigma^2) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}} \quad \ln x \in \mathbb{R}; \quad \mu \in \mathbb{R}; \quad \sigma^2 \in \mathbb{R}^+ \quad (4.21)$$

où x – la variable aléatoire de la distribution log-normale, $\ln(x)$ – la variable aléatoire de la distribution normale correspondant à la distribution log-normale, de moyenne μ et d'écart type σ .

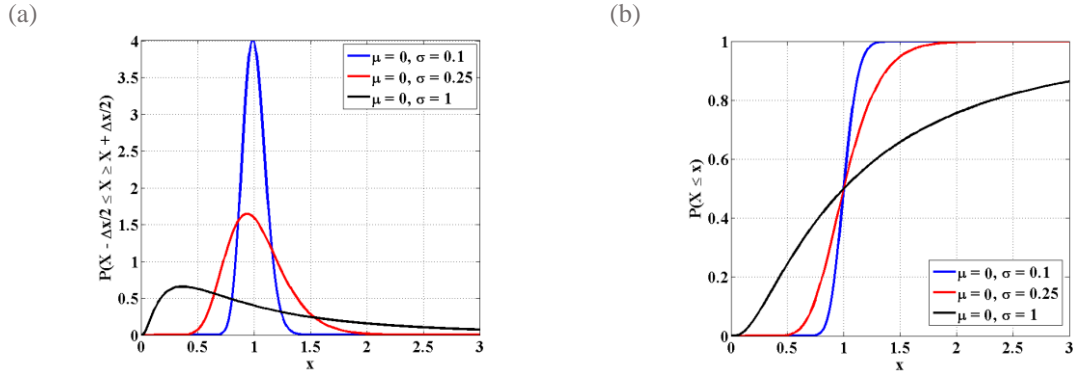


Figure 4.18: a) Trois courbes de densités des probabilités log-normales pour une même moyenne $\mu = \log(1)$ et trois valeurs de d'écart types $\sigma = \{0.1, 0.25, 1\}$; b) Trois distributions cumulatives log-normales

L'algorithme consiste à générer des familles des lois de probabilités log-normales en variant ses moyennes et écart types. Une fonction coût sera construite en calculant les coefficients de corrélation de Pearson entre le spectre modélisé P et le spectre mesuré P_m , (4.22). Alors, le modèle final de l'inversion MLE est :

$$\langle \hat{\gamma} \rangle = \arg \max_{\gamma} F_{cout} = \arg \max_{\gamma} |corr(P, P_m)| \quad (4.22)$$

Les étapes de cet algorithme de maximum de vraisemblance sont définies dans la Procédure A.

1. On modélise le dictionnaire des spectres élémentaires Δ soit par (4.6) soit par (4.10)
2. On propose une loi de probabilités γ_m (en masse) par la relation (4.4);
3. On modélise le spectre en utilisant (4.5) ou (4.9) ;
4. On calcule le coefficient de corrélation entre le spectre modélisé P et le spectre donné P_m et on construit la fonction coût F_{cout} ;
5. On change les valeurs de μ et σ et on répète 2-4 ;
6. A la fin, on résout (4.22) \rightarrow on estime la distribution granulométrique γ

Procédure A : Les étapes de l'algorithme d'inversion MLE

Le test suivant concerne l'inversion par MLE du spectre de la Figure 11a. On considère une famille de distributions des moyennes μ de 1 à 60 mm et des variances σ de 0.001 à 0.7 mm². La fonction de coût en coefficient de corrélation Pearson, pour ce cas, est montrée sur la Figure 4.19a. Le dictionnaire des DSE élémentaires est généré en utilisant une vitesse différente de cela de la simulation. On remarque que la courbe granulométrique estimée est grosso-modo pareille mais plus lisse que la solution NNLS de la Figure 4.17. Ainsi, les deux techniques d'inversion donnent des mêmes résultats.

(a) (b)

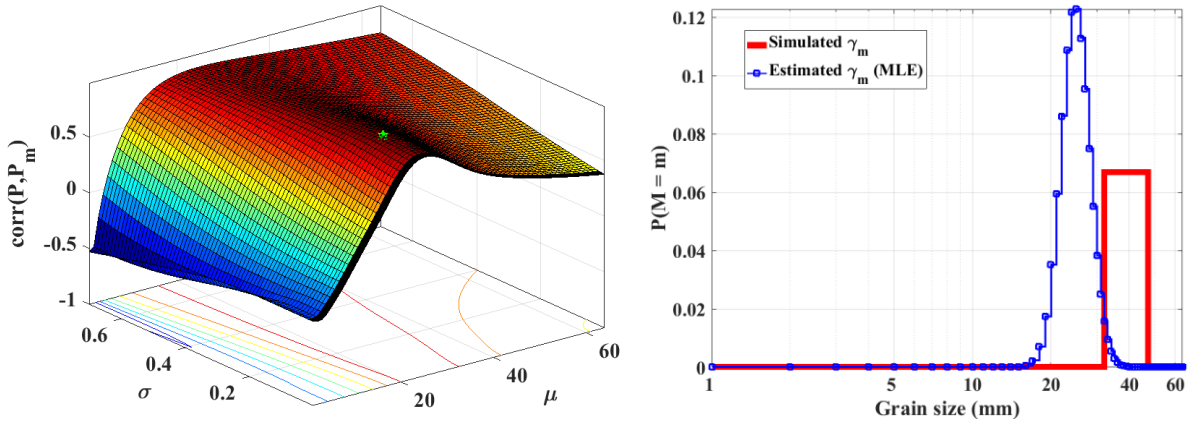


Figure 4.19: (a) Fonction-surface coût calculée par la corrélation entre le spectre modélisé en choisissant une loi log-normale et le spectre mesuré (ici simulé); le spectre simulé est celui de la Figure 11 a; on indique la position du maximum, dans x (la moyenne)= 39 mm. (b) La solution MLE, l'équation (4.22), en considérant le problème de décalage entre paramètres simulés/modélisés (voir aussi la Figure 4.17)

Un inconvénient de la méthode MLE est qu'elle est coûteuse en termes de temps de calcul, parce qu'elle cherche toutes les distributions γ_m possibles avant d'obtenir la solution. Un autre inconvénient c'est qu'il faut connaître *a priori* la forme de la courbe granulométrique proposée γ_m .

En conclusion, une approche progressive a été adoptée pour chercher des méthodes d'inversion des densités spectrales de puissances du charriage.

Les méthodes d'inversion utilisent les deux modèles directs décrits dans la Section 4.1.1, « Φ - Φ » et « Φ - Φ' ». Toutes les méthodes présentées utilisent le modèle analytique d'impact hertzien entre deux sphères ce qui élimine la nécessité de prendre des mesures en laboratoire pour calibrer le bruit de chaque classe granulométrique de la distribution du charriage.

La première méthode (LS) est la plus simple approche d'optimisation au sens de moindres carrées. La méthode est très instable et donne des valeurs négatives dans la distribution granulométriques. L'étape suivante a remplacé cette méthode par l'algorithme NNLS qui force que la solution soit stable et positive tout le temps. L'inconvénient est que la solution est régularisée et discrète. Pour résoudre le dernier problème, on a adopté une troisième méthode, la MLE, qui donne une solution lisse, très fine en résolution granulométrique. Toutefois, cette méthode nécessite la connaissance *a priori* de la famille de loi de probabilités du charriage. Comme le dernier requis est difficilement à prédire, car la distribution change en temps et en espace, on préfère de travailler dans la suite avec la méthode NNLS.

4.4 Application de l'inversion sur des données réelles

Dans cette section nous présenterons des résultats de l'inversion des spectres acoustiques mesurés sur deux rivières à gravier : l'Isère à Grenoble, et la Drave à Dellach en Autriche.

Précédemment, on a conclu que la NNLS est la meilleure option pour l'inversion des spectres et que le modèle « Φ - Φ' » soulève des questions numériques dans la résolution du

problème d'inversion. On a aussi conclu dans le Chapitre 3 que les types d'impact sphère-sphère ou sphère-plaque ne sont pas très différents en termes des fréquences centrales/fréquences des pics/formes des spectres.

Donc, on va considérer pour la suite (la procédure d'inversion) les aspects suivants :

- la méthode NNLS, car elle est plus élégante que MLE et elle ne requiert des informations *a priori* sur la courbe granulométrique transportée ;
- l'approche « Φ - Φ » ; l'approche plus complète de « Φ - Φ' » est mise à côté. La raison est simple, la méthode acoustique des images nous soulage de la tâche de connaître la dimension de l'impactée. Il faudra, à l'avenir, étudier si cette hypothèse des images est aussi forte que les hypothèses faites sur la propagation ;
- l'impact sphère-sphère ; les formes des spectres ne sont pas très différentes des celles des impacts sphère-plaque;

Les résultats de l'inversion seront évalués par rapport à des mesures d'échantillonnage de sédiments prises sur le terrain. Les résultats de l'inversion des signaux de l'Isère font aussi l'objet de l'annexe A2.

4.4.1 Expériences sur le terrain – l'Isère

Les expériences qui ont été réalisées sur l'Isère sont décrites dans l'Annexe A1.1.3. Elles ont permis :

- la mesure de la granulométrie de charriage dans différents points de la section en travers, accompagné par des mesures de validation d'un préleveur Toutle River. La courbe granulométrique mesurée par TR a été déjà présentée sur la Figure 4.3a.
- l'enregistrement du paysage sonore d'une rivière à gravier large.
- la calibration du signal hydrophone par des méthodes d'échantillonnage physique.

Plus d'informations sur la rivière étudiée se trouvent dans l'Annexe A1.1.3 sur les paramètres de l'acquisition dans l'Annexe A1.2.2 (le Tableau A1. 3).

On a stipulé dans la Section 4.2.4, que la vitesse n est un paramètre très important pour la variation en fréquence du pic que si le rapport entre les valeurs minimale et maximale est au moins 10. Parce qu'on ne connaît pas la vitesse d'impact, on modélise la matrice Δ en considérant une hypothèse importante sur la vitesse d'impact, le fait qu'elle prend les valeurs suivantes: $U_{\text{imp}} = \{0.01, 0.1, 1, 5\} \text{ ms}^{-1}$ et chaque valeur est pareille pour n importe quel diamètre. On fixe cette valeur de la vitesse d'impact et on suppose qu'elle est indépendante des dimensions des particules. Le matériau des sédiments modélisé est du granite. L'inversion estime des dimensions des particules jusqu'à 150 mm. Il n'y a pas une limite concrète sur la taille supérieure de la granulométrie estimée, cependant, la seule limitation est la fréquence de coupure qui atténue les plus basses fréquences. Par exemple, une atténuation de fréquence en dessous de 1000 Hz nous dit que l'estimation des particules de 20-30 cm n'est pas possible.

Les DSP mesurées sur les 12 dérives sont affichées sur la Figure 4.20a. On analyse d'abord les résultats de l'inversion du spectre acoustique mesuré dans le centre de la rivière ($X = 35$ m), dans la Figure 4.20a. Ici, c'est l'endroit où le flux sédimentaire est le plus élevé (voir la Figure 8 de l'Annexe A2), même si la granulométrie mesurée n'est pas la plus grossière (le diamètre médian augmente vers la rive droite).

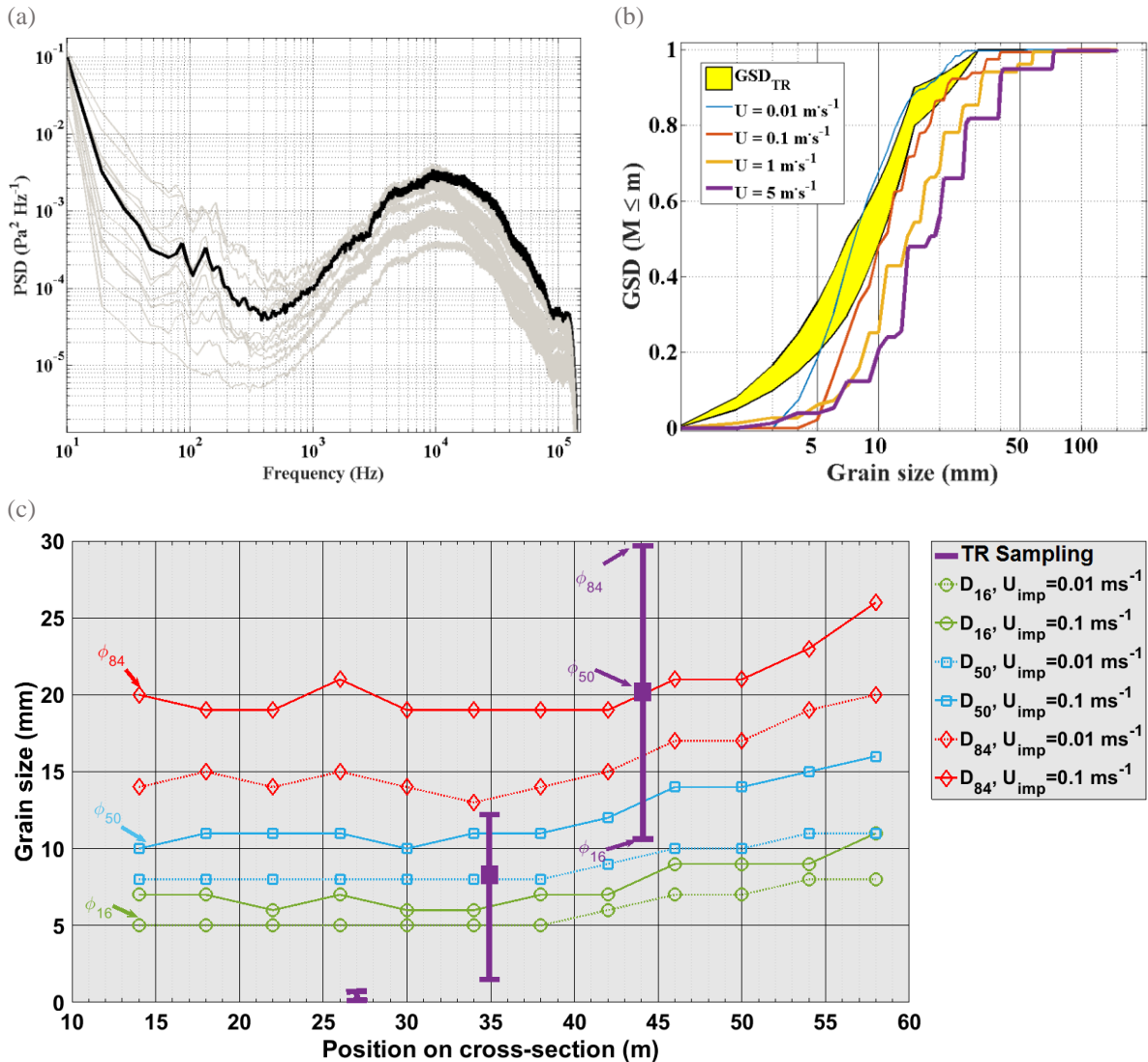


Figure 4.20: (a) Spectres acoustiques mesurés (12 dérives) à travers la rivière Isère à Grenoble ; on marque le spectre inversé par la trace solide épaisse ; (b) Distributions granulométriques estimées par NNLS Γ_m ; on considère 4 valeurs de vitesse d'impact ; l'enveloppe granulométrique est issue des mesures de prélèvement par un échantillonneur de type Toutle River ; (c) la dynamique spatiale de trois percentiles des courbes granulométriques estimées, pour $U_{\text{imp}} = 0.01$ et 0.1 ms^{-1} . On compare les estimations NNLS aux mesures de l'échantillonneur (« sampler ») TR sur trois points de la section transversale.

La meilleure estimation en courbe granulométrique est calculée à partir d'une matrice Δ dont la vitesse d'impact modélisée se situe entre 0.01 ms^{-1} et 0.1 ms^{-1} , voir la Figure 4.20b. Parce qu'on ne connaît pas trop les vitesses des sédiments on peut estimer que les résultats sont proches de ce que des mesures aDcp de la vitesse du fond, qui ont confirmé que les vitesses sont de l'ordre de $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$.

La dynamique spatiale de la granulométrie est retrouvée par l'inversion NNLS des 12 spectres, Figure 4.20c. On remarque aussi sur les 12 spectres de la Figure 4.20a que les bandes de fréquences à partir de 20 kHz ont des atténuations plus ou moins importantes, en fonction de la position par rapport à la bande active du charriage (au centre de la rivière). L'atténuation ne contient pas du bruit généré par les plus petits à cause de l'atténuation en fonction de la fréquence. Comme il a été montré sur la Figure 4.20b, les plus petits sédiments ne sont pas proprement détectés ce qui suggère que l'atténuation des hautes fréquences est très forte dans ce cas.

4.4.2 Expériences sur le terrain – la Drave

La Drave (*Drau* en allemand) est une rivière d'Europe centrale et balkanique, le second affluent du Danube par sa longueur. La section des expériences se trouve dans la localité Dellach, en Autriche. Le débit moyen dans cet endroit est $69 \text{ m}^3/\text{s}$ ce qui est moins que dans l'Isère ($178 \text{ m}^3/\text{s}$).

Une campagne d'acquisition des signaux acoustiques par un hydrophone a été effectuée pendant l'été de 2012 (Geay et al., 2017). La connaissance de la réalité du terrain a été faite par des mesures conventionnelles de la granulométrie du charriage (Habersack & Laronne, 2002), par la méthode de l'échantillonnage Helley-Smith (HS) (Helley & Smith, 1971). Il faut préciser que l'on ne sait pas si la courbe granulométrique mesurée sur le terrain est encore représentative au moment des mesures acoustiques. La granulométrie peut supporter des changements importants depuis 1998 jusqu'à 2012 (l'année des mesures acoustiques) et donc la validation des résultats de l'inversion n'est pas tout à fait certaine.

On va comparer les courbes granulométriques estimées par l'algorithme d'inversion aux courbes mesurées sur le terrain. Les mesures acoustiques par hydrophone sont des DSP médianes, moyennées en temps, et classées par les niveaux sur l'échelle limnique, Figure 4.21. Avant l'inversion, les spectres mesurés sont filtrés dans une bande passante entre 1 et 60 kHz, pour éliminer des sources acoustiques parasites comme la turbulence, l'agitation de surface et les harmoniques des très hautes fréquences.

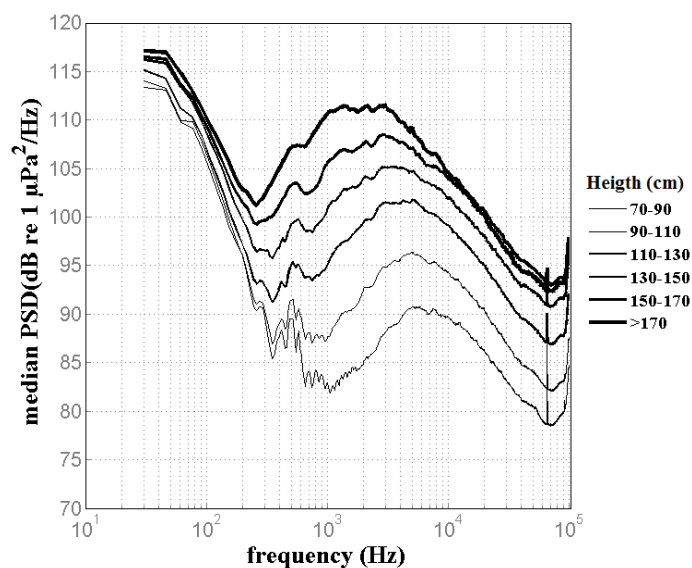


Figure 4.21: Spectres DSP mesurés sur la rivière de la Drave, sur la période Juillet – Août 2012 (Geay, 2013) ; les hauteurs montrent les niveaux des échelles limniques

Les paramètres d'inversion sont les mêmes que ceux utilisés sur l'Isère : granite, les vitesses $U_{imp} = \{0.01, 0.1, 1, 5\} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour caler le modèle aux mesures. Les diamètres pris en compte s'étendent de 1 mm à 300 mm. On considère d'abord l'inversion du spectre mesuré au plus bas débit, c.à.d. la hauteur $H = 70\text{-}90 \text{ cm}$. Sur les résultats de la Figure 4.22a, on note le même problème de surestimation des fractions des courbes. La meilleure identification est pour une vitesse d'impact entre 0.01 et 0.1 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, comme c'était dans le cas de l'Isère. Sur la Figure 4.22b, on observe que la méthode arrive à donner des bons résultats sur la dynamique temporelle des courbes granulométriques. Donc, plus la hauteur augmente, plus les courbes estimées est grossière.

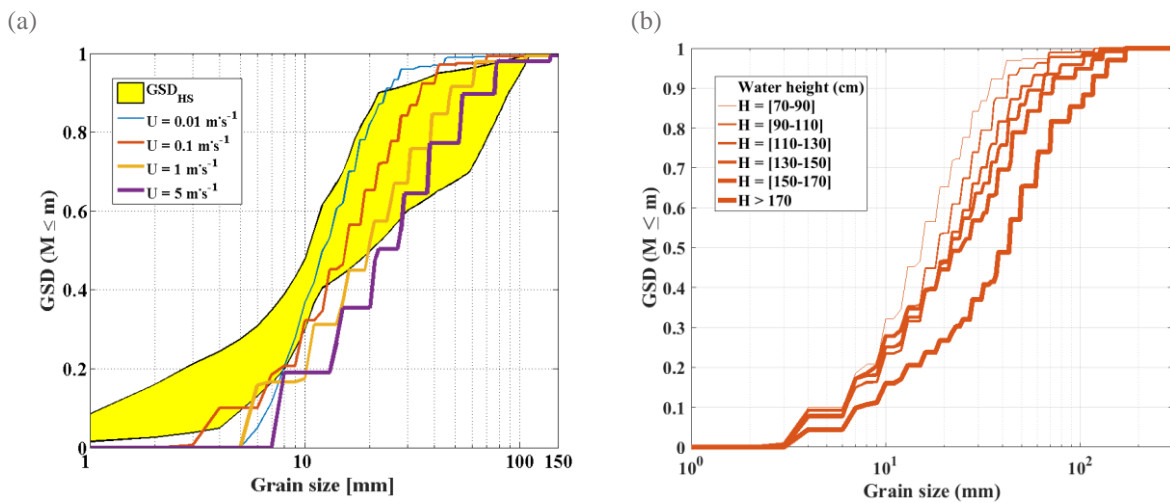


Figure 4.22: Distributions cumulatives estimées Γ_m : (a) les résultats de l'inversion NNLS du spectre mesuré à la plus basse hauteur d'eau (entre 79 et 90 cm) ; la calibration consiste à utiliser les mêmes valeurs des vitesses d'impact que pour l'Isère ; (b) Dynamique temporelle (à différentes conditions hydrauliques) des courbes granulométriques estimées par l'inversion NNLS, $U_{imp} = 0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

Dans ces sous-sections, on arrive à mettre en évidence la dynamique spatiale et temporelle des courbes granulométriques des sédiments transportés par charriage. Toutefois, on suppose que l'estimation en valeur absolue des courbes est déficitaire parce qu'elle sous-estime les fractions les plus fines.

4.5 Discussions sur le modèle d'inversion - la propagation acoustique

Les courbes granulométriques estimées par l'inversion des spectres mesurés sur deux rivières à graviers, l'Isère et la Drave, sous-estiment les fractions les plus fines. On discute ici les deux principaux processus physiques qui jouent sur la forme des spectres et qui sont responsables de cette surestimation :

- l'atténuation des sons en fonction de la fréquence. Dans notre cas, l'atténuation des fréquences est plus importante pour les hautes fréquences (sédiments fins).

L'atténuation non-linéaire en fréquence est due à un mélange des facteurs comme l'absorption, la diffusion et l'effet de guide d'onde de la rivière (Geay et al., 2017b). Pour quantifier ces effets d'atténuation et décrire l'acoustique de la rivière, il faudrait faire des expériences en acoustique active.

- la vitesse variable avec le diamètre. Dans l'analyse de sensibilité globale ou locale, la vitesse a une certaine influence sur la valeur de la forme des spectres. Il n'y a pas des réels moyens pour mesurer les vitesses en fonction des diamètres des sédiments. Toutefois, l'expérience présentée dans la Section 3.4.1 a révélé que le courant de l'eau a un effet d'uniformisation des vitesses avec le diamètre.

On considère que l'atténuation en fonction de la fréquence est la cause principale sous estimations de la fraction fine des courbes granulométriques.

Ci-dessous, on va donner un exemple de la mauvaise propagation des sons HF dans le torrent de montagne. Le torrent du Vénéon est décrit dans l'Annexe A1.1.2. La hauteur de la colonne de l'eau est 40 cm, le débit est estimé entre 5 et 6 m³s⁻¹ et le D₅₀ du lit est 50 mm. Pour les essais en acoustique active, on configure deux chaînes expérimentales, l'une pour l'émission des signaux bien connus (la chaîne source AQUA30 + réception 1 Hydrophone B&K + NEXUS/NAGRA + TASCAM) et l'autre pour la réception des émissions (4 Hydrophones HTI+ système autonome à 4 voies RTSyS), dans l'axe du torrent, voir Figure 4.23a et Figure A1.6b. Pour plus de détails concernant l'instrumentation, examiner les Annexes A1.2.2 (Tableau A1.2) et A1.2.4 (Tableau A1.4). Les photos montrant la rugosité du lit et de la surface de l'eau et également le positionnement de la source dans la section transversale sont affichés sur les Figure 4.23b-c.

Les émissions de la source AQUA30 consistent en 17 émissions de modulations en fréquence linéaire (« chirps » linéaires) entre 10 et 50000 Hz et de durée 2.7 s. Les niveaux sonores (SPL, en dB *re* 1μPa) sont calculés par l'intégration en temps et en fréquence des puissances (après qu'on filtre en temps-fréquences les chirps reçus afin d'éviter l'intégration du bruit hydrodynamique). Sur chaque chirp reçu on calcule sur 480 fenêtres temporelles des niveaux SPL par des bandes constantes de 508 Hz. Ces niveaux sonores sont moyennés sur tous les chirps réceptionnés.

Les équations théoriques de l'atténuation, indépendamment de la fréquence, ont été déjà présentées dans la Section 2.2.2.1, l'équation (2.1). On les réécrit ici en termes des niveaux sonores SPL, dans la relation).

$$SPL_{rec} = \begin{cases} SPL_{em} + TL_{geom} = SPL_{em} + 20 \log_{10} \left(\frac{r_{ref}}{r} \right), & (sphérique) \\ SPL_{em} + TL_{geom} = SPL_{em} + 10 \log_{10} \left(\frac{r_{ref}}{r} \right), & (cylindrique) \end{cases} \quad (4.23)$$

SPL_{rec} – le niveau sonore enregistré, SPL_{em} – le niveau sonore de la source acoustique, r_{ref} – la distance de mesure du niveau sonore de la source acoustique, (=0.1 m) et r – les distances de mesures des SPL_{rec}

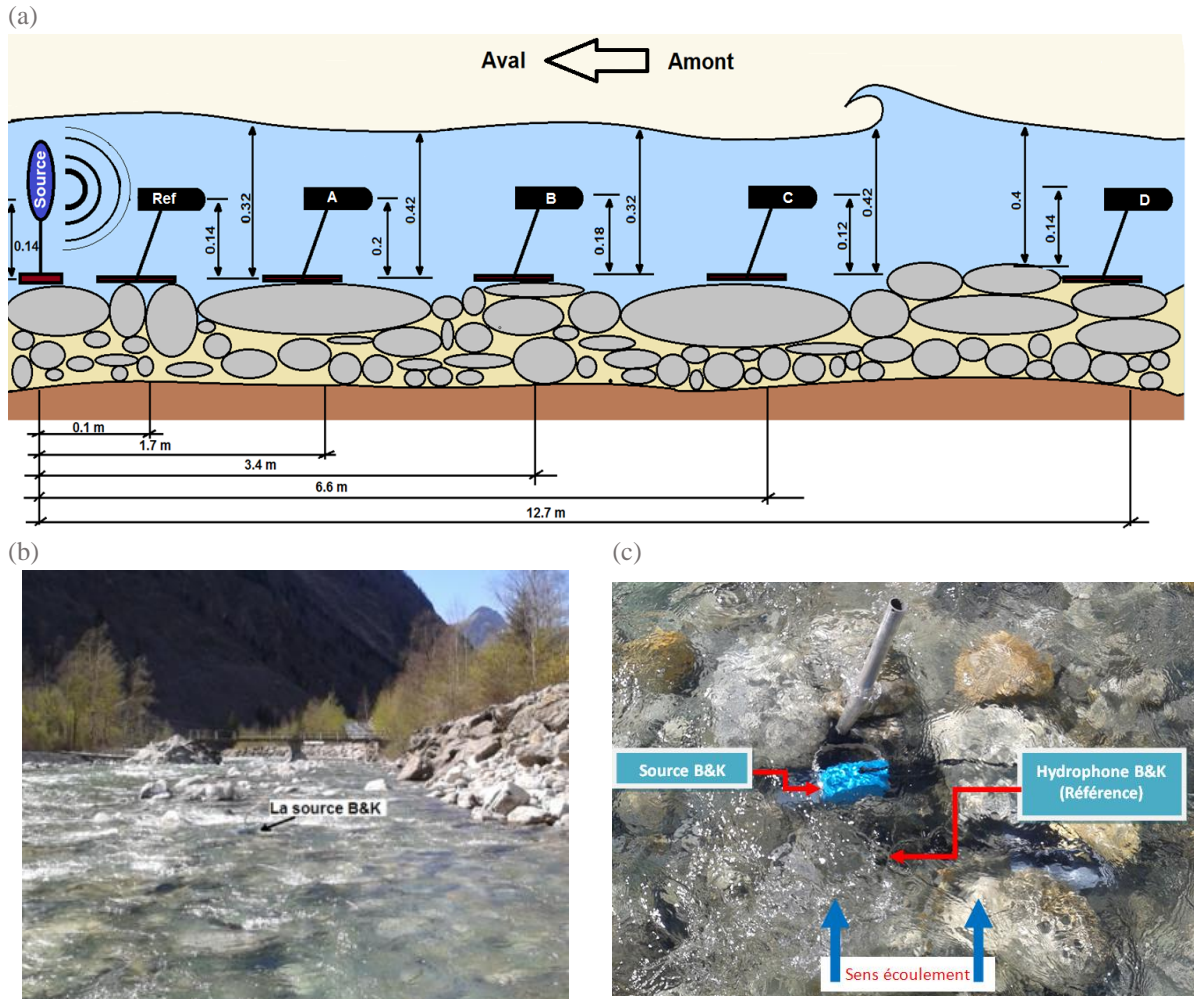


Figure 4.23: (a) Configuration expérimentale et positionnement des hydrophones HTI par rapport à la source AQUA30 ; (b) L'endroit des mesures acoustiques ; (c) La source et l'hydrophone de mesure de la puissance de référence ; on observe aussi la rugosité du lit et de l'eau

Ainsi, nous voulons vérifier si les spectres des niveaux sonores changent de forme et donc s'il y a de l'atténuation avec la fréquence. Les spectres pour chacun des les 4 hydrophones sont divisés en deux parties, les basses fréquences (en-dessous de 1000 Hz) dans la Figure 4.24a et les hautes fréquences (au-dessus de 1000 Hz) dans la Figure 4.24b.

On observe que les spectres changent effectivement leurs formes avec la fréquence, ce que les modèles de pertes géométriques, sphérique ou cylindrique, ne sont pas capables à fournir. Dans ce cas, les deux modèles géométriques surestiment les niveaux sonores reçus. Autrement dit, les modèles géométriques sous-estiment les pertes de propagation particulièrement pour les fréquences à partir de 10 kHz.

(a)

(b)

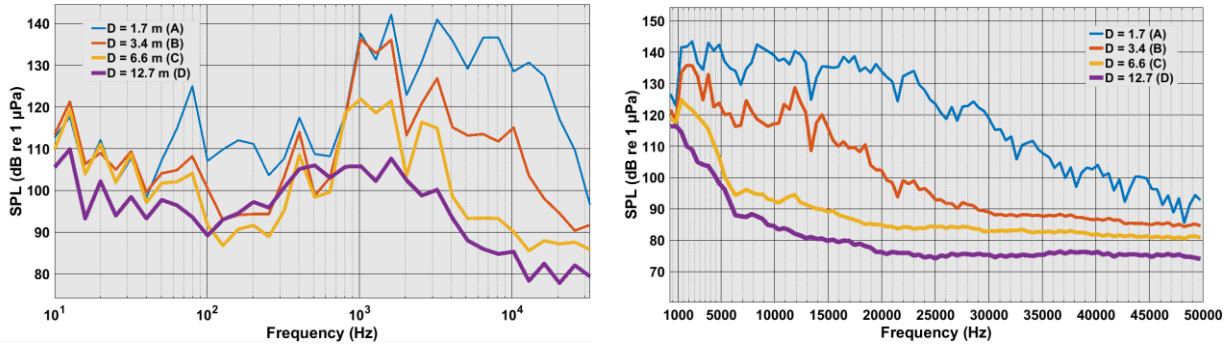


Figure 4.24: Niveaux sonores SPL reçues par bande de fréquence en 4 positions (par les 4 hydrophones A,B,C et D). La couleur représente un hydrophone ou une voie d'acquisition. On surprend ici la variation des niveaux sonores très non-linéaire en fréquence et en distance de l'hydrophone par rapport à la source acoustique..

Dans la Figure 4.24a on remarque également un autre processus de propagation acoustique spécifique à l'atténuation des basses fréquences : la coupure des fréquences. Étant dans le cas de la propagation acoustique en milieu fermé, avec une interface qui absorbe le son (les sédiments du lit), les longueurs d'ondes très larges ne peuvent pas se propager dans la rivière. Ce phénomène impose aussi la limite supérieure des tailles qu'on peut estimer par l'inversion des spectres acoustiques.

En conclusion, une question majeure dans l'acoustique des rivières et du transport sédimentaire est l'atténuation non-linéaire du son, en fonction des dimensions des particules transportées. Même si les particules plus fines (sous-graviers) sont quantitativement plus importantes et elles émettent, à une distance de référence, des énergies acoustiques plus élevées que les particules grossières (les galets), la propagation non-linéaire fait qu'elles sont négligeables pour le signal mesuré par l'hydrophone en certains points.

4.6 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté un modèle spectral du charriage qui pondère les spectres élémentaires analytiques décrits dans le Chapitre 3. La pondération est réalisée simplement par la distribution granulométrique qui traduit la probabilité d'impacts. Le modèle peut modéliser des impacts des particules différents « Φ - Φ' » ou des impacts des particules de mêmes tailles (« Φ - Φ »).

Nous avons analysé par des tests numériques la forme des signaux et les niveaux sonores pour différentes distributions granulométriques. A cette occasion on prouve que (1) les classes granulométriques génèrent la même puissance acoustique si elles ont la même masse ; (2) les puissances acoustiques varient avec $M^{0.5}$; (3) les fréquences des pics varient avec $D^{-0.9}$ et (4) la forme du spectre dépend avant tout de l'écart type de la distribution puis du diamètre médian et en moindre mesure par la vitesse d'impact.

Nous avons présenté deux approches d'inversion du modèle direct précédemment discuté : (1) l'approche algébrique (NNLS) et l'approche statistique (MLE). Les deux approches donnent des résultats similaires. On a testé la méthode NNLS sur des spectres

CH 4 La détermination de la distribution granulométrique transportée acoustiques mesurés sur deux rivières à graviers : l'Isère à Grenoble et la Drave à Dellach, Autriche. On arrive à obtenir par la modélisation des résultats proches de ceux des expériences physiques en utilisant des vitesses d'impacts très faibles ($1 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ pour les deux rivières).

Ces valeurs compensent probablement l'hypothèse faite en négligeant **l'atténuation**. Les expériences en acoustique active sur un torrent montrent que les pertes de propagation sont très dépendantes des fréquences ce qui fait que le modèle d'inversion n'est plus valable et que la matrice des spectres élémentaires devrait prendre en compte ce phénomène. L'analyse de l'atténuation (propagation) nécessite donc des expériences complexes, en acoustique active pour comprendre l'acoustique de la rivière.

On revient sur l'hypothèse faite sur **les vitesses d'impact** (uniformes) qui nous ont servi à caler le modèle. L'analyse locale de sensibilité montre que la vitesse déplace le pic spectral. On verra au Chapitre 5 qu'un modèle d'estimation des vitesses en fonction des diamètres, où les plus petits bougent par saltation ce qui fait qu'ils sont rapides tandis que les plus gros bougent par roulement/glissement et donc moins vite.

Vu l'état de l'art sur l'estimation de la granulométrie transportée en rivières par la technique hydrophone, du Chapitre 2, on pourrait affirmer que c'est la première fois qu'on construit une méthode capable d'estimer la courbe granulométrique entière dans un milieu naturel. Cette méthode est efficace tant que les bandes des fréquences du bruit hydrodynamique ne se superposent pas sur la bande des fréquences du charriage.

5. La localisation du charriage

5.1 Modèle des cartes acoustiques du charriage.....	130
5.1.1 Hydrodynamique	131
5.1.2 Modèle de transport fractionnaire	133
5.1.2.1 Le transport sédimentaire fractionnaire.....	133
5.1.2.2 Le problème d'initiation	133
5.1.2.3 Le phénomène de masquage.....	134
5.1.3 Modèle de la trajectoire des particules en saltation.....	135
5.1.3.1 Longueur de saltation des particules	135
5.1.3.2 Taux d'impacts	137
5.1.4 Modèle de carte de bruit du charriage	139
5.1.4.1 La source acoustique	139
5.1.4.2 La propagation acoustique.....	139
5.1.4.3 Le modèle radiatif du bruit de la rivière (la réception)	140
5.1.5 Conclusions	141
5.2 Analyse de sensibilité locale du modèle des cartes acoustiques.....	141
5.2.1 Sensibilité acoustique en fonction du transport sédimentaire	142
5.2.2 Sensibilité acoustique en fonction de l'hydraulique de la rivière	146
5.3 Modélisation des cartes acoustiques pour la rivière de l'Isère.....	148
5.3.1 Modélisation du bruit de charriage dans l'Isère.....	150
5.3.2 Calibration du modèle en fonction des mesures hydrophone	151
5.3.3 Conclusions sur la validation du modèle	155
5.4 Conclusions.....	156

Dans l'estimation granulométrique du transport sédimentaire du Chapitre 4, on a fait la forte hypothèse que la distribution du transport sédimentaire est uniforme dans la section de la rivière. L'état de l'art du Chapitre 2, sur la localisation des sources acoustiques, montre que le son varie en espace à cause de la forme du lit de la rivière.

Le but de ce chapitre est de compléter le modèle de charriage « Φ - Φ » de la Section 4.1.3.2, en prenant en compte la physique du transport sédimentaire, l'hydraulique de la rivière et la propagation acoustique géométrique. Comme dans la Section 4.1.3.3, le résultat du modèle est une densité spectrale de puissance. Ici, le modèle calcule aussi une carte des niveaux sonores du charriage. Par l'inversion de ce modèle on obtient de l'information sur la localisation des sources acoustiques du charriage, les valeurs des taux des impacts répartis dans la section transversale de la rivière et de l'estimation de la surface d'intégration du son de l'hydrophone.

On présente le modèle des cartes acoustiques du bruit de charriage, dans la Section 5.1. Les paramètres d'entrée sont identifiés et utilisés dans l'analyse locale de la sensibilité du modèle, dans la Section 5.2. Ensuite, le modèle est appliqué pour les conditions géométriques de la rivière de l'Isère à Grenoble dans la Section 5.3. Les résultats de la modélisation sont comparés aux cartes acoustiques mesurées pendant les expériences de l'été 2016. On présente des conclusions et des perspectives sur l'utilisation du modèle des cartes acoustiques dans la Section 5.4.

5.1 Modèle des cartes acoustiques du charriage

Le modèle de spatialisation utilise la principale propriété de la puissance du bruit de charriage qui est la directe relation entre la masse de sédiments et les taux d'impacts dans le lit de la rivière. On utilise un modèle de transport fractionnaire pour estimer les masses de sédiments transportées, ou les taux de transport, par classe granulométrique, à partir des conditions hydrodynamiques données. Ensuite, on traduit les taux de transport en taux d'impacts, basés sur la mécanique de saltation des particules dans le lit de la rivière. Les taux d'impacts sont utilisés comme dans le Chapitre 4 dans le modèle de mélange pour modéliser des spectres dans n'importe quelle position de la rivière. Les niveaux sonores sont propagés par des modèles d'atténuation classique dans toute la rivière et comme ça on trace la carte de bruit du charriage et on localise les impacts dans la section.

En tout, il y a 7 étapes dans la modélisation des cartes de bruit ambiant de charriage. Nous allons énumérer les sous-modèles intégrés, également schématisés par la Figure 5.1 :

1. Estimation de la contrainte du lit, τ (le modèle hydrodynamique) ;
2. Estimation du taux de transport fractionnaire (Wilcock & Crowe, 2003) ;
3. Estimation de la longueur de saltation (Sklar & Dietrich, 2004) ;
4. Calcul du taux d'impacts à partir des étapes 2 et 3 ;
5. Modélisation du spectre analytique de l'impact entre deux sphères de même taille (sphère-sphère et « Φ - Φ ») ;
6. Modélisation de la carte des bruits générés par le charriage à partir du résultat des étapes 4 et 5

7. Modélisation de la carte des bruits ambiants en propageant l'ensemble sources acoustiques dans l'espace

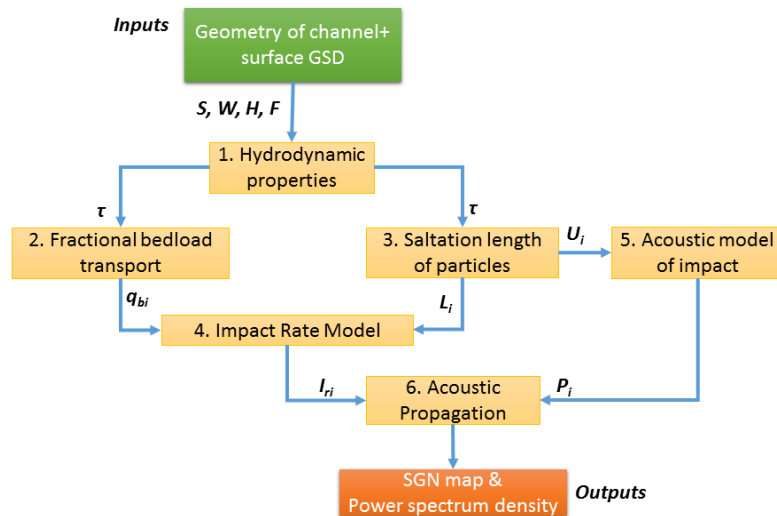


Figure 5.1: Diagramme du modèle du bruit de charriage. Les entrées sont la géométrie du canal (S – la pente, W – la largeur, H – la hauteur de l'eau) et la distribution granulométrique du lit (F). Avant chaque boîte représentant un sous-modèle on affiche les entrées: τ – la contrainte du lit, q_{bi} – le taux de transport de la $i^{\text{ème}}$ classe granulométrique (ou fraction), L_i – la longueur de saltation de la particule de la classe i , U_i – la vitesse d'impact U_{imp} de la particule de la classe i , I_{ri} – les taux des impacts des particules de la classe i , P_i – spectre analytique de l'impact.

5.1.1 Hydrodynamique

La connaissance du profil des contraintes du lit τ dans la section de la rivière est réalisée par deux méthodes :

- par extrapolation des mesures des champs des vitesses fluide, si on a accès à de telles mesures, par exemple, par acoustique active (l'aDcp) ;
- par modélisation de la contrainte à partir de la géométrie de la section en travers.

Nous faisons l'hypothèse que l'écoulement est uniforme, c'est-à-dire il est permanent et établi. L'uniformité de l'écoulement implique que la forme de la section transversale (de la rivière) ne varie pas dans l'axe de la rivière.

La contrainte τ est calculée par (5.1) d'où on observe qu'elle est proportionnelle au gradient des vitesses u du fluide, à la verticale. La forme du profil des vitesses peut être laminaire ou turbulent et il est en fonction des conditions hydrauliques de la rivière, Figure 5.2a. Un exemple typique de profil des contraintes, à partir d'un profil de vitesses laminaires, est présenté sur la Figure 5.2b.

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (5.1)$$

μ – la viscosité dynamique de l'eau, u – la vitesse dans la position y au long du plan normal à l'écoulement

Le calcul de la contrainte par (5.1) n'est pas possible si le profil des vitesses u est inconnu. Alors, on peut calculer la contrainte par la relation empirique (5.2).

$$\tau = \rho_0 g (h - y) S \quad (5.2)$$

ρ_0 – la densité de l'eau; h – la hauteur de l'eau, g – l'accélération gravitationnelle ; y – la position de mesure de la contrainte ; S – la pente du canal

Une connaissance de la hauteur d'eau et de la pente de la rivière est donc un minimum requis pour le calcul de la contrainte. Dans notre cas, on s'intéresse à la contrainte du lit, donc, $y = 0$. Dans le cas d'une géométrie réelle, la contrainte est calculée par des tranches verticales de hauteur, voir la Figure 5.2c. Ainsi, la formule du τ_k dans une colonne d'eau est en (5.3):

$$\tau_k = \rho_0 g h_k S \quad (5.3)$$

où $h_k, k = 1, 2, \dots$, l'ensemble des hauteurs de la bathymétrie variable

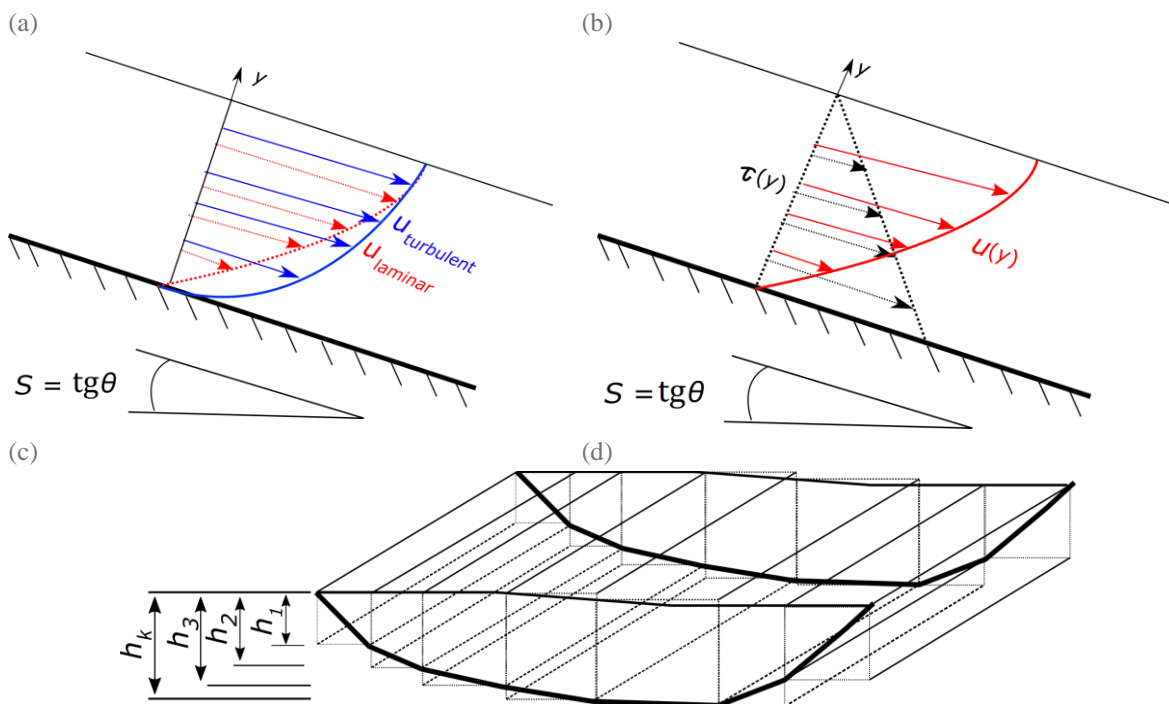


Figure 5.2: (a) Profils de vitesses en écoulement laminaire et turbulent, stationnaire et uniforme ; (b) Profils des contraintes τ et des vitesses du fluide u d'un écoulement laminaire, stationnaire et uniforme ; (c) Tranches verticales de la rivière à la bathymétrie variable, utilisées dans le calcul du profil des contraintes du lit

5.1.2 Modèle de transport fractionnaire

Pour calculer les taux d'impacts dans le lit de la rivière nous avons besoin des taux de transport de chaque classe granulométrique q_{bi} , en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$. On utilise ici un modèle de transport qui estime des taux de transport par classes granulométriques et qui est adapté pour des rivières à graviers (Wilcock & Crowe, 2003).

Les justifications pour l'usage de ce modèle sont les suivantes :

- On estime le taux de transport pour chaque classe granulométrique (fractionnaire) ;
- On résout le problème d'initiation du mouvement par classe granulométrique.
- On modélise l'effet de masquage des sédiments.

5.1.2.1 Le transport sédimentaire fractionnaire

Le taux de transport, q_{bi} , est la masse de sédiment de la classe granulométrique (fraction) i dont le diamètre représentatif est D_i (par la suite l'indice i dénote la $i^{\text{ème}}$ fraction) qui passe dans la section de la rivière par l'unité de temps. Le calcul des taux de transport demande d'abord la connaissance de la vitesse de cisaillement u_* qui est calculée en utilisant la contrainte du lit τ par (5.3). Le modèle de taux de transport utilise aussi la distribution granulométrique du lit, F , écrite sous la forme d'une densité de probabilités F_{pdf} . Il existe d'autres modèles de calcul des taux fractionnaires de transport comme par exemple (Parker, 1990; Recking, 2016). La formule empirique du modèle utilisé dans cette thèse est définie en (5.4) (Wilcock & Crowe, 2003).

$$q_{bi} = \begin{cases} 0.002\phi_i^{7.5} F_{pdf(i)} u_{*i}^3 / [(s-1)g], & \phi_i < 1.35 \\ 14(1 - 0.894/\phi_i^{0.5}) F_{pdf(i)} u_{*i}^3 / [(s-1)g], & \phi_i \geq 1.35 \end{cases} \quad (5.4)$$

où $\phi_i = \tau_i/\tau_r$ – le coefficient de masquage de la $i^{\text{ème}}$ fraction, τ – la contrainte du lit, τ_r – la contrainte de référence (voir le problème d'initiation du transport ci-dessous), F_{pdf} – la granulométrie du lit (en densité de probabilités), u_* – la vitesse de cisaillement calculée à partir de la contrainte τ , g – l'accélération gravitationnelle ($9.805 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$)

5.1.2.2 Le problème d'initiation

Le problème d'initiation du mouvement d'une certaine fraction (classe granulométrique) consiste à chercher un seuil sous la forme de la contrainte du grain à partir duquel le transport sédimentaire est non-nul. Le modèle fractionnaire de (Wilcock & Crowe, 2003) utilise la contrainte de référence τ_r qui utilise une valeur minimale du taux de transport de fraction $i^{\text{ème}}$ (dit débit solide de référence). Ce type de seuil d'initiation du transport est une alternative meilleure pour la modélisation des taux fractionnaires que la contrainte critique de Shields (Shields, 1936) qui a été adaptée à des calculs des taux fractionnaires (Wu et al., 2000) et qui n'utilise pas de seuil sur le transport

La contrainte de référence de Shields (adimensionnée) τ_{ri}^* est modélisée par la formule empirique (5.5). Cette formule de régression a été construite à partir des nombreuses expériences sur des sédiments mixtes en laboratoire, voir la Figure 5.3a.

$$\tau_{ri}^* = \tau_{rsm}^* \left(\frac{D_i}{D_{sm}} \right)^{b-1} \quad (5.5)$$

où $b = \frac{0.67}{1 + e^{\left(1.5 \frac{D_i}{D_{sm}}\right)}}$ et $\tau_{ri} = \frac{\tau_{ri}^*}{g(s-1)\rho_o D_i}$

D_i – le diamètre de la $i^{\text{ème}}$ fraction; D_{sm} – le diamètre moyen de la granulométrie de surface, calculée par la formule (5.6); τ_{rsm}^* la contrainte de Shields de référence de la fraction moyenne de la granulométrie du lit, modélisée par la formule (5.7), calibrée par des mesures expérimentales de la Figure 5.3b et τ_{ri}^* – la contrainte de référence de Shields de la $i^{\text{ème}}$ fraction, τ_{ri} – la contrainte de référence de la $i^{\text{ème}}$ fraction

$$D_{sm} = \sum_{i=1}^K (D_i \cdot F_{pdf(i)}) \quad (5.6)$$

$$\tau_{rsm}^* = 0.021 + 0.015 \cdot e^{-20F_{sand}} \quad (5.7)$$

F_{sand} – la proportion du sable (diamètres des sédiments < 2 mm)

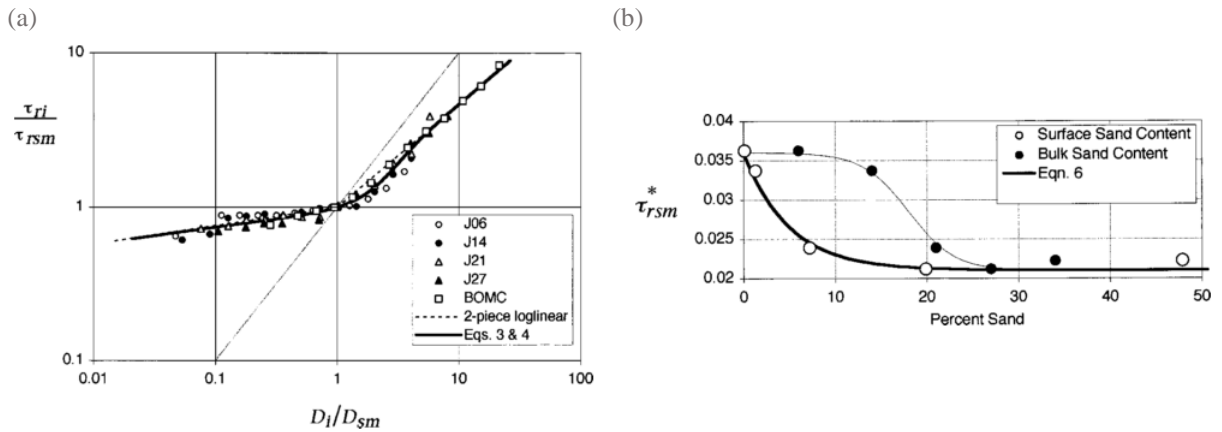


Figure 5.3: (a) Graphique repris de (Wilcock & Crowe, 2003) qui montre la calibration de l'exposant b de la formule (5.5) par des expériences en canaux; τ_{rsm} est la contrainte de référence pour la fraction moyenne du lit; (b) Graphique repris de (Wilcock & Crowe, 2003) montrant la courbe de τ_{rsm} normalisée en fonction des pourcentages du sable

5.1.2.3 Le phénomène de masquage

On modélise l'effet de masquage des sédiments par un paramètre $\phi = \tau / \tau_r$, qui est le rapport entre la contrainte du lit et la contrainte de référence. Le masquage des sédiments se produit quand les plus petits sédiments sont empêchés dans leur mouvement par les plus gros.

Le masquage est important et le mouvement des petits sédiments dépend du mouvement des particules les plus grossières si ces dernières sont majoritaires (Einstein, 1950; Parker, 1990). Ceci peut être aussi observé dans la Figure 5.3b, où la contrainte de référence décroît avec la fraction de sable ; s'il n'y a pas des fractions petites, alors les sédiments ont plus de résistance au mouvement (contrainte de référence grande).

5.1.3 Modèle de la trajectoire des particules en saltation

Le taux de transport est un flux linéaire (en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$) qui mesure la quantité de sédiments qui passe par seconde dans 1 m de section transversale. Une modélisation du mouvement individuel des particules permet de transformer ce taux de transport en une quantité (masse) en mouvement sur une surface de 1 m^2 dans l'unité de temps ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$), Figure 5.4a.

5.1.3.1 Longueur de saltation des particules

Le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004) modélise la trajectoire des particules en saltation, Figure 5.4b. Les formules présentées sont des régressions réalisées sur une base de données des expériences portées sur la saltation des particules (Francis, 1973; Luque, 1974; Wiberg & Smith, 1985).

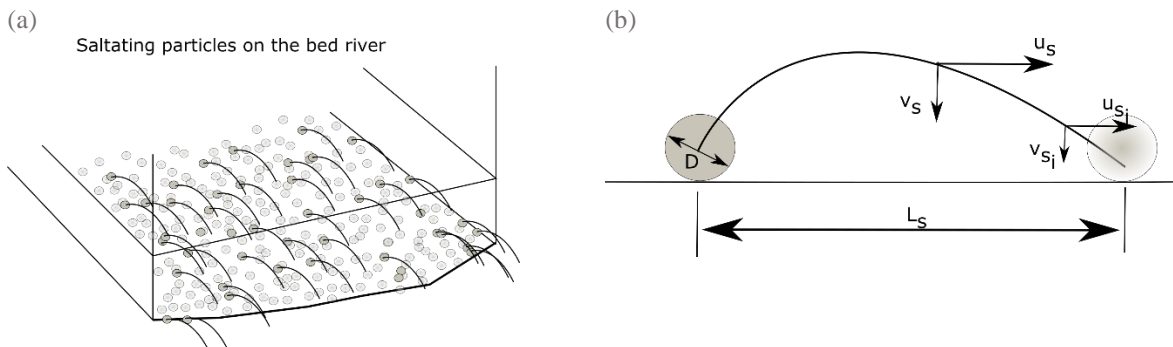


Figure 5.4: (a) Particules en mouvement par saltation sur le fond de la rivière ; (b) Paramètres de la trajectoire de saltation d'une particule, estimés par le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004) et utilisés dans notre recherche ; D – le diamètre de la particule, u_s et v_s les composantes de la vitesse sur la trajectoire de la particule, u_{si} et v_{si} – les composantes de la vitesse d'impact avec le lit, L_{si} – la longueur de la saltation

La formule de la longueur de la saltation d'une particule décrochée du lit, de la $i^{\text{ème}}$ fraction, est définie dans l'équation (5.8).

$$L_{si} = 8D_i (T_i - 1)^{0.88} / \sqrt{1 - u_{Ti}} \quad (5.8)$$

où D_i – le diamètre de la $i^{\text{ème}}$ fraction, $T_i = \tau_i^* / \tau_{ci}^*$ est le régime de transport sédimentaire, τ_i^* la contrainte de Shields, modélisée par (5.9), τ_{ci}^* la contrainte critique de

Shields par la formule (5.10) (Ashida & Michiue, 1972), qui tient compte des effets de masquage ; le paramètre u_{Ti} est défini dans (5.11):

$$\tau_i^* = \frac{\tau_i}{g(s-1)\rho D_i} \quad (5.9)$$

où τ_i – la contrainte du lit de la $i^{\text{ème}}$ fraction, calculée par (5.3), $s = \rho_s / \rho_0$ – le rapport des densités du sédiment et de l'eau.

$$\tau_{ci}^* = \begin{cases} 0.083 \cdot \tau_{cm}^* \cdot \left(\frac{D_i}{D_{sm}} \right)^{-1}, & \frac{D_i}{D_{sm}} \leq 0.4 \\ \tau_{cm}^* \cdot \left[\frac{\log(19)}{\log\left(19 \cdot \frac{D_i}{D_{sm}}\right)} \right]^2, & \frac{D_i}{D_{sm}} > 0.4 \end{cases} \quad (5.10)$$

où τ_{cm}^* – la contrainte critique de Shields de la fraction moyenne, $\tau_{cm}^* = 0.05$ (Ashida & Michiue, 1972). Il faut mentionner que la relation (5.5) modélise aussi le processus de masquage, mais dans le contexte du modèle de (Wilcock & Crowe, 2003) et de l'utilisation de la contrainte de référence, au lieu de la contrainte critique. A l'avenir, ça sera convenable d'unifier les deux modèles.

$$u_{Ti} = u_i^* / w_{si} \quad (5.11)$$

où u_i^* – la vitesse de cisaillement, calculée en fonction du τ_i par la relation (5.12) :

$$u_i^* = \sqrt{\tau_i / \rho_0} \quad (5.12)$$

ρ_0 – la densité de l'eau

et w_{si} – la vitesse de chute, définie par le modèle de (Dietrich, 1982) , calculée selon (5.13) :

$$w_{si} = [W_i^* (s-1)\rho g \nu]^{1/3} \quad (5.13)$$

où

$$W_i^* = R_3 \cdot 10^{(R_1+R_2)} \quad (5.14)$$

Le coefficient R_1 est en fonction du diamètre adimensionné de la particule, R_2 est en fonction du facteur de forme de Corey et le diamètre adimensionné et R_3 est en fonction du facteur de forme, du diamètre adimensionné et du coefficient de Powers :

$$R_1 = \begin{cases} -3.767 + 1.929D_i^* - 0.0982(D_i^*)^2 - 0.00575(D_i^*)^3 + 0.00056(D_i^*)^4 & , 10^{D_i^*} > 0.05, \\ -3.767 + (D_i^*)^2 & , 10^{D_i^*} \leq 0.05 \end{cases} \quad (5.15)$$

$$R_2 = \log_{10}[1 - (1 - \Xi)/0.85] - (1 - \Xi)^{2.3} \tanh(D_i^* - 4.6) + 0.3(0.5 - \Xi)(1 - \Xi)^2 (D_i^* - 4.6) \quad (5.16)$$

$$R_3 = [0.65 - \Xi/2.83 \cdot \tanh(D_i^* - 4.6)]^{+(3.5-\Pi)/2.5} \quad (5.17)$$

$$D_i^* = \log_{10}[(s-1)gD_i^3/v^2] \text{ c'est le diamètre adimensionné} \quad (5.18)$$

Ξ – le facteur de forme de Corey (= 0.8, pour des galets), Π – coefficient de Powers (= 3.5, pour des galets), v – la viscosité cinématique ($v = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$).

On note que la longueur de saltation L_{si} modélisée par (5.8) dépend non-linéairement de u_{Ti} , au fur et à mesure que la vitesse de cisaillement u_i^* approche la valeur de la vitesse de chute w_{si} . Si la vitesse de contrainte dépasse en valeur la vitesse de chute, la particule est supposée transportée en suspension.

5.1.3.2 Taux d'impacts

La longueur de saltation L_{si} est utilisée dans la formule de calcul du taux des impacts I_{ri} de la $i^{\text{ème}}$ fraction transportée par saltation (Sklar & Dietrich, 2004), dans la formule (5.19). Cette formule traduit le flux sédimentaire estimé par le modèle de transport en utilisant la longueur calculée ci-dessus dans un nombre des particules qui impactent le lit de la rivière.

$$I_{ri} = 6q_{bi} / (\pi \rho_{st} D_i^3 L_{si}) \quad (5.19)$$

où q_{bi} le taux de transport estimé par le modèle de (Wilcock & Crowe, 2003)

Le taux d'impacts est nul si (1) $u_{Ti} > 1$, c.à.d. la particule est en suspension, et (2) la contrainte de Shields est plus petite que la contrainte critique de Shields, $T_i < 1$, ou $\tau_i^* < \tau_{ci}^*$, c.à.d. la particule ne bouge pas.

Les auteurs de cette approche spécifient que la modélisation est valable pour des particules dont $D_i \geq 1.4 \text{ mm}$ et où le rapport densités sédiment/eau $s \geq 1.2$. Le modèle est aussi conçu dans des conditions de rugosité très faibles (nombre Reynolds particulaire $R_{ep(i)} > 100$).

Un autre descripteur de la trajectoire qu'on doit estimer est la vitesse d'impact. La vitesse d'impact est utilisée dans la modélisation des solutions analytiques des spectres/des signaux des impacts hertziens. La formule est donnée en (5.1920) ; elle représente la composition des vitesses u_{si} et v_{si} (5.20) et (5.21) (Figure 5.4b), modélisées par (Sklar & Dietrich, 2004).

$$U_i = \sqrt{u_{si}^2 + v_{si}^2} \quad (5.20)$$

$$u_{si} \cong 1.56(sgD_i)^{0.5} (T_i - 1)^{0.56} \quad (5.21)$$

$$v_{si} \cong 0.8(sgD_i)^{0.5} (T_i - 1)^{0.18} (1 - u_{Ti})^{0.5} \quad (5.22)$$

où u_{si} and v_{si} sont des vitesses considérées dans la partie descendante de la trajectoire

Un exemple d'application du modèle de saltation de (Sklar & Dietrich, 2004) est montré dans la Figure 5.5. Dans les conditions de l'Isère (bathymétrie rectangulaire, largeur 60 m, $Q_w = 250 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $S = 0.055\%$ et granulométrie du lit de $D_{50} = 24 \text{ mm}$) il permet de calculer d'une part le taux d'impact et d'autre part la vitesse d'impact. Cette vitesse est maximale $U_{\text{imp}} = 30 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le diamètre $D = 10 \text{ mm}$. La vitesse faible pour les diamètres inférieurs s'explique par les effets du masquage. Après le pic de la vitesse d'impact, les valeurs chutent dramatiquement, pour les sédiments les plus grossiers, jusqu'à $D = 20 \text{ mm}$. Ce calcul montre que l'hypothèse faite sur l'invariance de la vitesse d'impact avec le diamètre n'est pas tout à fait pertinente. Selon ces modèles, les taux d'impacts ont des valeurs qui décroissent jusqu'au $D = 15 \text{ mm}$ et elles remontent jusqu'au $D = 20 \text{ mm}$, ce qui peut s'expliquer par les effets d'exposition/masquage.

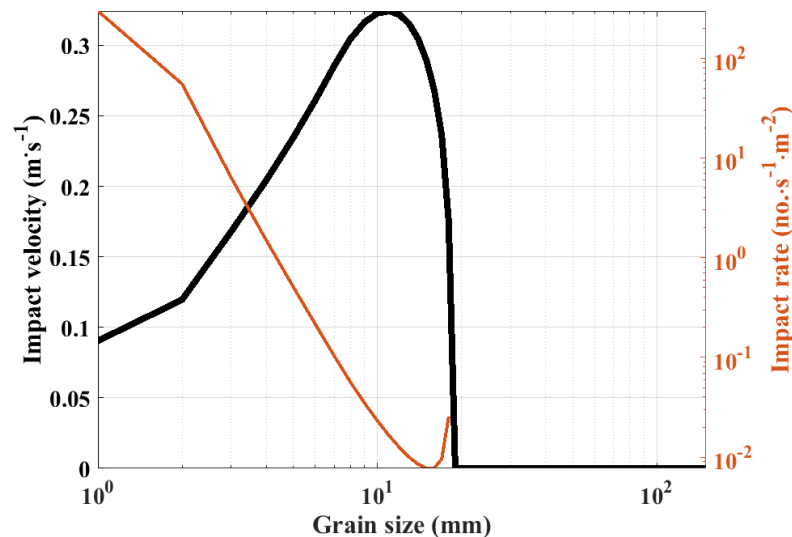


Figure 5.5 : Vitesses des impacts et taux des impacts modélisés par le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004), pour une rivière de largeur 60 m, $S = 0.055\%$ et granulométrie du lit de $D_{50} = 24 \text{ mm}$

5.1.4 Modèle de carte de bruit du charriage

L'approche de modélisation des cartes acoustiques du bruit de la rivière est inspirée par les modèles des cartes acoustiques du trafic marin dans (Erbe et al., 2012; Gervaise et al., 2015). La modélisation considère les trois processus acoustiques de la rivière, décrits dans le Chapitre 2: la source acoustique, la propagation acoustique et la réception.

Le domaine pris en considération est suffisamment étendu pour qu'il n'y ait pas d'effets des bords, en amont et en aval de la rivière (le son des extrémités ne peut pas affecter le son du centre du domaine). Le modèle prend en compte la variabilité dans la section transversale (la bathymétrie) et donc les sources et les réceptions ont des profondeurs variables. Ce domaine est discrétisé en mailles élémentaires de 1 m de côté ; la dimension du domaine spatial est N_x mailles au long de la rivière x N_y mailles à travers la rivière.

5.1.4.1 La source acoustique

Pour modéliser la source acoustique, il faut calculer l'énergie de la solution spectrale des impacts sphère-plaque, présentée dans le Chapitre 3. Dans (5.23), l'énergie E_i de l'impact d'une particule de la classe granulométrique i est multipliée par le nombre N_i des particules de la même classe granulométrique dans un certain point de la rivière. Le nombre des particules (des impacts) est estimé dans la relation (5.24), à partir du taux d'impacts I_r donné par le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004) et à partir de la durée du signal de charriage T_{sig_b} . L'énergie de l'impact est calculée par (5.25), par l'intégrale de la DES analytique $E(f)$ modélisée dans le Chapitre 3.

$$E^{em} = \sum_{i=1}^K N_i \cdot E_i \quad (5.23)$$

$i = 1, 2, \dots, K$ les classes granulométriques des sédiments en mouvement

$$N = I_r \cdot T_{sig_b} \quad (5.24)$$

$$E_i = \int_0^{Fs/2} E(f) df \quad (5.25)$$

où E – la DSE calculée dans le Chapitre 3, l'éq. (3.23).

5.1.4.2 La propagation acoustique

On considère que l'énergie (5.23) est émise par une source acoustique localisée aux coordonnées (x, y, z) dans le lit de la rivière. On note cette source avec $s_{em} = s_{em}(x, y, z)$ et la position des récepteurs (hydrophones) des autres mailles du domaine (de 1 m²) par $r_{em} = r_{em}(x', y', z')$. La dimension du domaine spatial est $N_x \times N_y$ mailles, où N_y est le nombre des mailles à travers la rivière et N_x , le nombre de mailles au long de la rivière.

La propagation acoustique, considérée dans ce premier modèle, est seulement de nature géométrique. Les fronts des ondes émis par la source (les impacts) du fond de la rivière

se propagent jusqu'à la surface de l'eau selon un modèle sphérique alors qu'à partir de cette distance, la propagation est cylindrique. Les deux types de propagation sont énoncés dans la Section 2.2.2.1, mais on les reprend ci-dessous en les adaptant aux positions (x,y,z) des points d'écoute de la rivière. Si la réception et la source ont les coordonnées $(r_{em}, s_{em}) = \{r_{em}(x', y', z'), s_{em}(x, y, z)\}$, on définit la distance entre les deux points, Δ_{rs} , comme dans la formule (5.26). Les modèles de propagation acoustique, sphérique et cylindrique, sont ainsi définis en (5.27).

$$\Delta_{rs} = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}, \quad (5.26)$$

$$TL_{rs}(\Delta_{rs}, h) = \begin{cases} (r_{ref} / \Delta_{rs})^2, & \Delta_{rs} \leq h \\ (r_{ref}^2 / (\Delta_{rs} \cdot h)), & \Delta_{rs} > h \end{cases} \quad (5.27)$$

où h – la profondeur de la source (ici, égale à la hauteur de la rivière) et r_{ref} – distance de référence acoustique ; dans ce modèle, r_{ref} dépende de la bathymétrie et il est égal à $h-1$ m.

5.1.4.3 Le modèle radiatif du bruit de la rivière (la réception)

L'énergie E^{em} émise par la source localisée en (x,y,z) est propagée dans l'espace par le modèle de pertes géométriques de (5.27). On modélise l'énergie réceptionnée par un hydrophone déployé localisé dans la position (x',y',z') dans l'équation (5.28). On obtient alors une carte acoustique locale, calculée pour une source dans la position (x,y,z) . On additionne toutes les cartes locales pour toutes les autres positions des sources ($N_x \cdot N_y$ positions), voir aussi la Figure 5.6, pour obtenir la carte totale du bruit, (5.29). On peut aussi transformer l'unité de mesure de l'énergie en pression efficace, (5.30), en connaissant la durée du signal.

$$E_{rs}^{loc} = \sum_{x'=1}^{N_x} \sum_{y'=1}^{N_y} E_s^{em} \cdot TL_{rs} \quad (5.28)$$

$$E^{tot} = \sum_{x=1}^{N_x} \sum_{y=1}^{N_y} E_{rs}^{loc}, \quad (Pa^2s) \quad (5.29)$$

$$p_{RMS} = \sqrt{E^{tot} / T_{sig_b}}, \quad (Pa) \quad (5.30)$$

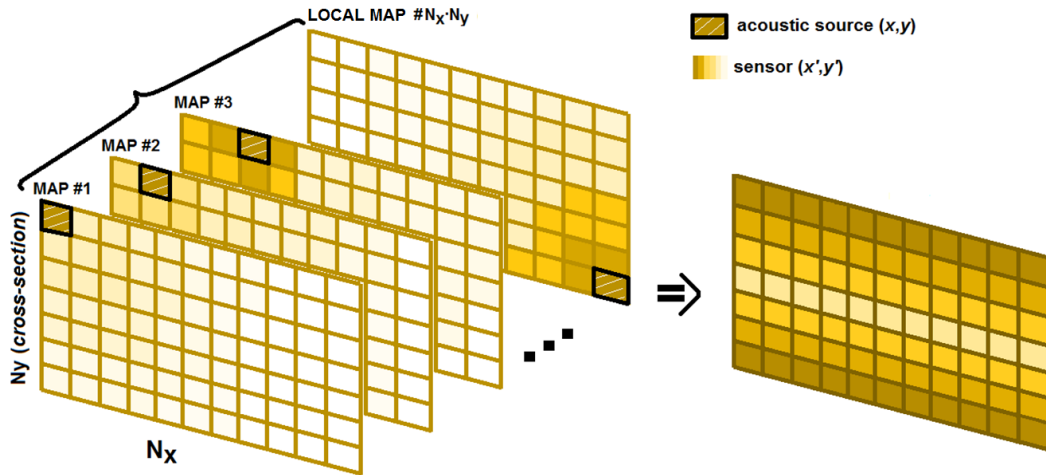


Figure 5.6: Cartes acoustiques locales; chaque carte collecte du bruit à partir d'un seul point de la rivière, comme dans la formule (5.28), et à la fin sont additionnées (en niveaux sonores) en résultant la carte acoustique totale du bruit de charriage, voir la formule (5.29)

5.1.5 Conclusions

Le modèle proposé simule du bruit propagé dans la section 2D de la rivière à partir de la géométrie de la rivière et de la granulométrie du lit. Ainsi, on identifie les paramètres d'entrées dans le modèle : la bathymétrie, la pente et la courbe granulométrie du lit. Ce modèle améliore la DSP modélisée dans le Chapitre 4 parce qu'il tient compte de la réalité du transport sédimentaire et de l'hydraulique et donc il fournit les vraies amplitudes spectrales. En plus des spectres acoustiques modélisés, on a aussi accès aux cartes acoustique du charriage qui localisent les sources acoustiques dans la section transversale de la rivière.

5.2 Analyse de sensibilité locale du modèle des cartes acoustiques

Les paramètres de la modélisation des spectres acoustiques et des cartes sonores sont les paramètres du sous-modèle de transport fractionnaire (les coefficients de masquage ϕ_i , la contrainte τ_{ri} , la granulométrie F_i , la pente S ou le débit hydraulique Q_w), du sous-modèle de saltation (les seuils sur l'initiation de saltation, τ_{ci}^* , et sur le transport en suspension, u_{Ti}) ou du sous-modèle acoustiques (les paramètres des solutions analytiques et les pertes de propagation).

Selon une analyse de sensibilité de premier ordre, comme cela décrite dans le Chapitre 4, les paramètres ϕ_i , τ_{ci}^* et u_{Ti} , n'apportent pas autant de variabilité sur la fréquence et la puissance des spectres que les variables mesurables F_i , S ou Q_w . Les autres paramètres, de la partie acoustique du modèle, sont théoriques et donc ne concerne cette analyse.

Dans ce qui suit, on va analyser la sensibilité locale du modèle seulement en considérant les trois paramètres qui nous semblent les plus importants : F_i , S ou Q_w . Pour simplifier la tâche de l'analyse de la sensibilité, la forme de la bathymétrie est considérée rectangulaire.

5.2.1 Sensibilité acoustique en fonction du transport sédimentaire

La distribution du lit F et la pente hydraulique de la rivière S apparaissent dans le calcul des contraintes de Shields τ_i^* et τ_{ci}^* , utilisées dans le modèle de saltation, et de référence τ_{ri} , utilisée dans le modèle de taux fractionnaires de transport.

On commence par tester 4 distributions granulométrique du lit F_k , $k = 1,2,3,4$, montrées sur la Figure 5.7. Il y a 12 classes granulométriques modélisées en utilisant la méthode de (Recking, 2013), chaque distribution étant décrite par les paramètres suivants :

- Le diamètre médian D_{50} . Dans la simulation $D_{50} = \{5, 10, 20, 30\}$ mm ;
- Le rapport $r_{\sigma 1} = D_{84}/D_{50}$. Dans la simulation, $r_{\sigma 1} = 1.5$;
- Le rapport $r_{\sigma 2} = D_{\max}/D_{84}$, D_{\max} est le diamètre maximal représenté sur la courbe granulométrique. Dans la simulation, $r_{\sigma 2} = 2.2$;
- La fraction du sable F_{sand} . Dans la simulation, $F_{\text{sand}} = 6\%$;

Les paramètres $r_{\sigma 1}$, $r_{\sigma 2}$ et F_{sand} sont des paramètres mesurés sur l'Isère à Grenoble et ils sont fixés dans cette analyse.

Pour chaque granulométrie du lit, on modélise également plusieurs valeurs de la pente du lit ($S = \{0.04, 0.06, 0.08, 0.1\}\%$). Les simulations acoustiques sont conditionnées par le modèle de saltation de (Sklar & Dietrich, 2004) car, dans le Tableau 5.1, on observe que la distribution la plus grossière, F_4 , ne prédit pas des saltations de particules.

Tableau 5.1 : Simulations des granulométries du lit (F_i) et des pentes (S_i). « OUI » – modélisation de la saltation des particules (et, implicitement, modélisation acoustique) permise.

	$S_1 = 0.04\%$	$S_2 = 0.06\%$	$S_3 = 0.08\%$	$S_4 = 0.1\%$
F_1	<i>oui</i>			
F_2				
F_3				
F_4	<i>non</i>			

On calcule la hauteur de l'eau en utilisant la formule de Manning pour le même débit $Q_w = 250 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$. La largeur est 60 m et la bathymétrie est rectangulaire ce qui fait que la hauteur varie avec la pente comme il suit : $H = 2.93$ m ($S = 0.04\%$), $H = 2.58$ m ($S = 0.06\%$), $H = 2.37$ m ($S = 0.08\%$) et $H = 2.21$ m ($S = 0.1\%$).

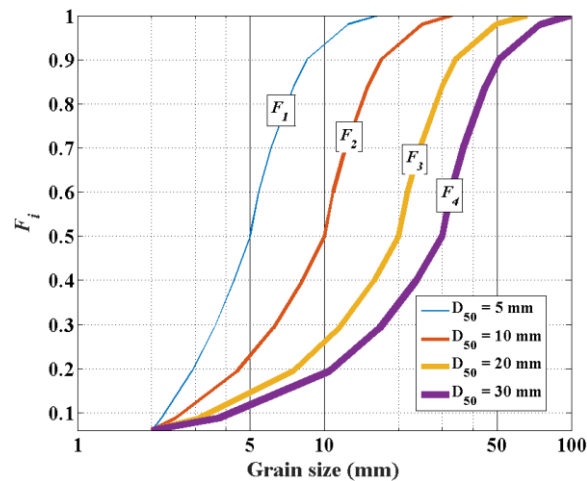


Figure 5.7: Distributions du lit testées dans l'analyse de sensibilité locale ; chaque courbe est décrite par un diamètre médian et les paramètres fixés $r_{\sigma 1} = 1.5$, $r_{\sigma 2} = 2.2$ et $F_{\text{sand}} = 6\%$

Les distributions estimées pour chaque pente et chaque distribution du lit sont affichées sur la Figure 5.8a-d. Ces courbes granulométriques sont estimées à partir du modèle de transport fractionnaire de (Wilcock & Crowe, 2003). On remarque que les distributions granulométriques du transport fractionnaire sont sensibles tant en granulométrie de surface qu'en pente. Cependant, dans le cas de la plus petite distribution du lit F_1 , la pente n'a quasiment pas d'influence à cause des très petits sédiments qui ont très facilement bougé quelle que soit la pente. Plus la granulométrie du lit est grossière, plus la pente a des influences sur la granulométrie transportée.

Le diamètre médian transporté est de plus en plus petit par rapport au diamètre médian du lit, de F_1 à F_4 . Les granulométries transportées convergent vers un diamètre médian de 13 mm, dans le cas du F_4 . Ainsi, les diamètres médians transportés ont des valeurs de 4.3-4.7 mm (F_1), 7-8.5 mm (F_2), 8-12 mm (F_3), 8-13 mm (F_4). La sensibilité à cause de la granulométrie du lit est, donc, au maximum de 6 mm. Si on analyse la sensibilité à cause de la pente, dans le cas le plus dynamique, de la distribution F_4 , la variabilité est autour de 5 mm.

En conclusion, la granulométrie du lit a sensiblement plus d'importance que la pente sur le modèle de transport fractionnaire.

On analyse aussi la sensibilité des deux paramètres sur les spectres modélisant le bruit de charriage enregistré par un hydrophone déployé sur un domaine de dimensions 50 m x 60 m (la largeur de la rivière modélisée est 61 m). Les spectres modélisés, dans la Figure 5.9a-d, montrent que les puissances spectrales augmentent avec la pente hydraulique. De l'autre côté, les fréquences des pics décroissent si les diamètres médians des F_i augmentent, car il y a des sédiments de plus en plus gros qui sont transportés. La dernière observation est contre-intuitive mais elle est expliquée par le fait que le modèle de saltation de (Sklar & Dietrich, 2004) considère de plus en plus des petits sédiments qui sont mis en suspension.

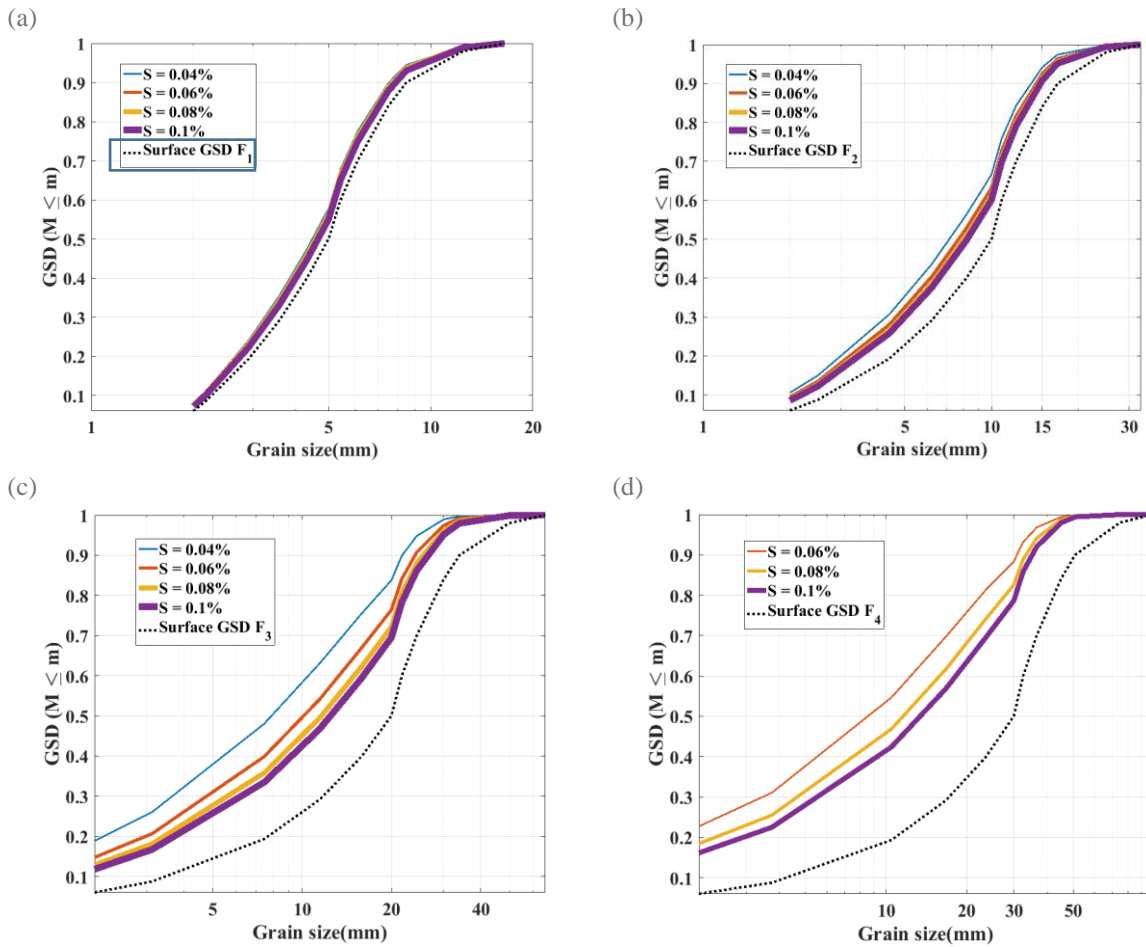


Figure 5.8: Distributions estimées par le modèle de (Wilcock & Crowe, 2003), pour une rivière de bathymétrie rectangulaire, de largeur 61 m et débit de l'eau $250 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$

Les variabilités des puissances spectrales et des fréquences des pics à cause des pentes sont très fortes, spécialement dans le cas de la distribution la plus grossière F_4 . Ainsi, la granulométrie est le premier facteur qui modifie la forme des spectres mais la pente est aussi un paramètre important pour les distributions grossières. Si on considère la pente $S = 0.06 \%$ (proche de la pente de l'Isère à Grenoble), les fréquences des pics décroissent de 40 kHz (à F_1) à 10 kHz (F_3). Pour F_4 et cette pente, l'estimation est biaisée car le modèle de saltation considère que les sédiments grossiers sont aussi en suspension.

Les profils des pressions efficaces (niveaux sonores en unités linéaires) montrent la même caractéristique intéressante de la variabilité à cause de la distribution : les pressions acoustiques les plus élevées sont dans le cas de la distribution du lit la moins grossière. Les amplitudes sont à peu près linéaires à la variabilité des pentes (le même écart entre les courbes sur chaque graphique).

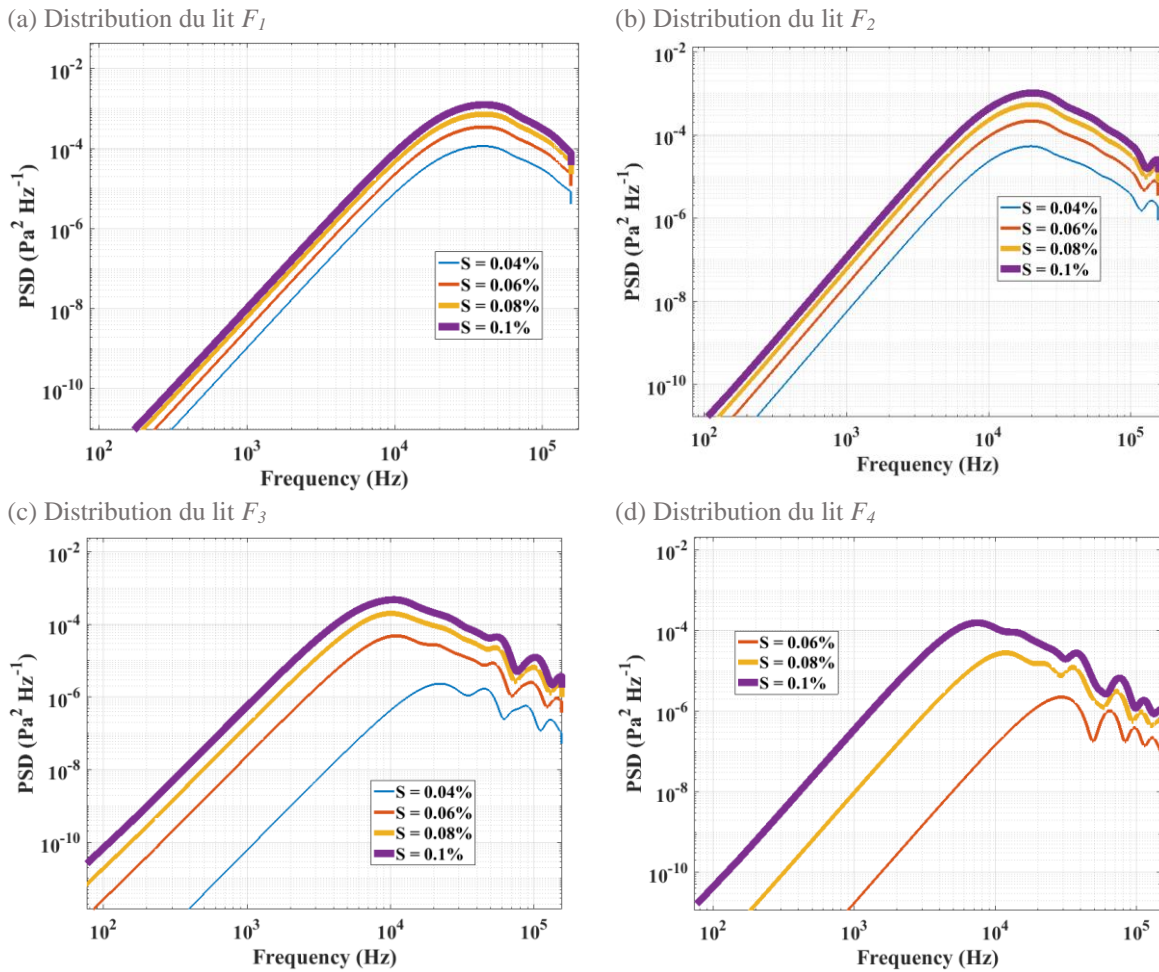


Figure 5.9 : DSP modélisées dans un point de la rivière, de la largeur 60 m et longueur 50 m, pour 4 granulométries du lit et 4 pentes

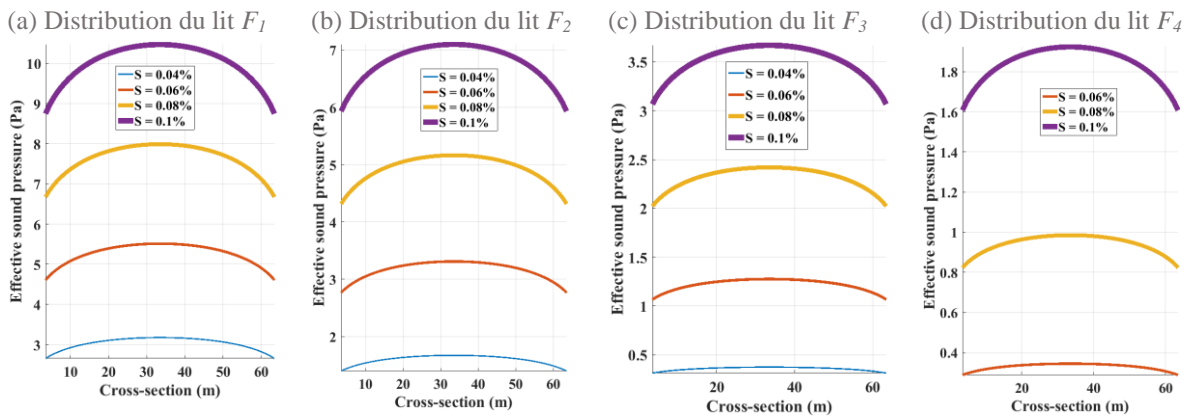


Figure 5.10: Profils des pressions efficaces (niveaux sonores en unités linéaires) dans la section transversale de la rivière modélisée, pour 4 granulométries du lit et 4 pentes

En conclusion, la granulométrie du lit est le premier facteur pour la variabilité en fréquences des pics et fréquences centrales tandis que la pente assure plutôt de la variabilité en amplitudes/puissances acoustiques.

5.2.2 Sensibilité acoustique en fonction de l'hydraulique de la rivière

On analyse ici l'influence du débit sur la variabilité acoustique du charriage. On fixe la pente à $S = 0.06\%$ et on utilise seulement la granulométrie F_3 ($D_{50} = 20$ mm, $r_{\sigma 1} = 1.5$, $r_{\sigma 2} = 2.2$, $F_{\text{sand}} = 6\%$). Nous allons tester 4 valeurs de débit, $Q_w = \{250, 500, 750, 1000\}$ m^3s^{-1} , rencontrés dans des rivières comme l'Isère à Grenoble. La bathymétrie de la rivière modélisée est toujours de forme rectangulaire et de largeur 60 m. La pente et le débit sont introduits dans la formule de Manning d'où on obtient les hauteurs suivantes : $H = 2.58$ m ($250 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$), $H = 3.98$ m ($500 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$), $H = 5.14$ m ($750 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$) et $H = 6.17$ m ($1000 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$).

Les résultats de la granulométrie prédite par le modèle de transport de (Wilcock & Crowe, 2003) confirment une dynamique des percentiles en fonction des débits Q_w : les dimensions des particules augmentent avec le débit, voir les courbes dans la Figure 5.11. Le rapprochement des courbes transportées à la courbe du lit F_3 est sensiblement plus fort que dans l'analyse antérieure des pentes. Ceci signifie que le débit est plus important que la pente dans le modèle de transport fractionnaire de (Wilcock & Crowe, 2003).

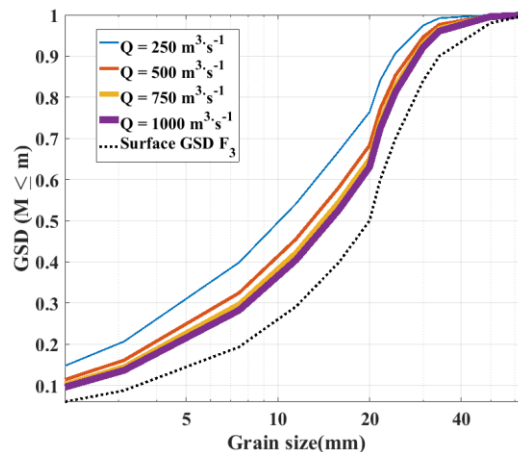


Figure 5.11: Distributions granulométriques des sédiments transportés, moyennées dans toute la section, estimées à partir des taux de transport prédits par le modèle de transport de (P R Wilcock & Crowe, 2003) ;

Les taux des impacts pour chaque débit liquide Q_w sont affichés sur la Figure 5.12. Pour le plus petit débit ($250 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$), le modèle prédit des taux d'impact pour 6 parmi les 12 classes granulométriques du lit modélisées (de 1 à 23 mm, voir sur la figure les diamètres représentatifs de chaque classe granulométrique). A $250 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ il y a des prédictions pour toutes les 12 classes (de 1 à 57 mm). Toutefois, le taux sédimentaire pour la plus grande fraction est $2 \cdot 10^{-5}$ collisions $\cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$, ce que veut dire qu'il faudrait une durée d'enregistrement acoustique de 12 heures pour entendre un impact d'une particule de 57 mm. Pour entendre des impacts des particules jusqu'à 23 mm, il faut faire des mesures de 1 minute et 30 seconds. On observe aussi que les taux des impacts augmentent avec le débit dans toutes les fractions.

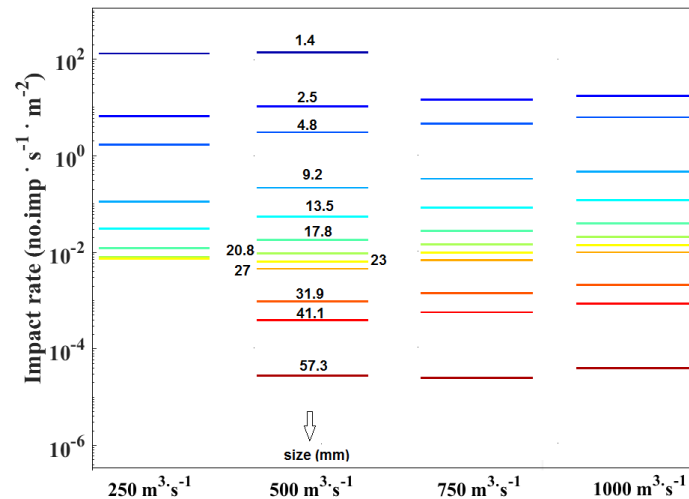


Figure 5.12: Taux d'impact prédits par le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004) ; le code des couleurs montre le diamètre des sédiments, de bleu (petits sédiments) à rouge (les gros sédiments).

On montre les spectres modélisés à partir de ces taux d'impacts, dans la Figure 5.13a. La variation des pics spectraux avec le débit liquide est bien évidente, même si l'augmentation des taux des impacts de la figure antérieure n'était pas si évidente. Cette variabilité n'est pas aussi forte que dans le cas de l'analyse de la pente. La variabilité en fréquence des pics n'est pas évidente. Le déplacement en fréquence des pics spectraux est au maximum 500 Hz, voir la Figure 5.13aa, même si le débit augmente 4 fois, de 250 à 1000 m³ · s⁻¹.

Les profils des pressions efficaces sont affichés sur la Figure 5.13b. On observe aussi que les pressions acoustiques sont proportionnelles aux débits testés.

En conclusion, le débit a moins d'importance que la pente dans la modélisation des amplitudes/puissances acoustiques.

On peut constater que la granulométrie du lit a de l'influence plutôt sur la forme spectrale (fréquence du pic et fréquence centrale) tandis que la pente hydraulique a de l'influence sur l'amplitude (puissances) du spectre. Ce sont ces deux paramètres qui sont utilisés pour l'identification des spectres modélisés à des spectres mesurés sur le terrain.

En ce qui concerne le modèle acoustique, on fait les remarques suivantes : (1) le modèle de transport fractionnaire de (Wilcock & Crowe, 2003) n'est pas tout à fait adapté aux rivières importantes comme l'Isère ; le modèle GTM (*Generalized Threshold Model*) proposé par (Recking, 2016) semblerait une option meilleure; (2) Le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004) est très empirique ; (3) la propagation acoustique ne prend pas en compte les effets de l'atténuation avec la fréquence, dont les effets ont été montrés sur l'expérience sur le Vénéon de la Section 4.5.1 ; (4) l'analyse de sensibilité du tel modèle acoustique n'est pas exhaustive ; c'est possible de trouver des autres paramètres qui pourraient plus importants que S , F_i et Q_w .

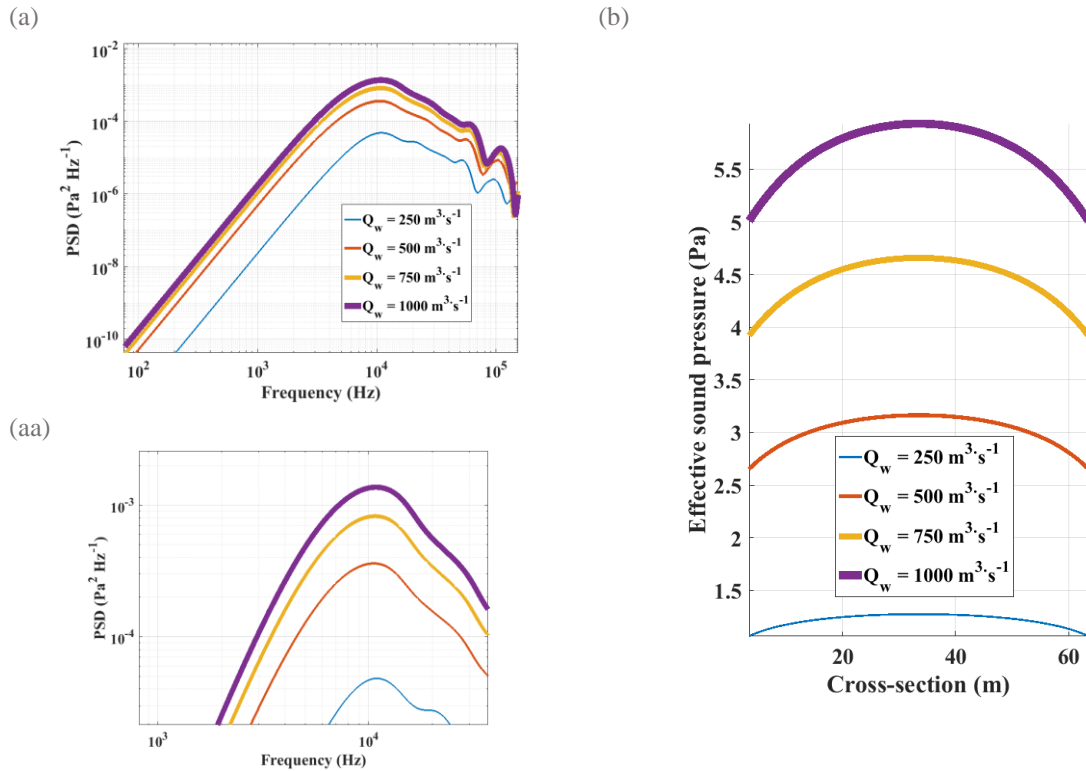


Figure 5.13: (a) Spectres modélisés à la réception sur la rive droite de l'Isère, en fonction des 4 valeurs de débits liquides ; (aa) détail sur les spectres de 3 valeurs de débits. (b) Profils des pressions efficaces à travers la rivière.

5.3 Modélisation des cartes acoustiques pour la rivière de l'Isère

Dans la section 5.2 on a présenté un modèle plus complète du charriage qui tient compte des conditions hydrauliques de la rivière. On applique ce modèle dans l'inversion des spectres mesurés dans la rivière de l'Isère à Grenoble. L'inversion sera autre que l'algorithme NNLS : cette fois-ci on identifie les données modélisées aux mesures ce que n'est qu'une procédure de calibration des spectres modélisés à partir des conditions hydrauliques par des spectres mesurés en même points de la section.

La procédure d'inversion sera testée sur des spectres réels mesurés dans le cadre des expériences sur la rivière à sable-graviers de l'Isère, à la station Grenoble Campus, pendant l'été 2016.

Les paramètres morphologiques et hydrologiques de la rivière à la date des mesures, sont définis dans le Tableau 5.2. L'instrumentation utilisée dans cette séance de mesures est décrite dans l'annexe A1.1.3 et les paramètres d'acquisition des signaux sont définis dans l'Annexe A1.2.2 (le Tableau A1. 3).

On utilise un hydrophone attaché à une planche pour faire de mesures en dérive au long de la rivière. On utilise aussi un échantillonneur Toutle River pour mesurer la distribution spatiale du transport dans la section, voir la Figure 5.14a. Ces instruments permettent donc :

- d'estimer les distributions granulométriques des sédiments transportés à partir des spectres acoustiques et comparer le résultat aux prélèvements, dans le Chapitre 4.
- de construire une carte acoustique du bruit ambiant dans la rivière, voir la Figure 5.14b.

Dans ce qui suit, on discute autour de la modélisation des cartes acoustiques du bruit de la rivière.

Tableau 5.2: Les caractéristiques de la rivière de l'Isère, à la station Campus Grenoble, suite aux mesures de la campagne du 29-30 Juin 2016.

Caractéristique	Observations
Matériau	granite
Flux (Fig. A1-9b)	10 - 200 $gs^{-1}m^{-1}$ (100 - 200 $gs^{-1}m^{-1}$ au milieu de la rivière)
D ₅₀ prélevé (Figure 4.3a)	1 - 20 mm (6 - 8 mm au milieu de la rivière)
Largeur (Figure 5.15)	~60 m
Hauteur (Figure 5.15)	H = 1.28 - 4 m, H _{mean} = 3.22 m (aDcp)
D ₅₀ du lit (p. Wolman)	24 mm
Débit liquide	~310 m^3s^{-1}
Pente	0.055 %
Morphologie du lit	méandres, canalisé (rip-rap), fort tri granulométrique (le plus de sédiments transportés est au milieu)

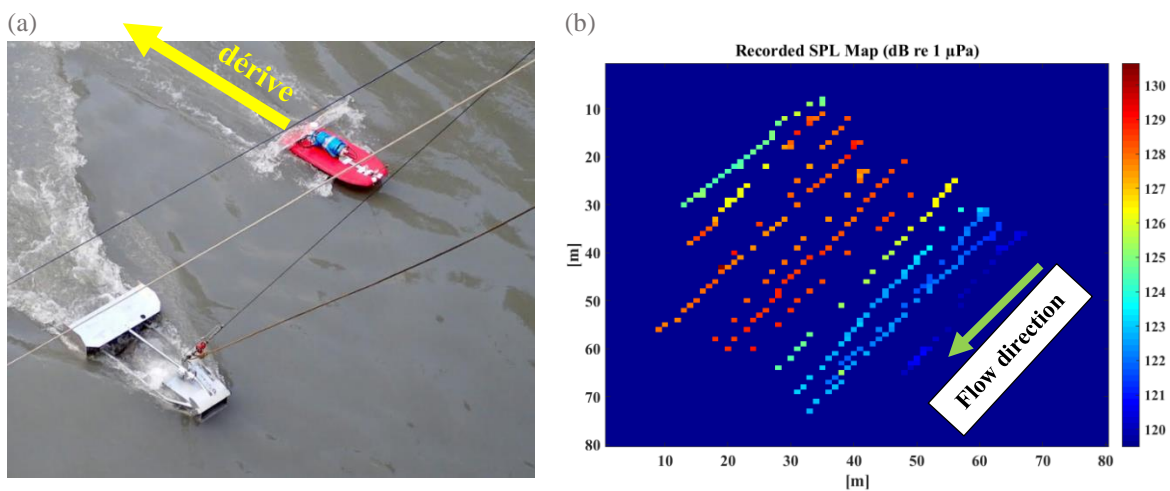


Figure 5.14: (a) Radeau à hydrophones en dérive (rouge) et l'échantillonneur Toutle River (TR) ; l'échantillonneur est utilisé pour mesurer la granulométrie et la distribution spatiale du transport sédimentaire dans la section transversale ; (b) Carte acoustique du bruit de la rivière des 12 dérives de l'hydrophone (à partir des signaux filtrés dans la bande au-delà de 1000 Hz); la flèche montre la direction de l'écoulement.

La bathymétrie mesurée par l'aDcp sur l'Isère, les profils de contraintes et de vitesses de cisaillement calculés par (5.3) et, respectivement, (5.12), sont tracés sur la Figure 5.15. On observe que la profondeur varie entre 1.28 et 4 m. La forme des profils suit la forme de la bathymétrie.

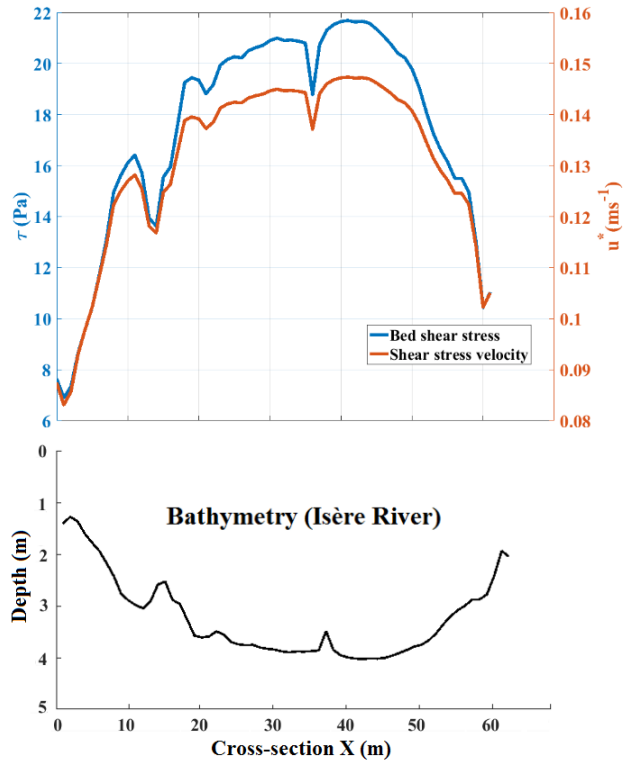


Figure 5.15: Profils des contraintes de lit et des vitesses de cisaillements calculés pour la bathymétrie de l'Isère

5.3.1 Modélisation du bruit de charriage dans l'Isère

On modélise les spectres acoustiques sur différents points de la section transversale de l'Isère en utilisant la bathymétrie mesurée par l'aDcp et les paramètres du Tableau 5.2. On identifie ces spectres aux mesures réalisées pendant la campagne du 29-30 Juin 2016.

Le profil modélisé des pressions efficaces, de la Figure 5.16a, est inférieur en amplitude par rapport au profil mesuré. La même observation est tirée pour le spectre modélisé pour un point du centre de la rivière, dans la Figure 5.16b. En ce qui concerne le dernier, la fréquence du pic est aussi déplacée par rapport à la fréquence du pic du spectre mesuré.

Les courbes granulométriques montrent des grosses variations d'une rive à l'autre (tous les mètres), Figure 5.17a, variabilité qui a été montrée aussi par des mesures physiques par l'instrument Toutle River. Les courbes du transport sont bien inférieures à la courbe du lit (mesurée sur des bancs) ce qui montre que le transport n'est pas à la capacité totale. Les taux des impacts montrent que la plupart des impacts sont dans la région centrale de la rivière, entre 40 et 50 m.

La mauvaise identification des spectres modélisé et mesuré est expliquée par le fait que les paramètres utilisés dans la modélisation, la pente et la granulométrie du lit, ne sont pas tout à fait les bons (ou, possiblement, des autres paramètres/coefficients des sous-modèles). En

conséquence, la démarche suivante sera de rechercher la valeur respective de ces deux paramètres qui identifient le mieux le spectre modélisé au spectre mesuré.

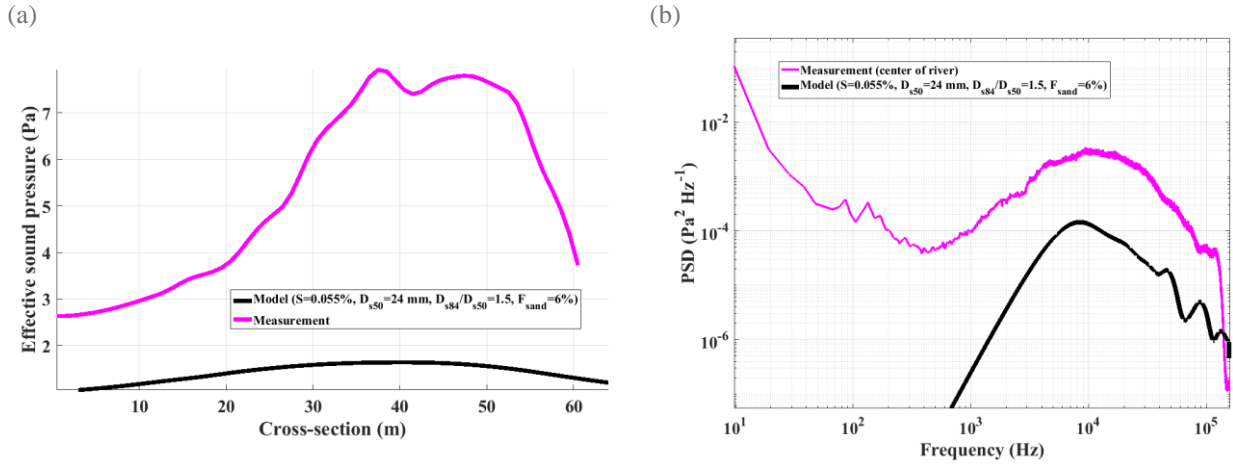


Figure 5.16: (a) Profils des pressions efficaces, mesurées et modélisées, à travers l'Isère ; (b) Spectres mesurés et modélisée (pour les paramètres de l'Isère) ; ici, le capteur est dans le centre (X = 35 m), où il y a le flux sédimentaire le plus important. La durée des signaux enregistrés/modélisés est 30 secondes.

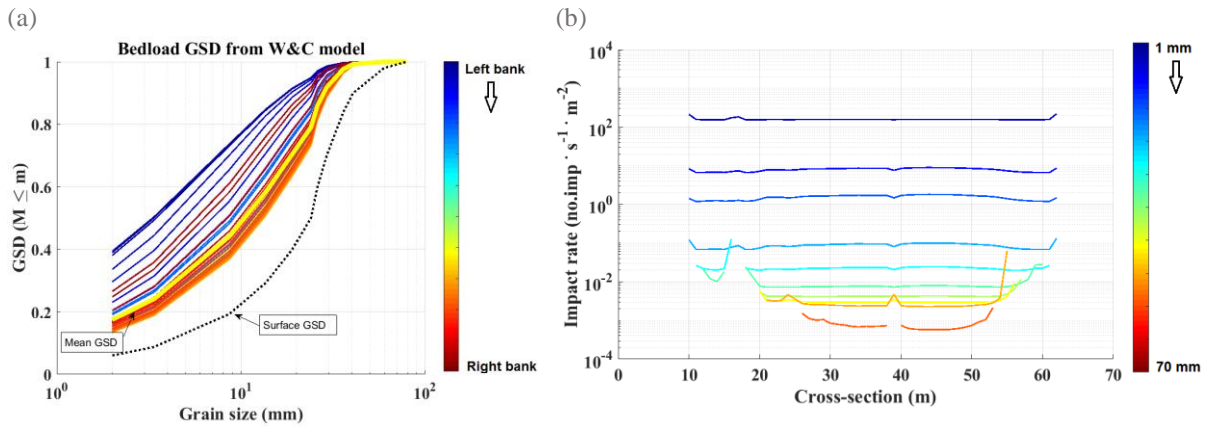


Figure 5.17 : (a) Courbes granulométriques estimées tous le mètres à travers la rivière, par le modèle de (Wilcock & Crowe, 2003) ; (b) Taux des impacts tous les mètres et pour chaque fraction transportée, prédits par le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004)

5.3.2 Calibration du modèle en fonction des mesures hydrophone

Comme établi dans l'analyse de sensibilité, la granulométrie du lit est un facteur qui change la forme du spectre tandis que la pente hydraulique change la puissance. La calibration consistera à translater le spectre modélisé sur l'échelle des fréquences jusqu'à ce que les deux fréquences des pics (f_{peak} modélisée et mesurée) se superposent. Par exemple, on considère de nouveau le spectre mesuré dans le centre de l'Isère. Après la translation fréquentielle, les deux spectres apparaissent comme dans la Figure 5.18a.

La deuxième étape est de translater sur la verticale jusqu'à ce que les deux pics spectraux se superposent (P_{peak}), voir les spectres dans la Figure 5.18b. Le spectre modélisé s'identifie très bien au spectre mesuré à partir de 5 kHz jusqu'à 40 kHz. On observe que le décrochement de la région dans la bande 1-5 kHz n'est pas très bien identifié et aussi le fait que les autres fréquences ne sont pas bien modélisées. On rappelle à cette occasion le déficit du modèle de saltation pour les particules de diamètres $D_i < 1.4$ mm.

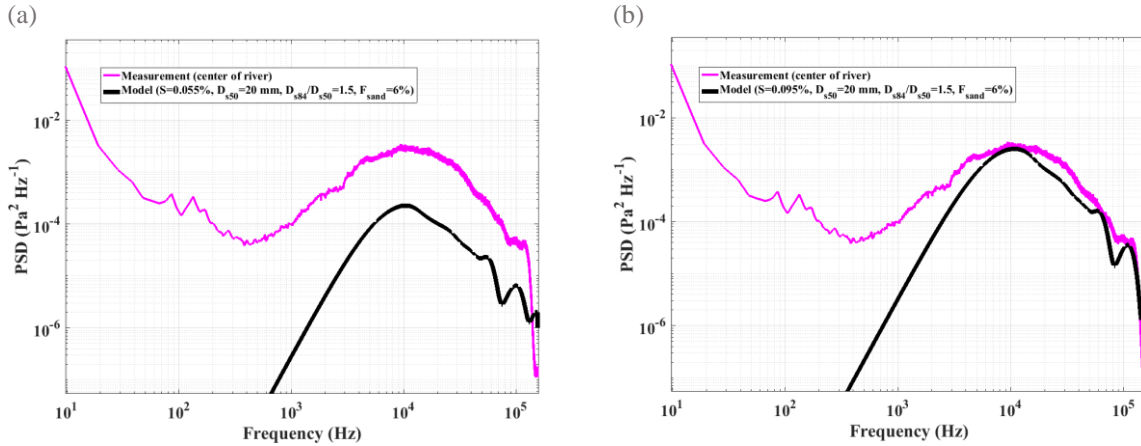


Figure 5.18 : (a) Calibration en fonction de la courbe granulométrique du lit (critère : f_{peak}) ; (b) Calibration en fonction de la pente hydraulique (critère : P_{peak}) ; les paramètres changés sont le diamètre médian de la distribution du lit et la pente (voir les légendes)

Cette étape de calibration fait que la pente finale est 0.095% (initialement elle a été 0.055% qui est la vraie pente à cet endroit) et le diamètre médian du lit D_{s50} est 20 mm (initialement $D_{s50} = 24$ mm). Les autres paramètres mesurés de la courbe du lit restent les mêmes : $r_{\sigma1} = D_{84}/D_{50} = 1.5$ $r_{\sigma2} = D_{max}/D_{50} = 2.2$, et $F_{sand} = 6\%$.

Après l'étape de calibration, on utilise la pente et la granulométrie optimales pour modéliser les cartes acoustiques. Les granulométries du transport et les taux des impacts à travers la rivière montrent des modifications évidentes par rapport aux premières estimations, à comparer la Figure 5.19a-b à la Figure 5.17a-b. Il semblerait que dans ce modèle la bathymétrie ne joue plus un rôle évident dans la répartition des taux des impacts.

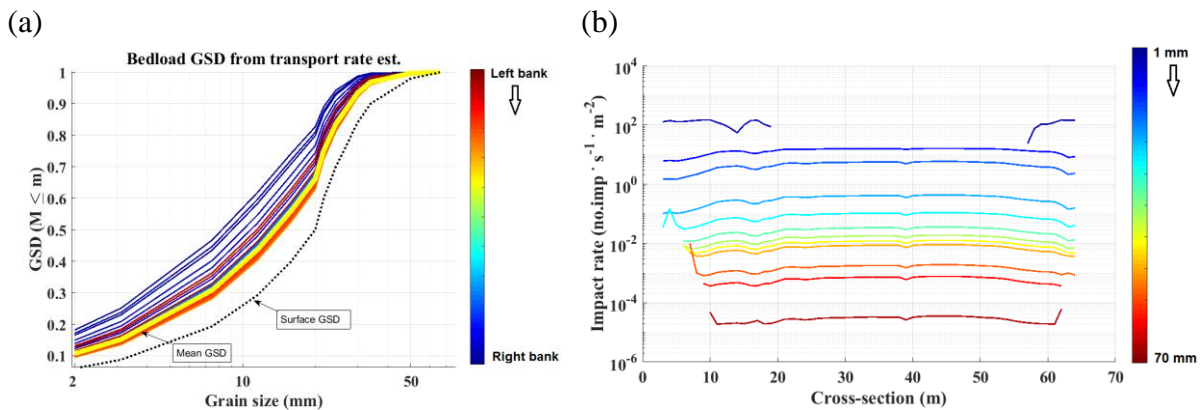


Figure 5.19 : (a) Courbes granulométriques tous les mètres à travers la rivière et (b) Taux des impacts après l'identification des spectres, après la phase de calibration de la pente et du D_{50} du lit

Le profil des diamètres médians transportés, calculée à partir des taux des impacts, est affiché dans la Figure 5.20. Généralement, les valeurs sont proches des valeurs D_{50} mesurées par l'échantillonneur TR en deux positions de la rivière, mais elles sont sous-estimées par rapport à la position de mesure TR dans la rive droite et aux valeurs estimées par la méthode NNLS. Ceci est dû au fait que le modèle traite juste la saltation des particules.

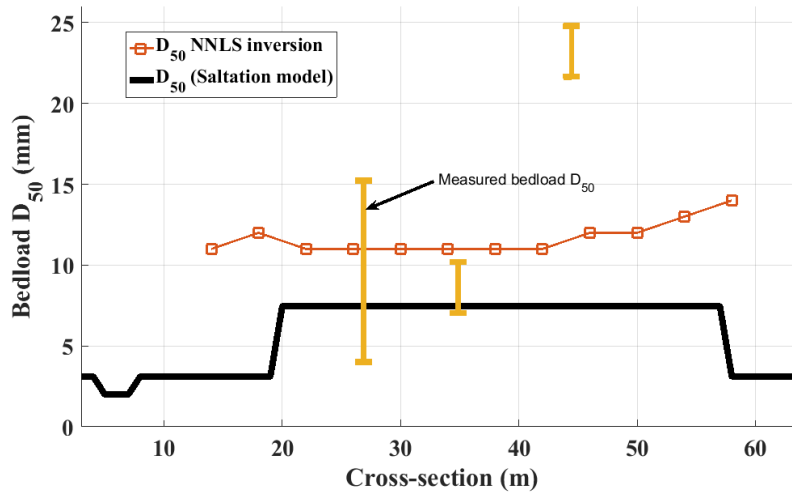


Figure 5.20 : Profil des diamètres médians D_{50} à travers la rivière de l'Isère, estimés par le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004), après la phase de calibration; les diamètres médians sont estimés par le modèle NNLS (revoir la Section 4.4.1)

Les paramètres calibrés nous permettent de tracer la carte acoustique du charriage (des impacts), dans la Figure 5.21a, et le profil en section transversale, de la carte, dans la Figure 5.21b. On observe que le profil modélisé est bien identifié au profil mesuré. Les valeurs du profil modélisé ont bien changés par rapport aux valeurs de la modélisation sans calibration (revoir la Figure 5.16a). On observe que, même si la variation des courbes granulométriques est très faible, il y a beaucoup de variation sur les résultats de l'acoustique.

La carte acoustique montre correctement la proximité de la source acoustique principale, c.à.d. la bande principale de charriage, à la rive droite. On observe que le profil modélisé est similaire en valeurs du profil mesuré. Le pic du profil, ou de bruit du charriage, se situe vers la rive droite, avec un pic à $X = 40$ m.

(b)

(c)

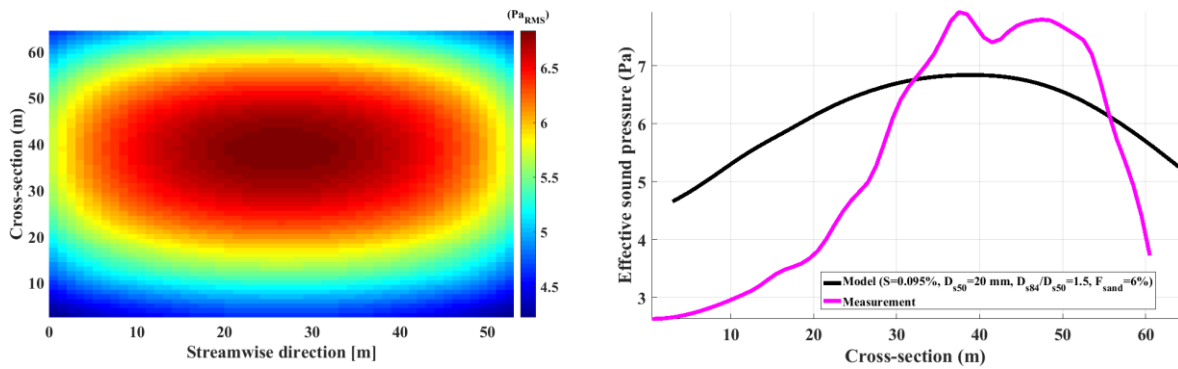


Figure 5.21 : (a) Carte acoustique modélisée (après la phase de calibration) ; (b) Le profil des pressions efficaces en section transversale, découpé à partir de la carte acoustique

Après l'identification du spectre modélisé à celui mesuré en centre, on montre les spectres ainsi modélisés en trois points à travers la rivière, $X = [14, 34, 60]$ m. Les résultats des spectres modélisés sont montrés sur la a et ils sont comparés aux spectres mesurés en même points. Les trois spectres modélisés sont dans le bon ordre, étant donné que la source sonore est plus proche de la rive droite que de la rive gauche. Sur la rive droite, les spectres modélisés et mesurés ont des pics spectraux plutôt proches, mais leurs formes spectrales sont bien différentes à cause de l'atténuation en fonction de la fréquence. Le spectre modélisé en rive gauche est éloigné du spectre mesuré en ce point. Cela s'expliquerait par la position de la source acoustique qui est éloignée de la rive gauche, entraînant une atténuation forte du signal. C'est pour cette raison qu'on a choisi aussi dans la phase de calibration de faire l'identification sur le spectre du point médian de la section. En perspective, on retiendra la possibilité de réaliser cette identification sur plusieurs spectres, en même temps.

La courbe granulométrique estimée par l'inversion du spectre en position $X = 35$ m, la b, est comparée à la courbe estimée dans la position $X = 35$ m par la méthode NNLS (montrée dans le Chapitre 4). On remarque très bien que la courbe nous estime aussi des classes très fines de sédiments, contrairement à la méthode NNLS.

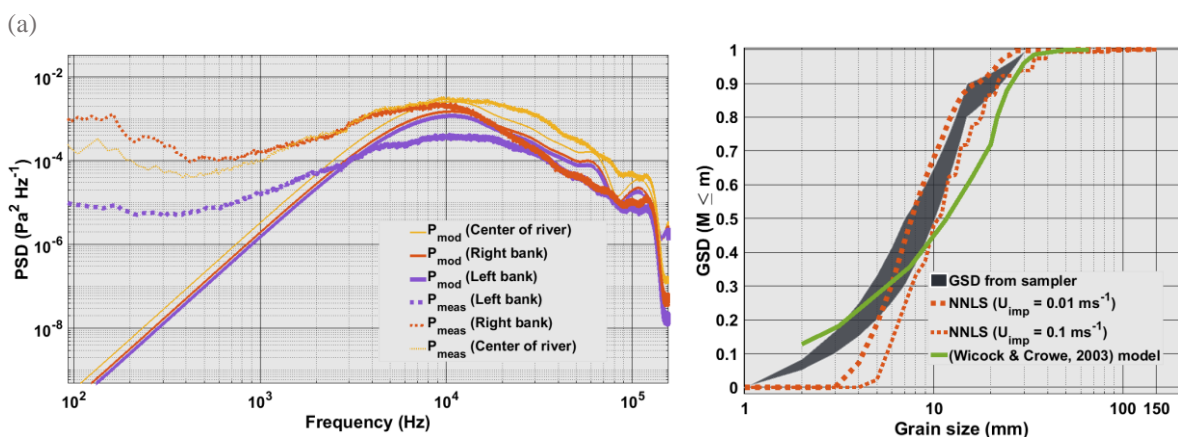


Figure 5.22 : (a) Spectres modélisés P_{mod} (après la phase de calibration du modèle avec le spectre mesuré en $X = 35$ m) et les spectres mesurés P_{mes} en trois points à travers la rivière ; (b) la meilleure courbe granulométrique estimée à partir du modèle de (Wilcock & Crowe, 2003) en $X = 35$ m comparée à l'estimation NNLS et à la mesure de prélèvement (l'enveloppe)

La région d'intégration du son par l'hydrophone est affichée dans la Figure 5.23a-c, où on montre les cartes des énergies (« *Sound Exposure Level* », SEL, en $\text{Pa}^2\cdot\text{s}$). Cette mesure physique montre la contribution de chaque source au signal enregistré par l'hydrophone dans un point de la rivière. Au centre de la rivière, le capteur est tout au-dessus de la bande principale du charriage et donc le bruit est le plus énergique. La superficie d'intégration du son est très restreinte, c.à.d. ± 1 Pa sur 10 m^2 . Les énergies enregistrées sur les rives droite et gauche sont 5-10 fois moins fortes (7-10 dB) que dans le centre. Sur la rive droite, le capteur enregistre des sons ± 1 Pa depuis une superficie plus grande, 300 m^2 . Le capteur en rive gauche intègre du son moins fort que ± 1 Pa. On note que les sources lointaines sont plus bruyantes que les sources proches du capteur. Dans la rive gauche, l'hydrophone capte des sons des amplitudes inférieures à 1 Pa. Si on considère la variation de ± 0.1 Pa, l'hydrophone intègre des sons depuis toute la rivière ($\sim 1000 \text{ m}^2$).

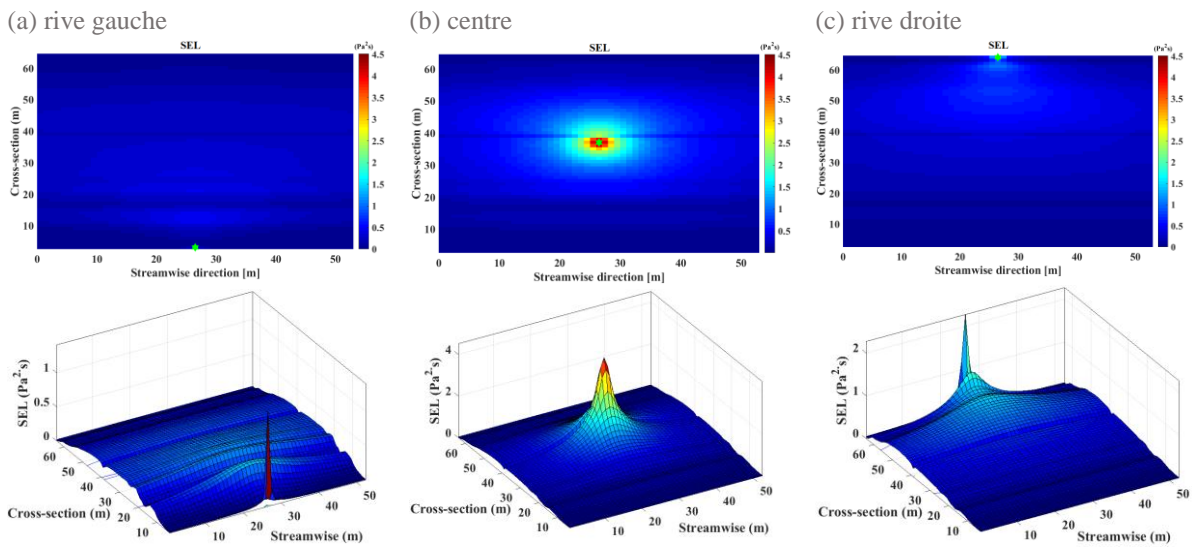


Figure 5.23 : Surface d'écoute de l'hydrophone en trois points à travers la rivière de l'Isère à Grenoble; la bande principale du charriage est dans le centre ($X = 35 \text{ m}$). On représente les cartes des énergies captées par l'hydrophone (« *Sound Exposure Level* ») sous la forme des cartes 2D (en haut) et surface 3D (en bas). Les couleurs des surfaces ne sont pas les mêmes que celles des images (à part les résultats dans le centre de la rivière)

5.3.3 Conclusions sur la validation du modèle

Les résultats de la modélisation de la carte acoustique du charriage sont plutôt satisfaisants vu le degré d'empirisme occasionné par l'utilisation du modèle des taux de transport fractionnaire de (Wilcock & Crowe, 2003) et du modèle des taux des impacts de (Sklar & Dietrich, 2004). On a défini les paramètres sensibles du modèle acoustique qui sont la pente hydraulique, la granulométrie de surface et le débit liquide. Les deux premiers paramètres sont utilisés dans la modélisation du bruit de charriage dans la rivière de l'Isère. On cherche à calibrer les spectres modélisés aux spectres mesurés en différents points de la rivière.

On a réussi à modéliser le profil des pressions dans la section transversale d'une rivière large à graviers en validant les résultats par les mesures sur le terrain. Toutefois, on trouve que les spectres modélisés sont très faibles par rapport aux spectres mesurés parce qu'il a fallu

d'augmenter la valeur de la pente à des valeurs un peu trop grandes pour une rivière comme l'Isère à Grenoble. Les courbes granulométriques estimées par cette procédure d'inversion (identification des spectres) arrivent à nous donner des classes granulométriques très fines.

On arrive donc à localiser la source acoustique de charriage et estimer les taux des impacts. Une fois connu le profil des taux d'impacts sur la section transversale, on peut estimer le flux sédimentaire (en réutilisant le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004)) et on peut également faire des prédictions sur l'érosion et le dépôt des sédiments. De plus, on peut quantifier le caractère intégratif du son de l'hydrophone en calculant la surface d'écoute et on a observé que, plus l'hydrophone est loin de la bande principale du charriage, plus il est sensible au son et donc la surface d'intégration est plus grande.

5.4 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons montré la conception d'un modèle de bruit de charriage basé sur des cartes acoustiques. Ce modèle sophistiqué est de nature semi-empirique, à la différence du modèle de charriage présenté dans le Chapitre 4, car les cartes acoustiques sont calculées à partir des modèles de transport sédimentaire fractionnaire et de taux des impacts utilisés dans la littérature du transport sédimentaire par charriage. Ces modèles prennent en compte les effets de masquage et l'écoulement en 2D par la bathymétrie variable du lit.

Le modèle de transport fractionnaire dépend de la distribution du lit ainsi que des contraintes critiques d'initiation du transport. Le modèle des taux des impacts est aussi dépendant du taux de transport, de la longueur de saltation des particules et des contraintes critiques. Le modèle acoustique utilise aussi modèle « Φ - Φ » sphère-sphère, présenté dans le Chapitre 4. On modélise des spectres et des cartes acoustiques des impacts dans toute la section de la rivière (« *reach scale* »). Les sources acoustiques (les impacts) sont spatialisées dans la rivière et la propagation du son sphérique ou cylindrique. Des mesures sur l'atténuation différenciée en fréquence peuvent beaucoup améliorer le modèle de propagation.

On a testé le modèle des cartes acoustiques pour la rivière de l'Isère, à Grenoble, qui est une rivière large à graviers. On a vu que le modèle peut améliorer la mesure hydrophone, car il montre les meilleurs points de positionnement de l'hydrophone dans la section transversale de la rivière en fonction de la distance par rapport à la bande principale du charriage et de la superficie d'intégration acoustique du capteur.

Par ce modèle, on identifie les caractéristiques suivantes en ce qui concerne le transport sédimentaire par charriage et sa mesure acoustique:

1. La distribution du lit impose des limites sur les dimensions des sédiments transportés (et qui sautent donc qui font des impacts).
3. Les plus petits sédiments sont transportés en suspension, à partir de certaines conditions hydrauliques (crues). Quand cela se produit, ils n'apportent aucune information sur le signal reçu par l'hydrophone.

4. L'acoustique et la distribution des taux des impacts ne sont pas spatialement homogènes.

5. On ne peut pas localiser très précisément les sources acoustiques des impacts à cause de l'intégration du son. L'intégration peut différer en fonction de l'emplacement de l'hydrophone dans la section transversale et en fonction de sa position par rapport à la source la plus bruitée de la rivière, c.à.d. la bande active principale de charriage.

Comme perspectives, on mentionne la nécessité de faire une analyse de sensibilité aux ordres supérieurs pour trouver un jeu de paramètres qui pourraient remplacer la pente et le diamètre médian du lit en termes de variables utilisées pour identifier les spectres modélisés aux mesures. De plus, identification modèle-mesure en plusieurs points pourraient améliorer l'estimation de la carte acoustique, c.à.d. améliorer la résolution spatiale.

6. Conclusions et perspectives

6.1 Rappel de la démarche et des principaux résultats	159
6.2 Conclusions	161
6.3 Futurs travaux.....	162

6.1 Rappel de la démarche et des principaux résultats

Dans le développement de la méthode hydrophone, l'objectif que nous avons fixé au Chapitre 2 concernait la détermination de la taille des sédiments transportés en abordant cette question par la connaissance du terme source ou des impacts des sédiments. Nous avons donc abordé successivement: la connaissance des modèles théoriques qui décrivent l'acoustique de l'impact inter-particulaire au Chapitre 3, la connaissance du signal de charriage sous la forme des spectres, plus précisément, des densités spectrales d'énergie (DSE) aux Chapitres 4 et 5, l'inversion des densités spectrales de puissance (DSP) pour estimer des distributions granulométriques des sédiments transportés au Chapitre 4, la spatialisation des impacts dans la section transversale de la rivière au Chapitre 5, et la validation des méthodes d'inversion sur des signaux réels, mesurés sur le terrain aux Chapitres 4 et 5.

Les sources acoustiques, ou les impacts des sédiments, nous fournissent deux indicateurs spectraux qui portent un rôle important pour l'analyse de la dynamique du charriage : l'énergie (l'amplitude) du signal et sa fréquence. Ces indicateurs dépendent des dimensions des particules, des vitesses d'impact et des matériaux des sédiments.

Le Chapitre 3 analyse les solutions analytiques de l'acoustique de l'impact, sphère-sphère et sphère-plaque. Les solutions sont données en temps en fréquence. La fréquence du pic n'a pas trop de variabilité d'un modèle analytique à l'autre. On a appris que la forme des spectres dépend avant tout de la taille des objets en collision. Deux autres paramètres suivent par ordre d'importance : la vitesse d'impact et les propriétés du matériau. La littérature scientifique donne une relation d'inverse proportionnalité entre la fréquence du pic/centrale du signal et les dimensions de particules impactantes. Ceci a été confirmé par nos expériences où on a simulé des impulsions dans une cuve. Le modèle analytique a été aussi vérifié en ce qui concerne la pression sonore par rapport aux impulsions mesurées dans la cuve. Des mesures en utilisant un pendule dans l'air ont montré que la fréquence du pic spectral est très sensiblement affectée par la vitesse d'impact, beaucoup moins que ce que prédit le modèle analytique. On a trouvé par des mesures expérimentales dans un torrent de montagne que le modèle d'impact marche mieux pour les disques que pour les sphères par rapport aux vitesses d'impact (ou des chute dans ce cas) inversées à partir des niveaux sonores mesurés. Ces vitesses estimées ne sont pas des vitesses terminales de chute et donc elles ne sont pas variables avec le diamètre de la particule, comme en théorie. Dans le Chapitre 4 on combine les solutions analytiques des impacts et la distribution granulométrique transportée pour créer un modèle linéaire spectral de charriage. L'analyse globale de sensibilité sur la fréquence du pic spectral du modèle linéaire nous a appris que le diamètre médian et l'écart type (ou un rapport entre deux percentiles) de la courbe granulométrique sont les paramètres les plus importants, d'une valeur à 60%. La vitesse d'impact a un facteur de sensibilité de 10-15% et le matériau 10%.

Les tests numériques sur les spectres et les niveaux sonores pour des différentes distributions granulométriques ont révélé que (1) les différentes classes granulométriques

gènèrent la même puissance acoustique quand la même masse M est transportée ; (2) la pression acoustique efficace varie avec la racine carrée de M ; (3) la fréquence du pic varie avec $D^{-0.9}$ et (4) la forme du spectre dépend avant tout de l'écart type de la distribution puis du diamètre médian et en moindre mesure par la vitesse d'impact.

Dans cette modélisation, on a fait les hypothèses suivantes (1) la vitesse est invariable avec le diamètre (2) la propagation (atténuation) acoustique du bruit de charriage est invariable avec la fréquence, (3) les sédiments sont répartis uniformément dans toute la section de la rivière. La dynamique spectrale de l'impact sphère-plaque est sensiblement différente par rapport à l'impact sphère-sphère. Ainsi, on génère un dictionnaire de spectres élémentaires analytiques sphère-sphère qui simulent des impacts de particules, de 1 mm à des centaines de mm.

Ce dictionnaire est utilisé par la suite dans un algorithme d'inversion des DSP mesurées qui estime la courbe granulométrique transportée. L'algorithme est un problème d'optimisation au sens de moindres carrés et il s'appelle *Non-Negative Least Square* (NNLS). Les tests numériques ont montré que la méthode est très robuste par rapport au bruit sur la DSP mais elle est affectée par la discrétisation de la courbe granulométrique estimée. Pour résoudre le problème de discrétisation, on a proposé une méthode qui produit une solution lisse, « *Maximum Likelihood Estimator* » (MLE) mais qui requiert la connaissance a priori du type de la loi de probabilités de la courbe granulométrique. Cette méthode est aussi recommandée dans l'inversion des dictionnaires très larges du « $\Phi\Phi$ » même si elle est beaucoup plus gourmande en termes du temps de calcul.

À l'occasion d'une expérience dans une rivière large à graviers, l'Isère à Grenoble, nous avons pu examiner la propagation du son de charriage. La rivière est un bon exemple où la répartition du transport sédimentaire n'est pas homogène dans la section transversale. Les résultats ont été satisfaisants d'un point de vue de la dynamique spatiale des percentiles D_{16} , D_{50} , et D_{84} des courbes granulométriques estimées. Les résultats ont montré une légère sous-estimation des classes granulométriques fines. L'inversion NNLS a été appliquée aussi sur une autre rivière à graviers, la Drave à Dellach, en Autriche, cette fois-ci avec des conditions hydrauliques variables en temps. L'inversion a confirmé la bonne dynamique temporelle des courbes granulométriques. Les deux rivières semblent de favoriser le transport sédimentaire à des petites vitesses ce qui a été confirmé par des mesures aD_{cp} des vitesses du fond mobil sur l'Isère.

La problématique de la surestimation des courbes estimées est expliquée par la présence des effets non-linéaires de la propagation acoustique et de la localisation du transport à travers la rivière, qui ont été négligées dans la modélisation. Dans le Chapitre 2 on a discuté de la propagation acoustique comme étant un processus physique qui est lié à plusieurs facteurs comme la géométrie de la rivière, le comportement de la rivière comme un guide d'onde de Pekeris, la rugosité du lit et de l'eau, le positionnement de l'hydrophone par rapport à la bande active de charriage, les performances de l'instrumentation d'acquisition, etc. On a prouvé par une expérience en acoustique active sur le torrent du Vénéon la non-linéarité des pertes de propagation en fonction de la fréquence.

On a fait précédemment l'hypothèse de l'homogénéité du transport dans la section; cette hypothèse n'est pas contraignante sur des espaces restreints où la zone d'émission est comprise dans la zone d'écoute. De plus, on a fait aussi l'hypothèse de la vitesse d'impact invariante avec le diamètre.

Dans le Chapitre 5, on a réduit partiellement les hypothèses faites en proposant un modèle de cartes sonore 2D du charriage qui prend en compte la physique du charriage : un modèle de transport fractionnaire (Wilcock & Crowe, 2003) et un modèle de saltation des sédiments sur le fond de la rivière (Sklar & Dietrich, 2004). En plus, nous avons utilisé des

modèles de propagation sphériques et cylindriques. Selon l'analyse locale de sensibilité, nous avons conclu que les paramètres les plus importants de ce modèle acoustique sont la pente du lit et la granulométrie du lit. Les deux paramètres sont utilisés pour identifier les spectres modélisés aux spectres mesurés en plusieurs points de la rivière.

Nous avons réalisé un tout premier essai de modélisation de la carte acoustique et du profil acoustique à travers la rivière dans le but d'estimer les taux d'impacts et les taux de transport fractionnaires. On identifie des spectres modélisés à des spectres mesurés dans n'importe quel point de la section transversale. Dans cette idée, on varie la pente du lit et le diamètre médian du lit en fonction des données réelles de l'Isère. Même si le diamètre médian du lit n'est pas très différent de ce qu'on a mesuré sur le terrain la pente est considérablement large par rapport à cela mesurée. Toutefois, on prouve l'efficacité des modèles du transport fractionnaire et de la saltation des particules d'estimer les fractions granulométriques très fines. Le modèle d'inversion des cartes acoustiques peut fournir des estimations spatiales sur la granulométrie des sédiments transportés, le profil des taux des impacts et, implicitement, le flux sédimentaire, et la position de la source acoustique principale du charriage.

6.2 Conclusions

Ce travail permet des avancées dans la méthode hydrophone en proposant l'estimation des courbes granulométriques à partir de l'inversion des spectres acoustiques.

Un premier apport proposé par cette thèse est un modèle analytique spectral d'impact hertzien sphère-plaque dans l'idée qu'il est plus proche de la physique du charriage en rivières. De plus, on a montré que le modèle plus généraliste, où les sphères sont de différentes tailles, peut être simplifié par le modèle sphère-sphère de même taille et qui s'applique aussi aux impacts de type sphère-plaque.

Une deuxième contribution est la formulation d'un modèle analytique spectral du charriage qui est utilisé pour l'inversion des spectres et pour l'estimation de la courbe granulométrique des sédiments transportés. Ce modèle de charriage est aussi généralisé par un modèle qui prend en compte la physique du transport sédimentaire et l'hydraulique de la rivière.

La troisième contribution de cette thèse est la formulation du problème inverse NNLS. Cette méthode est purement mathématique et elle ne requiert donc pas de calibration. La méthode d'inversion est adaptée à des rivières à graviers larges comme l'Isère ou la Drave. La plus grande inconnue du modèle d'inversion est la vitesse d'impact pour chaque classe granulométrique, car un rapport de dix sur la méconnaissance des vitesses apporte plus de 10% d'incertitude sur la granulométrie estimée.

La quatrième innovation est la mise au point d'un modèle de cartes acoustiques de charriage qui a pour but la relaxation des hypothèses de l'inversion, c'est-à-dire l'homogénéité spatiale des tailles des sédiments. Les spectres modélisés sont, donc, plus adaptés à la réalité du terrain et améliorent l'inversion des spectres. De plus, le modèle a un potentiel sur l'inversion des classes granulométriques plus fines ce qui n'est pas possible avec NNLS car il est plus global dans la section.

Une condition forte pour la qualité des estimations est la connaissance des propriétés de la propagation acoustique du son à travers la section de la rivière. L'algorithme d'inversion des spectres NNLS dépend fortement de la qualité des spectres qui peuvent être affectés par des

effets non-linéaire d'atténuation (en fréquence) liés principalement au positionnement du capteur par rapport au lit et aux berges.

6.3 Futurs travaux

La recherche abordée dans cette thèse est loin d'être épuisée. Les méthodes et les algorithmes de traitement du signal du transport sédimentaire ne sont pas encore complets, ce qui laisse derrière beaucoup de portes de recherche et de verrous sur l'estimation de la granulométrie du charriage en rivière.

Les obstacles pour l'application opérationnelle de la méthode concernent en particulier le domaine de la propagation acoustique parce qu'on ne connaît pas trop comment la présence de la matière en suspension, la fraction du sable du transport sédimentaire par charriage, la rugosité du lit ou l'agitation de la surface de l'eau affectent les résultats de l'inversion des spectres acoustiques. Tous ces paramètres sont très spécifiques d'une rivière à l'autre.

Par conséquent, il faudra trouver des solutions pour l'implémentation des protocoles qui optimisent l'acquisition des signaux acoustiques. Des premiers travaux de recherches sur le bruit ambiant aquatique et la propagation acoustique dans des torrents de montagnes et des rivières à graviers se poursuivent. L'enregistrement du signal en faisant dériver l'hydrophone permet de minimiser le bruit ambiant parasite. La réalisation d'expériences en acoustique active pour modéliser l'acoustique de la rivière. Ceci aidera à trouver des coefficients pour pondérer les spectres analytiques du dictionnaire et donc de compenser les effets non-linéaires de la propagation acoustique.

Dans les cas des torrents de montagnes, la bande passante du signal de charriage est très affectée par les interférences des sources hydrodynamiques et une seule solution serait d'appliquer la détection des impulsions par la méthode *Matching Pursuit Method (MPM)* (Bardainne et al., 2006; Barrière et al., 2015). Pendant ma visite chez le Laboratoire National de Sedimentation et le Centre National Acoustique de la Physique Acoustique, en Oxford, Mississippi, aux États-Unis, j'ai traité des signaux acoustiques acquis dans un canal expérimental avec MPM ; la technique détecte les impulsions avec un taux de réussite, pour l'instant, de 70% ; de plus, la technique sépare les impulsions des impacts par les impulsions hydrodynamiques et utilise la formule (3.32) pour déterminer des courbes granulométriques, qui sont plus proches par rapport aux mesures physiques que celles estimées par NNLS. Dans des conditions violentes dans un torrent de montagne, l'utilisation des spectres n'est pas évidente car les sources hydrodynamiques/impacts de sédiments sont fortement mélangées. Donc, la seule modalité de les séparer serait de faire de la détection en temps d'impulsions.

Il faudra aussi étudier l'effet des vitesses d'impact en fonction des tailles des sédiments sur le modèle « Φ - Φ » et puis sur l'inversion des spectres. Ceci demande des expériences contrôlées où on maîtrise par des techniques vidéo le déplacement des particules (Ancy et al., 2006; Luque, 1974).

Le modèle des cartes acoustiques nécessite plus d'attention grâce aux principaux sous-modèles empiriques qui le composent : le modèle de transport fractionnaire et le modèle de

saltation des sédiments et aussi au modèle de propagation géométrique de l'onde. Il faut chercher si ce modèle peut remplacer la modèle de charriage « Φ - Φ » présenté dans le Chapitre 4. Le grand bénéfice du remplacement du modèle « Φ - Φ » par le modèle spectral du Chapitre 5 serait la levée des hypothèses faites sur la propagation acoustiques et la localisation des impacts.

Le modèle de Chapitre 5 peut, en plus de l'estimation de la granulométrie transportée, estimer les flux sédimentaire dans la section transversale de la rivière. L'analyse des performances de l'inversion des flux sédimentaires demanderait des mesures des cartes acoustiques 2D dans la rivière, comme celles effectuées sur l'Isère.

Les modèles d'inversion présentés dans cette thèse sont dans une phase de recherche. Pour les rendre plus robustes et envisager une utilisation opérationnelle, il convient de les tester sur des jeux de données mesurées sur rivières de différents typologies (Montgomery & Buffington, 1998).

Références

- Akay, A., & Hodgson, T. H. (1978a). Acoustic Radiation from the Elastic Impact of a Sphere with a Slab. *Applied Acoustics*, (11), 285–304.
- Akay, A., & Hodgson, T. H. (1978b). Sound radiation from an accelerated or decelerated sphere. *Journal of the Acoustical Society of America*, 63(2), 313–318.
- Ancey, C., Böhm, T., Jodeau, M., & Frey, P. (2006). Statistical description of sediment transport experiments. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 74(1), 1–14. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.74.011302>
- Anderson, M. G. (1976). An inexpensive circuit design for the acoustic detection of oscillations in bedload transport in natural streams. *Earth Surface Processes*, 1(3), 213–217. <https://doi.org/10.1002/esp.3290010303>
- Ashida, K., & Michiue, M. (1972). Hydraulic Resistance of Flow in an Alluvia Bed and Bed Load Transport Rate. In *Proceedings of JSCE* (p. 59–69 (in Japanese)).
- Bardainne, T., Gaillot, P., Dubos-Sallée, N., Blanco, J., & Sénéchal, G. (2006). Characterization of seismic waveforms and classification of seismic events using chirplet atomic decomposition. Example from the Lacq gas field (Western Pyrenees, France). *Geophysical Journal International*, 166(2), 699–718. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.03023.x>
- Barrière, J., Krein, A., Oth, A., & Schenkluhn, R. (2015). An advanced signal processing technique for deriving grain size information of bedload transport from impact plate vibration measurements. *Earth Surface Processes and Landforms*, 40(7), 913–924. <https://doi.org/10.1002/esp.3693>
- Barton, J. S. (2006). *Passive Acoustic Monitoring of Coarse Bedload in Mountain Streams*. The Pennsylvania State University.
- Barton, J., Slingerland, R. R. L., Pittman, S., & Gabrielson, T. B. (2010). Monitoring coarse bedload transport with passive acoustic instrumentation: A field study. *US Geological Survey Scientific Investigations Report*, 38–51. Retrieved from ftp://ftp.geosc.psu.edu/data/pub/geosc/sling/PDFs_of_pubs/Bartonetal2010.pdf
- Bassett, C., Thomson, J., & Polagye, B. (2013). Sediment-generated noise and bed stress in a tidal channel. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(4), 2249–2265. <https://doi.org/10.1002/jgrc.20169>
- Bedeus, K., & Ivicis, L. (1963). Observation of the noise of bed load. *International Association of Hydrological Sciences*, 19–31.
- Belleudy, P., Valette, A., & Graff, B. (2010). *Passive hydrophone monitoring of bedload in river beds: first trials of signal spectral analyses*. U.S. Geological Survey Scientific Investigations Report 2010-5091.
- Brekhovskikh, L. M., & Lysanov, Y. P. (2003). *Fundamentals of Ocean Acoustics* (3rd ed.). Springer-Verlag New York.
- Bunte, K., & Abt, S. (2001). *Sampling Surface and Subsurface Particle-Size Distributions in Wadable Gravel- and Cobble-Bed Streams for Analyses in Sediment Transport, Hydraulics, and Streambed Monitoring*. Publications Distribution Rocky Mountain

- Research Station*. <https://doi.org/10.1017/CBO9781107415324.004>
- Cannavó, F. (2012). Sensitivity analysis for volcanic source modeling quality assessment and model selection. *Computers & Geosciences*, 44(October), 52–59. <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2012.03.008>
- Chadwick, J. N., Zheng, C., & James, D. L. (2012). Precomputed acceleration noise for improved rigid-body sound. *ACM Transactions on Graphics*, 31(4), 1–9. <https://doi.org/10.1145/2185520.2335454>
- Dancey, C. L., Diplas, P., Papanicolaou, A., & Bala, M. (2002). Probability of individual grain movement and threshold condition. *Journal of Hydraulic Engineering-Asce*, 128(12), 1069–1075. [https://doi.org/10.1061/\(asce\)0733-9429\(2002\)128:12\(1069\)](https://doi.org/10.1061/(asce)0733-9429(2002)128:12(1069))
- Dell’Agnese, A., Mao, L., & Comiti, F. (2014). Calibration of an acoustic pipe sensor through bedload traps in a glacierized basin. *Catena*, 121, 222–231. <https://doi.org/10.1016/j.catena.2014.05.021>
- Dietrich, W. E. (1982). Settling Velocity of Natural Particles. *Water Resources Research*, 18(6), 1615–1626.
- Einstein, H. A. (1950). The Bed-Load Function for Sediment Transportation in Open Channel Flows. *Soil Conservation Service*, (1026), 1–31.
- Engelund, F., & Fredsøe, J. (1976). A Sediment Transport Model for Straight Alluvial Channels. *Nordic Hydrology*, 7(5), 293–306. <https://doi.org/10.2166/nh.1976.019>
- Erbe, C., MacGillivray, A., & Williams, R. (2012). Mapping cumulative noise from shipping to inform marine spatial planning. *Journal of the Acoustical Society of America EL*, 132(5), 423–428.
- Fernandez Luque, R., & Van Beek, R. (1976). Erosion And Transport Of Bed-Load Sediment. *Journal of Hydraulic Research*, 14(October 2014), 127–144. <https://doi.org/10.1080/00221687609499677>
- Francis, J. R. D. (1973). Experiments on the motion of solitary grains along the bed of a water-stream. *Proceedings of the Royal Society of London*, 332, 443–471. <https://doi.org/10.1098/rspa.1983.0054>
- Francois, R. E., & Garrison, G. R. (1982). Sound absorption based on ocean measurements. Part II: Boric acid contribution and equation for total absorption. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72(6), 1879–1890. <https://doi.org/10.1121/1.388673>
- François Frey. (2014). *Mécanique des structures - Analyse des structures et milieux continus*. (P. polytechniques et universitaires Romandes, Ed.) (Second).
- Geay, T. (2013). *Mesure acoustique passive du transport par charriage dans les rivières [Passive Acoustic measurement of bedload transport in rivers]*. Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Geay, T., Belleudy, P., Gervaise, C., Habersack, H., Aigner, J., Kreisler, A., ... Laronne, J. (2017a). Passive acoustic monitoring of bedload in large gravel bed rivers. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 122, 528–545. <https://doi.org/10.1002/2016JF004112>
- Geay, T., Belleudy, P., Laronne, J. B., Camenen, B., Gervaise, C., & Development, E. (2017b). Spectral variations of underwater river sounds 1. *Earth Surface Processes and Landforms*. <https://doi.org/10.1002/esp.4208>

- Gervaise, C., Aulanier, F., Simard, Y., & Roy, N. (2015). Mapping probability of shipping sound exposure level. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 137(6), EL429–EL435. <https://doi.org/10.1121/1.4921673>
- Gimbert, F., Tsai, V. C., & Lamb, M. P. (2014). A physical model for seismic noise generation by turbulent flow in rivers. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 119, 2209–2238. <https://doi.org/10.1002/2014JF003201>. Received
- Goldsmith, W. (2003). *Impact*. Dover Publications, Inc.
- Gomez, B. (1991). Bedload transport. *Earth Science Reviews*, 31(2), 89–132. [https://doi.org/10.1016/0012-8252\(91\)90017-A](https://doi.org/10.1016/0012-8252(91)90017-A)
- Grangeon, T. (2013). *Etude multi-échelle de la granulométrie des particules fines générées par érosion hydrique : apports pour la modélisation*. Université de Grenoble.
- Gray, J. R., Laronne, J. B., & Marr, J. D. G. (2010). Bedload-surrogate monitoring technologies. *U.S. Geological Survey Scientific Investigations Report*, 5091, 1–37. Retrieved from <http://pubs.usgs.gov/sir/2010/5091/>
- Habersack, H. M., & Laronne, J. B. (2002). Evaluation and improvement of bed load discharge formulas based on Helley-Smith sampling in an alpine gravel bed river. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(5), 484–499. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2002\)128:5\(484\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2002)128:5(484))
- Helley, E. J., & Smith, W. (1971). Development and calibration of a pressure-difference bedload sampler. *U.S. Geological Survey Open File Report*, 21. Retrieved from <http://pubs.er.usgs.gov/publication/ofr73108>
- Hubbell, D. W. (1964). Apparatus and Techniques for Measuring Bedload. *U.S. Geological Survey Water-Supply Paper*, 1748, 74.
- Hunter, S. C. (1957). Energy Absorbed by Elastic Waves during Impacts. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 5, 162–171.
- Jensen, F. B., Kuperman, W. A., Porter, M. B., & H., S. (2011). *Computational Oceanic Acoustics*.
- Johnson, P., & Muir, T. C. (1969). Acoustic Detection Of Sediment Movement. *Journal of Hydraulic Research*, 7(4), 519–540. <https://doi.org/10.1080/00221686909500283>
- Jonys. (1976). Acoustic measurement of sediment transport. *Scientific Series*, (66).
- Koss, L. L. (1974). Transient sound from colliding spheres-Normalized results. *Journal of Sound and Vibration*, 36(4), 541–553. [https://doi.org/10.1016/S0022-460X\(74\)80120-3](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(74)80120-3)
- Koss, L. L., & Alfredson, R. J. (1973). Transient sound radiated by spheres undergoing an elastic collision. *Journal of Sound and Vibration*, 27(1), 59–75. [https://doi.org/10.1016/0022-460X\(73\)90035-7](https://doi.org/10.1016/0022-460X(73)90035-7)
- Küsel, E. T., Mellinger, D. K., Thomas, L., Marques, T. a, Moretti, D., & Ward, J. (2011). Cetacean population density estimation from single fixed sensors using passive acoustics. *Journal of the Acoustical Society of America*, 129(6), 3610–3622. <https://doi.org/10.1121/1.3583504>
- Labaye, G. (1948). Note sur le débit Solid des Cours d'Eau (Considerations on Sediment Discharge in Rivers), (1), 600–627.
- Lane, E. W. (1955). Importance of fluvial morphology in hydraulic engineering. In *American*

Society of Civil Engineering.

- Lawson, C. L. (1995). *Solving Least Squares Problems.*
- Leduc, P., Ashmore, P., & Gardner, J. T. (2015). Grain sorting in the morphological active layer of a braided river physical model. *Earth Surface Dynamics*, 3(4), 577–585. <https://doi.org/10.5194/esurf-3-577-2015>
- Lee, D. D., & Seung, H. S. (2000). Learning the parts of objects by non-negative matrix factorization. *Nature*, 401, 788–791.
- Leopold, L. B. (1992). Sediment Size That Determines Channel Morphology. In *Dynamics of Gravel-bed Rivers* (pp. 297–311).
- Léwy, S. (2001). *Acoustique industrielle et aérodynamique.* Hermès Science Publications.
- Lorang, M. S., & Tonolla, D. (2014). Combining active and passive hydroacoustic techniques during flood events for rapid spatial mapping of bedload transport patterns in gravel-bed rivers. *Fundamental and Applied Limnology*, 184(3), 231–246. <https://doi.org/10.1127/1863-9135/2014/0552>
- Luque, F. (1974). *Erosions and Transport of Bed-load Sediment.*
- Malecki, I. (1969). Physical Foundations of Technical Acoustics. *Physical Foundations of Technical Acoustics*, 323–374. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-011097-4.50014-0>
- Mao, L., Carrillo, R., Escauriaza, C., & Iroume, A. (2016). Flume and field-based calibration of surrogate sensors for monitoring bedload transport. *Geomorphology*, 253(January), 10–21. <https://doi.org/10.1016/j.geomorph.2015.10.002>
- Marineau, M. D., Wright, S. A., & Gaeuman, D. (2016). Calibration of sediment-generated noise measured using hydrophones to bedload transport in the Trinity River, RIVER FLOW, California, USA, (July), 1519–1526.
- Mason, T., Priestley, D., & Reeve, D. E. (2007). Monitoring near-shore shingle transport under waves using a passive acoustic technique. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(2), 737–746. <https://doi.org/10.1121/1.2747196>
- Meyer-Peter, E., & Müller, R. (1948). Formulas for Bed-Load Transport. *Proceedings of the 2nd Meeting of the International Association of Hydraulic Research*, 39–64. <https://doi.org/1948-06-07>
- Mizuyama, T., Laronne, J. B., Nonaka, M., Sawada, T., Satofuka, Y., Matuoka, M., ... Tsuruta, K. (2010). Calibration of a Passive Acoustic Bedload Monitoring System in Japanese Mountain Rivers. *US Geological Survey Scientific Investigations Report*, 5091(November 2016), 296–318.
- Montgomery, D., & Buffington, J. (1998). Channel processes, classification, and response. In *River ecology and ...* (pp. 13–42). Retrieved from <http://duff.ess.washington.edu/grg/publications/pdfs/montgomery-buff-1998.pdf>
- Muste, M., Baranya, S., Tsubaki, R., Kim, D., Ho, H., Tsai, H., & Law, D. (2016). Acoustic mapping velocimetry. *Water Resources Research*, 52(5), 4132–4150. <https://doi.org/10.1002/2015WR018354>
- Papanicolaou, A. N. (Thanos), Elkaheem, M., & Knapp, D. (2009). Evaluation of a gravel transport sensor for bed load measurements in natural flows. *International Journal of Sediment Research*, 24(1), 1–15. [https://doi.org/10.1016/S1001-6279\(09\)60012-3](https://doi.org/10.1016/S1001-6279(09)60012-3)

- Parker, G. (1990). Surface-based bedload transport relation for gravel rivers. *Journal of Hydraulic Research*, 28(4), 417–436. <https://doi.org/10.1080/00221689009499058>
- Parker, G. (2002). Chapter 3: Transport of gravel and sediment mixtures. In *ASCE* (pp. 1–162).
- Pekeris, C. L. (1948). Theory of Propagation of Explosive Sound in Shallow Water. *Geological Society of America Memoirs*, 27, 1–116. <https://doi.org/10.1130/MEM27-2-p1>
- Petrut, T., Geay, T., Gervaise, C., Belleudy, P., & Zanker, S. (2017). Passive Acoustic Measurement of Bedload Grain Size Distribution using the Self-Generated Noise. *Hydrology and Earth System Sciences Discussions*, (May), 1–34. <https://doi.org/10.5194/hess-2017-171>
- Recking, A. (2013). An analysis of nonlinearity effects on bed load transport prediction. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 118(3), 1264–1281. <https://doi.org/10.1002/jgrf.20090>
- Recking, A. (2016). A generalized threshold model for computing bed load grain size distribution. *Water Resources Research*, 52, 1–15. <https://doi.org/10.1029/2008WR006912.M>
- Reid, I., Layman, J. T., & Frostick, L. E. (1980). The Continuous Measurement Of Bedload Discharge. *Journal of Hydraulic Research*, 18(3), 243–249. <https://doi.org/10.1080/00221688009499550>
- Rennie, C. D., & Millar, R. G. (2004). Measurement of the spatial distribution of fluvial bedload transport velocity in both sand and gravel. *Earth Surface Processes and Landforms*, 29(10), 1173–1193. <https://doi.org/10.1002/esp.1074>
- Richards, K. S., & Milne, L. M. (1979). Problems in the calibration of an acoustic device for the observation of bedload transport. *Earth Surface Processes*, 4(4), 335–346. <https://doi.org/10.1002/esp.3290040404>
- Rickenamnn, D., & McArdell, B. W. (2007). Continuous measurement of sediment transport in the Erlenbach stream using piezoelectric bedload impact sensors. *Earth Surface Processes and Landforms*, 32(January), 1362–1378. <https://doi.org/10.1002/esp>
- Rickenmann, D., & McArdell, B. W. (2008). Calibration of piezoelectric bedload impact sensors in the Pitzbach mountain stream. *Geodin. Acta*, 21(May), 35–52. <https://doi.org/10.3166/ga.21.35-52>
- Rickenmann, D., Turowski, J. M., Fritschi, B., Wyss, C., Laronne, J., Barzilai, R., ... Habersack, H. (2014). Bedload transport measurements with impact plate geophones: Comparison of sensor calibration in different gravel-bed streams. *Earth Surface Processes and Landforms*, 39(7), 928–942. <https://doi.org/10.1002/esp.3499>
- Rigby, J. R., Wren, D., & Murray, N. (2016). Acoustic signal propagation and measurement in natural stream channels for application to surrogate bed load measurements: Halfmoon Creek, Colorado, 1566–1570.
- Rijn, L. C. van. (1984). Sediment transport, Part I: Bed load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(1984\)110:10\(1431\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1984)110:10(1431))
- Roth, D. L., Brodsky, E. E., Finnegan, N. J., Rickenmann, D., Turowski, J. M., & Badoux, A. (2016). Bed load sediment transport inferred from seismic signals near a river. *Journal of Geophysical Research F: Earth Surface*, 121(4), 725–747. <https://doi.org/10.1002/2015JF003782>

- Schmid, H. (2012). How to use the FFT and Matlab's pwelch function for signal and noise simulations and measurements. *Http://Www.Fhnw.Ch/Technik/Ime/Publikationen/2012/How-To-Use-the-Fft-and-Matlab2019S-Pwelch-Function-for-Signal-and-Noise-Simulations-and-Measurements, 2012(August), 1–13.*
- Shields, A. (1936). Application of similarity principles and turbulence research to bed-load movement. *Hydrodynamics Laboratory Publication, (167).*
- Shih, S.-M., & Komar, P. D. (1990). Hydraulic controls of grain-size distributions of bedload gravels in Oak Creek, Oregon, USA. *Sedimentology, 37(2), 367–376.* <https://doi.org/10.1111/j.1365-3091.1990.tb00965.x>
- Siy, P. W., Moffitt, R. A., Parry, R. M., Chen, Y., Liu, Y., Sullards, M. C., ... Wang, M. D. (2008). Matrix factorization techniques for analysis of imaging mass spectrometry data. *2008 8th IEEE International Conference on BioInformatics and BioEngineering, 1–6.* <https://doi.org/10.1109/BIBE.2008.4696797>
- Sklar, L. S., & Dietrich, W. E. (2004). A mechanistic model for river incision into bedrock by saltating bed load. *Water Resources Research, 40, 1–22.* <https://doi.org/10.1029/2003WR002496>
- Smaragdis, P., & Brown, J. C. (2003). Non-Negative Matrix Factorization for Polyphonic Music Transcription. *IEEE Workshop on Applications of Signal Processing to Audio and Acoustics, 177–180.* <https://doi.org/10.1109/ASPAA.2003.1285860>
- Sousa-Lima, R. S., Norris, T. F., Oswald, J. N., & Fernandes, D. P. (2013). A Review and Inventory of Fixed Autonomous Recorders for Passive Acoustic Monitoring of Marine Mammals. *Aquatic Mammals, 39(1), 21–28.* <https://doi.org/10.1578/AM.39.1.2013>
- Stoica, P., & Moses, R. (2004). *Spectral Analysis of Signals.*
- Strang, G. (2009). Linear Algebra and its Applications, 584. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-387000-1.01001-9>
- Thomas, L., & Marques, T. A. (2012). Passive Acoustic Monitoring for Estimating Animal Density. *Acoustics Today, 8(3), 35.* <https://doi.org/10.1121/1.4753915>
- Thorne, P. D. (1985). The measurement of acoustic noise generated by moving artificial sediments. *Journal of the Acoustical Society of America, 78(3), 1013–1023.*
- Thorne, P. D. (1986a). An intercomparison between visual and acoustic detection of seabed gravel movement. *Marine Geology, 72(1–2), 11–31.* [https://doi.org/10.1016/0025-3227\(86\)90096-4](https://doi.org/10.1016/0025-3227(86)90096-4)
- Thorne, P. D. (1986b). Laboratory and marine measurements on the acoustic detection of sediment transport. *J. Acoust. Soc. Am., 80(3), 899–910.* <https://doi.org/10.1121/1.393913>
- Thorne, P. D. (2014). An overview of underwater sound generated by interparticle collisions and its application to the measurements of coarse sediment bedload transport. *Earth Surface Dynamics, 2(2), 531–543.* <https://doi.org/10.5194/esurf-2-531-2014>
- Thorne, P. D., & Foden, D. (1988). Generation of underwater sound by colliding spheres. *The Journal of the Acoustical Society of America, 84(6), 2144–2152.* <https://doi.org/10.1121/1.397060>
- Tonolla, D., Lorang, M. S., Heutschi, K., & Tockner, K. (2009). A flume experiment to examine underwater sound generation by flowing water. *Aquatic Sciences, 71(4), 449–462.*

<https://doi.org/10.1007/s00027-009-0111-5>

- Tsai, V. C., Minchew, B., Lamb, M. P., & Ampuero, J.-P. (2012). A physical model for seismic noise generation from sediment transport in rivers. *Geophysical Research Letters*, *39*(2), n/a-n/a. <https://doi.org/10.1029/2011GL050255>
- Turowski, J. M., Badoux, A., & Rickenmann, D. (2011). Start and end of bedload transport in gravel-bed streams. *Geophysical Research Letters*, *38*(4), 1–5. <https://doi.org/10.1029/2010GL046558>
- Turowski, J. M., Wyss, C. R., & Beer, A. R. (2015). Grain size effects on energy delivery to the streambed and links to bedrock erosion. *Geophysical Research Letters*, *42*, 1775–1780. <https://doi.org/10.1002/2015GL063159>. Received
- Vér, I., & Beranek, L. (2005). *Noise and Vibration Control Engineering*. <https://doi.org/10.1002/9780470172568>
- Voulgaris, G., Wilking, M. P., & Collins, M. B. (1995). The in situ passive acoustic measurement of shingle movement under wave and current: Instrument (TOSCA) development and preliminary results. *Continental Shelf Research*, *15*(10)(10), 1195–1211.
- Wentworth, C. C. K. (1922). A scale of grade and class terms for clastic sediments. *Journal of Geology*, *30*(5), 377–392. <https://doi.org/10.2307/30063207>
- Wenz, G. M. (1962). Acoustic Ambient Noise in the Ocean: Spectra and Sources. *The Journal of the Acoustical Society of America*, *34*(12), 1936. <https://doi.org/10.1121/1.1909155>
- Wiberg, P. L., & Smith, J. D. (1985). A theoretical model for saltating grains in water. *Journal of Geophysical Research*, *90*(C4), 7341. <https://doi.org/10.1029/JC090iC04p07341>
- Wilcock, P., Pitlick, J., & Cui, Y. (2009). *Sediment transport primer: estimating bed-material transport in gravel-bed rivers*.
- Wilcock, P. R., & Crowe, J. C. (2003). Surface-based transport model for mixed-size sediment. *Journal of Hydraulic Engineering*, *129*(2), 120–128.
- Wilcock, P. R., & Mcardell, B. W. (1997). Partial transport of a sand / gravel sediment flume. *Water Resources Research*, *33*(1), 235–245. <https://doi.org/10.1029/96WR02672>
- Wilcock, P. R., & Mcardell, B. W. (1993). Surface-based Fractional Transport Rates: Mobilization Thresholds and Partial Transport of a Sand-gravel Sediment. *Water Res. Res.*, *29*(4), 1297–1312.
- Wren, D. G., Goodwiller, B. T., Rigby, J. R., Carpenter, W. O., Kuhnle, R. A., & Chambers, J. P. (2015). Sediment-Generated Noise (SGN): laboratory determination of measurement volume. In *Proceedings of the 3rd Joint Federal Interagency Conference (10th Federal Interagency Sedimentation Conference and 5th Federal Interagency Hydrologic Modeling Conference)*, April 19 – 23, 2015, Reno, Nevada., *D*(1), 408–413.
- Wu, W., Wang, S. S. Y., & Jia, Y. (2000). Nonuniform sediment transport in alluvial rivers. *Journal of Hydraulic Research*, *38*(6), 427–434. <https://doi.org/10.1080/00221680009498296>
- Wyss, C. R. R., Rickenamnn, D., Fritschi, B., Turowski, J. M. M., Weitbrecht, V., Boes, R. M. M., ... Boes, R. M. M. (2016). Laboratory flume experiments with the Swiss plate geophone bed load monitoring system: 1. Impulse counts and particle size identification. *Water Resources Research*, *52*(52), 5216–5234. <https://doi.org/10.1002/2014WR015716>

Références

Figures

Figure 1.1: (a) Dynamique du transport (« sediment transport rate ») en fonction du débit liquide (« flow rate ») critique Q_{ci} ; ici, on utilise l'équation de (Meyer-Peter & Muller, 1948) pour une largeur de la rivière = 30 m et la pente = 0.1%; (b) Illustration à titre d'idée du taux annuel du transport sédimentaire par charriage: illustration des taux annuels de transport sédimentaire par diamètre ϕ_i , ϕ_1 est le plus petit diamètre 19

Figure 1.2 : (a) Classification Wentworth des sédiments par classes granulométriques, en millimètres et en unités ϕ (Kristin Bunte & Abt, 2001) ; (b) Exemple de distribution granulométrique sous la forme de fréquence massique (l'histogramme) et cumulative (la courbe) d'où on repère des percentiles (D_{16} , D_{25} , etc.) (Kristin Bunte & Abt, 2001) ; (c) Dynamique spatiale du transport à cause du tri granulométrique dans la section transversale. 20

Figure 2.1 : Hydrophone utilisé pour des mesures acoustiques dans l'eau 28

Figure 2.2: Illustration du paysage acoustique de la rivière, selon (Geay, 2013)
29

Figure 2.3 : (a) Niveaux spectraux du bruit ambiant dans l'océan (Wenz, 1962): les flèches, de gauche à droite, indiquent respectivement des sources de bruit de la turbulence, de l'activité humaine et de l'agitation de l'eau; (b) Le bruit en trois torrents de montagne ; on divise le spectre le bruit par les trois sources, turbulence, agitation et sédiments (Geay, 2013); (c) La dynamique du bruit hydrodynamique simulé dans un canal expérimental (Tonolla et al., 2009); ici, on étudie le bruit dû à la rugosité du lit. Les niveaux sonores et les bandes passantes du bruit d'agitation varient avec les formes du lit (les briques dans le canal expérimental) 30

Figure 2.4: (a) Signal transitoire typique de l'impact modélisé entre deux sphères de diamètre 10 mm, en unités de la pression sonore; (b) Signal typique du charriage, en unités de la tension électrique du capteur, enregistré dans la rivière de l'Isère, à Grenoble Campus ; la bande passante du bruit du charriage est entre 5 et 50 kHz; (c) Spectres DSP du bruit de charriage, pour trois classes granulométriques, 1, 10 et 100 cm, et de l'agitation de l'eau, pour deux rivières différentes (Geay, 2013) ; on note les limites supérieures du bruit hydrodynamique. On montre aussi la bande passante, sous la forme des enveloppes, du pseudo-son de la turbulence quand le capteur est déployé dans le lit ou depuis les berges de la rivière..... 32

Figure 2.5: Propagation sphérique et cylindrique 33

Figure 2.6: (a) Méthode des miroirs (« Lloyd's mirror pattern ») pour la modélisation des réfléchis à la surface de l'eau; la source est notée par « + » et son image par rapport à l'interface des milieux « - » - (miroir de la partie positive) (b) Evolution du coefficient de réflexion à l'interface sédiment-eau (on montre aussi l'interface eau-air). Les coefficients de réflexion $R < 1$ pour eau-lit et $R = 1$ pour eau-air. L'atténuation due aux réfléchis est suggérée par l'épaisseur des traces. On montre aussi, par la méthode des miroirs, le changement en phase des ondes réfléchies. (c) Illustration d'un guide d'onde ; les carrés rouges sont des concentrations énergétiques dues aux interférences

constructives ; les ondes qui ne se propagent pas ($\theta < \theta_c$) sont montrées par les traces pointillées ; (d) Simulation numérique de la propagation acoustique adaptée pour une rivière (Geay et al., 2017b). La trace en pointillés est l'interface entre l'eau et les sédiments. Les code des couleurs représente l'atténuation des ondes, TL , (rouge – atténuation très forte) 36

Figure 2.7 : Les pertes de propagation dû à la dissipation visqueuse de l'eau modélisées à partir de la formule simplifiée de (Francois & Garrison, 1982) ; r – la distance de mesure 38

Figure 2.8: (a) Positionnement de l'hydrophone dans la rivière et un impact entre deux particules (mobile et fixée dans le lit); dans ce cas on applique la « méthode des images » (voir la Section 3.15) (b) le signal à la réception (l'hydrophone) constitué par du bruit d'agitation et du bruit des impacts interparticulaires et à partir desquels on peut estimer la qualité du signal (rapport signal sur bruit)..... 40

Figure 2.9: (a) Dispositif de type saumon utilisé pour des mesures hydrophones au-dessus du lit du Danube (Bedeus & Ivicis, 1963); (b) Signal électrique typique sur quelques minutes (Bedeus & Ivicis, 1963); (c) Signal acoustique (intensité électrique) et les taux du transport sédimentaire à travers la rivière (Bedeus & Ivicis, 1963); 43

Figure 2.10: (a) Chaîne expérimentale de (Johnson & Muir, 1969) qui enregistre les signaux acoustiques, utilisée pour des mesures en laboratoire et sur le terrain; (b) Signal acoustique (intensité électrique) moyenné sur 1 ou 2 minutes et la variation cyclique du transport sédimentaire dans le canal ; 44

Figure 2.11: (a) Canal expérimental (GroßeWellen Kanal, Hannover, Germany) et l'instruments utilisé par (Mason et al., 2007), où on analyse l'initiation du transport au passage de vagues artificiels ; (b) Signal moyenné sur des fenêtres locales 44

Figure 2.12: (a) Positionnement de la structure portant l'hydrophone dans les expériences dans la rivière de l'Isère (Belleudy et al., 2010) ; (b) Signal en intensité électrique enregistré dans l'Isère à Lancey; (c) le même signal, mais les intensités sont transformées en puissance et sont moyennées sur des fenêtres à court temps 44

Figure 2.13: (a) Spectrogramme acoustique des expériences de (Mason et al., 2007) et (b) Spectre moyenné; 45

Figure 2.14: (a) Spectrogramme estimé par (Geay, 2013) sur les torrent de Domeynon et (b) sa densité spectrale de puissance ; 45

Figure 2.15: (a) Illustration de la chaîne expérimentale utilisée pour l'étude du bruit d'agitation des billes de verre (ballotinis) et des sédiments (Thorne, 1985, 1986); (b) Spectres homogènes de l'agitation des billes utilisés dans l'estimation de la loi de régression entre les fréquences des pics et les diamètres des billes (la loi est définie en bas de la figure, D est le diamètre des billes en mètres) ; (c) Spectres homogènes à partir de l'agitation des sédiments pour l'estimation d'une loi de régression entre les fréquences centrales et les diamètres équivalents des sédiment 47

Figure 2.16: Fréquences centrales des impacts en fonction des diamètres des sédiments de l'Isère (Belleudy et al., 2010) 48

Figure 2.17: Fréquences centrales estimées par (Geay, 2013) à partir des spectres mesurés dans un bras secondaire du torrent St. Pierre 48

Figure 2.18: Spectres modélisés, dans cette thèse, des impacts interparticulaires en fonction de la classe granulométrique 48

Figure 2.19: (a) Positionnement de la chaîne expérimentale dans la rivière de la Drau, Autriche ; (b) Corrélations du signal hydrophone avec les signaux géophones, pour trois périodes (A et B – des hauts débits, C – des bas débits); 50

Figure 2.20: Transects longitudinaux des mesures acoustiques réalisées sur la rivière de Kootenai (États-Unis) (Lorang & Tonolla, 2014), de rive gauche (en bas) à rive droite (en haut) et sur 1 km au long de la rivière. Les transects longitudinaux effectués sont à côtés des cartes acoustiques ; les dimensions des bulles noires normalisent les vitesses apparentes du lit. 50

Figure 3.1 : (a) Système de coordonnées sphériques r – distance source-point d’observation (pour l’onde sphérique), θ - la composante polaire, ψ - la composante azimutale ; (b) Radiation d’une sphère rigide (trace solide noire) translatée avec une vitesse oscillante (harmonique) U dont l’intensité maximale est U_0 ; on montre la nature de la source acoustique : un dipôle (trace solide bleue) où P_{max} est la pression maximale propagée par l’oscillation de la sphère, P_{eff} est la pression efficace qui est dépendante en angle θ par P_{max} . Le détail montre le champ du potentiel d’un dipôle acoustique..... 61

Figure 3.2: (a) Géométrie de l’impact entre deux sphères utilisée dans le calcul des champs de pressions acoustiques ; « 1 » - la sphère fixe qui est impactée, « 2 » - la sphère qui impacte avec la vitesse U_{imp} ; (b) Forme d’onde et (c) Densité spectrale d’énergie de l’impact entre deux sphères en acier ($\rho=7784 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $\nu = 0.28$, $E_{long} = 195 \text{ GPa}$), de même diamètre $D = 15 \text{ mm}$, les paramètres sont $U_{imp} = 0.82 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $r = 0.49 \text{ m}$; $\theta = 60^\circ$ et le milieu de propagation est l’eau ($\rho_0=999 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $c_w=1483 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) 70

Figure 3.3: (a) La méthode des images utilisée pour modéliser l’impact sphère-plaque ; (b) Formes d’ondes modélisées par le modèle analytique (3.28), en utilisant les paramètres de (Akay & Hodgson, 1978a) : l’impact entre une sphère en acrylique ($\rho_s=1180 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $\nu = 0.37$, $E_{long} = 2.9 \text{ GPa}$) de diamètre $D = 19.05 \text{ mm}$ et une plaque en acier ($\rho_s=7784 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $\nu = 0.28$, $E_{long} = 195 \text{ GPa}$), où le milieu de propagation est de l’air ($\rho_0=1.225 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $c_{air}=341 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$); (c) Densité spectrale d’énergie analytique (« Energy Spectral Density ») définie par l’Eq. (7) dans l’annexe A2 (Petrucci et al., 2017). 72

Figure 3.4 : Spectres analytiques sphère-sphère et sphère-plaque, où $\phi(\text{sphère}) = 10 \text{ mm}$, $U_{imp} = 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, matériau du quartz..... 73

Figure 3.5: Cuve d’essais, ses dimensions et la position des impacts des billes par rapport à l’hydrophone (cm). 74

Figure 3.6: (a) Formes d’ondes analytiques des impacts des billes en acier, par le modèle (3.23) ; D_1 – l’impactée, D_2 – l’impactante ; (b) Fréquences des pics des spectres calculés à partir des spectres modélisés par l’équation (3.25). Les carrés représentent les fréquences des pics modélisés par la loi de (Thorne, 1985) 75

Figure 3.7: Comparaison entre la solution analytique temporelle de l’impact et les signaux des impacts sphère-sphère mesurés dans la cuve. On donne le signal moyen

(trace rouge) des mesures (traces noire) et le signal modélisé par (3.23) (trace verte). La vitesse d'impact estimée est autour de 0.2 ms^{-1} 76

Figure 3.8: (a) Les 7 positions (angles θ) des impacts des deux billes en acier par rapport à l'hydrophone; (b) Formes d'onde des signaux des impacts autour du capteur, enregistrés sous le logiciel Audacity. Les vitesses d'impact sont autant que possible identiques d'un impact à l'autre. 77

Figure 3.9 : (a) Valeurs des pics spectraux des énergies (E_{peak}) et des fréquences des pics spectraux (f_{peak}), modélisées à partir des modèles spectraux (3.25) et (7) de l'Annexe A2 ; le code de couleurs représente les diamètres, de 1 mm (bleu) à 150 mm (rouge). On spécifie aussi les lois de régression en diamètres de la forme $f_{peak} = a \cdot D^b$. De bas en haut, les régressions sont calculées pour $U_{imp} = 0.01 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $U_{imp} = 0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $U_{imp} = 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La loi de régression de l'impact sphère-plaque est surlignée en pointillés (pour $U_{imp} = 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) ; les trois autres lois représentent des impacts sphère-sphère. Le matériau considéré est du granite. (b) Zoom sur les basses fréquences. On localise par des traces pointillées verticales les valeurs du f_{peak} et E_{peak} des impacts des particules de diamètre 150 mm, pour les deux types d'impacts..... 78

Figure 3.10 : Spectres analytiques pour des différents matériaux, des impacts sphère-sphère, $D = 10 \text{ mm}$ et $U_{imp} = 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 79

Figure 3.11: (a) Pendule « Cradle Newton » (on n'utilise que deux billes parmi les 5 montrées dans l'image) ; les billes sont en acier, sont de même diamètre 15 mm et sont suspendues par un fil de masse négligeable de longueur $L = 13 \text{ cm}$; (b) Position initiale du lancement de la bille, $\theta = 90^\circ$, et les paramètres utilisés dans le calcul des vitesses d'impact; (c) Les vitesses d'impacts (3.29), pour $\theta = \{90^\circ, 89^\circ, 88^\circ, \dots, 1^\circ\}$; (d) Les formes d'ondes analytique et mesurées ($\theta = 90^\circ$) ; (e) Les spectres analytiques et mesurés ($\theta = 90^\circ$)

81

Figure 3.12: (a) Formes d'onde des impacts successifs des billes du pendule « cradle Newton », normalisées entre 0 et 1; (b) Formes d'onde de chaque impact mesurées et superposées ; le code de couleurs : bleu est le temps de début, rouge est le temps final ; (c) Signaux modélisés des impacts en fonction des vitesses d'impact du pendule (1.6 m/s à 0.1 m/s); (d) Variation du pic spectral mesuré lors de l'expérience ; (e) Variation du pic spectral modélisé 82

Figure 3.13: (a) Le site de mesure sur le Vénéon ; (b) L'image de l'antenne à trois hydrophones ; (c) Schéma du positionnement de l'antenne et les deux positions de lâcher des cailloux sur le lit: Point1 - à la surface de l'eau, Point 2 - à la mi-hauteur ; (d) Les 5 classes granulométriques considérées dans l'expérience. On précise la borne supérieure de chaque classe, e.g. pour la classe 12-16 est représentée par le diamètre 16 mm. 83

Figure 3.14: Un exemple montrant le signal d'un impact mesuré par les 3 hydrophones synchronisés, utilisé dans l'algorithme de localisation des sources. Les signaux sont à partir d'un impact avec le lit du Vénéon, où le caillou a été lâché depuis la surface libre (point 1 de lancement). Les signaux comprennent une première partie d'intérêt, le front d'onde, encadré en rouge sur la figure. La suite du signal est liée aux effets de réverbérations du milieu (réfléchis depuis la surface, le lit, les berges, etc.). Les signaux sont différents en amplitudes à cause des sensibilités différentes des hydrophones

utilisés, mais aussi à cause des distances différentes entre la source (l'impact dans le lit) et les hydrophones. Le critère de détection est la qualité de la corrélation entre les fronts d'ondes 84

Figure 3.15: (a) – (b) Localisation des cailloux par l'antenne à trois hydrophones, pour deux hauteurs de lancement des particules $H = 0.25$ m et , respectivement, $H = 0.5$ m ; (c) Pressions efficaces mesurés par l'antenne pour $H = 0.5$ m. On donne la moyenne ± 1 écart type; (d) « U_{est} » - Vitesses d'impact estimées (la moyenne ± 1 écart type) par le modèle d'inversion (des niveaux sonores pour $H = 0.5$ m) ; on compare ces vitesses à « U_{th} » - les vitesses théoriques de la formule (3.31) qui prend en compte les bornes des classes granulométriques. Le coefficient de friction C_D suppose les deux valeurs, de la forme de sphère ou disque..... 86

Figure 3.16: Considération des diamètres des particules dans la modélisation des impacts (a) Diamètre dans la zone de courbure (Chadwick, 2013) ; (b) Diamètre équivalent (Thorne, 1986b) ; (c) L'axe b_e de l'ellipsoïde (Turowski et al., 2015)..... 87

Figure 3.17: (a) La cuve des essais, le positionnement du capteur (en rouge) et de la source acoustique (les impacts, l'étoile jaune); Les zones d'impact marquées sur les cailloux et la notation des axes de l'ellipsoïde ; l'impactée est noté avec « 1 », et l'impacté avec « 2 » 88

Figure 3.18: Les classes de diamètres testées (la borne supérieure de chaque classe granulométrique est indiquée). On indique aussi les zones des impacts..... 89

Figure 3.19: (a)-(e) Les fréquences centrales en fonction de la classe granulométriques et de la direction d'impact ; chaque point est un essai ou un impact (« trial »). La fréquence centrale f_{centr} calculée par (3.32) sur les spectres mesurés et en considérant le diamètre représentatif de chaque classe granulométrique D_{rep} (moyenne géométrique des bornes de la classe) 89

Figure 3.20: (a)-(e) Densités des probabilités des fréquences centrales calculées à partir de la Figure 3.19a-e 90

Figure 4.1: (a) Modèle d'impact « Φ - Φ' » où les sédiments de toutes dimensions possibles sont en mouvement ; (b) Modèle d'impact « Φ - Φ » où seulement les petits sédiments sont transportés et ils sont beaucoup plus petits que ceux fixés dans le lit (armurage). En détail, la « méthode des images » qui modélise la particule impactée comme le miroir de l'impactante dans le socle rigide. Généralement, dans les deux cas les vitesses sont en relation $v_2 > v_1$ (le premier cas : un crue, le deuxième cas : des conditions normales). 95

Figure 4.2: Illustration schématique des DSE élémentaires et de la DSP totale, comme il est modélisé sur les équations (4.1) ou (4.2)..... 96

Figure 4.3: (a) Distributions granulométriques massiques, des sédiments transportés (« bedload grain size distribution») et du lit (« surface grain size distribution »), dans l'Isère à Grenoble (2016) ; (b) Distributions granulométriques massique des sédiments transportés et du lit sur la Drave à la station de Dellach (Habersack & Laronne, 2002)..... 97

Figure 4.4: Spectres simulés à partir de deux modèles : (a) « Φ - Φ' » ; (b) « Φ - Φ ». Selon le code des couleurs, la couleur rouge représente les spectres des impacts des plus grosses particules; (c) les spectres des deux modèles de mélange..... 101

Figure 4.5: (a) Spectres des impacts sphère-sphère des mélanges définis dans le Tableau 4.2; (b) Spectres des impacts sphère-plaque ; (c) courbes fréquence du pic et pression efficace en fonction du diamètre représentatif de la classe granulométrique, $f_{peak}(D_{rep})$ et $p_{RMS}(D_{rep})$ 105

Figure 4.6: Spectres du signal mesuré par l'hydrophone pour 1 kg de masse en fonction des différentes classes granulométriques indiquées dans la légende. Les modèles d'impacts utilisés ici sont (a) sphère-sphère « Φ - Φ » et (b) sphère-plaque 106

Figure 4.7: (a) Spectres sphère-sphère modélisés pour les masses de sédiments $M = \{1, 10, 10^2, 10^3, 10^4\}$ kg et trois classes granulométriques (b) pression efficace (Pa) en fonction de la masse de sédiment considérée (kg). 107

Figure 4.8: Diagramme de l'analyse globale de sensibilité du modèle direct du mélange. Les entrées sont les paramètres de forme de la distribution granulométrique (supposée log-normale et définie par D_{50} et l'écart type σ) et les paramètres de l'impact analytique (Vitesse d'impact, type de matériau, etc.). La sortie du modèle analysée est la fréquence du pic (f_{peak}). Les résultats de l'analyse sont exprimés en indices de sensibilité S_i . 108

Figure 4.9: La définition du problème inverse ; d – l'espace des données (la DSP mesurée) ; m – l'espace des mesures (la courbe granulométrique γ) ; g – l'espace des modèles (la matrice Δ)..... 109

Figure 4.10: Schéma de l'algorithme d'inversion des spectres traduisant le travail de (Thorne, 1986b); D – le diamètre de la sphère ; P – la DSP mesurée (spectre composite); f – la fréquence ; les spectres, composite et homogènes, sont mesurés en laboratoire, dans un tambour cylindrique rotatif (ré-voir la Figure 2.15). 111

Figure 4.11: Inversion des données simulées montrant l'instabilité de la solution trouvée par la formule LS (4.20) (a) spectre simulé de type « Φ - Φ »; (b) solution (granulométrie γ_m) en utilisant le spectre « Φ - Φ »; (c) spectre simulé de type « Φ - Φ' »; (d) solution (granulométrie γ_m) en utilisant le spectre « Φ - Φ' »..... 113

Figure 4.12: (a) Spectre « Φ - Φ » de la Figure 4.11a sur lequel on rajoute un faible taux de bruit dans toutes les bandes de fréquences ; (b) Solution γ_m estimée par la méthode LS 114

Figure 4.13 : Solution γ_m estimée par la méthode LS, où le spectre est celui de la Figure 4.11a ; la matrice Δ contient des spectres élémentaires modélisés pour une vitesse d'impact ($0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) 114

Figure 4.14: Solution γ_m estimée par la méthode NNLS, où le spectre inversé le « Φ - Φ' » de la Figure 4.11c ; 115

Figure 4.15: (a) Spectre de la Figure 4.11a bruité dans toutes les bandes de fréquences ; le taux de bruit est supérieur à celui de la Figure 4.12a; (b) Solution γ_m estimée par la méthode NNLS..... 116

Figure 4.16: (a) Spectre de la Figure 4.11a bruité dans toutes les bandes de fréquences ; le taux de bruit est supérieur à celui de la Figure 4.15a; (b) Solution γ_m estimée par la méthode NNLS..... 116

Figure 4.17: Solution γ_m estimée par la méthode NNLS, en utilisant le spectre de la Figure 4.11a, mais avec des paramètres de modélisation différents que ceux simulé (la vitesse d'impact) 117

Figure 4.18: a) Trois courbes de densités des probabilités log-normales pour une même moyenne $\mu = \log(1)$ et trois valeurs de d'écart types $\sigma = \{0.1, 0.25, 1\}$; b) Trois distributions cumulatives log-normales 118

Procédure A : Les étapes de l'algorithme d'inversion MLE 118

Figure 4.19: (a) Fonction-surface coût calculée par la corrélation entre le spectre modélisé en choisissant une loi log-normale et le spectre mesuré (ici simulé); le spectre simulé est celui de la Figure 11a; on indique la position du maximum, dans x (la moyenne)= 39 mm. (b) La solution MLE, l'équation (4.22), en considérant le problème de décalage entre paramètres simulés/modélisés (voir aussi la Figure 4.17) 119

Figure 4.20: (a) Spectres acoustiques mesurés (12 dérives) à travers la rivière Isère à Grenoble ; on marque le spectre inversé par la trace solide épaisse ; (b) Distributions granulométriques estimées par NNLS Γ_m ; on considère 4 valeurs de vitesse d'impact; l'enveloppe granulométrique est issue des mesures de prélèvement par un échantillonneur de type Toutle River ; (c) la dynamique spatiale de trois percentiles des courbes granulométriques estimées, pour $U_{imp} = 0.01$ et $0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. On compare les estimations NNLS aux mesures de l'échantillonneur (« sampler ») TR sur trois points de la section transversale. 121

Figure 4.21: Spectres DSP mesurés sur la rivière de la Drave, sur la période Juillet – Août 2012 (Geay, 2013) ; les hauteurs montrent les niveaux des échelles limniques.. 123

Figure 4.22: Distributions cumulatives estimées Γ_m : (a) les résultats de l'inversion NNLS du spectre mesuré à la plus basse hauteur d'eau (entre 79 et 90 cm) ; la calibration consiste à utiliser les mêmes valeurs des vitesses d'impact que pour l'Isère ; (b) Dynamique temporelle (à différentes conditions hydrauliques) des courbes granulométriques estimées par l'inversion NNLS, $U_{imp} = 0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 123

Figure 4.23: (a) Configuration expérimentale et positionnement des hydrophones HTI par rapport à la source AQUA30 ; (b) L'endroit des mesures acoustiques ; (c) La source et l'hydrophone de mesure de la puissance de référence ; on observe aussi la rugosité du lit et de l'eau..... 125

Figure 4.24: Niveaux sonores SPL reçues par bande de fréquence en 4 positions (par les 4 hydrophones A,B,C et D). La couleur représente un hydrophone ou une voie d'acquisition. On surprend ici la variation des niveaux sonores très non-linéaire en fréquence et en distance de l'hydrophone par rapport à la source acoustique.. 126

Figure 5.1: Diagramme du modèle du bruit de charriage. Les entrées sont la géométrie du canal (S – la pente, W – la largeur, H – la hauteur de l'eau) et la distribution granulométrique du lit (F). Avant chaque boîte représentant un sous-modèle on affiche les entrées: τ –la contrainte du lit, q_{bi} – le taux de transport de la $i^{\text{ème}}$ classe

granulométrique (ou fraction), L_i – la longueur de saltation de la particule de la classe i , U_i – la vitesse d’impact U_{imp} de la particule de la classe i , I_{ri} – les taux des impacts des particules de la classe i , P_i – spectre analytique de l’impact. 131

Figure 5.2: (a) Profils de vitesses en écoulement laminaire et turbulent, stationnaire et uniforme ; (b) Profils des contraintes τ et des vitesses du fluide u d’un écoulement laminaire, stationnaire et uniforme ; (c) Tranches verticales de la rivière à la bathymétrie variable, utilisées dans le calcul du profil des contraintes du lit..... 132

Figure 5.3: (a) Graphique repris de (Wilcock & Crowe, 2003) qui montre la calibration de l’exposant b de la formule (5.5) par des expériences en canaux; τ_{rsm} est la contrainte de référence pour la fraction moyenne du lit; (b) Graphique repris de (Wilcock & Crowe, 2003) montrant la courbe de τ_{rsm} normalisée en fonction des pourcentages du sable 134

Figure 5.4: (a) Particules en mouvement par saltation sur le fond de la rivière ; (b) Paramètres de la trajectoire de saltation d’une particule, estimés par le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004) et utilisés dans notre recherche ; D – le diamètre de la particule, u_s et v_s les composantes de la vitesse sur la trajectoire de la particule, u_{si} et v_{si} – les composantes de la vitesse d’impact avec le lit, L_{si} – la longueur de la saltation..... 135

Figure 5.5 : Vitesses des impacts et taux des impacts modélisés par le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004), pour une rivière de largeur 60 m, $S = 0.055\%$ et granulométrie du lit de $D50 = 24$ mm 138

Figure 5.6: Cartes acoustiques locales; chaque carte collecte du bruit à partir d’un seul point de la rivière, comme dans la formule (5.28), et à la fin sont additionnées (en niveaux sonores) en résultant la carte acoustique totale du bruit de charriage, voir la formule (5.29)..... 141

Figure 5.7: Distributions du lit testées dans l’analyse de sensibilité locale ; chaque courbe est décrite par un diamètre médian et les paramètres fixés $r_{\sigma1} = 1.5$, $r_{\sigma2} = 2.2$ et $F_{sand} = 6\%$ 143

Figure 5.8: Distributions estimées par le modèle de (Wilcock & Crowe, 2003), pour une rivière de bathymétrie rectangulaire, de largeur 61 m et débit de l’eau $250 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ 144

Figure 5.9 : DSP modélisées dans un point de la rivière, de la largeur 60 m et longueur 50 m, pour 4 granulométries du lit et 4 pentes 145

Figure 5.10: Profils des pressions efficaces (niveaux sonores en unités linéaires) dans la section transversale de la rivière modélisée, pour 4 granulométries du lit et 4 pentes 145

Figure 5.11: Distributions granulométriques des sédiments transportés, moyennées dans toute la section, estimées à partir des taux de transport prédits par le modèle de transport de (P R Wilcock & Crowe, 2003) ; 146

Figure 5.12: Taux d’impact prédits par le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004) ; le code des couleurs montre le diamètre des sédiments, de bleu (petits sédiments) à rouge (les gros sédiments)..... 147

Figure 5.13: (a) Spectres modélisés à la réception sur la rive droite de l'Isère, en fonction des 4 valeurs de débits liquides ; (aa) détail sur les spectres de 3 valeurs de débits. (b) Profils des pressions efficaces à travers la rivière. 148

Figure 5.14: (a) Radeau à hydrophones en dérive (rouge) et l'échantillonneur Toutle River (TR) ; l'échantillonneur est utilisé pour mesurer la granulométrie et la distribution spatiale du transport sédimentaire dans la section transversale ; (b) Carte acoustique du bruit de la rivière des 12 dérives de l'hydrophone (à partir des signaux filtrés dans la bande au-delà de 1000 Hz); la flèche montre la direction de l'écoulement. 149

Figure 5.15: Profils des contraintes de lit et des vitesses de cisaillements calculés pour la bathymétrie de l'Isère..... 150

Figure 5.16: (a) Profils des pressions efficaces, mesurées et modélisées, à travers l'Isère ; (b) Spectres mesurés et modélisée (pour les paramètres de l'Isère) ; ici, le capteur est dans le centre ($X = 35$ m), où il y a le flux sédimentaire le plus important. La durée des signaux enregistrés/modélisés est 30 secondes. 151

Figure 5.17 : (a) Courbes granulométriques estimées tous les mètres à travers la rivière, par le modèle de (Wilcock & Crowe, 2003) ; (b) Taux des impacts tous les mètres et pour chaque fraction transportée, prédits par le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004) 151

Figure 5.18 : (a) Calibration en fonction de la courbe granulométrique du lit (critère : f_{peak}) ; (b) Calibration en fonction de la pente hydraulique (critère : P_{peak}) ; les paramètres changés sont le diamètre médian de la distribution du lit et la pente (voir les légendes) 152

Figure 5.19 : (a) Courbes granulométriques tous les mètres à travers la rivière et (b) Taux des impacts après l'identification des spectres, après la phase de calibration de la pente et du D_{50} du lit 153

Figure 5.20 : Profil des diamètres médians D_{50} à travers la rivière de l'Isère, estimés par le modèle de (Sklar & Dietrich, 2004), après la phase de calibration; les diamètres médians sont estimés par le modèle NNLS (revoir la Section 4.4.1)..... 153

Figure 5.21 : (a) Carte acoustique modélisée (après la phase de calibration) ; (b) Le profil des pressions efficaces en section transversale, découpé à partir de la carte acoustique 154

Figure 5.22 : (a) Spectres modélisés P_{mod} (après la phase de calibration du modèle avec le spectre mesuré en $X = 35$ m) et les spectres mesurés P_{mes} en trois points à travers la rivière ; (b) la meilleure courbe granulométrique estimée à partir du modèle de (Wilcock & Crowe, 2003) en $X = 35$ m comparée à l'estimation NNLS et à la mesure de prélèvement (l'enveloppe)..... 154

Figure 5.23 : Surface d'écoute de l'hydrophone en trois points à travers la rivière de l'Isère à Grenoble; la bande principale du charriage est dans le centre ($X = 35$ m). On représente les cartes des énergies captées par l'hydrophone (« *Sound Exposure Level* ») sous la forme des cartes 2D (en haut) et surface 3D (en bas). Les couleurs des

surfaces ne sont pas les mêmes que celles des images (à part les résultats dans le centre de la rivière) 155

Figure A1. 1 : (a) Le torrent du Vénéon à Plan du Lac et la géolocalisation (© Google Earth) ; (b) Station permanente de mesures par hydrophone à l'amont du barrage Plan du Lac qui contient des tubes dans lesquels on place l'hydrophone (marqué) ; (c) Granulométries du lit (amont et aval du barrage Plan du Lac) 189

Figure A1. 2: (a) Géolocalisation (© Google Earth) ; (b) Courbe de tarage (Débit de l'eau vs. cote limnimétrique) (b) Bathymétrie à côté de la station Grenoble Campus ; (d) Instruments utilisés lors des expériences du 29-30 Juin 2016, sur l'Isère, à la station Campus ; de gauche à droite : ADCP à 1.2 MHz (Teledyne RioGrande - orange) et à 0.5 MHz (Sontek M9 - noir), ADCP à 600 kHz, préleveur Toutle River et l'hydrophone monté sur la planche de surf (en rouge). Les instruments sont tirés par des cordes depuis un pont traversant l'Isère à la station Grenoble Campus 190

Figure A1. 3: (a) Hydrophones HTI et les caractéristiques des sensibilités, dans le tableau; (b) Hydrophone B&K et sa fonction de transfert (sensibilité dB re 1V/ μ Pa) (© Bruel&Kjaer)..... 192

Figure A1. 4: (a) valise RTSyS accompagné par la batterie (en-dessous de la valise); (b) cylindre RTSyS pour la mesure en immersion (© RTSyS) 193

Figure A1. 5: Le système portable de mesure ponctuelle du bruit de la rivière afin de détecter le charriage (dans l'image, on est sur la rive gauche du Drac à Grenoble). On voit l'hydrophone au bout de la perche, le GPS pour la localisation de l'endroit de mesure, les casques d'écoute et le sac avec la valisette RTSyS..... 195

Figure A1. 6: (a) La source acoustique AQUA30 et l'hydrophone B&K 8106 (photographiés sur le Vénéon) utilisé pour la mesure de la puissance de la source ; (b) chaîne en acoustique active utilisée dans le Vénéon qui contient les systèmes TASCAM-NEXUS, la source AQUA30 et l'hydrophone de référence B&K 8106. 196

Figure A1. 7 : Un signal quasi-stationnaire stochastique et des fenêtres locales sur lesquelles on calcule la transformé Fourier locale..... 197

Figure A1. 8 : La durée effective d'une impulsion, égale au double de l'inverse de la fréquence du pic modélisée..... 199

Figure A1. 9: (a) Principe de la localisation à partir un réseau de trois capteurs (Triangulation) ; (b) Un exemple de localisation de fonction coût (A1. 6) calculé par l'algorithme de triangulation : la source est trouvée en (100,100), unités aléatoires..... 200

Figure A1. 10: Le diagramme logique du modèle d'inversion de la vitesse de chute (impact) pour les expériences du Vénéon ; on commence par localiser la source acoustique à partir du réseau de trois hydrophones ; la localisation nous permet de calculer la distance d'atténuation de l'impact analytique. La sortie de modèle d'inversion est la vitesse d'impact 201

Figure A1. 11: (a) Spectres analytiques d'impacts, pour des rayons a sont petits; (b) Spectres des impacts, les rayons sont grands. Les amplitudes spectrales sont normalisées à leurs maxima 202

Figure A1. 12: (a) Les valeurs singulières de la matrice Δ , où $N_{fft} = 8093$, $K = 100$ classes granulométriques, i (les diamètres) = 1,2,...,100 mm, matériau du granite, $r = 1$ m, $U = 1 \text{ ms}^{-1}$, $\theta = 0^\circ$; (b) Les valeurs singulières d'une matrice Δ plus petite que précédemment, où $N_{fft} = 8093$, $K = 11$, $i = 1,10,20,\dots 100$ mm, matériau du granite, $r = 1$ m, $U = 1 \text{ ms}^{-1}$, $\theta = 0^\circ$; 203

Figure A1. 13: La procédure pour l'addition de la variance sur la courbe DSP simulée 204

Figure A1. 14: Bruitage du spectre de l'impact entre deux sphères : a) 1 seule réalisation (la variance du bruit blanc utilisé est dans le titre); b) 5 réalisations moyennées ; c) 20 réalisations (la moindre variance) 204

Figure A3.2.1 : Positionnement des bandes de charriage (X –la section transversale de la rivière), signaux temporels, courbes cumulatives des niveaux sonores (SPL) et spectres modélisés, où l'hydrophone est disposé sur une rive: (a) graviers fins (2-4 mm) et galets (22-32 mm) ; (d) graviers fins (2-4 mm) et graviers gros (8-12 mm). ... 253

Figures

Tableaux

Tableau 2.1: Pertes de propagation géométriques, où l'unité physique de mesure est la pression acoustique; alors $p_{rec}(r) = TL_{geom}(r)p_{ref}(r_{ref})$, p_{ref} la pression mesurée à la distance de référence r_{ref} , p_{rec} la pression mesurée dans un point de l'espace, à la distance r . 33

Tableau 2.2 : Les propriétés respectives caractéristiques des différents milieux (Frey, 2014). La célérité des matériaux du fond prend en compte les interstices entre les sédiments. 34

Tableau 2.3: Coefficients b , de la relation $X \propto Y^b$, X – la mesure hydrophone, Y – la masse de sédiments, calibrés en laboratoire par (Thorne, 1985, 1986b)..... 54

Tableau 2.4: Modèles de calibration de la mesure acoustique par hydrophone pour la quantification du transport sédimentaire ; Y – la mesure du transport sédimentaire, X – la mesure issue du capteur acoustique ; les lois calibrées en laboratoire, en jaune, sur le terrain, en verte 55

Tableau 3.1: Les types des impacts élastiques traités dans cette recherche. Pour chaque type d'impact (impact) on va définir les modèles analytiques, en temps et en fréquence (spectre) 64

Tableau 3.2 : La nomenclature utilisée dans cette thèse pour les types des impacts sphère-sphère et sphère-plaque ; D_1 – diamètre de l'impactée, D_2 – diamètre de l'impactante 65

Tableau 3.3 : Paramètres de la solution de l'impact, (3.23), et les valeurs typiques rencontrées dans la rivière 68

Tableau 3.4: Coefficients géométriques utilisés dans la solution acoustique de l'impact sphère-plaque (Akay & Hodgson, 1978a) 71

Tableau 3.5: Les expériences des impacts sphère-sphère dans la cuve, des diamètres en cellules vertes hachurées, où le diamètre de l'impactée est D_1 et de l'impactante est D_2 . On modélise aussi les impacts pour les diamètres en cellules vertes. Pour $D_1 = D_2 = 25$ mm on trace aussi le diagramme de directivité de l'impact. 74

Tableau 3.6: Les régions d'impacts projetés sur les trois axes de l'ellipsoïde.... 88

Tableau 3.7: Les moyennes et les écarts types des fréquences centrales estimés à partir des spectres mesurés dans la cuve. Ceux-ci sont comparés à la formule de régression pour la fréquence centrale f_{centr} (3.32). 90

Tableau 4.1: Le modèle « Φ - Φ' » et le modèle simplifié « Φ - Φ » associés aux deux types d'impact analysés approchés dans cette thèse ; « oui » - configuration codée dans l'Annexe A3.2..... 97

Tableau 4.2: Les classes granulométriques testées 103

Tableau 4.3: Les paramètres des simulations des spectres 105

L'ensemble des paramètres tirés aléatoirement est listé dans le 108

Tableau 4.4: Les paramètres du modèle de mélange, les limites des distributions uniformes à partir desquelles on échantillonne les paramètres, le regroupement des paramètres et les indices de sensibilités, en pourcentages, des fréquences des pics..... 108

Tableau 4.5: Les paramètres des matrices (dictionnaires) de type « Φ - Φ » ou « Φ - Φ' » 112

Tableau A1. 1: Système en acoustique passive utilisé lors des essais dans la cuve (Section 3.2 et Section 3.4.2). 192

Tableau A1. 2: Système en acoustique passive utilisé lors des essais sur les pertes de propagation (Section 4.5.2). Les premières trois voies (hydrophones) ont été également utilisées pour les essais des vitesses de chute (Section 3.4.1). 194

Tableau A1. 3: Système en acoustique passive utilisé lors des essais hydrophone en dérive sur l'Isère (Section 3.4.1)..... 194

Tableau A1. 4: Systèmes en acoustique active lors des essais sur les pertes de propagation (Section 4.5.2). 196

Annexe A1 Méthodes et moyennes

A1.1 Expériences - Sites de mesures	188
A1.1.2 Le Vénéon	188
A1.1.3 L'Isère à Grenoble.....	189
A1.2 Expériences - Matériel et chaîne de mesure	191
A1.2.1 Hydrophones	191
A1.2.2 Système autonome d'acquisition en passive à 4 voies.....	193
A1.2.3 Système autonome d'acquisition portable	194
A1.2.4 Chaîne de mesures d'acoustique active.....	195
A1.3 Protocole et outils de traitement du signal	196
A1.3.1 Calcul de la densité spectrale de puissance	197
A1.3.2 Normalisation du spectre analytique d'un impact.....	198
A1.3.3 La localisation des sources acoustiques	199
A1.3.4 Modèle d'inversion de la vitesse d'impact.....	200
A1.3.5 Analyse de la qualité de la forme du dictionnaire des impacts	201
A1.3.6 Algorithme de bruitage des spectres acoustiques.....	203

On présente dans cette annexe des détails techniques sur les configurations expérimentales entreprises pendant la thèse sites de mesures (A1.1), chaînes de mesures (A1.2) et des approches de traitement des données (A1.3).

A1.1 Expériences - Sites de mesures

Les mesures acoustiques ont été réalisées sur deux sites extérieurs :

- Le torrent de montagne du Vénéon, dans le massif des Écrins: on réalise des mesures acoustiques à plusieurs échelles temporelles, des mesures pour le calcul du canal de propagation et des mesures de vitesses de chute des sédiments dans le lit de la rivière
- La rivière à gravier de l'Isère à la station Campus Grenoble : on réalise des mesures hydrophone en dérive dans toute la section transversale de la rivière ;

A1.1.2 Le Vénéon

Le Vénéon est un torrent de montagne, affluent en rive gauche de la Romanche, situé dans le massif des Écrins, Figure A1. 1a. Les mesures acoustiques ont été réalisées dans deux stations installées de part et d'autre du barrage du Plan du Lac (altitude 1173 m NGF) (44°57'53.50"N et 6° 9'36.52"E)

La superficie du bassin versant en amont est de 550 km², culminant à 4102 m NGF. Le régime hydrologique est essentiellement nivo-glaciaire à cette altitude. La pente du tronçon de mesure est de l'ordre de 0,08 m/m, contrôlée par un ancien verrou glaciaire. Le barrage EDF de Plan du Lac est un ouvrage mobile de captage destiné à alimenter une usine hydroélectrique en aval. L'intérêt opérationnel pour la mesure hydrophone sur ce site est la surveillance de la continuité sédimentaire. Les granulométries du lit en amont et en aval du barrage sont montrées dans la Figure A1. 1d.

Les hydrophones sont implantés en berge (RD) dans des tubes scellés dans un bloc de maçonnerie ; ils restent immergés quelles que soient les conditions hydrologiques (les enregistrements ont été réalisés pendant le printemps et l'été 2014 sur une durée de 5 mois).

Les mesures acoustiques pour le calcul des vitesses de chutes (voir la Section 3.4.1) et les mesures de propagation acoustique (voir la Section 4.5.2) ont été réalisées à proximité de la station amont. Ces mesures acoustiques ont été accompagnées par d'autres mesures comme la turbidité et le niveau de l'eau.

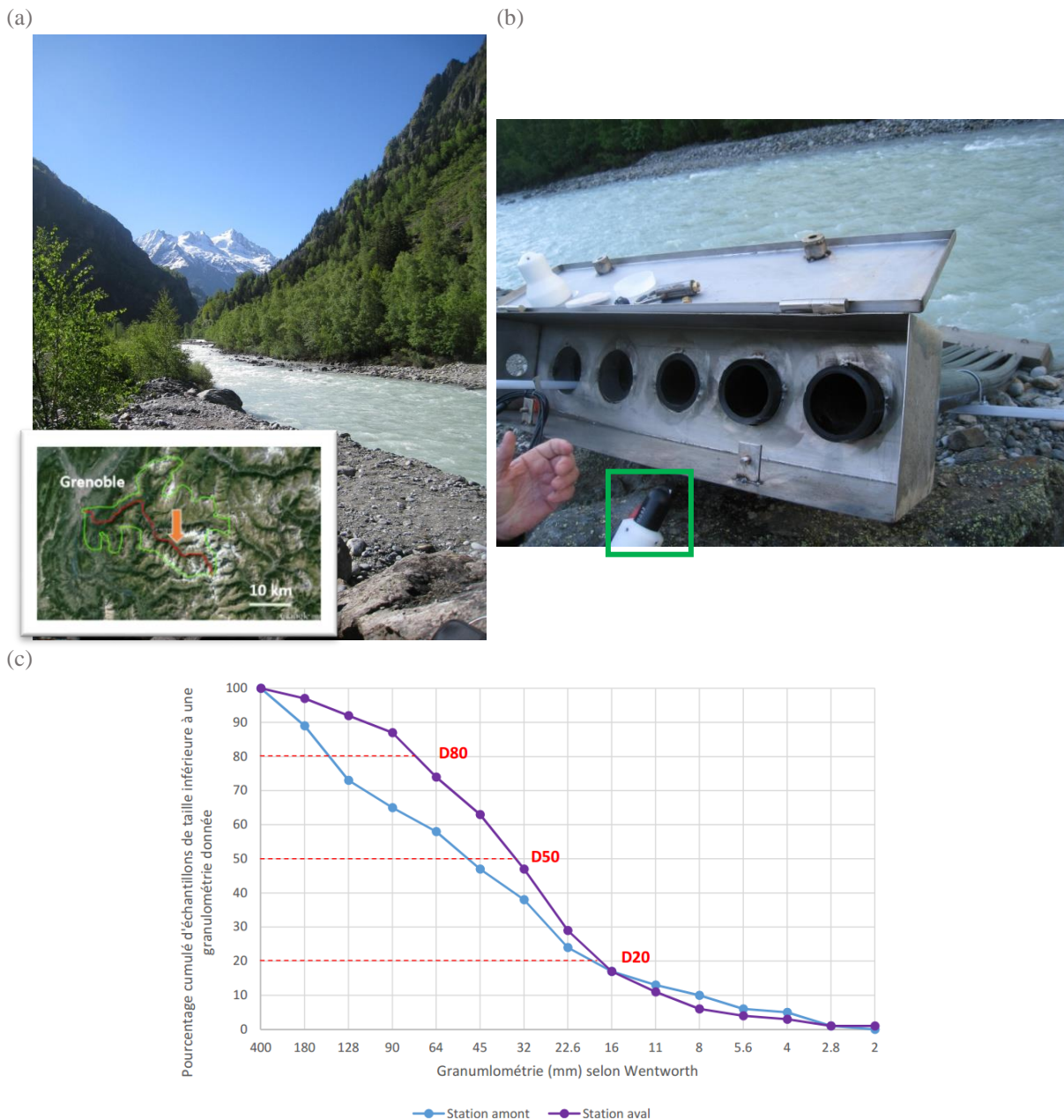


Figure A1. 1 : (a) Le torrent du Vénéon à Plan du Lac et la géolocalisation (© Google Earth) ; (b) Station permanente de mesures par hydrophone à l'amont du barrage Plan du Lac qui contient des tubes dans lesquels on place l'hydrophone (marqué) ; (c) Granulométries du lit (amont et aval du barrage Plan du Lac)

A1.1.3 L'Isère à Grenoble

L'Isère à la station Grenoble Campus ($45^{\circ}11'52.8''$ N, $5^{\circ}46'14.88''$ E) est le site où on a fait des mesures lagrangiennes (hydrophones en dérive) dans toute sa section transversale. Pendant les essais du 29-30 Juin 2016, nous avons validé le procédé d'inversion des spectres acoustiques estimés à partir de très signaux de très bon rapport signal sur bruit. Toujours lors de ces essais, on a calculé des cartes sonores du charriage dans la section 2D de la rivière.

La rivière de l'Isère (bassin versant de 5500 km^2 à la station) est l'un des affluents principaux du Rhône, Figure A1. 2a. C'est une rivière de piémont strictement endiguée.

Le régime hydrologique est pluvio-nival avec en particulier de hautes eaux entre les mois de mars et juin. Pour fixer les idées, les débits caractéristiques sont $Q_{\text{moyen}}=178 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$, débits de crue instantanés : $Q_2 = 600 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$, $Q_{10} = 910 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ (référence données Banque Hydro : <http://www.hydro.eaufrance.fr/>), voir aussi la courbe de tarage de la Figure A1. 2b.

La bathymétrie de la rivière est mesurée en acoustique active au moyen d'un ADCP. On montre qu'elle est très variable dans la section transversale, Figure A1. 2c. On dispose de trois types d'instruments utilisé pour cette expérience, montrés sur la Figure A1. 2d.

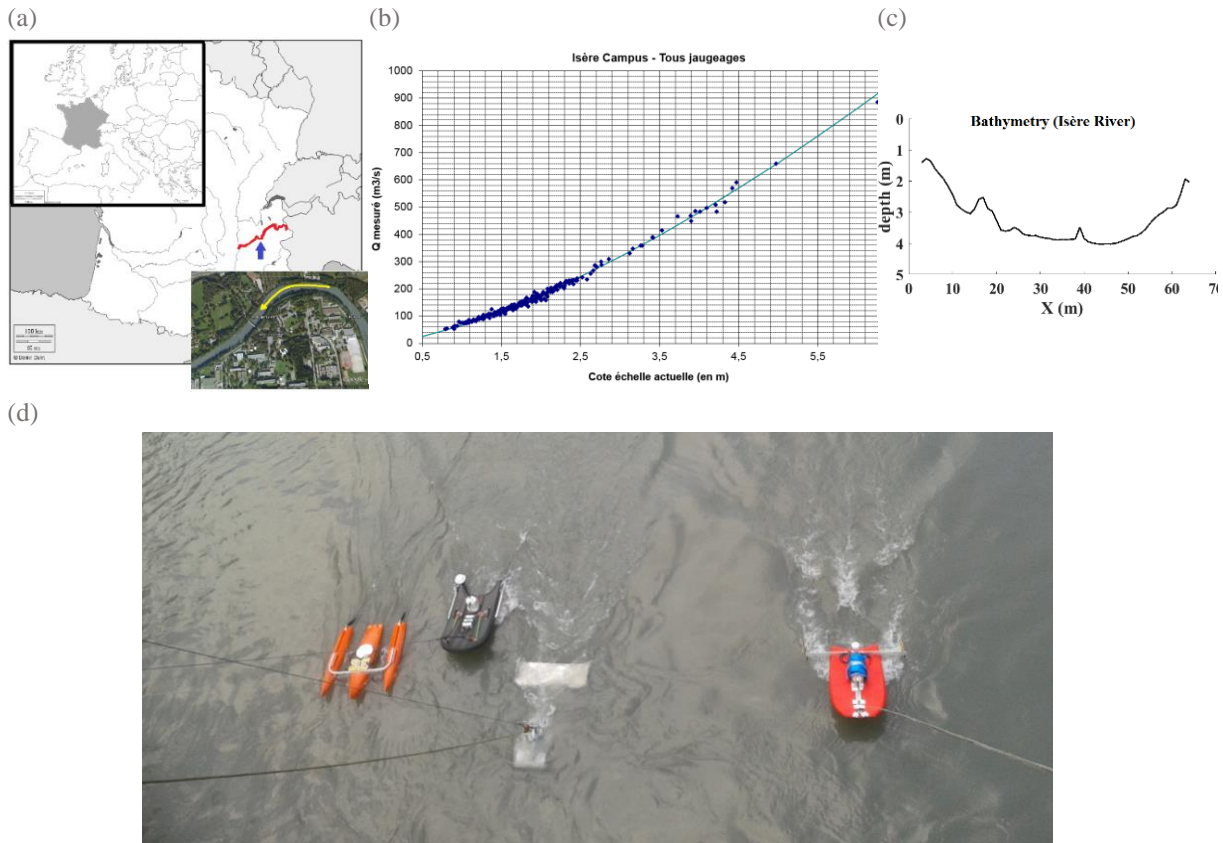


Figure A1. 2: (a) Géolocalisation (© Google Earth) ; (b) Courbe de tarage (Débit de l'eau vs. cote limnimétrique) (b) Bathymétrie à côté de la station Grenoble Campus ; (d) Instruments utilisés lors des expériences du 29-30 Juin 2016, sur l'Isère, à la station Campus ; de gauche à droite : ADCP à 1.2 MHz (Teledyne RioGrande - orange) et à 0.5 MHz (Sontek M9 - noir), ADCP à 600 kHz, préleveur Toutle River et l'hydrophone monté sur la planche de surf (en rouge). Les instruments sont tirés par des cordes depuis un pont traversant l'Isère à la station Grenoble Campus

1. Deux aDcp (*Acoustic Doppler Current Profiler*), utilisés pour le calcul du champ des vitesses de l'eau dans la section transversale ; cela va être utile pour comprendre la vitesse des sédiments au fond de la rivière. Les deux aDcp se différencient par leur fréquence des pulses acoustiques : un aDcp (Teledyne RD Instruments RioGrande + RiverBoat) est à 1.2 MHz, qui a plus de précision sur l'estimation de la vitesse et sur la bathymétrie, mais qui est plus affecté par l'atténuation avec la distance et par les effets de diffraction, et un aDcp (SonTek RiverSurveyor M9 + Hydroborad II) à 500 kHz qui est moins sensible aux effets d'atténuation.

2. Un préleveur de sédiments de type Toutle River, utilisé pour estimer la courbe granulométrique sur trois points de la section transversale. Chacun des trois points consistait en 2 mesures répétées pour deux dimensions de la maille du filet, 0.2 mm et, respectivement, 1.3 mm. La durée de prélèvement est 8 minutes. Les estimations du flux du transport sédimentaire à partir des masses de sédiments prélevés sont montrées sur la Figure 8a de l'Annexe A2. Les résultats vont être aussi utiles pour la détermination d'un débit solide de sédiments, en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$.
3. Un hydrophone monté sur une plaque « body-board surf ». Les spectres calculés à partir des signaux acquis vont être inversés pour l'estimation des courbes granulométriques et du flux sédimentaire, en $\text{kg}/\text{m}/\text{s}$, dans la zone d'étude.

L'expérience sur l'Isère conceptualise la modalité de calibration de l'hydrophone par une série d'instruments pour essayer de construire un modèle d'inversion du signal audio du charriage.

A l'échelle du tronçon de la rivière on utilise l'hydrophone en dérive pour mesurer des spectres, en 12 points à travers la section transversale. L'inversion des spectres par la méthode NNLS estime une courbe granulométrique qui est comparée à la granulométrie mesurée par de l'échantillonneur Toutle River, en trois points de la section transversale. Les outils de l'acoustique active, par l'aDcp, va nous fournir la valeur de la vitesse dans la couche limite qui sera liée à la vitesse des sédiments, estimée par l'inversion NNLS.

A l'échelle de la rivière, on calcule la carte sonore du bruit de la rivière. En inversant la carte sonore des mesures hydrophones, au sens de maximum de vraisemblance par rapport aux modèles simulés à partir du modèle général du charriage, j'aurai les taux de collisions dans toute la rivière ce qui conduira au calcul du flux sédimentaire. Je vais calibrer les coefficients du modèle en utilisant les trois points où j'estime le flux sédimentaire par HS.

A1.2 Expériences - Matériel et chaîne de mesure

Lors des essais acoustiques on utilise des équipements spécialisés pour les mesures PAM. La chaîne expérimentale est formée par des hydrophones, B&K ou HTI, des cartes d'acquisition audio qui échantillonne les signaux jusqu'à 312500 kHz et des batteries qui assurent le monitoring sur des périodes jusqu'à trois mois.

A1.2.1 Hydrophones

On utilise deux types d'hydrophones :

- HTI (High Tech Inc.), Figure A1. 3a: large bande (WB) et haute fréquences (HF, jusqu'à 120 kHz). Ces hydrophones sont utilisés au laboratoire (cuve) et sur les deux sites de mesures (Vénéon, Isère);

- B&K 8106 (Bruel & Kjaer), Figure A1. 3b, sensibilité -174.1 dB re 1V/μPa en bande passante entre 10 Hz jusqu'à 70 kHz. Cet hydrophone est utilisé pour la mesure de la source en active (dans les études de la propagation acoustiques sur le Vénéon, Section 4.5.2).

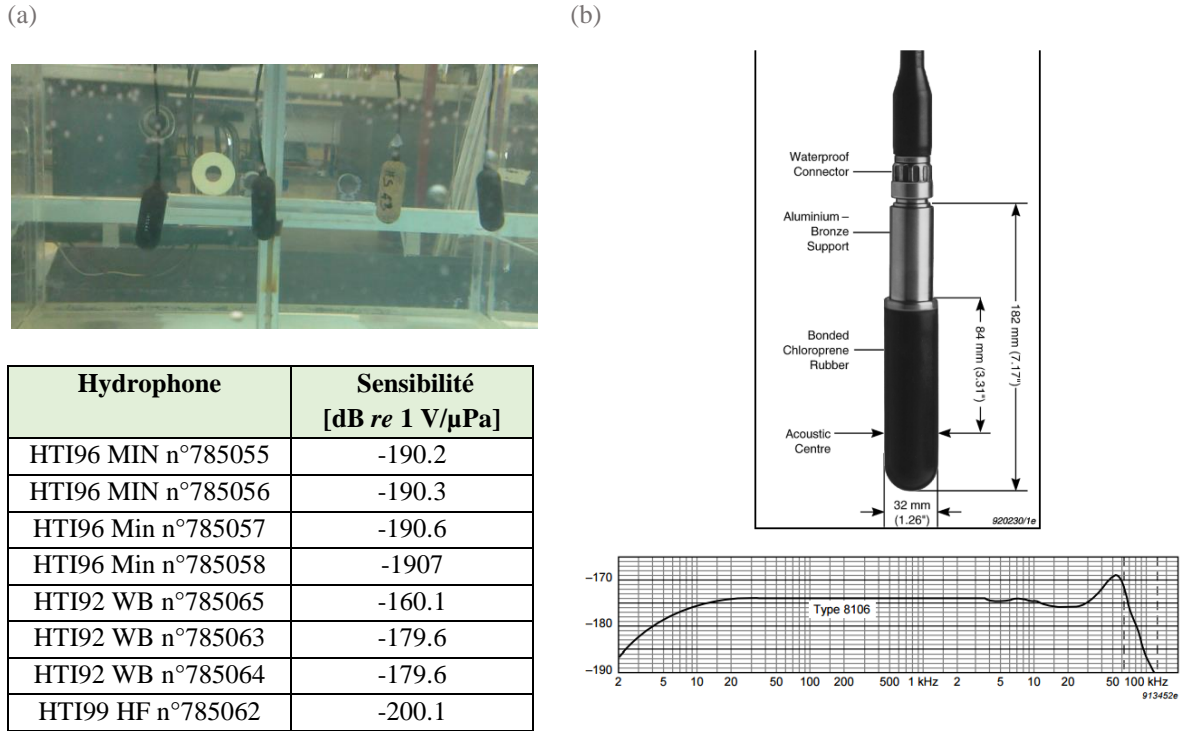


Figure A1. 3: (a) Hydrophones HTI et les caractéristiques des sensibilités, dans le tableau; (b) Hydrophone B&K et sa fonction de transfert (sensibilité dB re 1V/μPa) (© Bruel&Kjaer)

Les fluctuations de la pression acoustique reçue par l'hydrophone sont en tension électrique (V). La transformation en μPa est réalisée en utilisant la sensibilité (la fonction de transfert) du capteur (A1. 1).

$$s_2 = \frac{s_1}{10^{\frac{\text{Sensibilité}}{20}}} \quad (\mu\text{Pa}) \quad (\text{A1. 1})$$

s_1 – signal électrique en V, s_2 – signal acoustique en μPa

Les essais dans la cuve de Gipsa-lab utilisent un hydrophone B&K 8106 accompagné par les systèmes de conditionnement B&K Nexus et d'enregistrement audio NAGRA. Les paramètres de l'hydrophone et de l'acquisition sont définis dans le Tableau A1.1.

Tableau A1. 1: Système en acoustique passive utilisé lors des essais dans la cuve (Section 3.2 et Section 3.4.2).

Système	Hydrophone	Sensibilité [dB re 1 V/μPa]	Gain [dB]	Dynamique	F _e [Hz]
Hydrophone	B&K8106	-174.1			
NEXUS			-10		
NAGRA				1.234	96000

A1.2.2 Système autonome d'acquisition en passive à 4 voies

Les systèmes intègrent les cartes d'acquisition, d'amplification et de traitement du signal (filtrage, intégration par des bandes de fréquences). La fréquence d'échantillonnage des signaux est variable, jusqu'à 312500 Hz et la représentation des valeurs discrètes est jusqu'à 24 bits. Les deux types de systèmes sont :

- Une valise à 4 voies, utilisée dans les essais dans la cuve et pour les stations des mesures sur Vénéon, Figure A1. 4a;
- Un cylindre à 4 voies, utilisé pour des mesures en immersion, hydrophone en dérive sur l'Isère, Figure A1. 4b.

À chacune des voies est branché un hydrophone distinct, ce qui permet en particulier l'utilisation des différents gains d'amplification.

(a)



(b)



Figure A1. 4: (a) valise RTSyS accompagné par la batterie (en-dessous de la valise); (b) cylindre RTSyS pour la mesure en immersion (© RTSyS)

Le signal électrique enregistré par la carte d'acquisition est transformé en unités acoustiques, en micro-pascals, en connaissant la fonction de transfert de l'hydrophone, comme sur la relation (A1. 2).

$$\begin{aligned}
 s_2 &= s_1 \cdot Dyn \\
 s_3 &= \frac{s_2}{\frac{Gain}{10^{20}}}, \quad (V) \\
 s_4 &= \frac{s_3}{\frac{Sensibilité}{10^{20}}} \quad (\mu Pa)
 \end{aligned}
 \tag{A1. 2}$$

où Dyn – la dynamique de sauvegarde de la carte d’acquisition pour des fichiers .wav ; Gain – l’amplification du signal acquis par RTSyS ; Sensibilité – la fonction de transfert des hydrophones

Les paramètres des chaînes expérimentales utilisées lors des essais sur les pertes de propagation dans le Vénéon (référence dans la Section 4.5.1) sont explicités sur le Tableau A1. 2. La chaîne de réception (en passive) est le système RTSyS+4 Hydrophones HTI. La même chaîne en acoustique passive est utilisée lors des essais des mesures des vitesses d’impact/de chute (dans la Section 3.4.1)

Tableau A1. 2: Système en acoustique passive utilisé lors des essais sur les pertes de propagation (Section 4.5.2). Les premières trois voies (hydrophones) ont été également utilisées pour les essais des vitesses de chute (Section 3.4.1).

Hydrophone		Sensibilité [dB <i>re</i> 1 V/ μ Pa]	Gain [dB]	Dynamique	F _e [Hz]
Voie A	HTI92 n°785063	-179.6	15	2.5	156250
Voie B	HTI92 n°785064	-179.6	15	2.5	
Voie C	HTI92 n°931001	-165.4	15	2.5	
Voie D	HTI92 n°785065	-160.2	15	2.5	

Le cylindre RTSyS est utilisé pour les mesures en dérive, sur l’Isère à la station hydrométrique Grenoble Campus. Les hydrophones utilisés et les paramètres des voies d’acquisition sont affichés dans le Tableau A1. 3.

Tableau A1. 3: Système en acoustique passive utilisé lors des essais hydrophone en dérive sur l’Isère (Section 3.4.1).

Hydrophone		Sensibilité [dB <i>re</i> 1 V/ μ Pa]	Gain [dB]	Dynamique	F _e [Hz]
Voie A	HTI99 n°785062	-200.1	15	2.5	312500
Voie B	HTI99 n°931002	-180.6	15	2.5	
Voie C	HTI92 n°931028	-179.9	15	2.5	
Voie D	HTI92 n°931029	-180	15	2.5	

A1.2.3 Système autonome d’acquisition portable

Pour évaluer rapidement la pertinence du déploiement des stations de mesures, sur un site, on a développé aussi un système d’acquisition portable (une valisette) accompagné par un hydrophone B&K 8106, voir la Figure A1. 5. Les caractéristiques d’acquisition de la valisette sont similaires à ceux de la valise RTSyS à 4 voies, sauf qu’elle ne dispose que d’une voie d’acquisition et elle est très facile à porter. L’écoute du bruit sur place donne une idée très rapide sur la pertinence de mesures plus soignées. Ce système a été également utilisé lors des essais de 29-30 Juin sur l’Isère.



Figure A1. 5: Le système portable de mesure ponctuelle du bruit de la rivière afin de détecter le charriage (dans l'image, on est sur la rive gauche du Drac à Grenoble). On voit l'hydrophone au bout de la perche, le GPS pour la localisation de l'endroit de mesure, les casques d'écoute et le sac avec la valisette RTSyS.

A1.2.4 Chaîne de mesures d'acoustique active

La chaîne d'acquisition comporte à la fois des mesures sur la propagation acoustique (Section 4.5.1) et sur la vitesse d'impact (Section 3.4.1), dans le torrent du Vénéon. On rappelle que dans cette expérience on enregistre le signal émis par une source artificielle connue. La chaîne en acoustique active se compose d'une source large bande omni-directionnelle AQUA30, un hydrophone pour la mesure de la puissance de la source à 30 cm, B&K 8106, voir la Figure A1. 6a-b et le système audio multipistes TASCAM pour le conditionnement des signaux émis. Une chaîne passive est déplacée en plusieurs points de la rivière pour enregistrer le signal transmis (hydrophones HTI + valise RTSyS). Les signaux acquis par l'hydrophone B&K 8106 sont conditionnés par l'enregistreur audio NAGRA.

(a)



(b)

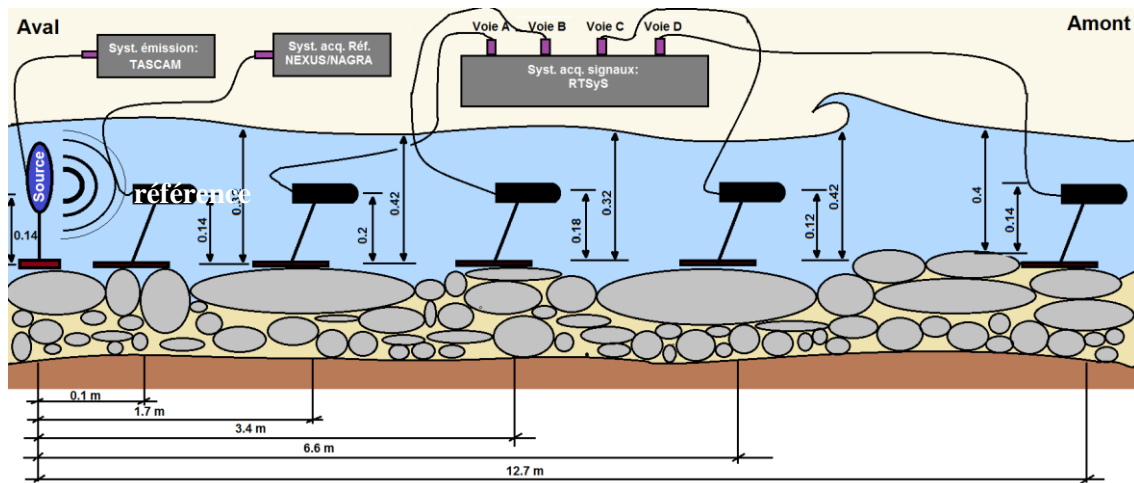


Figure A1. 6: (a) La source acoustique AQUA30 et l'hydrophone B&K 8106 (photographiés sur le Vénéon) utilisé pour la mesure de la puissance de la source ; (b) chaîne en acoustique active utilisée dans le Vénéon qui contient les systèmes TASCAM-NEXUS, la source AQUA30 et l'hydrophone de référence B&K 8106.

Les propriétés de chaîne d'émission et réception acoustique est dans le Tableau A1.

4.

Tableau A1. 4: Systèmes en acoustique active lors des essais sur les pertes de propagation (Section 4.5.2).

Système	Hydrophone	Sensibilité [dB re 1 V/ μ Pa]	Gain [dB]	Dynamique	F_e [Hz]
Hydrophone	B&K8106	-174.1			
NEXUS			-10		
NAGRA				1.234	96000
TASCAM		Pour émission			192000

A1.3 Protocole et outils de traitement du signal

Cette partie décrit les outils et des protocoles de traitement des données. Ces précisions que nous pensons nécessaires ont été placées dans cette annexe pour ne pas alourdir les développements dans le corps des différents chapitres.

C'est l'information spectrale du signal qui est utilisée principalement dans les différentes opérations, nous décrirons ici successivement :

- la procédure de calcul de la densité spectrale de puissance (DSP) en précisant les paramètres importants de cette procédure ;
- la procédure de normalisation du spectre analytique d'un impact entre deux particules ;
- le dénombrement du nombre d'impulsions/impacts dans un enregistrement ;
- la procédure de localisation d'une source acoustique à partir d'une antenne d'hydrophones ;
- les détails du modèle d'inversion de la vitesse d'impact ;

On trouvera aussi à la fin de cette partie une analyse de la qualité de la forme du dictionnaire des impacts ainsi que le détail d'échantillonnage du signal dans le cas d'un suivi temporel de longue durée.

A1.3.1 Calcul de la densité spectrale de puissance

Le principal outil de traitement du signal utilisé dans cette thèse est l'algorithme de Welch pour l'estimation du périodogramme. Le périodogramme représente la transformé de Fourier locale de l'autocorrélation d'un signal stationnaire et stochastique (Stoica & Moses, 2004), comme celui montré sur la Figure A1. 7. La transformé de Fourier est locale parce qu'on la calcule sur des petits morceaux, ou fenêtres locales. Les spectres forment le périodogramme qui est le spectre des énergies sur des bandes de fréquences étroites (normalement 1 Hz). La moyenne ou la médiane sur les bandes des fréquences des périodogrammes fournit la densité spectrale de puissance (DSP).

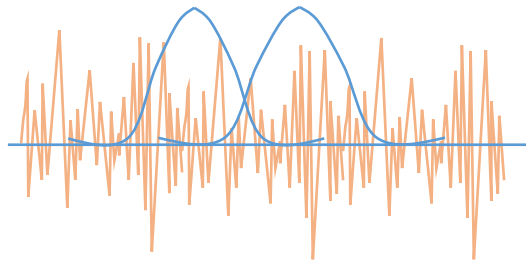


Figure A1. 7 : Un signal quasi-stationnaire stochastique et des fenêtres locales sur lesquelles on calcule la transformé Fourier locale.

La DSP estimée, appelée aussi le périodogramme moyenné, a la formule suivante

$$S_n(f) = \left\langle \frac{1}{N_w} |X_{N_w}(f)|^2 \right\rangle \quad (\text{A1. 3})$$

N_w - le nombre des fenêtres Fourier locales, $\langle \rangle$ - opérateur de moyennage,
 $X_N(f)$ amplitude Fourier sur une fenêtre locale

La variance de l'estimateur par le périodogramme, étudié dans le Chapitre 4 à l'occasion de l'analyse de la sensibilité du modèle d'inversion NNLS, dépend de :

- la taille de la fenêtre, i.e. les nombres d'échantillons de la population ;
- la durée du signal, i.e. la résolution spectrale;

Normalement, pour le calcul d'un périodogramme sur le signal typique de charriage, comme celui de l'Isère à Grenoble, on utilise les paramètres suivants de calcul des DSP :

1. La taille de la fenêtre locale de traitement : 2^{16} points, et donc la largeur de la fenêtre locale est plus 100 fois plus grande que la durée d'une impulsion (ici, on considère que la fréquence d'échantillonnage est 312500 Hz). Si l'intérêt est de localiser des impulsions, la résolution temporelle doit être, par exemple, augmentée à 2^{10} points;
2. Le nombre de points FFT est égal au nombre des points de la fenêtre locale pour obtenir l'optimum de résolution en temps-fréquence du périodogramme;
3. Le taux de recouvrement entre deux fenêtres locales voisines: 50%.
4. Fenêtre de pondération : Blackman

A1.3.2 Normalisation du spectre analytique d'un impact

Dans l'Annexe A2 (Petrut et al., 2017) on mentionne le fait qu'on normalise les spectres des énergies modélisées par une durée qui est plus longue que 1 milliseconde. Ceci a pour but l'estimation correcte de la puissance à partir de l'intégration de la DSP de l'impact. . Pour cela il faut donc diviser les spectres des énergies par la durée (inconnue) et corrigée selon la fenêtre locale, de la manière suivante (Schmid, 2012) :

$$P = \frac{E}{T_{sig_b} \cdot \sum_{i=1}^{N_{sig_b}} w_i} \quad (A1.4)$$

P - la densité spectrale de puissance, en dB *re* $1\mu\text{Pa}^2\text{Hz}^{-1}$, E – la densité spectrale de puissance, en dB *re* $1\mu\text{Pa}^2\text{Hz}^{-1}$, modélisée par les équations du Chapitre 3, N_{sig_b} – le nombre de points du signal, w_i les coefficients de pondération de la fenêtre locale (*Blackmann* dans cette thèse), $T_{sig_b} = N_{sig}/F_s$, F_s - la fréquence d'échantillonnage, une certaine durée ; dans l'article de l'annexe A2, cette durée est égale à 5 (ms) + la durée effective de l'impact T_{sig} estimée à partir du spectre modélisé de l'impact, comme il est montré sur la Figure A1. 8.

La durée T_{sig_b} est donc variable en fonction des diamètres de particules, calculée à partir de la fréquence du pic du spectre analytique.

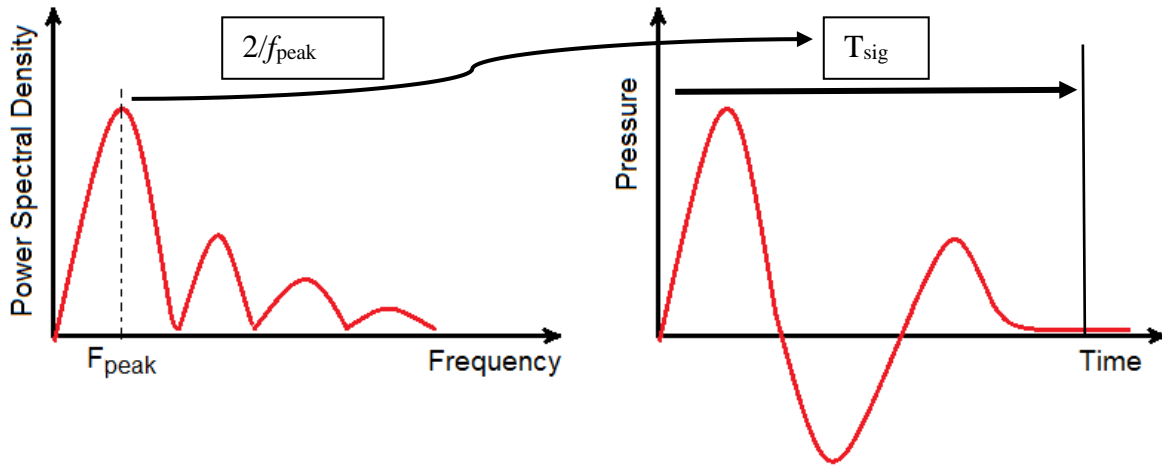


Figure A1. 8 : La durée effective d'une impulsion, égale au double de l'inverse de la fréquence du pic modélisée

A1.3.3 La localisation des sources acoustiques

On localise des sources acoustiques, qui sont des impacts avec le lit de la rivière, pour calculer les distances par rapport aux capteurs de l'antenne acoustique (voir la Section 3.4.1).

La méthode de localisation ou triangulation est un algorithme au sens de maximum de vraisemblance. L'algorithme utilise les temps de propagation entre la source et les capteurs de l'antenne pour la position la plus probable de la source. La position de la source est à l'intersection des trois cercles des positions possibles, voir la Figure A1. 9a-b. Les temps de propagations sont calculés par la technique du filtrage adapté. Parce qu'on utilise la différence des temps de propagations, il est plus facile de faire le filtrage adapté (ou corrélérer le signal de chaque voie avec le signal de la voie qui a le meilleur RSB). L'algorithme est décrit par les pas suivants:

1. Considérer la source dans la position hypothétique $p_{i,j}$.
2. Calculer les temps de propagation du son du point $p_{i,j}$ à chaque capteur et calculer les différences de ces temps pour les paires de deux capteurs (A1. 5).

$$T_{i,j}^{m,n} = \frac{\sqrt{(x_m - x_i)^2 + (y_m - y_j)^2} - \sqrt{(x_n - x_i)^2 + (y_n - y_j)^2}}{c} \quad (\text{A1. 5})$$

où (m, n) – les capteurs m et, respectivement, n ; (i, j) – la position du point $p_{i,j}$

3. Calculer la différence entre le temps de propagation hypothétique et le temps de propagation mesuré (A1. 6).

$$\sigma_{i,j}^2 = \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{n=m+1}^N (T_{i,j}^{m,n} - TDOA_{m,n}) \quad (\text{A1. 6})$$

où $TDOA_{m,n}$ - différence des temps de propagation mesurés, entre les capteurs m et n .

4. Répéter les pas 1-3 pour tous les points possibles de la grille de recherche de la source.

5. À la fin, les coordonnées x_i et y_j de la source seront celles pour lesquelles la variance $\sigma_{i,j}^2$ est minimale (A1. 7).

$$(x_i, y_j) = \arg \min_{x_i, y_j} \sigma_{i,j}^2 \quad (\text{A1. 7})$$

A1.3.4 Modèle d'inversion de la vitesse d'impact

Les signaux des impacts, mesurés et localisés par l'antenne acoustique à trois hydrophones lors des essais de lancement des cailloux sur le lit du Vénéon, sont comparés aux modèles analytiques des impacts sphère-sphère. Le diagramme de la Figure A1. 10 montre concrètement la procédure d'inversion pour l'estimation de la vitesse d'impact qui génère le plus de ressemblance entre les impacts réels et théoriques.

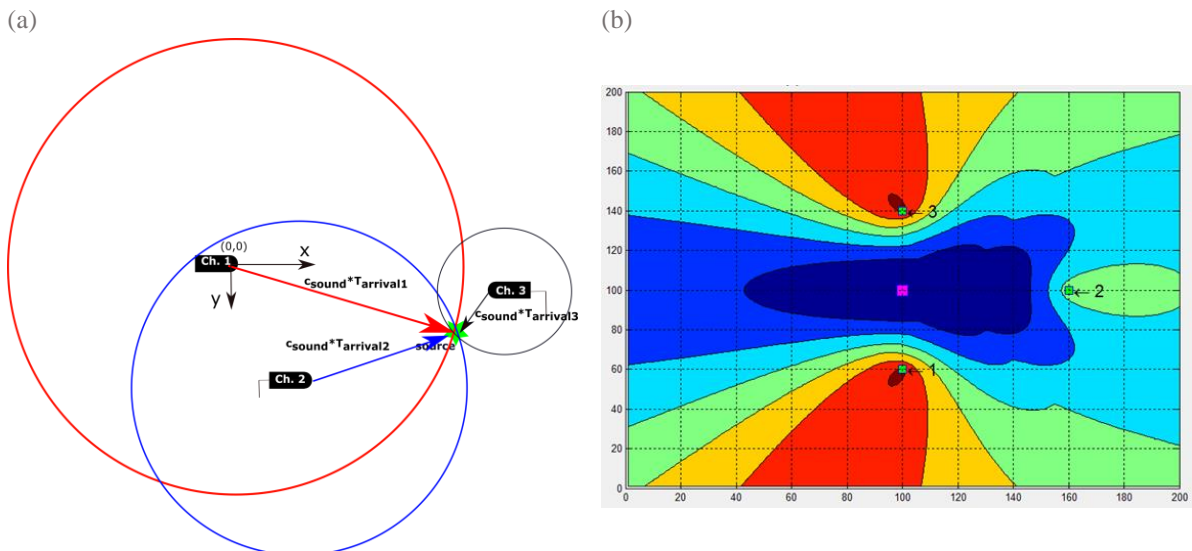


Figure A1. 9: (a) Principe de la localisation à partir un réseau de trois capteurs (Triangulation) ; (b) Un exemple de localisation de fonction coût (A1. 6) calculé par l'algorithme de triangulation : la source est trouvée en (100,100), unités aléatoires.

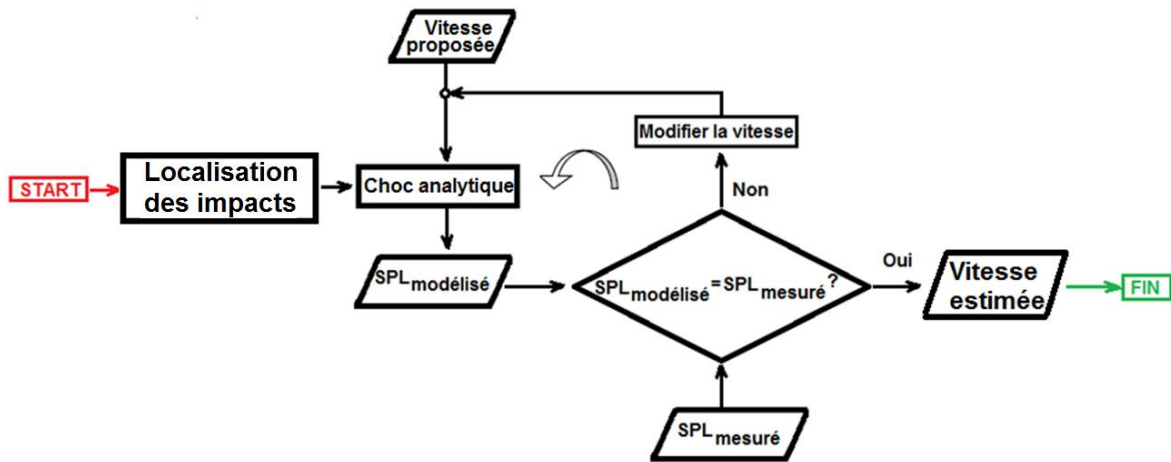


Figure A1. 10: Le diagramme logique du modèle d'inversion de la vitesse de chute (impact) pour les expériences du Vénéon ; on commence par localiser la source acoustique à partir du réseau de trois hydrophones ; la localisation nous permet de calculer la distance d'atténuation de l'impact analytique. La sortie de modèle d'inversion est la vitesse d'impact

A1.3.5 Analyse de la qualité de la forme du dictionnaire des impacts

Le problème d'inversion, comme celui de l'Eq. (4.19), est mal posé quand, dans la matrice Δ , le nombre des lignes n'est pas égal au nombre de colonnes. Cela veut dire que les spectres ont la taille plus grande que la taille de la distribution granulométrique γ_m , ($NFFT > K$). La matrice Δ est aussi possiblement déficitaire de rang, parce que ça arrive que deux colonnes soient égales, quand on veut déterminer des classes des particules très grossières.

La matrice Δ possède également un rang faible, car deux colonnes (i.e, deux spectres élémentaires) se ressemblent beaucoup lorsque l'on veut déterminer des classes des particules très grossières. Pour deux impacts des petites sphères ($a_2 = 2$ mm et $a_2 = 3$ mm), les deux spectres large bande sont très différents, comme il est affiché sur la Figure A1. 11a. On ne peut pas dire la même chose pour deux impacts des sphères de rayons très grands mais proches ($a_2 = 50$ mm et $a_2 = 51$ mm), dans la Figure A1. 11b. Ainsi, il existe des colonnes (spectres) de la matrice Δ qui sont très corrélées, ce qui rend le problème d'inversion instable.

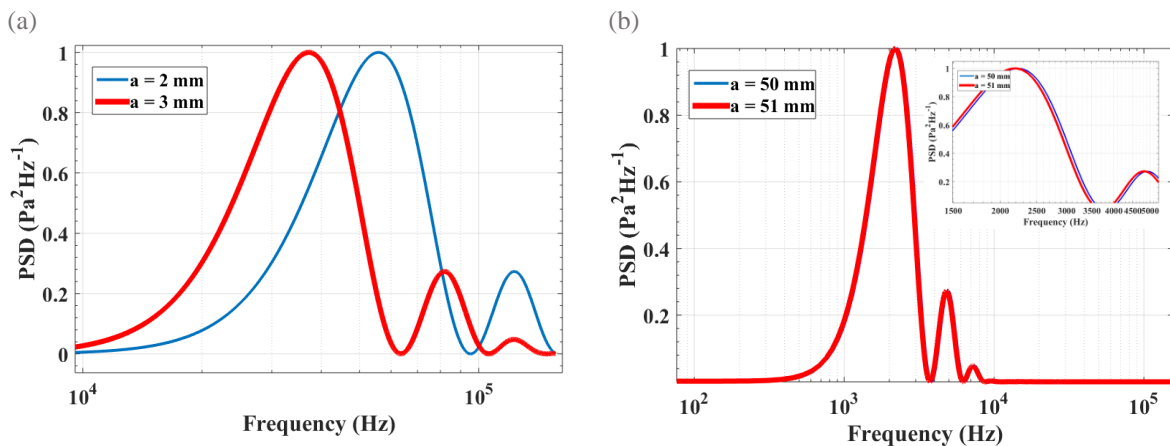


Figure A1. 11: (a) Spectres analytiques d'impacts, pour des rayons a sont petits; (b) Spectres des impacts, les rayons sont grands. Les amplitudes spectrales sont normalisées à leurs maxima

L'identification des spectres élémentaires corrélés dans la matrice Δ génère un mauvais conditionnement de la matrice. Ceci a des conséquences sur la précision de l'estimation de la solution.

Le conditionnement de la matrice des impacts

On décrit en détail des aspects sur le conditionnement de la matrice Δ dans l'Annexe A1.3.8. Le conditionnement de la matrice Δ est mesuré par le nombre χ , défini par la formule (A1. 8) (Strang, 2009). Ce paramètre est défini comme le rapport entre les valeurs singulières maximale et minimale (non-nulle) de la matrice. Si $\chi = 1$ la matrice est très bien conditionnée et les colonnes sont complètement indépendantes ou orthogonales (leur corrélation est nulle) et la solution est parfaitement retrouvée.

$$\chi = \frac{s_{\max}}{s_{\min}} \quad (\text{A1. 8})$$

Prenons comme test numérique le calcul d'un dictionnaire Δ qui comprend 100 spectres, représentant des impacts sphère-sphère, dont les rayons sont égaux, de 1 à 100 mm, tous les millimètres, ou des impacts sphère-plaque, dont les rayons sont aussi de 1 à 100 mm, tous les millimètres. Les 8093 fréquences utilisées pour la représentation des spectres font que les matrices Δ sont fortement surdéterminées.

D'abord, les 100 valeurs singulières classées dans la Figure A1. 12a, pour les deux types d'impact, montrent qu'il n'y a pas de valeurs singulières nulles, ce qui signifie qu'il n'y a pas de spectres identiques dans la matrice Δ . Surtout, les nombres χ calculés à partir de la formule (A1. 8) sont très élevés : $\chi = 1.5 \cdot 10^8$, pour les impacts sphère-plaque, et $\chi = 9.8 \cdot 10^8$, pour les impacts sphère-sphère. Ça se traduit par le fait que les spectres voisins des sphères les plus grosses se corrélaient très bien entre eux. Si on choisit moins des classes (moins des spectres), $\{1, 10, 20, 30, \dots, 100\}$ mm, donc 11 classes, on a $\chi = 4.8 \cdot 10^5$ pour sphère-plaque, et $\chi = 7 \cdot 10^7$ pour impacts sphère-sphère, voir la Figure A1. 12b.

Si la dimension de la matrice augmente, comme c'est le cas du modèle « Φ - Φ », le nombre χ croit jusqu'à des valeurs de 10^{12} (pour 22500 spectres) et, donc, l'usage de ce modèle dans le contexte de l'inversion LS est très limité, parce que le temps de calcul est trop important.

(a)

(b)

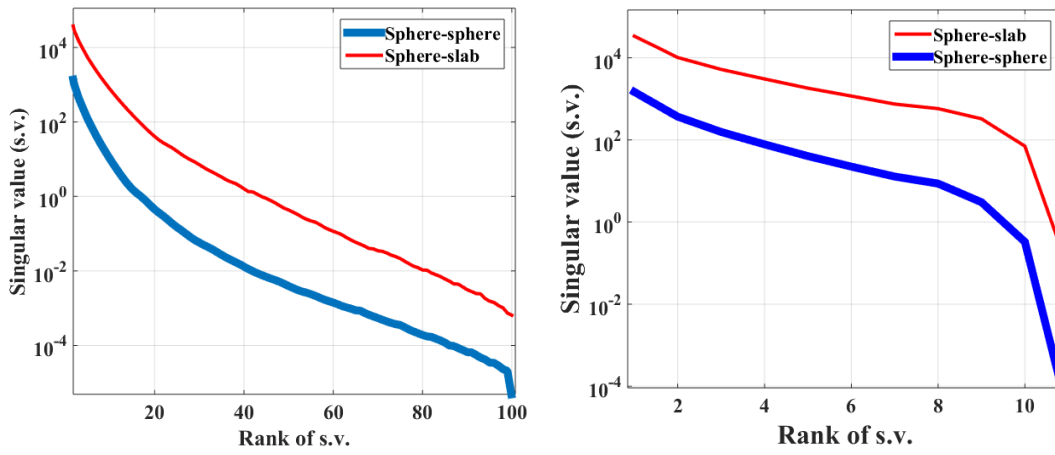


Figure A1. 12: (a) Les valeurs singulières de la matrice Δ , où $N_{fft} = 8093$, $K = 100$ classes granulométriques, i (les diamètres) = $1, 2, \dots, 100$ mm, matériau du granite, $r = 1$ m, $U = 1$ ms $^{-1}$, $\theta = 0^\circ$;
 (b) Les valeurs singulières d'une matrice Δ plus petite que précédemment, où $N_{fft} = 8093$, $K = 11$, $i = 1, 10, 20, \dots, 100$ mm, matériau du granite, $r = 1$ m, $U = 1$ ms $^{-1}$, $\theta = 0^\circ$;

Un nombre χ de la matrice Δ très grand produit des instabilités dans la solution γ_m . Les instabilités dans la solution sont liées aux incertitudes de l'entrée, dP (de la mesure), et de la solution, $d\gamma_m$, sont définie par la relation (Strang, 2009) :

$$d\gamma_m = \frac{dP}{\chi(\Delta)} \quad (\text{A1. 9})$$

La formule (A1. 9) modélise l'erreur propagée dans la solution donnée par l'inversion suite à des mesures erronées $P_{P\Sigma\Delta}$ et du conditionnement de la matrice $\chi(\Delta)$. Il y a deux types d'incertitudes qui génèrent de l'instabilité :

- Des incertitudes sur ce qu'on modélise : on ne connaît parfaitement les conditions de mesures (dimensions des sédiments, vitesses d'impact, etc.) ;
- Des incertitudes sur ce qu'on mesure : les spectres acoustiques sont bruités par d'autres sources acoustiques (hydrodynamiques).

A1.3.6 Algorithme de bruitage des spectres acoustiques

L'algorithme de bruitage de la courbe décrit par la procédure dans la Figure A1. 13. Le taux de bruitage dépend du nombre de réalisations de bruit moyennées N_{real} : plus le nombre de réalisations est petit, plus la variance augmente, voir la Figure A1. 14.

1. Apply the model (4.5) or (4.9) to simulate the spectrum P
2. Generate a random sequence e_k from a normal distribution $N(0,1)$, of the same dimensions as the spectrum $P^{N_{FFT} \times 1}$, sampled with the frequency F_s ;
3. Scale e_k to achieve unitary Power Spectrum Density, $e_n = e_k / \sqrt{\text{sum}(e_k^2) / (N_{FFT} \cdot F_s)}$;
4. Compute the Fourier transform of e_n , $FFT = \text{fft}(e_n, N_{FFT})$;
5. Compute the PSD, $DSP = 2 / (N_{FFT} \cdot F_s) \cdot \text{abs}(FFT)^2$;

6. Do N_{real} times the steps 2-5 ;
7. Average the N_{real} of DSP \rightarrow final noisy P_{noisy}

Figure A1. 13: La procédure pour l'addition de la variance sur la courbe DSP simulée

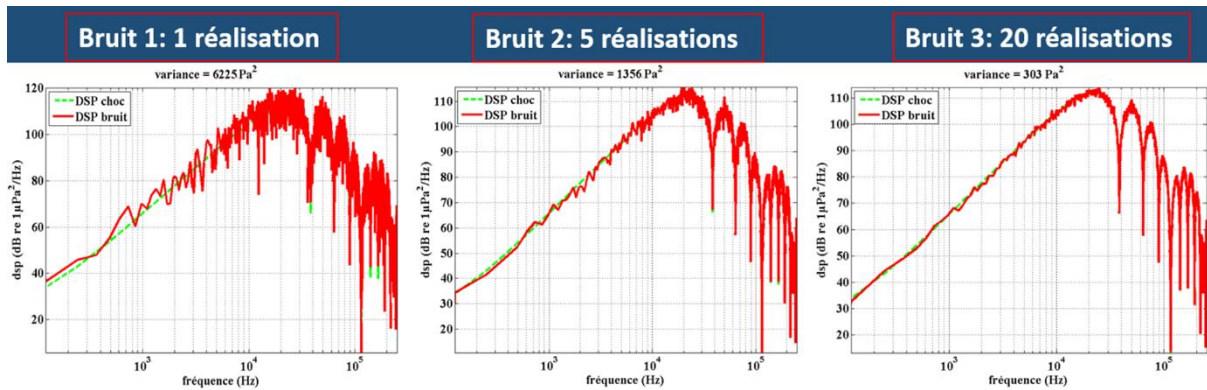


Figure A1. 14: Bruitage du spectre de l'impact entre deux sphères : a) 1 seule réalisation (la variance du bruit blanc utilisé est dans le titre); b) 5 réalisations moyennées; c) 20 réalisations (la moindre variance)

Annexe A2 – Article HESS

On présente dans cette annexe la version finale et révisée de l'article soumis pour publication dans la revue « *Hydrology and Earth System Sciences (HESS)* ». Cet article présente des premières recherches sur la physique de l'impact du Chapitre 3, le modèle du charriage et l'algorithme d'inversion des spectres du Chapitre 4.

La première partie de l'article est la présentation du modèle analytique spectral de l'impact entre une sphère et une plaque, son analyse locale et globale de sensibilité et la comparaison avec le modèle similaire de (Thorne & Foden, 1988). La conclusion est que les formes des spectres des deux modèles ne sont pas largement différentes.

La deuxième partie de l'article est la présentation de l'algorithme NNLS d'inversion des spectres acoustiques. On modélise ici les spectres analytiques de l'impact sphère-plaque. L'inversion est testée sur des spectres réels mesurés dans l'Isère à Grenoble, montrés déjà dans le Chapitre 4, sur la validation de l'inversion.

La dynamique spatiale des courbes granulométriques, à travers la rivière, est bien reconstruite en suivant la dynamique de croissance des dimensions des sédiments de rive gauche à la rive droite. La courbe granulométrique dans le centre de la rivière est bien proche des courbes mesurées par un Toutle River.

Toutefois, il faut expliquer les différences sensibles en résultats de l'inversion des spectres de l'Isère entre l'article et cette thèse. Premièrement, l'article modélise les impacts sphère-plaque tandis que la thèse modélise les impacts sphère-sphère. Deuxièmement, les spectres élémentaires des impacts sont exprimés en DSE, dans cette thèse, et en DSP, dans l'article. Dans l'article on a normalisé l'énergie de l'impact par une certaine durée T_{sig_b} , voir aussi l'Annexe A1.3.2. Dans la thèse, on a choisi de travailler en énergie de l'impact et en puissance du charriage. On considère que l'énergie est bien meilleure pour décrire un impact parce qu'on n'a plus besoin de fixer une durée (de l'impact, de la fenêtre locale de la FFT ou du signal entier).

Passive Acoustic Measurement of Bedload Grain Size Distribution using the Self-Generated Noise

Teodor I. Petrut^{1,2}, Thomas Geay¹, Cédric Gervaise^{4,5}, Philippe Belleudy², Sebastien Zanker³

¹ Université Grenoble Alpes, Grenoble INP, CNRS, GIPSA-Lab, Grenoble, France

² Université Grenoble Alpes, CNRS, IRD, Grenoble INP, IGE, Grenoble, France

5 ³ Électricité de France, DTG division, Grenoble, 38040, France

⁴ Institut de recherche CHORUS, Phelma Campus, 3 Parvis Néel, 38000 Grenoble, France

⁵ Chaire de recherche CHORUS, Fondation partenariale Grenoble INP, 46 avenue Felix Viallet, 38000, Grenoble, France

10 *Correspondence to:* Teodor Petrut (petrut.teodor@gmail.com)

Abstract. Monitoring sediment transport processes in rivers is of particular interest to engineers and scientists to assess the stability of rivers and hydraulic structures. Various methods for sediment transport processes description were proposed using conventional or surrogate measurement techniques. This paper addresses the topic of the passive acoustic monitoring of bedload transport in rivers and especially the estimation of the bedload grain size distribution from self-generated noise. It discusses the feasibility of linking the acoustic signal spectrum shape to bedload-grain sizes involved in elastic impacts with the river bed treated as a massive slab. Bedload grain size distribution is estimated by a regularized algebraic inversion scheme fed with the power spectrum density of river noise estimated from one hydrophone. The inversion methodology relies upon a physical model that predicts the acoustic field generated by the collision between rigid bodies. Here we is proposed an analytic model of the acoustic energy spectrum generated by the impacts between a sphere and a slab. The proposed model computes the power spectral density of bedload noise using as a linear system of analytic energy spectra weighted by the grain size distribution. The algebraic system of equations is then solved by least square optimization and solution regularization methods. The result of inversion leads directly to the estimation of the bedload grain size distribution. The inversion method was applied on real acoustic data from passive acoustics experiments realized on the Isère River, in France. The inversion of in situ measured spectra reveals good estimations of grain size distribution, fairly close to what was estimated by physical sampling instruments. These results illustrate the potential of the hydrophone technique to be used as a standalone method that could ensure high spatial and temporal resolution measurements for sediment transport in rivers.

1 Introduction

Sediment transport analysis in river catchments are one of the key activities stipulated by the European water framework directive (European Commission, 2007) and also applied in French environmental policies. Climate changes and anthropological actions impact the sediment transport in rivers such that it produces changes in the river morphology and may put at risks ecosystems and hydraulic structures, eventually. One of the major concerns of sediment transport in rivers is determining the total discharge of bedload transport (Gray et al., 2010). Bedload transport models are highly sensitive to incipient motion, which is directly related to river bed grain size distribution (GSD). Bedload GSD is linked to both surface and substrate GSD. In his paper, Parker (1990) constructed a two size fraction transport model, assuming that the bedload GSD is identical to substrate GSD, for stable armored bed rivers, and becomes identical to surface GSD whenever the armor is destroyed. The development of surface-based and mixed-size transport models has received considerable attention (Heimann, Rickenmann, Turowski, & Kirchner, 2015; Kuhnle, 1993; G. Parker, 1990; Recking, 2016; P R Wilcock & McArdell, 1993; Peter R. Wilcock & Kenworthy, 2002). Knowing the bedload GSD solves the problem of initiation of motion and, therefore, enhances the accuracy of transport rate prediction. Therefore, measuring bedload leads not only to transport rates but also to bedload GSD to calibrate models (Gary Parker, 2002; P. Wilcock et al., 2009). However, obtaining bedload samples during exceptional hydraulic events may be difficult by using traditional bedload sampling techniques (e.g., pressure-difference samplers) (K Bunte, Swingle, & Abt, 2010). To measure a wide range of discharge flows, the scientific community has been interested in developing indirect, or surrogate, methods that achieve continuous measurements no matter the hydraulic conditions (Gray et al., 2010; Hubbell, 1964). This paper is dedicated to the monitoring of bedload GSD using the acoustic noise naturally generated by bedload transport in rivers, the so-called bedload Self-Generated Noise (SGN).

Acoustics surrogate methods are divided in two categories: active and passive methods (Gray et al., 2010; Hubbell, 1964). Examples of active methods are the acoustic Doppler current profile, aDcp (Rennie & Millar, 2004), or the acoustic mapping

velocity technique (Muste et al., 2016). Active methods use emissions of well-known signals but, actually, to the best of our knowledge, no active instrument was conceived to estimate bedload GSD. Besides, the major problem of the active instruments is that they do not properly behave during high flow discharges. This is why the passive instruments are preferred instead of the former. These instruments use seismic or acoustic signals generated by bedload particle impacts. Recorded signals contain information on both sediments impact rate and bedload particles sizes. One of the most widely used technique consist in recording the signal of particle impacts on steel objects like plates (Rickenmann et al., 2014; C.R. Wyss et al., 2016), pipes (Mao et al., 2016; Mizuyama et al., 2010) or column pipes (Papanicolaou et al., 2009). Other passive instruments consist in directly recording bedload Self-Generated Noise (SGN) by using passive acoustic monitoring (PAM) (J. S. Barton, 2006; Bedeus & Ivicis, 1963; T. Geay, 2013; Thomas Geay et al., 2017; Peter D. Thorne, 1986) or seismic monitoring (Gimbert et al., 2014; Roth et al., 2016; Tsai et al., 2012). Measuring bedload GSD with passive methods has been achieved using plates (Barrière et al., 2015; Krein et al., 2014; Rickenmann et al., 2014; Wyss et al., 2016b) or pipes (Dell'Agnese et al., 2014; Mizuyama, Oda, et al., 2010; Papanicolaou et al., 2009), and Self-Generated Noise (SGN) (Thomas Geay et al., 2017; Johnson & Muir, 1969; Jonys, 1976; Peter D Thorne, 1986), by using experimental laws of calibration. Concerning seismic methods, bedload GSD measurements were not yet proposed as a direct application.

The existence of a link between the GSD and the features of vibrational signals has been demonstrated in several experiments (Belleudy et al., 2010; Bogen & Møen, 2001; A. Krein et al., 2008; Turowski et al., 2011). By coupling geophones with steel plates (Barrière et al., 2015; C.R. Wyss et al., 2016) produced composite power laws by linking both peak amplitude and peak frequency to the grain size. Using the Japanese pipe, Mao et al. (2016) proposed an empirical model based on multi-channel recorded amplitude ratios to estimate different percentiles of grain diameters (D_{16} , D_{50} and D_{84}). The only metric exploited in this kind of measurements is the amplitude of shocks on steel structures. Thus, these passive techniques involving shocks on steel structures offer high quality signal, or signal-to-noise ratios (SNR). The analyzed physics is the same as in the case SGN measurements by PAM, which is the rigid body radiation caused by hertzian impacts between sediments. In the case of SGN measurements, unlike the steel structure impacts measurements, the SGN signal amplitudes are not usable for grain size inversion because of the issues concerning the sound propagation throughout the reach (the amplitudes depend on the distance between the shocks and the hydrophone). This makes the amplitude a futile metric to infer grain-size information from SGN signals.

Several studies in the field highlighted that the frequency content (i.e., spectrum shape) of SGN signals is heavily dominated by grain sizes. For example, Jonys (1976) showed by laboratory experiments with ceramic spheres that spectral peak frequency is linked to sphere diameter. The author found a peak frequency at about 4 kHz for 19 mm-diameter particles, at 2.2 kHz for the 38 mm-diameter and 1 kHz for 75 mm-diameter. This means that a doubling of grain size is almost equivalent to halving of peak frequency. Extensive research on GSD estimation by SGN recordings was made by Thorne (1986b) where he presented two strategies for inversion of acoustic spectra to estimate GSD. Results were encouraging as GSD were roughly estimated. These techniques are based on experimental measurements that have been made in a rotating drum with specific conditions that are different from the conditions found in rivers (e.g. impact velocities, acoustic propagation). Besides, his inversion techniques raise issues because of the broadband nature (shape) of spectra, even for uniform sediments. The author himself assumed that this was the major cause for inaccurate estimations of GSD from composite spectra.

This paper proposes an inversion method that solves the issue of spectrum shape and which accurately estimates the entire bedload GSD curve. This proposed method is conceived to be transferable to a large set of operational contexts. The procedure of inversion is based on a physical direct model which is presented in the first part of this paper. In the second part, the inversion algorithm is presented in the form of a technique for solving least square (LS) problems with a regularization condition about the positivity of GSD curve. Simulated acoustic spectra and their inversion are used to test the robustness of LS methods to measurement uncertainties. In the third part, the LS inversion algorithm is applied on field measurements done in the large gravel-bed Isère River, France. GSD estimated with our method are compared to GSD measured with a pressure-difference sampler. Additionally, the cross-sectional variability of bedload GSD is analyzed using both, acoustic and direct, measurements. Finally, results are discussed to give a technical overview on the proposed inversion method.

2 SGN model

2.1 Analytic model of Hertzian impact between a sphere and a slab

This section deals with spectral modeling of the impact between a sphere and a slab (Akay and Hodgson, 1978; Hunter, 1957), because the main assumption of this study is that the acoustics of gravel is described by impacts between bedload sediments and the river. To prove the validity of our model, the study includes some comparative facts with the sphere-sphere spectral model of Thorne & Foden (1988).

As a brief introduction, the collision between bed particles radiates energy. Such a rigid body radiation phenomenon is due to both vibrations and accelerations. These processes are very well separated with respect with their dominant frequencies, such that the spherical mode vibrations generates much higher frequencies than the acceleration-based sound (J. S. Barton, 2006; Peter D. Thorne & Foden, 1988). The acoustic effect of accelerating rigid bodies is physically modeled by Kirchhoff (1883).

- 5 A framework was constructed by Goldsmith (2003), Hertz (1882) and Hunter (1957) to model acceleration profiles from elastic impacts between two solid rigid bodies like two spheres or a sphere and a slab. In a mathematical sense, the acoustic pressure field generated from the acceleration of a rigid body is evaluated by the integral convolution from Eq.(1) (Akay and Hodgson, 1978; Koss and Alfredson, 1973; Thorne and Foden, 1988). The integral consists of the convolution between the Kirchhoff's impulse response p_I and an acceleration profile A . In the case of elastic (hertzian) impacts the acceleration occurs during the impact and so the integral is evaluated by intervals with respect to a contact duration T_c . The contact duration T_c is modeled by Hertz's law and it is put in a simplified form in Eq. (2), for both sphere-sphere and sphere-slab impact models.

$$p(t) = \int_0^{\chi} p_I(t') \cdot A(t-t') dt' \quad (1)$$

$$T_c = \mathcal{G}^{(1)} (\zeta \rho_s)^{0.4} a U_{imp}^{-0.2} \quad (2)$$

- where χ is the time interval of convolution, with $\chi = t$, if $0 \leq \tau \leq T_c$, and $\chi = T_c$, if $\tau > T_c$, with τ a delayed time due to sphere geometry, $\tau = t - (r - a)/c$, r is the distance between the observation point and the impact, see also the Fig. 1a-b, a is the radius of sphere, c is the sound celerity and ρ_s is material density and U_{imp} is the impact velocity. The parameter $\mathcal{G}^{(1)}$ is a constant, $\mathcal{G}^{(1)} = 9.229$ for the impact between two spheres of same radii and $\mathcal{G}^{(1)} = 10.601$, for the impact a slab and a sphere. The parameter $\zeta = (1-\nu^2)/(\pi E_{long})$ is a material parameter and it contains the Young's modulus (E_{long}) and the Poisson ratio (ν).

The general form of acceleration profile is provided by Goldsmith (2003) and it is rewritten in a unified form for both sphere-sphere and sphere-slab impact models, see the Eq. (3).

$$A(t) = \begin{cases} \mathcal{G}^{(2)} \frac{U_{imp}}{T_c} \sin\left(\pi \frac{t}{T_c}\right), & 0 \leq t \leq T_c \\ 0, & t > T_c \end{cases} \quad (3)$$

where the constant $\mathcal{G}^{(2)} = 1.5708$, for sphere-sphere impact and $\mathcal{G}^{(2)} = 3.353$, for sphere-slab impact.

- 25 The first important observation from Eq. (3) is the half-period sinusoidal form of the hertzian acceleration. The two modeled acceleration laws show close frequencies as the constant $\mathcal{G}^{(1)}$ from T_c 's formula is not dramatically different from one case to another. If the frequency of acceleration of sphere-sphere impact is 1000 Hz, then the frequency of acceleration of sphere-slab impact is 909 Hz which is almost only 10% of deviation. The maximum amplitude of acceleration for the impact between two spheres of radius a is almost two times less than the impact between sphere of radius a and a slab, considering the same U_{imp} and T_c .

The integral convolution in Eq. (1) is transformed into multiplication in the complex Fourier space. Thus, analytical magnitude spectrum of the noise from the rigid body acceleration, F_{acc} , is given in Eq. (4a).

$$F_{acc}(\omega) = F(p_I(t)) \cdot F(A(t)) \quad (4a)$$

where

- 35 $F(p_I)$ – is the Fourier Transform (FT) of Kirchhoff's impulse response p_I (Koss & Alfredson, 1973), for a sphere of radius a , defined in the Eq. (4b),

$F(A)$ –the FT of hertzian acceleration due to elastic impact between two same radius and same material spheres, defined in Eq. (4c), and ω is the angular frequency which is a measure of rotation rate, in radians per seconds, and it is equal to $2\pi f$, f is the linear frequency, a measure of number of occurrences per second.

- 40 $F(p_I)$ =

$$= \frac{\rho a^3 c}{r^2} (c + j\omega r) \frac{2c^2 - (\omega a)^2 - j2\omega a c}{[2c^2 - (\omega a)^2]^2 + (2\omega a c)^2} \cos \theta \quad (4b)$$

F(A)=

$$\mathcal{G}^{(3)} \frac{U}{\pi^2 - (\omega T_c)^2} (e^{-j\omega T_c} + 1) \quad (4c)$$

j – imaginary unit and $\mathcal{G}^{(3)} = \pm\pi^2/2$ for sphere-sphere impact and $\mathcal{G}^{(3)} = 1.067\pi^2$ for sphere-slab impact.

5 The case of sphere-slab impact is treated below. As we know, the nature of hertzian sound is the oscillation of rigid solid and so the source has a character of dipole source, also shown in the Fig. 1b. Hence, the amplitude of an oscillating sphere is dependent on the $\cos\theta$ term and the phase of the acoustic pressure field changes by 180° at $\theta = 90^\circ$, i.e. the rarefaction wave changes into a compression wave or vice-versa. In the case of the sphere-slab impact shown in Fig. 1b, the total pressure field is modeled as the addition between the compression wave and the slab-reflected rarefaction wave of the acoustic dipole. Thus, 10 the addition becomes a subtraction as the reflected rarefaction wave keeps its sign (does not shift in phase) so there are two waves (compression and rarefaction) arriving to the sensor almost in the same time (Akay and Hodgson, 1978). This acoustic process is modeled by the so-called method of images by which one considers a mirrored sphere replacing the slab and being responsible for the rarefaction wave generation.

The same subtraction is applied in the case of complex spectra to obtain the total spectrum F_{im} , Eq. (5). In this formula, the 15 first term of the right member is attributed to the impacting sphere whereas the second term pertains to the mirror. The time delay T_d of sound arrival due to distance of measurement and sphere's geometry makes that the two terms do not perfectly cancel out or do not arrive in the same time at the sensor.

$$F_{im}(\omega) = F_{acc}(\omega) - F_{acc}(\omega)e^{-j\omega T_d} \quad (5)$$

20 Introducing Eq. (2), (3) and (4a-c) in Eq. (5), one obtains the complex magnitude spectrum of the impact between a sphere and a slab. The spectrum contains complex numbers so one applies the multiplication of the spectrum and its conjugate to compute the magnitudes of the energy spectrum, Eq. (6).

$$|F_{im}|^2 = F_{im} \cdot F_{im}^* \quad (6)$$

where F_{im}^* is the complex conjugate of F_{im} .

25 The quantity $|F_{im}|^2$ from Eq. (6) is noted as in Eq. (7) by E and its unit of measurement is $\text{Pa}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{Hz}^{-1}$. Thus, the analytical model of impact used in this paper is an energy spectral density and it will be used to inverse acoustic spectra measured in the field.

$$E(\omega) = |F_{im}|^2 \quad (7)$$

An example of analytical model computed in time by Akay and Hodgson (1978) and reformulated in the Appendix B, is presented in the Fig. 2a. The impacting sphere has 20 mm in diameter, the material is granite and the impacting velocity is 1 m s^{-1} . The shape of waveform is approximately one and a half period sinusoid. The subtraction of the two pressure fields, the 30 rarefaction and the reflected compression wave fields are observed. It is also important to notice that the first arrival to the sensor is the compression wave. Thereafter, the other part of the acoustic dipole (the rarefaction wave), arrives with the delay T_d to the sensor. The power spectrum density modeled by Eq. (7) is shown in Fig. 2b. Here, the spectrum has a principal lobe and numerous side lobes. The principal lobe has the peak at the frequency of approximately $1/(1.1 \cdot T_c)$ and the side lobes are approximately associated with the term $\cos(\omega T_c)$, also observed by Thorne and Foden (1988).

35 In Fig. 2c it is shown that the frequency peaks of spectra from both types of impact model are decreasing with the sphere's diameters (from 1 mm to 150 mm) as experimentally observed by Thorne (1986b). Frequency peak as function of diameter D , in the case of sphere-slab impact, $f_{peak}(D) = a \cdot D^b$, is given in the case of three impact velocities, $U_{imp} = \{0.01; 0.1; 1\} \text{ ms}^{-1}$. The exponents of the regression laws proves the exact inverse proportionality between f_{peak} and D . Besides, the power peaks and peak frequencies increase, for a certain diameter, when the impact velocity increases. There is only a doubling of f_{peak} when 40 U_{imp} changes by an order of magnitude. This is also proved by the formula of Eq. (2) of T_c (almost the reciprocal of f_{peak}) where the parameter U_{imp} is raised to a weak exponent of -0.2.

The f_{peak} in the case of sphere-sphere impact, modeled for impact velocity $U_{imp} = 1 \text{ ms}^{-1}$, is higher than in the case of the sphere-slab impact. Here, the analytical model of sphere-sphere spectrum was computed using the Eq. (4a) and (5), with the two

pressure fields auditioned instead subtracted. This gives the same results as the spectral model reported by Thorne and Foden (1988). To give an idea, a 150 mm-diameter particles in sphere-sphere impact has spectrum $f_{peak} = 1700$ Hz, see detail of Fig. (2c), whereas sphere-slab impact has $f_{peak} = 1500$ Hz, so the 200 Hz represents circa 15% of variation between the cases.

It is worth to mention that U_{imp} greatly influences the power peak, if the former is changed by one order of magnitude. On the other hand, the power peak of the sphere-sphere impact is slightly weaker than the sphere-slab. In this paper, we choose to use a slab model to model bedload SGN as it simplifies the inverse problem. Indeed, the task of determining the dimensions of impacted particles is skipped. Therefore, we consider that the riverbed could be modeled as a slab. This hypothesis could be supported when the riverbed is armoured or paved, but may be false when the river bed is totally mobile and when the impacts between particles of different diameters are very common.

2.2 PSD model of the SGN generated by a mixture of sediments

In the previous section, the analytic energy spectral density (ESD) was defined for the impact between a sphere and a slab. In this section, we model the power spectral density (PSD) of a sediment mixture using these analytic ESD and the impact rate of each class of diameter, or the number of impacts per second. Assuming that particle collisions are random and independent noise sources, the model of the PSD of a mixture, noted by \mathbf{P} , can be expressed as a linear summation of the elementary ESD, noted by E_i (Johnson & Muir, 1969; Jonys, 1976; P. D. Thorne, 2014) weighted by the impact rate I_i . The acoustic bedload model under discussion is defined in the scalar form in Eq. (8) and the matrix form in Eq. (9a).

$$\mathbf{P} = \sum_{i=1}^K E_i \cdot I_i \quad (8)$$

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ \vdots \\ P_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left. \begin{matrix} E_{1,1} \\ E_{2,1} \\ \vdots \\ E_{NFFT,1} \end{matrix} \right\}^{E_1} & \left. \begin{matrix} E_{2,1} \\ E_{2,2} \\ \vdots \\ E_{NFFT,2} \end{matrix} \right\}^{E_2} & \left. \begin{matrix} E_{K,1} \\ E_{K,2} \\ \vdots \\ E_{K,NFFT} \end{matrix} \right\}^{E_K} \\ \left. \begin{matrix} E_{1,1} \\ E_{2,1} \\ \vdots \\ E_{NFFT,1} \end{matrix} \right\}^{E_1} & \left. \begin{matrix} E_{2,1} \\ E_{2,2} \\ \vdots \\ E_{NFFT,2} \end{matrix} \right\}^{E_2} & \left. \begin{matrix} E_{K,1} \\ E_{K,2} \\ \vdots \\ E_{K,NFFT} \end{matrix} \right\}^{E_K} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_K \end{pmatrix} \Rightarrow \mathbf{P} = \Delta \cdot \mathbf{I} \quad (9a)$$

where Δ is the dictionary of elementary ESD of impacts between spheres and slab and \mathbf{I} is the vector of impact rates per diameter class or, basically, a histogram. The class i takes integer values, from the lowest limit, 1 mm, to the highest one, K mm, where K is the largest diameter considered in modelling. Here, we consider K equal to 150 mm. The parameter NFFT is the number of values contained in the spectrum or the number of Fourier Transform points on which the spectrum is modelled.

The histogram \mathbf{I} can be transformed in the probability mass function γ by normalizing it by its sum of elements. The cumulative form of γ will be noted with Γ . Thus, one of the main assumption is that the Eq. (9a) can be written in terms of probabilities γ , as in the Eq. (9b):

$$\mathbf{P} = \Delta \cdot \gamma \quad (9b)$$

where γ_i represents the probability to have a number of impacts of particles per second for the size class i .

Therefore, the random variable here is \mathbf{I} and γ is the probability of impacts, and so the quantity $\gamma(\mathbf{I} = I_i)$ a discrete probability, given that we operate on size classes of 1-mm diameter. This probability is computed from histogram of number of impacts per second so one needs to transform it into a histogram in mass of sediments M , to be compatible with the measured GSD by physical sampling. In consequence, $\gamma(\mathbf{I} = I_i)$ will be scaled by D_i^3 , as in the Eq. (10) in order to obtain $\gamma_m(\mathbf{M} = m_i)$. Finally, the grain size distribution (GSD), or the cumulative distribution form of γ_m , will be $\Gamma_m(\mathbf{M} \leq m_i)$, expressing the probability of sediments finer than D_i , as defined in the Eq. (11).

$$\gamma_m(\mathbf{M} = m_i) = \kappa \cdot \gamma(\mathbf{I} = I_i) \cdot D_i^3, \quad i = 1 \dots K \quad (10)$$

$$\Gamma_{m_j}(\mathbf{M} \leq m_i) = \sum_{i=1}^j \gamma_{m_i}(\mathbf{M} = m_i), \quad j = 1, \dots, K \quad (11)$$

where D_i is the diameter in (m) and κ is a constant which is the rest of the mass-volume formula coefficient including the material density.

This section gave a formal definition to the PSD of a bedload size mixture defined by its GSD. The proportions are considered to be a probability mass function (PMF) of the rate of impacts. The size classes concerned in this study are integer numbers, from 1 to K , with a resolution of 1 mm per size class.

2.3 Global Sensitivity Analysis of the spectrum generated by a mixture of sediments

This analysis was done to determine the importance of input parameters on the shape of the PSD modeled with Eq. (9b). The parameters are defined in Table 1. Global Sensitivity Analysis (GSA) is made to assess the impact of input parameters on the model output, which in our case is the peak frequency f_{peak} of spectra modeled by Eq.(9b). We use the Fourier Amplitude Sensitivity Test (FAST) (Cukier, Fortuin, Shuler, Petschek, & Schaibly, 1973) to compute the first order indices of sensitivity S_i for each input parameter. The coded version of the FAST algorithm is presented in Cannavó (2012).

The flowchart of the GSA is presented in Fig. 3. The FAST analysis uses the typical range of parameters found in rivers, defined in the second column of Table 1. The input log-normal distributions (GSD) have median diameter values in the range from 1 to 150 mm and standard deviations σ from 0.01 to 10. All other input parameters needed for the model in Eq. (9b) are given in Table 1. As the output model analyzed is the peak frequency f_{peak} of the simulated PSD curves, the analysis does not claim to completely describe the model but pertinent ideas could be drawn on the model's behaviour.

The results in terms of first order indices are presented in Table 2. The standard deviation σ of log-normal GSD has the greatest influence on the PSD shape. This is because σ affects the values of all percentiles of the GSD curve. The median D_{50} is almost two times less important than σ . The third greatest parameter as degree of influence on output is surprisingly the Young's modulus but this is due to a very wide range of values (here $E_{long} = 10^{10} \dots 7 \cdot 10^{10}$ Pa, i.e. from quartz to granite materials). Such variation is not possible at the reach scale, where the sediments are of same material. The impact velocity U_{imp} comes shortly after Young's modulus and confirms the conclusion of the previous local analysis, that U_{imp} has cca. 10% of importance in the output. Other relatively important parameters are the Poisson's ratio and density of sediments, which means that the type of material also plays a role on the dynamics of the f_{peak} . The distance of measurement, r also plays also a role in the f_{peak} variation. The angle of the point of observation with respect to the impact, θ , and the propagation medium properties, ρ and c , are considered of little influence on the values of f_{peak} .

In conclusion, the first order global sensitivity analysis on the peak frequency shows a comprehensive view on its dynamics with input parameter variation. It is found that the peak frequency is mainly affected by two parameters, the distribution's standard deviation and the median diameter, together making out cca. 65% of output variation, whereas the material properties (i.e., density, Poisson's ratio, Young modulus) have almost cca. 20% and the impact velocity U_{imp} has cca. 10 %. In conclusion, the acoustic model is quite complex and care must be taken regarding the recording of the power spectra on the field, as their shape heavily affects the estimation of GSD. Also, the impact velocity is regarded as a minor factor of uncertainty and because it is almost impossible to be measured for each grain size class, the 10% uncertainty on peak frequency is almost unavoidable. The material properties should not be a problem with the condition that the sediments are the same. For a complete GSA, the computation of high order sensitivity indices can be made using Sobol's methodology (Sobol, 2001), but this type of analysis is beyond the scope of this article.

2.4 Assumptions on the proposed SGN spectrum model

Modeling of single impacts requires definition of parameters typical for river environment, in Table 1. Using the global sensitivity model, it has been shown that PSD shapes are essentially influenced by four parameters: the shape of the GSD curve, the median diameters of the colliding particles, the impact velocities and the material. Grain sizes are estimated later using the inversion algorithm presented in section 3. Concerning the other model parameters, as they are not affecting the PSD shape, they will be fixed for the inversion process, using realistic values. These parameters are listed in the third column of Table 1. The main assumptions of the SGN spectrum model are:

- I. The geometry of the channel and of the material: the river bed is considered as a massive slab and moving particles are considered as spherical.
- II. Sediment transport assumptions: impact velocities are assumed to be invariant with grain size. This assumption is supported by the relative size effects on bedload transport (Einstein, 1950; Recking, 2016; P R Wilcock & McArdeLL, 1993) referring to mobility of finer and coarser particles.

III. Acoustic propagation:

- as the bedload GSD is assumed to be homogeneous everywhere in the space, the propagation effects like the attenuation with distance (geometrical spreading models) will not impact the spectrum shape;
- the attenuation due to diffraction from bed and water surface roughness or from the suspended sediments is not considered. The issue of the non-linear propagation will be detailed in the discussion part of this paper.

3 Inverse model to estimate GSD of bedload particles

The inversion uses Least Square (LS) optimization methods to compute the inverse of dictionary Δ . Normally $K < N_{FFT}$, so Δ is a non-square matrix. Moreover, the matrix Δ is possibly rank deficient because the spectra generated by impacts of coarser particle sizes show very similar shapes, that is, the coarser the particle, the more similar is the produced sound. This also shown in the Fig.(2c), where one could observe that the high diameter impact spectra are very similar both in shape and amplitude. In this case, the pseudo-inverse algorithm is used to solve the algebraic system of the Eq. (9b). The optimization problem is defined as in the Eq. (12). The least square solution to this problem is the PMF of rate of impacts γ . The estimated PMF is further transformed into the final GSD of mass of sediments according to Eq. (10)-(11).

$$\hat{\gamma}(\mathbf{I} = I_i) = \text{minimize}(\Delta^+ \mathbf{P} - \gamma) \quad (12)$$

where $\Delta^+ = (\Delta^t \cdot \Delta)^{-1} \cdot \Delta^t$ is the pseudo-inverse, Δ^t means the transpose of matrix Δ

The Eq. (12) conveys the idea of minimizing the error between the model and the measurement. This minimization operation is realized in the sense of the least square optimization.

3.1 Numerical test of the LS method

A simulation case is proposed here to test the robustness of the LS inverse method. The simulated PMF, or grain size distribution, γ_m is uniformly distributed between 10 mm and 50 mm. The uniform distribution means that 1 kg of $D = 10$ mm has the same probability of producing impact noise as 1 kg of $D = 11$ mm, and so on. To obtain γ , the simulated PMF γ_m is converted back to impact rates by dividing by D^3 , D in m. Using an impact velocity of $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and the rest of input parameters defined in Table 1, the simulated PSD \mathbf{P} is shown in Fig. 4a. Here, the dictionary Δ contains spectra from 1 mm to 150 mm and the grain size distribution has 1 mm resolution. Applying the Eq. (12) on the simulated spectrum and considering exactly the same parameters in modelling and in simulation it is found that the estimated γ_m is exactly the same as the simulated γ_m , as it is expected, see the Fig. 4b.

However, if the impact velocity used in modelling the dictionary is set to a value ($U_{imp} = 0.1 \text{ ms}^{-1}$) which is different than the one used in simulation ($U_{imp} = 1 \text{ ms}^{-1}$), then high instabilities are observed on the estimated γ_m , see Fig. 4c. This is explained by the fact that there is a high similarity between the elementary spectra E , especially for the larger size classes. Thus, the matrix Δ is ill-conditioned and the problem is ill-posed. Ill-conditioning is linked to the high condition number of the normal matrix ($\Delta^t \Delta$). It is defined as the ratio between the largest and smallest eigenvalues of a matrix. A well-conditioned algebraic system requires that the normal matrix should have a condition number as close as possible to 1 (Strang, 2009). In these tests, Δ 's condition number reaches huge values on the order of 10^{12} - 10^{20} . In consequence, the similar spectra from the matrix Δ produce high instability in solution.

To avoid the instability in the LS solution, the Non-Negative Least Squares (NNLS) algorithm (Lawson, 1995) is proposed to solve the LS problem. This optimization algorithm, Eq. (13), casts non-negative constraints on solution γ . The non-negative factorization is widely used, for example, in various domains like image processing or chemometrics. The side-effect of using this algorithm is the strong regularization of solution. The regularization aims to keep the sum of components in γ constant. The solution of the NNLS algorithm, see the Fig. 4c, shows that the instabilities are completely removed off. Besides, it is important to note that the estimated diameters are inside the simulated interval of diameters.

$$\hat{\gamma}(\mathbf{I} = I_i) = \text{minimize}(\Delta^+ \mathbf{P} - \gamma), \quad \hat{\gamma} \geq 0 \quad (13)$$

3.2 Robustness of the NNLS algorithm to PSD noise

The signal processing tools in this paper refer to using the Power Spectral Density (PSD) as the method of spectral representation of bedload signal. The use of PSD is worthwhile because the type of bedload signal is a stationary random one. Random stationary signals are signals varying in time but whose average and standard deviation of amplitude values over some fixed periods are constant.

- A particular concern for the signal processing of random processes is the minimization of the variance on the PSD. This work makes use of the periodogram algorithm for the PSD estimation, which means the Fourier transform is applied on local portions (windows) of random signal, with an overlap of 50%, and then the local results are averaged in narrow bandwidths (Oppenheim & Verghese, 2010). The averaging is useful because it mitigates the variance on the PSD. In this work, the quality of spectra is vital for accuracy of estimations. The uncertainty principle tells us that the smaller the temporal window, the greater the uncertainty in locating two very close frequencies on the spectrum, so a trade must be made between the PSD variance and its spectral resolution. If the bedload signal is too short, the quality of spectra toward the low frequency bands is worsened because in one single bandwidth of the Fourier Transform there are spectral information of impacts from multiples grain sizes. Finally, the longer the signal the better the spectral resolution and the lesser the variance on the PSD curve.
- 10 The NNLS algorithm will be tested on three simulated spectra which have different degrees of variance. The simulated γ used is identical as in the Sect. 3.1. The simulated signal is obtained by convolving a realization of a white noise with a transfer function being the modeled spectrum shown in the Fig. 4a. The simulated noised PSD is shown in Fig. 4d. The results of the inversion using the NNLS algorithm show that, even for the worst scenario of variance on a spectrum, the inversion method correctly reconstructs the simulated GSD, see the Fig. 4e.
- 15 Finally, we conclude that the NNLS algorithm is robust with respect to PSD noise and fits to this kind of inversion problem. The inversion procedure will now be tested on in situ measurements.

4 Application to real data

4.1 Isère River and experimental setup

- The Isère River is a piedmont gravel-bed river located in southeastern France, and it is one of the main tributaries of the Rhône River, which reaches the Mediterranean Sea. The monitoring section is located in the city of Grenoble (45° 11'52.8" N, 5°46'14.88"E) see Fig. 5a. In this reach, the mean slope is about 0.06 %, the area of the watershed is 5500 km² and the annual average flow rate is 180 m³·s⁻¹. At the time of experiments, the 29-30 June 2016, the monitored discharge was on average 300 m³·s⁻¹. The measurement section has a rifle-pool morphology with riprap-protected embankments. Two different types of instrument were used: SGN measurements using hydrophone and direct sampling using a pressure-difference sampler, shown in Fig. 5b. All these measurements were carried out from a suspension bridge, Fig. 5c.

4.1.1 SGN measurements

- SGN measurements were made using a HTI99 hydrophone (High Tech, Inc, <http://www.hightechincusa.com/>) with a sensibility of -160 dB re 1 V μ Pa⁻¹ \pm 3 dB from 10 Hz to 125 kHz. The hydrophone was connected to an autonomous-waterproof autonomous recorder SDA14 (RTSYS©, <http://www.rtsys.eu>). The gain of the recorder was set to 15 dB. Signals were sampled at a 312 kHz frequency with a resolution of 24 bits and saved as wav files. The scope of these field experiment was to trace maps of the SGN on the local reach. The hydrophone and the recorder were attached to a free floating river-board. The hydrophone position was about 1 m below the water surface and 1.5 m in average above the bed river. The SGN map consists in launching 12 drift measurements from the bridge which are located due to a GPS device connected to the acoustic recorder. Each drift consists of recordings of about 30 to 40 seconds, or in terms of distance, between 50 and 100 m. The river board positions during the drifts are shown in Fig. 6a. The recorded signals were processed to compute acoustic spectra. The 12 acoustic spectra recorded across the river (Fig. 6b) are inverted to estimate the bedload. The river cross-section is of about 60 m. Also, the 12 drift measurements are synchronized with GPS data to compute the SGN map in terms of sound pressure level (SPL), as it is shown Fig. 6c. The variability of SGN noise from left to right bank can be observed from both spectra and SPL map.

4.1.2 Definition of SGN spectrum

- SGN signals are measurements of bedload transport noise propagating in the river environment. Several representations of the acoustic signal are presented hereby, computed on the signal recorded in the middle of the river Isère ($X = 34$ m): (a) the temporal waveform, in Fig. 7a; (b) the spectrogram, in Fig. 7b, as the scaled squared magnitude of short-time Fourier transform, in Pa²·Hz⁻¹; and (c) the PSD, also expressed in Pa²·Hz⁻¹, computed by either averaging or medianizing the PSD spectrogram, in Fig. 7c. Two main sources of noise can be distinguished in the recordings: below and above 400 Hz (Fig. 7). Bedload impacts can clearly be heard in the higher frequency band, sounding like the crackling of the flames. Sounds occurring below 400 Hz are not propagating sounds as they are localized below the cutoff frequency of the river waveguide (T Geay et al., 2017; Rigby et al., 2016). They are related to turbulence induced noise around the sensor and to mechanical movements of the structure sharing the hydrophone. In the Isère River experiment, the SGN signal measured by drifts is almost free of hydrodynamic noise, which is proved by the typical median spectrum presented in Fig. 7c. In this study the inversion will be applied on such high signal-to-noise ratio PSD curves.

The median procedure is used to provide better smoothing as it filters more efficiently the unwanted low-frequency noises (Thomas Geay et al., 2017). As in the Fig. 7c, the suppression of the lower frequency spikes can be noticed, attributed to the hydrodynamic noise, when median PSD is used instead of the average one.

4.1.3 Pressure-difference sampling

- 5 A Toutle River (TR) sampler, depicted in Fig. 5b, has been used to sample bedload particles (entrance width of 305 mm by 152 mm). There were two mesh sizes used for sampling: 0.2 mm and 1.3 mm. Sample durations were between 4 and 8 minutes. Finally, each bedload sample was dried, weighted and sieved in the laboratory. The sampled sediments were classified into six size classes: $K = \{ < 0.5; 0.5-2; 2-8; 8-16; 16-32; 32-64 \}$ mm. The TR sampler has been deployed in three cross-sectional positions (at $X = 27$ m, $X = 35$ m and $X = 44$ m, marked on the bridge from left to right river banks). The number of repetition
10 for each cross-sectional position is indicated in the Table 3. Bedload fluxes ($\text{g}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$) have been averaged for each position of the sampler. GSDs have been computed for each position and for each mesh size used.

4.2 Results

4.2.1 Direct measurements of bedload

- 15 Results of TR sampler measurements are shown in the Fig. 8(a)-(b). A maximum of bedload flux was found in the middle of the cross-section ($X = 35$ m), Fig. 8a. A value of $100 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ has been measured. On side positions, the flux was found to be 5 times smaller, around $20 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$. Concerning grain size distributions, most of the measurements indicate a D_{50} between 7 and 20 mm. Notice that measurements made with the 0.2 mm mesh size towards the left bank ($X = 27$ m) indicate a GSD toward
20 amounts of fine sediment mixed with vegetable debris (about 60% of the total mass sampled). In the central and right positions, neither vegetable debris nor silts were sampled. TR sampler measurements showed grain size sorting along the river cross-section, varying from silts, near the left bank, to gravel, near the right bank.

In the following, the GSD measured in the central position ($X = 35$ m) will be considered. Its flux was indeed the largest measured and it is considered to be the principal source of bedload noise throughout the river.

25 4.2.2 SGN spectra inversion

- All the median PSD of SGN signals recorded across the Isère River have been presented in Fig. 6b. The 7th drift will be studied, the one positioned in the centre of the cross-section at $X = 34$ m, which is the closest to the middle position of TR sampling measurements. In this position, it can be observed that a maximum bedload acoustic energy has been recorded. Additionally, a maximum flux of sediments was sampled in this position. The results of spectrum inversion, using a modeled dictionary Δ
30 with size classes from 1 mm to $K = 100$ mm (100 size classes), are shown in the Figure 9a. The results are compared to the GSD measured by the TR sampler in position $X = 35$ m. Four different values of the impact velocity U_{imp} are tested (from 0.01 to $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) and it is noticed that the impact velocity U_{imp} between 0.01 and $0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ leads to a very good match between estimation and TR sampling measurements except the very small size classes, from 1 to 5 mm. The value of impact velocity $U_{imp} = 0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ will be used in the inversion of all other spectra measured across the Isère River.

- 35 Secondly, the GSD variations, represented by the percentiles D_{16} , D_{50} and D_{84} , are estimated by the inversion of 12 drift measurements taken across the Isère River. The model uses the impact velocity of $0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and the rest of parameters defined in the Table 1. The estimated percentiles are compared to equivalent diameters D_{eq} computed by regression laws found by Thorne (1985, 1986b) and redefined below in Eq. (14) and Eq. (15). The equivalent diameter D_{eq} is a measure of particle size and it is the diameter of the circle with the centre as the centroid mass. The D_{eq} is computed using the f_{peak} and, respectively,
40 the centroid frequency f_{centr} . They are also compared to the TR sampler measurements, in the three positions across the Isère River.

$$f_{peak} = \frac{224}{D_{eq}^{0.9}} \quad (14)$$

$$f_{centr} = \frac{209}{D_{eq}^{0.88}} \quad (15)$$

$$\int_{f_1}^{f_{centr}} \mathbf{P}df = \int_{f_{centr}}^{f_2} \mathbf{P}df \quad (16)$$

where \mathbf{P} is the PSD and (f_1, f_2) is the frequency band defined by a value of 10 dB below the power peak. It is observed that the estimated D_{50} by NNLS algorithm is 10-14 mm which is in the upper limit of the D_{50} measured by the TR sampler (circa 7 mm), in the middle of the river $X = 35$ m. On the one hand, the percentile D_{16} almost matches the equivalent diameter D_{eq} estimated by Thorne's regression law $f_{centr}(D_{eq})$, Eq. (15), which is in average 50% below the measured D_{50} by TR sampler. On the other hand, the percentile D_{84} is closer to the equivalent diameter D_{eq} estimated by using the peak frequency regression law $f_{peak}(D_{eq})$, Eq. (14), overestimating the measurements of TR sampler.

5 Discussion on real data results

This work deals with development of a novel estimation strategy of bedload GSD from acoustic PSD. The spectrum inversion used the model based on sphere-slab impact, where the impacting sphere diameters range from $K = 1$ mm to $K = 100$ mm. The inversion of field experiments on the Isère River have shown in Figure 10a interesting results in conformity with the assumptions enounced in Sect. 2.4.

The inversion considered 4 values of impact velocity $U_{imp} = \{0.01; 0.1; 1; 5\} \text{ m s}^{-1}$. The best fit to the measured GSD by the TR sampler, is when the impact velocity U_{imp} is between 0.01 and 0.1 m s^{-1} which could be possible for a large gravel bedded river like Isère. To verify this, the apparent velocity of the bed material (see Rennie and Miller (2004) for definition) was measured by an aDcp at the moment of hydrophone experiments. This estimated value was at maximum around 0.01-0.02 m s^{-1} which can be in accordance with the impact velocity modelling the best NNLS estimates.

The cross-sectional variation of the estimated D_{16} , D_{50} and D_{84} by the NNLS algorithm follows the same trend of increasing values from left to right banks as the bedload D_{50} measured by the TR sampler, Fig. 9b. However, the cross-sectional variability of sampled diameters is higher than the estimated one. This is explained by the fact that the hydrophone has the spatial integrative characteristic (T Geay et al., 2017). The phenomenon of signal integration is typical for rivers like the Isère River, where high fluxes of bedload transport is concentrated only in a small portion across the section, i.e. in its centre. In this case spatial homogeneity as stated in Sect. 2.4 is no longer valid. However, the powerful acoustic source makes noise all over the cross-section causing the sound sources to appear ubiquitous. This may be the reason that the inversion of acoustic PSD measured in the centre ($X = 34$ m), for $U_{imp} = 0.1 \text{ m s}^{-1}$, still shows a good match to the sampling measurements in that position, only because of the high powerful acoustic source localized in this position.

Despite the consistent variation of the GSD across the river bed, measured by the sampler, the acoustic spectrum shapes shown in Fig. (6b) are relatively stable, in the interval $5 \cdot 10^{-4}$ and $5 \cdot 10^{-3} \text{ Pa Hz}^{-1}$. This suggests that measurements by hydrophone installed from one of the banks are not dramatically different from measurements by free floating hydrophones along the watercourse.

The propagation of sound throughout the local reach also raises some concerns about the quality of measured acoustic spectra. The proposed model Eq. (9b) has been elaborated by assuming a simple geometrical spreading model of the acoustic waves in the river. Bedload SGN spectra monitored by a hydrophone are not only dependent on bedload sizes but also affected by propagation effects. For example, an alpine river has been modelled as a Pekeris waveguide (T Geay et al., 2017). Consequently, it has been shown that the monitored spectra were slightly dependent on the hydrophone position in the lower frequency band. Another propagation effect concerns the frequency cutoff phenomena, due to acoustic propagation in waveguides (Geay, 2013; Geay et al. 2017b; Jensen et al., 2011; Rigby et al., 2016). In our case, the Isère River has enough large depth that the bandwidth of bedload is not being impacted. The pebble-sized particles that are up to 64 mm give SGN of dominating frequencies well above 1000 Hz, whereas the channel's depth of 2.5 m fixes the cutoff frequency to about 148 Hz, assuming a perfect rigid bottom. Therefore, the bandwidth of bedload is way superior to the frequency cutoff in the Isère River so there are no risks to inversion. Yet, SGN monitoring and inversion technique for GSD determination is particularly adapted to large rivers. Generally, propagation effects are frequency dependent and higher frequency ranges are more affected by attenuation or scattering effects. A solution to the non-linear effects of acoustic propagation would be to determine the river's transfer function by active acoustic experiments (Rigby et al., 2016) and to construct laws of attenuation that will compensate the loss (Wren et al., 2015).

At first sight, our comparison with Thorne (1985, 1986a)'s regression laws would be very naïve due to the nature of theories: we considered the sphere-slab impact whereas the regression laws are from sphere-sphere impact phenomena. Therefore, the inversion is put into discussion when the bed river is no longer armoured and so, the model of impact between sphere and slab is debatable. Here, we target the large gravel rivers. The dictionaries Δ for both impact models use an impact velocity $U_{imp} =$

1 ms^{-1} , the material is granite and a GSD is simulated according to Recking's procedure (Recking, 2013), where $D_{84} = 2 \cdot D_{50}$.
When comparing the shapes of both simulated PSDs, shown in Fig. 10a., their respective frequency peaks f_{peak} are nearly
identical. Likewise, the slopes of the spectra are found to be quite similar. The Fig. 10b shows that the two solutions show no
difference, except a little disparity for in the region of small grains. This proves that sphere-slab framework modelling the
collision between sediments and the bed river could work not only for stable conditions but also for hydraulic events.

Another strong assumption used in modelling PSD model of mixed impacts is that the particles are of spherical shapes. It is
intuitively reasoned that the particle sphericity, shape factor and roundness also affect the acoustics of impacts. There are
multiple possible ways of reckoning the equivalent diameter of a non-spherical particle. The particle's radius may be computed
with respect the curvature of the region of contact (see Chadwick et al., 2012; Goldsmith, 2003), with respect to the particle's
mass centroid (Peter D Thorne, 1986), which is in fact the a -axis of particle, or with respect to the b -axis of the particle (Carlos
R. Wyss et al., 2016). Laboratory tests were conducted at the GIPSA laboratory, during which two pebbles of size in the range
32 mm were impacted in a water pool along the three ellipsoid axis, a , b , c . The methodology of measuring the ellipsoid axis
is found in Bunte and Abt (2001). It was found that the measured centroid frequencies takes values from 3000 to 8000 Hz. If
regression law Eq. (14) is used, then the estimated diameters span the range from 23 mm to 73 mm which is the repartition of
all possible radii of curvature of the respective zones of contact. If the mode of sediment transport by sliding is the most
frequent, then the particle c -axis could be used to infer an equivalent diameter. If the rolling mode is more frequent then the b -
axis would be more appropriate to work with. Finally, if the saltation is concerned, which makes the point of this work, then
axes a and b are equally probable to be taken into account in modelling impacts.

6 Conclusion

A new strategy has been presented for data processing on hydrophone measurements for monitoring the bedload GSD in a
gravel-bed river. This strategy defines a forward model and a spectrum inversion approach. Firstly, the forward model
combines generated spectra from collisions between a sphere and a slab. Secondly, the inversion procedure treats the forward
model as a linear system of equations and uses algebraic methods of solving least square problems to obtain the GSD.

The forward model is based on a weighted sum of analytical energy spectral densities modelling the physics impact between
a sphere and a slab. The weighting coefficients of the model represents a probability mass function which gives in the end the
grain size distribution of bedload particles. The global sensitivity analysis on the PSD model of mixed impacts determined that
the shape of GSD has the biggest influence on the shape of acoustic spectrum computed by Eq. (9b). Other important
parameters are the median diameter and the impact velocity. However, the influences are from mixed interactions of parameters
and it is very hard, if not impossible to obtain a complete analysis on the sensitivity of the analytical model of Eq. (9b).

The PSD model of mixed impacts is working under the following strong assumptions: (1) the GSD is distributed everywhere
in space and in the same way, (2) the acoustic propagation is not frequency-dependent and, so, the spectrum shape is not
affected by propagation in river, (3) the impact velocity is invariant with the grain size, (4) the impacting particles are of
spherical shape. The in situ experimentations showed that the integrative sound from all over the reach could render the first
assumption verified (or true). In the case of the Isère River, the concentration of high transport rates in the middle of the cross-
section permits reliable measurements of bedload GSD by hydrophone from river banks.

The inversion method is a Non-Negative Least Square algorithm and it eliminates the negative solutions caused by ill-
conditioned matrices. Concerning the least square approach for inversion, it is robust to noise.

The inversion of spectra from field trials on the Isère River proved that the method is highly reliable with no consideration of
a priori information on bedform morphology of hydrological conditions. Surrogate methods for sediment transport in rivers
were conceived in the idea of having access to information across all over the reach and real time. Contrary to geophones and
Japanese pipe, the hydrophone technique does not require particular efforts to be installed in the watercourse.

Acknowledgement

The study was supported by funding of doctoral studies from the Rhône-Alpes Auvergne region through the "*Communautés
de Recherche Académique*" (ARC N° 3) program for TP, by funding of research grant for TG from the convention
n°C43R5T5030 between Électricité de France (EDF) and Grenoble Institute of Technology and of research grant CHORUS
for CG.

- **Appendix A**
- **Table A1: Notations**

a, b, c	length of sediment (ellipses) axis	mm
A	hertzian acceleration	m s^{-2}
c	sound celerity in water	m s^{-1}
Δ	modeled dictionary of individual energy spectra	
E_i	Energy spectral density of the impact of the size class i , Eq. (7)	
$E_{i,x}$	energy of collision in a narrow frequency bandwidth x	$\text{Pa}^2\text{s Hz}^{-1}$
E_{long}	elastic modulus (Young's modulus) of rigid body	Pa
ESD	Energy Spectral Density	$\text{Pa}^2\text{s Hz}^{-1}$
D	generic notation for the grain diameter	mm
D_{eq}	equivalent diameter (with respect to the grain's mass center)	mm
D_i	grain size for i from 1 to K	mm
D_{TR}	grain size class measured by Toutle River TR sampler	mm
D_{16}, D_{50}, D_{84}	the 16 th , 50 th and 84 th percentiles of the grain size distribution	mm
f	linear frequency	Hz
f_{centr}	centroid frequency	Hz
f_{peak}	peak frequency	Hz
FAST	Fourier Amplitude Sensitivity Test	
FT	Fourier Transform	
F_s	Sampling frequency	Hz
F	Fourier Transform operator	
F_{imp}	linear complex magnitude spectrum of the elastic impact, Eq. (5)	Pa
$ F_{imp} ^2$	energy spectral density of the elastic impact, Eq. (6)	$\text{Pa}^2\text{s Hz}^{-1}$
GSA	Global Sensitivity Analysis	
GSD	Grain Size Distribution	
γ	solution of the inversion written as a probability mass function	
γ_m	solution of the inversion written as a probability mass function, computed from the mass histogram of sediments (Eq. 10)	
Γ	solution of inversion (GSD) in the cumulative form	
Γ_m	solution of inversion (GSD) in the cumulative form, computed from γ_m (Eq. 11)	
I	Histogram of rate of impacts	
I_i	Rate of impact of the size class i	no. imp s^{-1}
j	imaginary unit	
K	number of grain sizes classes	
LS	Least Square problem	
ν	Poisson's ratio of rigid body	

N_{FFT}	number of points for FT computation	
NNLS	Non-Negative Least Square	
ω	Angular frequency	$\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$
P	Power spectrum density of the noise from an elastic impact, Eq. (9a-b)	$\text{Pa}^2\cdot\text{Hz}^{-1}$
PMF	Probability Mass Function	
PSD	Power Spectral Density	$\text{Pa}^2\cdot\text{Hz}^{-1}$
r	reference measurement distance between the sensor and the center of the impact (see Fig. 1a-b)	m
ρ_s	density of sediment	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
ρ	density of water	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
SGN	Self-Generated Noise (noise generated by the transported sediments in collision)	
S_i	sensitivity indices from the first order global sensitivity analysis	
σ	the standard deviation of a normal distribution (used in sensitivity analysis)	
T_d	phase shift between the signals from the two objects in collision	s
t	time	s
τ	delayed time	s
t'	time variable used in the convolution Eq. (1)	s
θ	angle of directivity acoustic sources – sensor	°
T_c	duration of hertzian contact	s
T_d	delayed time (delayed propagation due to the geometry of particles)	s
U_{imp}	impact velocity	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
X	position on the cross-section of the Isère River (marked on the bridge from left to right bank)	m

▪ **Appendix B**

The acoustic pressure field generated by the hertzian impact between sphere and slab is used to model elementary spectra contained in the dictionary Δ . The analytical temporal solutions, obtained from the integral convolution of Eq. (1) and using the geometric setup of Fig. 1b, are rewritten below from Akay and Hodgson (1978)'s paper. Thus, the equations 6a-b and 7 from the paper of Akay and Hodgson (1978) are reformulated here in Eq. (B1)-(B2) and, respectively, (B3). This analytical solutions model is a two-branch function, depending on the duration contact T_d . Thereafter, the total acoustic pressure field, during and after the impact, is obtained by subtracting the individual pressure fields. Such resulting waveform was shown in the Fig. 2a and was modeled using the Eq. (B3). It is important to note that another way to compute the energy spectral density of the impact is to numerically compute the Fourier transform on this equation.

$$\rightarrow 0 \leq \tau \leq T_d$$

$$p_i^{(1)}(\tau) = \frac{\rho c a}{2r_i} \cdot \frac{C_1}{C_2} \cdot \cos \theta_i \times \begin{pmatrix} C_3 \sin\left(\frac{\pi\tau}{T_c}\right) - C_5 \cos\left(\frac{\pi\tau}{T_c}\right) \\ - \left[C_6 \sin\left(\frac{c\tau}{a}\right) - C_5 \cos\left(\frac{c\tau}{a}\right) \right] e^{-\frac{c\tau}{a}} \\ + \left(1 - \frac{a}{r_i}\right) \left[C_6 \sin\left(\frac{\pi\tau}{T_c}\right) - C_4 \sin\left(\frac{\pi\tau}{T_c}\right) \right] \\ - \left(1 - \frac{a}{r_i}\right) \left[C_6 \cos\left(\frac{c\tau}{a}\right) + C_5 \sin\left(\frac{c\tau}{a}\right) \right] e^{-\frac{c\tau}{a}} \end{pmatrix} \quad (B1)$$

$$\rightarrow \tau > T_d$$

$$p_i^{(2)}(\tau) = \frac{\rho c a}{2r_i} \cdot \frac{C_1}{C_2} \cdot \cos \theta_i \times \begin{pmatrix} - \left\{ C_6 \sin\left[\frac{c(\tau - T_c)}{a}\right] + C_5 \cos\left[\frac{c(\tau - T_c)}{a}\right] \right\} e^{-\frac{c(\tau - T_c)}{a}} \\ - \left[C_6 \sin\left(\frac{c\tau}{a}\right) - C_5 \cos\left(\frac{c\tau}{a}\right) \right] e^{-\frac{c\tau}{a}} \\ - \left(1 - \frac{a}{r_i}\right) \left\{ C_6 \cos\left[\frac{c(\tau - T_c)}{a}\right] - C_5 \sin\left[\frac{c(\tau - T_c)}{a}\right] \right\} e^{-\frac{c(\tau - T_c)}{a}} \\ - \left(1 - \frac{a}{r_i}\right) \left[C_6 \cos\left(\frac{c\tau}{a}\right) + C_5 \sin\left(\frac{c\tau}{a}\right) \right] e^{-\frac{c\tau}{a}} \end{pmatrix} \quad (B2)$$

$$p(\tau) = p_1^{(1) \cup (2)}(\tau) - p_2^{(1) \cup (2)}(\tau - T_d) \quad (B3)$$

where $i = 1$ (the impacting sphere) or 2 (the mirrored sphere), both have the same radius a , $\tau = t - \frac{2r_i - D}{2c}$ is the delayed time, D – sphere's diameter, c – the velocity of speed, r – reference distance, θ angle between source and sensor (see Figure 1b) and the constants $C_{1...6}$ are

Table B1 : Coefficients $C_{1...6}$ used in the analytical model of impact of (Akay and Hodgson, 1978)

C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6
$\alpha_m \left(\frac{\pi}{T_c}\right)^2$	$\left(\frac{\pi}{T_c}\right)^2 + 4\left(\frac{c}{a}\right)^4$	$4\left(\frac{c}{a}\right)^3 + 2\left(\frac{\pi}{T_c}\right)^2 \frac{c}{a}$	$4\left(\frac{c}{a}\right)^3 - 2\left(\frac{\pi}{T_c}\right)^2 \frac{c}{a}$	$2\left(\frac{\pi}{T_c}\right)^3$	$4\frac{\pi}{T_c}\left(\frac{c}{a}\right)^2$

where

$$\alpha_m = \left[\frac{15 \pi U_{imp}^2 (\zeta_2 + \zeta_1) m_2}{16 \sqrt{a}} \right]^{0.4}, \quad \zeta_{1,2} = \frac{1 - v_{1,2}^2}{\pi E_{long,2}}$$

▪ **References**

- Akay, A., & Hodgson, T. H. (1978a). Acoustic radiation from the elastic impact of a sphere with a slab. *Applied Acoustics*, *11*, 285–304.
- 5 Akay, A., & Hodgson, T. H. (1978b). Acoustic Radiation from the Elastic Impact of a Sphere with a Slab. *Applied Acoustics*, *11*, 285–304.
- Akay, A., & Hodgson, T. H. (1978c). Sound radiation from an accelerated or decelerated sphere. *Journal of the Acoustical Society of America*, *63*(2), 313–318.
- Ancey, C., Böhm, T., Jodeau, M., & Frey, P. (2006). Statistical description of sediment transport experiments. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, *74*(1), 1–14. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.74.011302>
- 10 Anderson, M. G. (1976). An inexpensive circuit design for the acoustic detection of oscillations in bedload transport in natural streams. *Earth Surface Processes*, *1*(3), 213–217. <https://doi.org/10.1002/esp.3290010303>
- Ashida, K., & Michiue, M. (1972). Hydraulic Resistance of Flow in an Alluvia Bed and Bed Load Transport Rate. In *Proceedings of JSCE* (p. 59–69 (in Japanese)).
- Bardainne, T., Gaillot, P., Dubos-Sallée, N., Blanco, J., & Sénéchal, G. (2006). Characterization of seismic waveforms and classification of seismic events using chirplet atomic decomposition. Example from the Lacq gas field (Western Pyrenees, France). *Geophysical Journal International*, *166*(2), 699–718. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.03023.x>
- 15 Barrière, J., Krein, A., Oth, A., & Schenkluhn, R. (2015). An advanced signal processing technique for deriving grain size information of bedload transport from impact plate vibration measurements. *Earth Surface Processes and Landforms*, *40*(7), 913–924. <https://doi.org/10.1002/esp.3693>
- 20 Barton, J. S. (2006). *Passive Acoustic Monitoring of Coarse Bedload in Mountain Streams*. The Pennsylvania State University.
- Barton, J., Slingerland, R. R. L., Pittman, S., & Gabrielson, T. B. (2010). Monitoring coarse bedload transport with passive acoustic instrumentation: A field study. *US Geological Survey Scientific Investigations Report*, 38–51. Retrieved from ftp://ftp.geosc.psu.edu/data/pub/geosc/sling/PDFs_of_pubs/Bartonetal2010.pdf
- 25 Bassett, C., Thomson, J., & Polagye, B. (2013). Sediment-generated noise and bed stress in a tidal channel. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *118*(4), 2249–2265. <https://doi.org/10.1002/jgrc.20169>
- Bedeus, K., & Ivicis, L. (1963). Observation of the noise of bed load. *International Association of Hydrological Sciences*, 19–31.
- Belleudy, P., Valette, A., & Graff, B. (2010). *Passive hydrophone monitoring of bedload in river beds: first trials of signal spectral analyses*. *U.S. Geological Survey Scientific Investigations Report 2010-5091*.
- 30 Bogen, J. I. M., & Møen, K. (2001). *Bed load measurements with a new passive ultrasonic sensor*.
- Brekhovskikh, L. M., & Lysanov, Y. P. (2003). *Fundamentals of Ocean Acoustics* (3rd ed.). Springer-Verlag New York.
- Bunte, K., & Abt, S. (2001). *Sampling Surface and Subsurface Particle-Size Distributions in Wadable Gravel- and Cobble-Bed Streams for Analyses in Sediment Transport, Hydraulics, and Streambed Monitoring*. *Publications Distribution Rocky Mountain Research Station*. <https://doi.org/10.1017/CBO9781107415324.004>
- 35 Bunte, K., Swingle, K. W., & Abt, S. R. (2010). Necessity and Difficulties of Field Calibrating Signals from Surrogate Techniques in Gravel-Bed Streams: Possibilities for Bedload Trap Samplers. *U.S. Geological Survey Scientific Investigations Report 2010-5091*, (5091), 107–129.
- Cannavó, F. (2012). Sensitivity analysis for volcanic source modeling quality assessment and model selection. *Computers & Geosciences*, *44*(October), 52–59. <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2012.03.008>
- 40 Chadwick, J. N., Zheng, C., & James, D. L. (2012). Precomputed acceleration noise for improved rigid-body sound. *ACM Transactions on Graphics*, *31*(4), 1–9. <https://doi.org/10.1145/2185520.2335454>
- Cukier, R. I., Fortuin, C. M., Shuler, K. E., Petschek, A. G., & Schaibly, J. H. (1973). *A Study of the Sensitivity of Coupled Reaction Systems to Uncertainties in Rate Coefficients. I. Theory*.
- 45 Dancey, C. L., Diplas, P., Papanicolaou, A., & Bala, M. (2002). Probability of individual grain movement and threshold condition. *Journal of Hydraulic Engineering-Asce*, *128*(12), 1069–1075. [https://doi.org/10.1061/\(asce\)0733-9429\(2002\)128:12\(1069\)](https://doi.org/10.1061/(asce)0733-9429(2002)128:12(1069))
- Dell’Agnese, A., Mao, L., & Comiti, F. (2014). Calibration of an acoustic pipe sensor through bedload traps in a glacierized basin. *Catena*, *121*, 222–231. <https://doi.org/10.1016/j.catena.2014.05.021>

- Dietrich, W. E. (1982). Settling Velocity of Natural Particles. *Water Resources Research*, 18(6), 1615–1626.
- Einstein, H. A. (1950). The Bed-Load Function for Sediment Transportation in Open Channel Flows. *Soil Conservation Service*, (1026), 1–31.
- Engelund, F., & Fredsøe, J. (1976). A Sediment Transport Model for Straight Alluvial Channels. *Nordic Hydrology*, 7(5), 293–306. <https://doi.org/10.2166/nh.1976.019>
- Erbe, C., MacGillivray, A., & Williams, R. (2012). Mapping cumulative noise from shipping to inform marine spatial planning. *Journal of the Acoustical Society of America* *EL*, 132(5), 423–428.
- European Commission. (2007). Common Implementation Strategy. *Framework*. <https://doi.org/10.1017/S0022112000002706>
- Fernandez Luque, R., & Van Beek, R. (1976). Erosion And Transport Of Bed-Load Sediment. *Journal of Hydraulic Research*, 14(October 2014), 127–144. <https://doi.org/10.1080/00221687609499677>
- Francis, J. R. D. (1973). Experiments on the motion of solitary grains along the bed of a water-stream. *Proceedings of the Royal Society of London*, 332, 443–471. <https://doi.org/10.1098/rspa.1983.0054>
- Francois, R. E., & Garrison, G. R. (1982). Sound absorption based on ocean measurements. Part II: Boric acid contribution and equation for total absorption. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72(6), 1879–1890. <https://doi.org/10.1121/1.388673>
- François Frey. (2014). *Mécanique des structures - Analyse des structures et milieux continus*. (P. polytechniques et universitaires Romandes, Ed.) (Second).
- Geay, T. (2013). *Mesure acoustique passive du transport par charriage dans les rivières [Passive Acoustic measurement of bedload transport in rivers]*. Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Geay, T., Belleudy, P., Gervaise, C., Habersack, H., Aigner, J., Kreisler, A., ... Laronne, J. (2017). Passive acoustic monitoring of bedload in large gravel bed rivers. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 122, 528–545. <https://doi.org/10.1002/2016JF004112>
- Geay, T., Belleudy, P., Laronne, J. B., Camenen, B., Gervaise, C., & Development, E. (2017). Spectral variations of underwater river sounds 1. *Earth Surface Processes and Landforms*. <https://doi.org/10.1002/esp.4208>
- Gervaise, C., Aulanier, F., Simard, Y., & Roy, N. (2015). Mapping probability of shipping sound exposure level. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 137(6), EL429-EL435. <https://doi.org/10.1121/1.4921673>
- Gimbert, F., Tsai, V. C., & Lamb, M. P. (2014). A physical model for seismic noise generation by turbulent flow in rivers. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 119, 2209–2238. <https://doi.org/10.1002/2014JF003201>.Received
- Goldsmith, W. (2003). *Impact*. Dover Publications, Inc.
- Gomez, B. (1991). Bedload transport. *Earth Science Reviews*, 31(2), 89–132. [https://doi.org/10.1016/0012-8252\(91\)90017-A](https://doi.org/10.1016/0012-8252(91)90017-A)
- Grangeon, T. (2013). *Etude multi-échelle de la granulométrie des particules fines générées par érosion hydrique : apports pour la modélisation*. Université de Grenoble.
- Gray, J. R., Laronne, J. B., & Marr, J. D. G. (2010). Bedload-surrogate monitoring technologies. *U.S. Geological Survey Scientific Investigations Report*, 5091, 1–37. Retrieved from <http://pubs.usgs.gov/sir/2010/5091/>
- Habersack, H. M., & Laronne, J. B. (2002). Evaluation and improvement of bed load discharge formulas based on Helley-Smith sampling in an alpine gravel bed river. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(5), 484–499. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2002\)128:5\(484\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2002)128:5(484))
- Heimann, F. U. M., Rickenmann, D., Turowski, J. M., & Kirchner, J. W. (2015). SedFlow - A tool for simulating fractional bedload transport and longitudinal profile evolution in mountain streams. *Earth Surface Dynamics*, 3(1), 15–34. <https://doi.org/10.5194/esurf-3-15-2015>
- Helley, E. J., & Smith, W. (1971). Development and calibration of a pressure-difference bedload sampler. *U.S. Geological Survey Open File Report*, 21. Retrieved from <http://pubs.er.usgs.gov/publication/ofr73108>
- Hubbell, D. W. (1964). Apparatus and Techniques for Measuring Bedload. *U.S. Geological Survey Water-Supply Paper*, 1748, 74.
- Hunter, S. C. (1957). Energy Absorbed by Elastic Waves during Impacts. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 5, 162–171.
- Jensen, F. B., Kuperman, W. A., Porter, M. B., & H., S. (2011). *Computational Oceanic Acoustics*.
- Johnson, P., & Muir, T. C. (1969). Acoustic Detection Of Sediment Movement. *Journal of Hydraulic Research*, 7(4), 519–

540. <https://doi.org/10.1080/00221686909500283>

- Jonys. (1976). Acoustic measurement of sediment transport. *Scientific Series*, (66).
- Kirchhoff, G. R. (1883). Vorlesungen über Mathematische Physik”, Vol. 1, “Mechanik”, Dritte Auflage, Druck und Verlag von G. B. Teubner. *Mechanik, I*, 316–320.
- 5 Koss, L. L. (1974). Transient sound from colliding spheres—Normalized results. *Journal of Sound and Vibration*, 36(4), 541–553. [https://doi.org/10.1016/S0022-460X\(74\)80120-3](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(74)80120-3)
- Koss, L. L., & Alfredson, R. J. (1973). Transient sound radiated by spheres undergoing an elastic collision. *Journal of Sound and Vibration*, 27(1), 59–75. [https://doi.org/10.1016/0022-460X\(73\)90035-7](https://doi.org/10.1016/0022-460X(73)90035-7)
- 10 Krein, A., Klinck, H., Eiden, M., Symader, W., Bierl, R., Hoffmann, L., & Pfister, L. (2008). Investigating the transport dynamics and the properties of bedload material with a hydro-acoustic measuring system. *Earth Surface Processes and Landforms*, 33(August 2007), 152–163. <https://doi.org/10.1002/esp>
- Krein, A., Schenkluhn, R., Kurtenbach, A., Bierl, R., & Barrière, J. (2014). Listen to the sound of moving sediment in a small gravel-bed river. *International Journal of Sediment Research*, 31(3), 271–278. <https://doi.org/10.1016/j.ijsrc.2016.04.003>
- 15 Kuhnle, R. A. (1993). Fluvial transport of sand and gravel mixtures with bimodal size distributions. *Sedimentary Geology*, 85(1–4), 17–24. [https://doi.org/10.1016/0037-0738\(93\)90072-D](https://doi.org/10.1016/0037-0738(93)90072-D)
- Küsel, E. T., Mellinger, D. K., Thomas, L., Marques, T. a, Moretti, D., & Ward, J. (2011). Cetacean population density estimation from single fixed sensors using passive acoustics. *Journal of the Acoustical Society of America*, 129(6), 3610–3622. <https://doi.org/10.1121/1.3583504>
- 20 Labaye, G. (1948). Note sur le débit Solide des Cours d’Eau (Considerations on Sediment Discharge in Rivers), (1), 600–627.
- Lane, E. W. (1955). Importance of fluvial morphology in hydraulic engineering. In *American Society of Civil Engineering*.
- Lawson, C. L. (1995). *Solving Least Squares Problems*.
- Leduc, P., Ashmore, P., & Gardner, J. T. (2015). Grain sorting in the morphological active layer of a braided river physical model. *Earth Surface Dynamics*, 3(4), 577–585. <https://doi.org/10.5194/esurf-3-577-2015>
- 25 Lee, D. D., & Seung, H. S. (2000). Learning the parts of objects by non-negative matrix factorization. *Nature*, 401, 788–791.
- Leopold, L. B. (1992). Sediment Size That Determines Channel Morphology. In *Dynamics of Gravel-bed Rivers* (pp. 297–311).
- Léwy, S. (2001). *Acoustique industrielle et aérodynamique*. Hermès Science Publications.
- Lorang, M. S., & Tonolla, D. (2014). Combining active and passive hydroacoustic techniques during flood events for rapid spatial mapping of bedload transport patterns in gravel-bed rivers. *Fundamental and Applied Limnology*, 184(3), 231–246. <https://doi.org/10.1127/1863-9135/2014/0552>
- 30 Luque, F. (1974). *Erosions and Transport of Bed-load Sediment*.
- Malecki, I. (1969). Physical Foundations of Technical Acoustics. *Physical Foundations of Technical Acoustics*, 323–374. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-011097-4.50014-0>
- 35 Mao, L., Carrillo, R., Escauriaza, C., & Iroume, A. (2016). Flume and field-based calibration of surrogate sensors for monitoring bedload transport. *Geomorphology*, 253(January), 10–21. <https://doi.org/10.1016/j.geomorph.2015.10.002>
- Marineau, M. D., Wright, S. A., & Gaeuman, D. (2016). Calibration of sediment-generated noise measured using hydrophones to bedload transport in the Trinity River, California, USA, (July), 1519–1526.
- Mason, T., Priestley, D., & Reeve, D. E. (2007). Monitoring near-shore shingle transport under waves using a passive acoustic technique. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(2), 737–746. <https://doi.org/10.1121/1.2747196>
- 40 Meyer-Peter, E., & Müller, R. (1948). Formulas for Bed-Load Transport. *Proceedings of the 2nd Meeting of the International Association of Hydraulic Research*, 39–64. [https://doi.org/10.1016/0022-1609\(48\)90007-0](https://doi.org/10.1016/0022-1609(48)90007-0)
- Mizuyama, T., Laronne, J. B., Nonaka, M., Sawada, T., Satofuka, Y., Matuoka, M., ... Tsuruta, K. (2010). Calibration of a Passive Acoustic Bedload Monitoring System in Japanese Mountain Rivers. *US Geological Survey Scientific Investigations Report*, 5091(November 2016), 296–318.
- 45 Mizuyama, T., Oda, A., Laronne, J. B., Nonaka, M., & Matsuoka, M. (2010). Laboratory Tests of a Japanese Pipe Geophone for Continuous Acoustic Monitoring of Coarse Bedload. *Bedload-Surrogate Monitoring Technologies*, (January 2015), 319–335.

- Montgomery, D., & Buffington, J. (1998). Channel processes, classification, and response. In *River ecology and ...* (pp. 13–42). Retrieved from <http://duff.ess.washington.edu/grg/publications/pdfs/montgomery-buff-1998.pdf>
- Muste, M., Baranya, S., Tsubaki, R., Kim, D., Ho, H., Tsai, H., & Law, D. (2016). Acoustic mapping velocimetry. *Water Resources Research*, 52(5), 4132–4150. <https://doi.org/10.1002/2015WR018354>
- 5 Oppenheim, A. V., & Verghese, G. C. (2010). Signals, Systems and Inference - Class notes for 6.011: Introduction to Communication, Control and Signal Processing Spring 2010. *Class Notes for 6.011: Introduction to Communication, Control and Signal Processing - Massachusetts Institute of Technology*. Retrieved from <http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:Signals,+systems+and+inference#8>
- 10 Papanicolaou, A. N. (Thanos), Elkaheem, M., & Knapp, D. (2009). Evaluation of a gravel transport sensor for bed load measurements in natural flows. *International Journal of Sediment Research*, 24(1), 1–15. [https://doi.org/10.1016/S1001-6279\(09\)60012-3](https://doi.org/10.1016/S1001-6279(09)60012-3)
- Parker, G. (1990). Surface-based bedload transport relation for gravel rivers. *Journal of Hydraulic Research*, 28(4), 417–436. <https://doi.org/10.1080/00221689009499058>
- Parker, G. (2002). Chapter 3: Transport of gravel and sediment mixtures. In *ASCE* (pp. 1–162).
- 15 Pekeris, C. L. (1948). Theory of Propagation of Explosive Sound in Shallow Water. *Geological Society of America Memoirs*, 27, 1–116. <https://doi.org/10.1130/MEM27-2-p1>
- Petrut, T., Geay, T., Gervaise, C., Belleudy, P., & Zanker, S. (2017). Passive Acoustic Measurement of Bedload Grain Size Distribution using the Self-Generated Noise. *Hydrology and Earth System Sciences Discussions*, (May), 1–34. <https://doi.org/10.5194/hess-2017-171>
- 20 Recking, A. (2013). An analysis of nonlinearity effects on bed load transport prediction. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 118(3), 1264–1281. <https://doi.org/10.1002/jgrf.20090>
- Recking, A. (2016). A generalized threshold model for computing bed load grain size distribution. *Water Resources Research*, 52, 1–15. <https://doi.org/10.1029/2008WR006912.M>
- 25 Reid, I., Layman, J. T., & Frostick, L. E. (1980). The Continuous Measurement Of Bedload Discharge. *Journal of Hydraulic Research*, 18(3), 243–249. <https://doi.org/10.1080/00221688009499550>
- Rennie, C. D., & Millar, R. G. (2004). Measurement of the spatial distribution of fluvial bedload transport velocity in both sand and gravel. *Earth Surface Processes and Landforms*, 29(10), 1173–1193. <https://doi.org/10.1002/esp.1074>
- Richards, K. S., & Milne, L. M. (1979). Problems in the calibration of an acoustic device for the observation of bedload transport. *Earth Surface Processes*, 4(4), 335–346. <https://doi.org/10.1002/esp.3290040404>
- 30 Rickenamnn, D., & McArdell, B. W. (2007). Continuous measurement of sediment transport in the Erlenbach stream using piezoelectric bedload impact sensors. *Earth Surface Processes and Landforms*, 32(January), 1362–1378. <https://doi.org/10.1002/esp>
- Rickenmann, D., & McArdell, B. W. (2008). Calibration of piezoelectric bedload impact sensors in the Pitzbach mountain stream. *Geodin. Acta*, 21(May), 35–52. <https://doi.org/10.3166/ga.21.35-52>
- 35 Rickenmann, D., Turowski, J. M., Fritschi, B., Wyss, C., Laronne, J., Barzilai, R., ... Habersack, H. (2014). Bedload transport measurements with impact plate geophones: Comparison of sensor calibration in different gravel-bed streams. *Earth Surface Processes and Landforms*, 39(7), 928–942. <https://doi.org/10.1002/esp.3499>
- Rigby, J. R., Wren, D., & Murray, N. (2016). Acoustic signal propagation and measurement in natural stream channels for application to surrogate bed load measurements: Halfmoon Creek, Colorado, 1566–1570.
- 40 Rijn, L. C. van. (1984). Sediment transport, Part I: Bed load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(1984\)110:10\(1431\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1984)110:10(1431))
- Roth, D. L., Brodsky, E. E., Finnegan, N. J., Rickenmann, D., Turowski, J. M., & Badoux, A. (2016). Bed load sediment transport inferred from seismic signals near a river. *Journal of Geophysical Research F: Earth Surface*, 121(4), 725–747. <https://doi.org/10.1002/2015JF003782>
- 45 Schmid, H. (2012). How to use the FFT and Matlab's pwelch function for signal and noise simulations and measurements. [Http://Www.Fhnw.Ch/Technik/Ime/Publikationen/2012/How-To-Use-the-Fft-and-Matlab2019S-Pwelch-Function-for-Signal-and-Noise-Simulations-and-Measurements,2012\(August\),1-13](Http://Www.Fhnw.Ch/Technik/Ime/Publikationen/2012/How-To-Use-the-Fft-and-Matlab2019S-Pwelch-Function-for-Signal-and-Noise-Simulations-and-Measurements,2012(August),1-13)
- Shields, A. (1936). Application of similarity principles and turbulence research to bed-load movement. *Hydrodynamics Laboratory Publication*, (167).
- 50 Shih, S.-M., & Komar, P. D. (1990). Hydraulic controls of grain-size distributions of bedload gravels in Oak Creek, Oregon,

- Siy, P. W., Moffitt, R. A., Parry, R. M., Chen, Y., Liu, Y., Sullards, M. C., ... Wang, M. D. (2008). Matrix factorization techniques for analysis of imaging mass spectrometry data. *2008 8th IEEE International Conference on BioInformatics and BioEngineering*, 1–6. <https://doi.org/10.1109/BIBE.2008.4696797>
- 5 Sklar, L. S., & Dietrich, W. E. (2004). A mechanistic model for river incision into bedrock by saltating bed load. *Water Resources Research*, 40, 1–22. <https://doi.org/10.1029/2003WR002496>
- Smaragdis, P., & Brown, J. C. (2003). Non-Negative Matrix Factorization for Polyphonic Music Transcription. *IEEE Workshop on Applications of Signal Processing to Audio and Acoustics*, 177–180. <https://doi.org/10.1109/ASPAA.2003.1285860>
- 10 Sobol, I. M. (2001). Global sensitivity indices for nonlinear mathematical models and their Monte Carlo estimates. *Mathematics and Computers in Simulation*, 55(1–3), 271–280. [https://doi.org/10.1016/S0378-4754\(00\)00270-6](https://doi.org/10.1016/S0378-4754(00)00270-6)
- Sousa-Lima, R. S., Norris, T. F., Oswald, J. N., & Fernandes, D. P. (2013). A Review and Inventory of Fixed Autonomous Recorders for Passive Acoustic Monitoring of Marine Mammals. *Aquatic Mammals*, 39(1), 21–28. <https://doi.org/10.1578/AM.39.1.2013>.
- 15 Stoica, P., & Moses, R. (2004). *Spectral Analysis of Signals*.
- Strang, G. (2009). *Linear Algebra and its Applications*, 584. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-387000-1.01001-9>
- Thomas, L., & Marques, T. A. (2012). Passive Acoustic Monitoring for Estimating Animal Density. *Acoustics Today*, 8(3), 35. <https://doi.org/10.1121/1.4753915>
- Thorne, P. D. (1985). The measurement of acoustic noise generated by moving artificial sediments. *Journal of the Acoustical Society of America*, 78(3), 1013–1023.
- 20 Thorne, P. D. (1986). An intercomparison between visual and acoustic detection of seabed gravel movement. *Marine Geology*, 72(1–2), 11–31. [https://doi.org/10.1016/0025-3227\(86\)90096-4](https://doi.org/10.1016/0025-3227(86)90096-4)
- Thorne, P. D. (1986). Laboratory and marine measurements on the acoustic detection of sediment transport. *J. Acoust. Soc. Am.*, 80(3), 899–910. <https://doi.org/10.1121/1.393913>
- 25 Thorne, P. D. (2014). An overview of underwater sound generated by interparticle collisions and its application to the measurements of coarse sediment bedload transport. *Earth Surface Dynamics*, 2(2), 531–543. <https://doi.org/10.5194/esurf-2-531-2014>
- Thorne, P. D., & Foden, D. (1988). Generation of underwater sound by colliding spheres. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 84(6), 2144–2152. <https://doi.org/10.1121/1.397060>
- 30 Tonolla, D., Lorang, M. S., Heutschi, K., & Tockner, K. (2009). A flume experiment to examine underwater sound generation by flowing water. *Aquatic Sciences*, 71(4), 449–462. <https://doi.org/10.1007/s00027-009-0111-5>
- Tsai, V. C., Minchew, B., Lamb, M. P., & Ampuero, J.-P. (2012). A physical model for seismic noise generation from sediment transport in rivers. *Geophysical Research Letters*, 39(2), n/a-n/a. <https://doi.org/10.1029/2011GL050255>
- Turowski, J. M., Badoux, A., & Rickenmann, D. (2011). Start and end of bedload transport in gravel-bed streams. *Geophysical Research Letters*, 38(4), 1–5. <https://doi.org/10.1029/2010GL046558>
- 35 Turowski, J. M., Wyss, C. R., & Beer, A. R. (2015). Grain size effects on energy delivery to the streambed and links to bedrock erosion. *Geophysical Research Letters*, 42, 1775–1780. <https://doi.org/10.1002/2015GL063159>.Received
- Vér, I., & Beranek, L. (2005). *Noise and Vibration Control Engineering*. <https://doi.org/10.1002/9780470172568>
- 40 Voulgaris, G., Wilking, M. P., & Collins, M. B. (1995). The in situ passive acoustic measurement of shingle movement under wave and current: Instrument (TOSCA) development and preliminary results. *Continental Shelf Research*, 15(10)(10), 1195–1211.
- Wentworth, C. C. K. (1922). A scale of grade and class terms for clastic sediments. *Journal of Geology*, 30(5), 377–392. <https://doi.org/10.2307/30063207>
- 45 Wenz, G. M. (1962). Acoustic Ambient Noise in the Ocean: Spectra and Sources. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 34(12), 1936. <https://doi.org/10.1121/1.1909155>
- Wiberg, P. L., & Smith, J. D. (1985). A theoretical model for saltating grains in water. *Journal of Geophysical Research*, 90(C4), 7341. <https://doi.org/10.1029/JC090iC04p07341>
- Wilcock, P., Pitlick, J., & Cui, Y. (2009). *Sediment transport primer: estimating bed-material transport in gravel-bed rivers*.

- Wilcock, P. R., & Crowe, J. C. (2003). Surface-based transport model for mixed-size sediment. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(2), 120–128.
- Wilcock, P. R., & Kenworthy, S. T. (2002). A two-fraction model for the transport of sand/gravel mixtures. *Water Resources Research*, 38(10), 1–12. <https://doi.org/10.1029/2001WR000684>
- 5 Wilcock, P. R., & Mcardell, B. W. (1997). Partial transport of a sand / gravel sediment flume. *Water Resources Research*, 33(1), 235–245. <https://doi.org/10.1029/96WR02672>
- Wilcock, P. R., & McArdell, B. W. (1993). Surface-based Fractional Transport Rates: Mobilization Thresholds and Partial Transport of a Sand-gravel Sediment. *Water Res. Res.*, 29(4), 1297–1312.
- 10 Wren, D. G., Goodwillier, B. T., Rigby, J. R., Carpenter, W. O., Kuhnle, R. A., & Chambers, J. P. (2015). Sediment-Generated Noise (SGN): laboratory determination of measurement volume. In *Proceedings of the 3rd Joint Federal Interagency Conference (10th Federal Interagency Sedimentation Conference and 5th Federal Interagency Hydrologic Modeling Conference)*, April 19 – 23, 2015, Reno, Nevada., D(1), 408–413.
- Wu, W., Wang, S. S. Y., & Jia, Y. (2000). Nonuniform sediment transport in alluvial rivers. *Journal of Hydraulic Research*, 38(6), 427–434. <https://doi.org/10.1080/00221680009498296>
- 15 Wyss, C. R. R., Rickenamnn, D., Fritschi, B., Turowski, J. M. M., Weitbrecht, V., Boes, R. M. M., ... Boes, R. M. M. (2016). Laboratory flume experiments with the Swiss plate geophone bed load monitoring system: 1. Impulse counts and particle size identification. *Water Resources Research*, 52(52), 5216–5234. <https://doi.org/10.1002/2014WR015716>
- 20 Wyss, C. R., Rickenamnn, D., Fritschi, B., Turowski, J. M., Weitbrecht, V., & Boes, R. M. (2016). Laboratory flume experiments with the Swiss plate geophone bed load monitoring system: 1. Impulse counts and particle size identification. *Water Resources Research*, 52, 5216–5234. <https://doi.org/10.1002/2014WR015716>
- Wyss, C. R., Rickenmann, D., Fritschi, B., Turowski, J. M., Weitbrecht, V., & Boes, R. M. (2016). Measuring Bed Load Transport Rates by Grain-Size Fraction Using the Swiss Plate Geophone Signal at the Erlenbach. *Journal of Hydraulic Engineering*, 142(5), 4016003. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001090](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001090)

Table 1: Parameters used to model analytical spectra of sediment size mixtures, Eq. (9b), and the typical values adapted for underwater environment. The typical singular values are used in inversion further in this paper. The ranges of values are used in the global sensitivity analysis. K is the number of size classes used to inverse acoustic spectra.

Parameters	Typical range of values in underwater medium	Typical values used in inversion	Units	Remarks
Particle diameter (D)	0-150	{1,2, ..., 150}	mm	D_{50} is used in the global sensitivity analysis (GSA)
Standard deviation (σ)	0.01-10	$2D_{50}=D_{84}$	mm	Used in the GSA; the relation $2D_{50}=D_{84}$ is typically used (Recking, 2013)
Impact velocity (U_{imp})	0.001 ... 5	{0.01; 0.1; 1; 5}	ms ⁻¹	The same for all the grain size classes
Distance of measurement (r)	0.01 ... 10	1	m	It acts on the delay time T_d found in the model of Eq. (7)
Angle of directivity (θ)	0°...90°	0°	deg	In theory, if $\theta = 90^\circ$ then the wave amplitude is zero; it also defines the T_d
Sound celerity in water (c)	1403-1507	1483	ms ⁻¹	Dependent on temperature, water salinity, etc.
Water density (ρ)	960-1025	999	kgm ⁻³	Dependent on temperature, water salinity, etc.
Modulus of elasticity (E_{long})	10-70	55	GPa	Materials like limestone, quartz, granite. The typical values are for granite. The density ρ_s is used to compute the contact duration
Poisson's ratio of impacting bodies (ν)	0.15-0.2	0.2	-	
Density of sphere (ρ_s)	1800-2750	2700	kgm ⁻³	

5

10

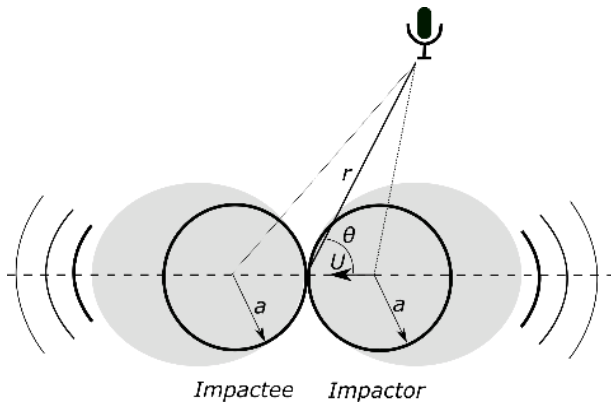
Table 2: First order sensitivity indices S_i computed by the FAST method, assuming the peak frequency as the output of the model, f_{peak} : 0% means no influence, 100% means total influence on the model output

Input parameters	First order sensitivity indices S_i %
σ	35.5
D_{50}	19.98
E_{long}	13.52
U_{imp}	10.65
r	7.45
v	6.42
ρ_s	4.24
θ	0.62
c	0.91
ρ	0.71

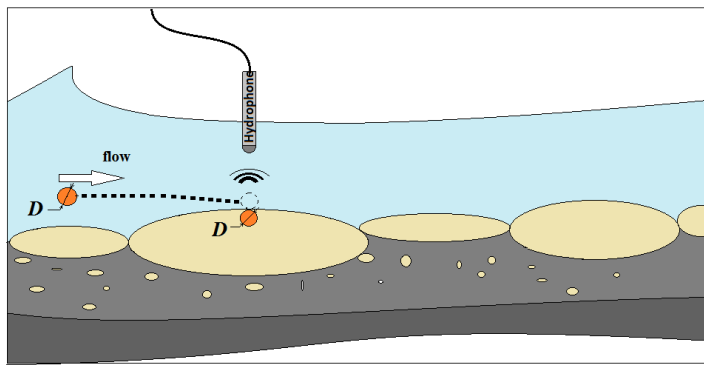
Table 3: Number of repetition for each measurement

Position on cross-section X (m)	Mesh size of 0.2 mm	Mesh size of 1.3 mm
27	3	3
35	2	2
44	1	2

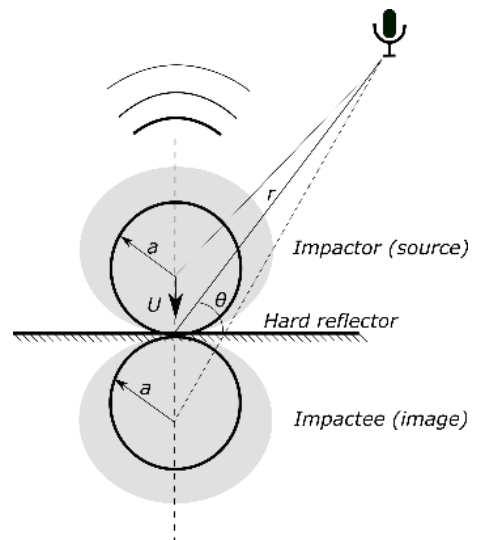
(a)



(b)



(c)



5 **Figure 24 :** (a) Setup for the impact between two spheres, here of same radius a ; the acoustic dipole source is illustratively depicted by the gray patch; (b) Setup for the impact between a sphere of radius a and an semi-infinite rigid plane; to be noted the boundary condition of hard bottom (reflector) assumed in the framework of the ‘method of images’; thus, the impacting sphere is mirrored in the slab so the acoustic fields are subtracted; the acoustic dipole source is illustratively depicted by the gray patch; (c) the elementary acoustic process of bedload noise in the river: the particle of equivalent diameter $D=2a$ impacts the armored bed river (a massive slab) which generates a transient recorded by a hydrophone;

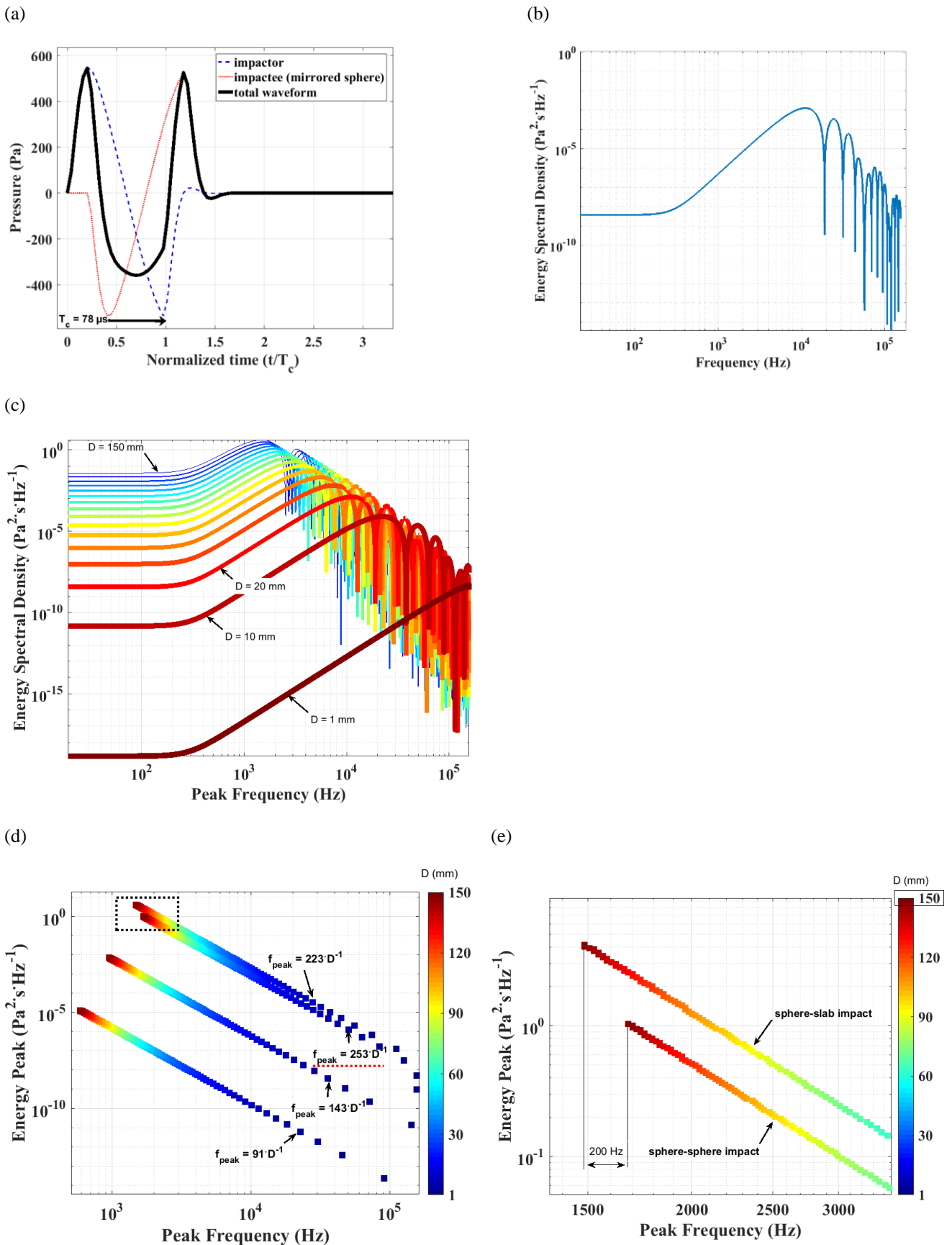
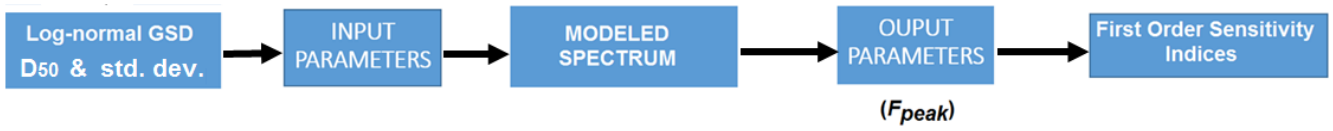


Figure 25 : a) Analytical waveform of sound from impact between a granite sphere of diameter $D = 20$ mm and a granite slab, where the impact velocity $U_{imp} = 1$ m s^{-1} , the directivity angle $\theta = 0^\circ$ and the sensor is at $r = 1$ m from the impact; the arrow indicates the contact duration T_d ; b) The analytical spectrum modeled with Eq. (7) using the same parameters as in figure (a); the spectrum is an energy spectral density and it is measured in $\text{Pa}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{Hz}^{-1}$; (c) Analytical spectra of sphere-slab impacts modeled by Eq. (7) as function of diameter, $D = \{1, 10, 20, 30 \dots 150\}$ mm; impact velocity $U_{imp} = 1$

5

5 ms^{-1} , the directivity angle $\theta = 0^\circ$ and the sensor is at $r = 1$ m from the impact. (d) peak frequency f_{peak} and power peak variations, from spectra modeled by Eq. (7), with diameter and sphere's diameters; the diameters are coded by colors. The power law $f_{peak} = aD^b$ is given, where the sphere-slab impact tests consider three impact velocities ($U_{imp} = \{0.01, 0.1, 1\} \text{ms}^{-1}$) and the law of sphere-sphere impact is underlined by dotted line; the material is granite. From bottom to top, the regression laws of sphere-slab impact vary from $U_{imp} = 0.01$ (bottom) to $U_{imp} = 1$ (top) ms^{-1} . The sphere-sphere impact tests are made using $U_{imp} = 1 \text{ms}^{-1}$ and the same other parameters as sphere-slab impacts. (e) Detail where the two vertical dotted lines locate the f_{peak} of impact spectrum from 150 mm –diameter particles for both impact models.



5 **Figure 3: GSA flowchart to compute the first order sensitivity indices by the FAST method; the spectrum is simulated with Eq.(7) and Eq.(9b), with a lognormal distribution generated using a diameter in the range 1 to 150 mm and standard deviation σ in the range 0.01 to 10. The rest of input parameters are defined in Table 1. From the simulated spectra, the f_{peak} are computed and finally the first order sensitivity indices S_i are calculated using the FAST method. The results are shown in Table 2.**

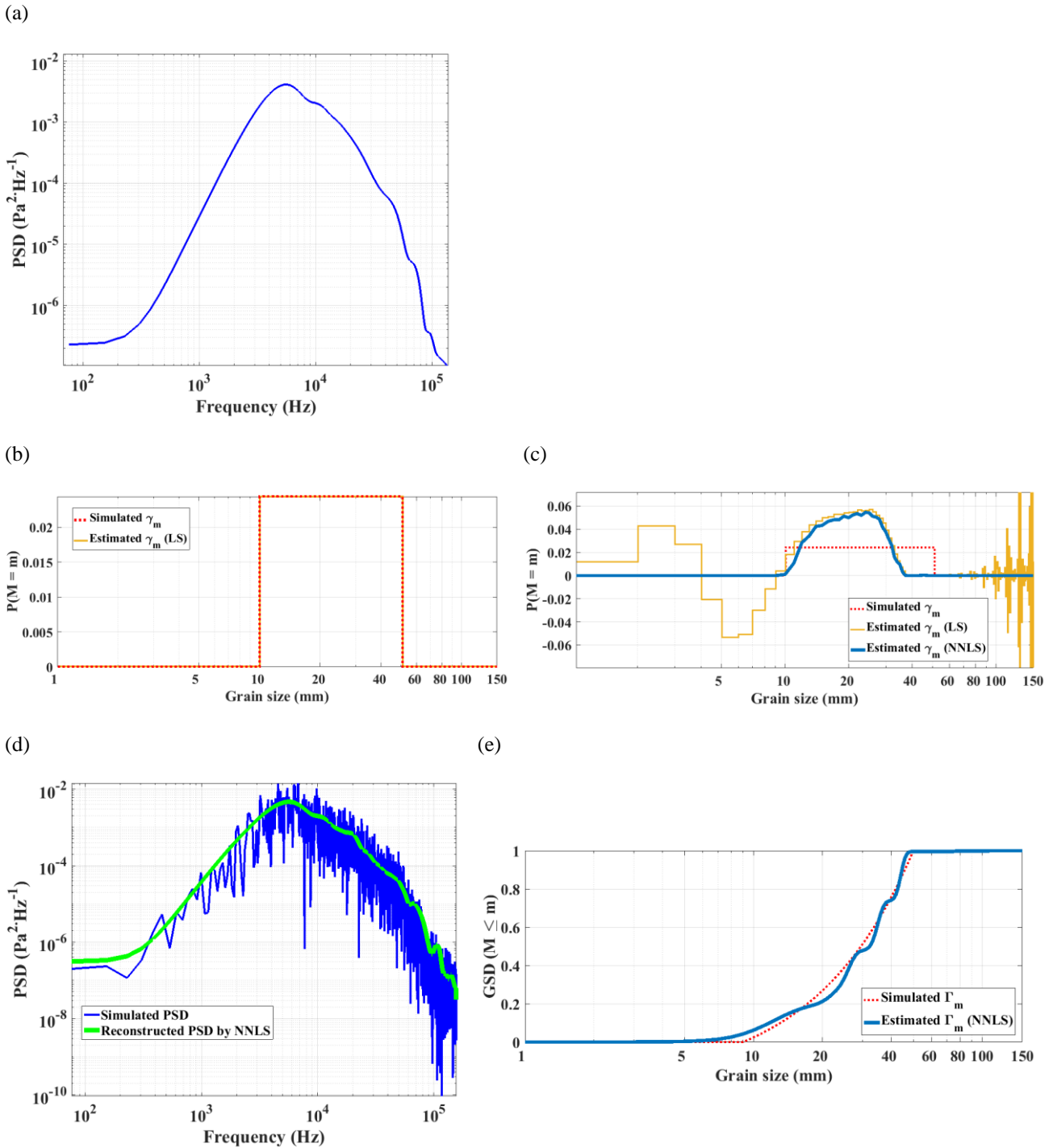


Figure 4: (a) Simulated PSD from the uniform PMF γ_m of sediments, 10 kg per 1 mm-size class, from 10 to 50 mm, where the impact velocity is $U_{imp} = 1 \text{ ms}^{-1}$; the other input parameters are defined in Table 1; (b) the PMF solution obtained by the classical LS inversion, Eq. (12). The parameters used to simulate the PSD (grains size and impact velocity) from figure (a) are exactly the same as those used in modelling the dictionary Δ ; (c) the PMF solutions obtained from the inversion of spectrum shown in figure (a) using the two algebraic methods: the classical LS and the NNLS algorithm. The impact velocity used in modeling is $U_{imp} = 0.1 \text{ ms}^{-1}$ whereas the in simulation it is $U_{imp} = 1 \text{ ms}^{-1}$ (the other input parameters remain the same as in simulation); the solution γ_m is post-processed by smoothing with a Gaussian moving window of 5 mm; (d) the simulated PSD from figure (a) with added variance (see text for noise simulation procedure); (e) the cumulative GSD obtained from the inversion of the noised spectrum by the NNLS algorithm. The estimated solution γ is used to reconstruct the spectrum, shown in green solid line in figure (d).

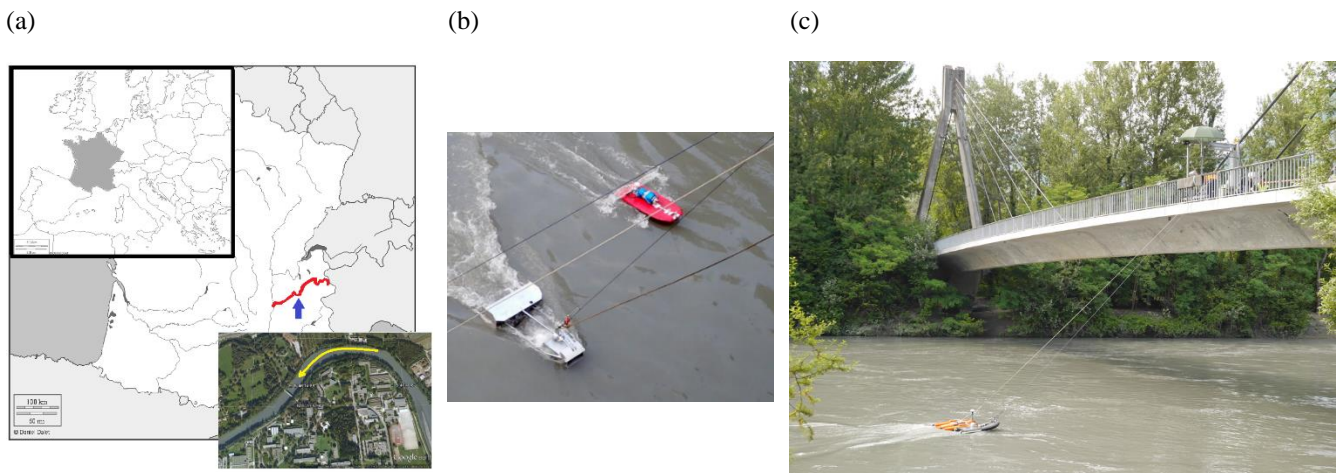


Figure 5: Experimental setup: (a) Isère River basin geographical location (<http://histgeo.ac-aix-marseille.fr>) and Google Earth © picture showing the river morphology near the bridge where measurements were taken; (b) Instruments used during the trials; from left to right: Toutle TR sampler and the floating river-board with hydrophone; (c) the bridge from where acoustic drifts and sediment physical samplings were realized.

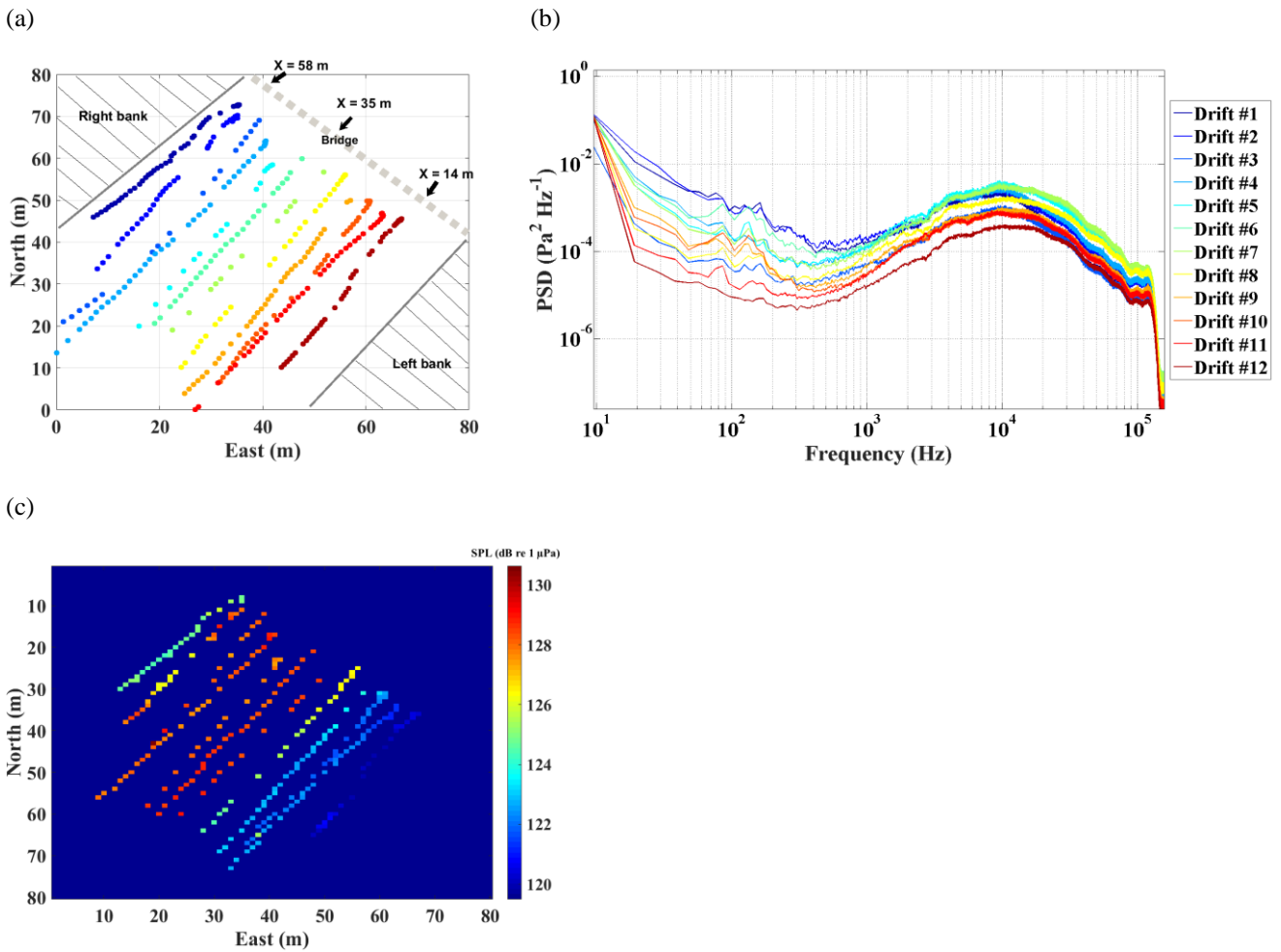
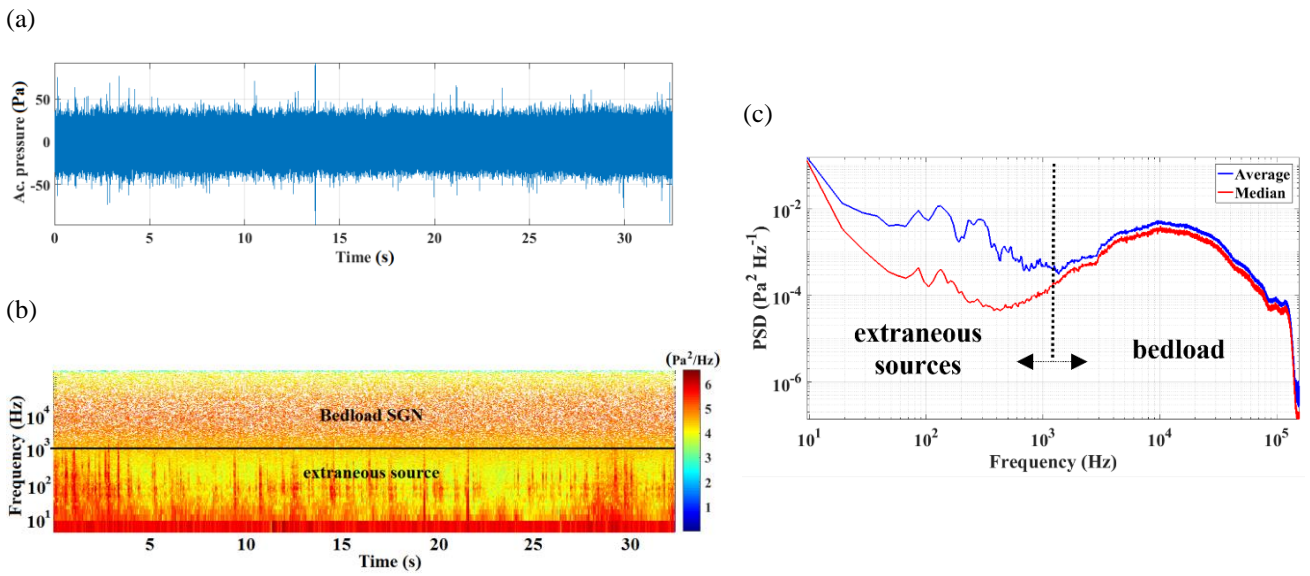
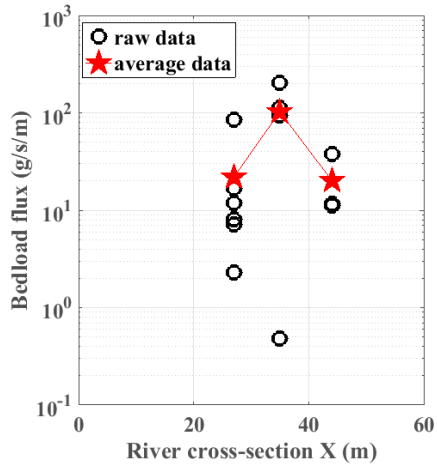


Figure 6: (a) Positions of the floating board during drift experiments, with essential positions marked on the bridge, $X = \{14, 35, 58\}$ m across the river; (b) the PSD estimated from the 12 drifts, in units of $\text{Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$; to be noted the change in peak frequencies: the leftmost position (Drift #12) has the highest frequency, meaning that the finer size fractions are transported, and the particles are getting coarser up to the right bank; (c) the measured SPL map from the 12 drifts, in units of $\text{dB re } 1 \mu\text{Pa}$; the maximum values are found in the middle of Isère River's cross-section.



5 **Figure 7: Signal representations of the SGN recorded during hydrophone experiments on the Isère River (France): (a) temporal signal in units of Pa; (b) time-frequency representation (spectrogram), with the color code normalized with respect to power values, in $\text{Pa}^2\text{Hz}^{-1}$; the specific frequency bandwidth of the bedload acoustic effects and of the hydrodynamic noise agitation (extraneous sources) are indicated ; (c) the PSD curve, also in $\text{Pa}^2\text{Hz}^{-1}$, estimated using either the average or the median power values, in time, from the spectrogram in (b).**

(a)



(b)

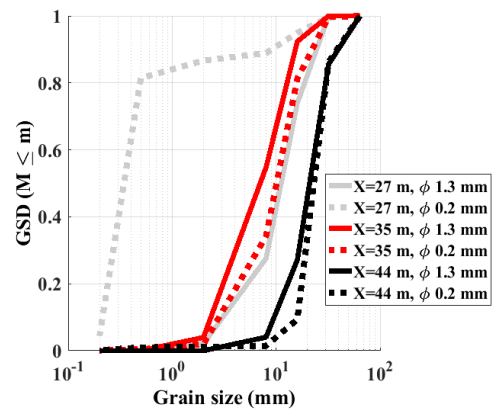


Figure 8: Measured bedload flux in three positions across the Isère River, $X = \{27, 35, 44\}$ m and (b) measured GSD curves in these positions, using the TR sampler with two mesh sizes, 0.2 mm and 1.3 mm.

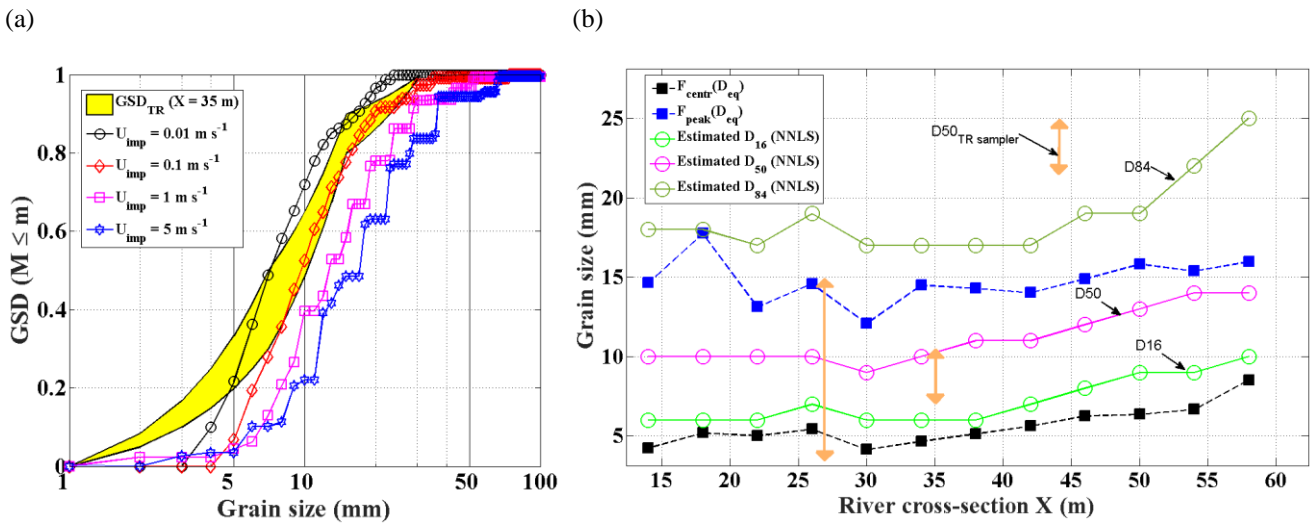


Figure 9: (a) Estimated GSD by NNLS algorithm in the center of the Isère River ($X = 34$ m), using different values of impact velocities $U_{imp} = \{0.01, 0.1, 1, 5\} \text{ m s}^{-1}$. Measured GSD by TR sampler ($X = 35$ m) is represented by the yellow envelope for the two mesh sizes (see Fig. 9b for fraction sizes finer than 1 mm); (b) The D_{16}, D_{50}, D_{84} estimated by NNLS across the Isère River, compared to the regression laws of Thorne (1986, 1985) for estimating the equivalent diameter D_{eq} ; we also indicate by arrows the range of D_{50} measured by the Toutle River sampler (in positions $X = \{27, 35, 44\}$ m). The impact velocity used in inversion is $U_{imp} = 1 \text{ m s}^{-1}$.

5

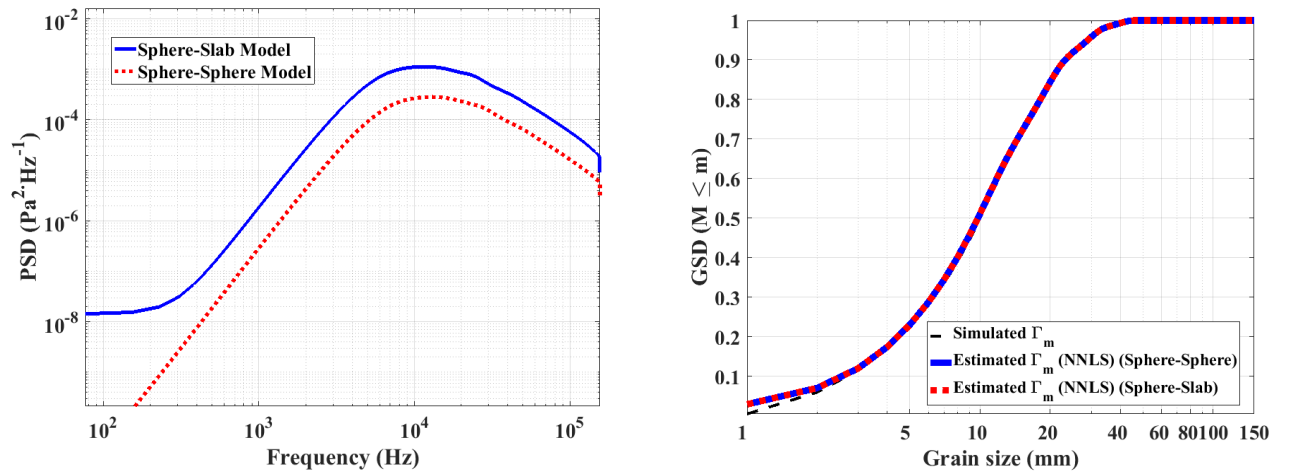


Figure 10: (a) Modeled spectra using a log-normal GSD, $D = 1, 2, \dots, 150$ mm where $D_{84} = 2D_{50}$, $D_{50} = 10$ mm (see medallion); typical input parameters are given in the Table 1 and $U_{imp} = 1 \text{ m s}^{-1}$. Concerning the sphere-sphere impact, the impactor has the same size as the impactee; (b) Inversion by NNLS algorithm of the acoustic spectrum simulated in Fig. 10a

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

A3.1 Les solutions analytiques des impacts hertziens (Chapitre 3).....	243
A3.2 Simulateur de bruit de charriage (Chapitre 4).....	253
A3.3 Simulation des cartes acoustiques (Chapitre 5).....	281
A3.4 Batch code (Chapitres 3, 4 et 5)	307

Les codes des annexes A3.1 A3.2 et A3.3 implémentent des modèles (équations de l'impact, de transport sédimentaire, de propagation acoustique, etc.) sous l'environnement scientifique de MATLAB. Le script de l'annexe A3.4 regroupe les fonctions .m afin de reproduire des résultats présentés dans ce mémoire. Les codes ne sont que dans le but non-lucratif et didactique. L'auteur ne garantit pas la fiabilité des codes.

A3.1 Les solutions analytiques des impacts hertziens (Chapitre 3)

On présente ici l'implémentation sous le logiciel MATLAB des solutions acoustiques des impacts hertziens pour des impacts sphère-sphère en temps et en fréquence (Peter D. Thorne & Foden, 1988) et pour des impacts sphère-plaque en temps (Akay & Hodgson, 1978a) et en fréquence (Petrut et al., 2017). En début du code, on trouve des exemples de paramétrage et d'appel de la fonction dans la fenêtre de commande du logiciel MATLAB.


```

1 function [f, spectraDSE, signalCollision, energyCollision, n_impact] = ...
2 Collision2Particles(a1, a2, Fsp, Nfft, N, r, theta, U0,
3 material, rho_e, c_e, modeCollision)
4
5 % Exemples of function calls:
6
7 % Fs = 312500; [f, spectraDSE, sig, ~, ~] = Collision2Particles(0.005,
8 0.005, Fs, 2^12, Fs, 1, 0, 1, 'granit', 999, 1483, 'sph_sph'); figure;
9 loglog(f, spectraDSE); grid on; figure; plot((0:length(sig)-1)/Fs*1e6,
10 sig); xlabel('Time (µs)'); grid on;
11
12 % multiple calls (diameters from 1 mm to 100 mm, each mm):
13 % Dict = []; k = 1;
14 % for i = 1:150%[1, 10:10:150],
15 %     [f, spectraDSE, ~, ~, ~] = Collision2Particles(i/2*1e-3, i/2*1e-3,
16 312500, 2^14, 312500, 1, 0, 0.01, 'granit', 999, 1483, 'sph_sph');
17 %     Dict(:,k) = spectraDSE; k = k+1;
18 % end
19 % cc = jet(size(Dict,2)); %figure;
20 % for ii = 1:size(Dict,2),
21 %     spec = Dict(:,ii);
22 %     [pp,fp] = max(spec); loglog(f(fp), pp, 's-', 'color', cc(ii,:),
23 'markerfacecolor', cc(ii,:), 'markersize', 10); hold on;
24 % end
25 % xlabel('Peak Frequency (Hz)'); ylabel('Peak Energy (Pa^2.s.Hz^{-1})')
26
27
28 % Experimental validation using different researches:
29 % Akay's experiment (steel sphere , steel slab):
30 % [f, spectraDSE, ~, ~, ~] = Collision2Particles(0.01905/2, 0.01905/2,
31 312500, 2^12, 312500, 0.15, 0, 1.4, 'steel', 1.225, 341, 'sph_slab');
32 figure; loglog(f, spectraDSE); grid on;
33
34 % Akay's solution (acrylic sphere , steel slab):
35 % [f, spectraDSE, ~, ~, ~] = Collision2Particles(0.01905/2, 0.01905/2,
36 312500, 2^12, 312500, 0.1, 30, 1.4, 'acrylic', 1.225, 341, 'sph_slab');
37 figure; loglog(f, spectraDSE); grid on;
38
39 % Thorne's experiment (both spheres of steel, fig. 4d et 7d):
40 % [f, spectraDSE, sig, ~, ~] = Collision2Particles(0.015, 0.015, 312500,
41 2^12, 312500, 0.49, 0, 0.85, 'steel', 999, 1483, 'sph_sph'); figure;
42 loglog(f, spectraDSE); grid on; figure; plot((0:length(sig)-1)/Fs*1e6,
43 sig); xlabel('Time (µs)');
44
45 % Koss' experiment (both spheres of steel)
46 % [f, spectraDSE, ~, ~, ~] = Collision2Particles(0.0254/4, 0.0254/4,
47 312500, 2^12, 312500, 0.255, 0, 1.52, 'steel', 1.225, 341, 'sph_sph');
48 figure; loglog(f, spectraDSE); grid on;
49
50 switch material
51     case 'granit'
52         sigma1 = 0.2; % Coefficient Poisson; matériau du granit

```

```

53         rho1 = 2700;      % Masse volumique (kg/m^3)
54         E1 = 5.5e10;      % Module Young, (Pa)
55         sigma2 = 0.2;
56         rho2 = 2700;
57         E2 = 5.5e10;
58
59         case 'limestone'
60             sigma1 = 0.2;
61             rho1 = 2750;
62             E1 = 7e10;
63             sigma2 = 0.2;
64             rho2 = 2750;
65             E2 = 7e10;
66
67         case 'quartz'
68             sigma1 = 0.2;
69             rho1 = 2620;
70             E1 = 3e10;
71             sigma2 = 0.2;
72             rho2 = 2620;
73             E2 = 3e10;
74
75         case 'steel'
76             sigma1 = 0.28;
77             rho1 = 7784;
78             E1 = 19.5e10;
79             sigma2 = 0.28;
80             rho2 = 7784;
81             E2 = 19.5e10;
82
83         case 'acrylic'
84             sigma1 = 0.37; %
85 http://www.matweb.com/search/datasheet.aspx?bassnum=01303&ckck=1
86             rho1 = 1180;
87             E1 = 0.29e10;
88             sigma2 = 0.37;
89             rho2 = 1180;
90             E2 = 0.29e10;
91     end
92
93     f = (0:Nfft-1)*(Fsp/Nfft); % frequency vector
94
95     if strcmpi(modeCollision, 'sph_sph')
96
97
98         m1 = rho1*(4/3)*pi*a1^3; % kg
99         m2 = rho2*(4/3)*pi*a2^3; % kg
100        Am1 = 2*m2/(m1 + m2);
101        Am2 = -m1/m2*Am1;
102
103        t0 = 4.53*((1 - sigma1^2)/(E1*pi) + (1 - sigma2^2)/(E2*pi))* (m1*m2/(m1
104 + m2))^0.4*((a1 + a2)/(U0*a1*a2))^(0.2);

```

```

105
106     tavant = 0:1/Fsp:t0; tau_avant = tavant/t0; % normalisation
107     tapres = t0+1/Fsp:1/Fsp:(N-1)/Fsp; tau_apres = tapres/t0; %
108 normalisation
109
110     if theta == 0
111         delta_t = a1*(pi/2 - 1)/c_e; % theta = 0°
112     else
113         delta_t = 0; % theta > 0°
114     end
115
116     r1 = sqrt(r^2 + a1^2 - 2*a1*r*cosd(theta));
117     r2 = sqrt(r^2 + a2^2 + 2*a2*r*cosd(theta));
118     beta = rho_e/(2*rho1);
119     beta1 = (1 - beta^2)^(0.5);
120     beta2 = 1 + beta;
121
122     Td = abs(((r2 - a2) - (r1 - a1))/c_e + delta_t);
123 %     Td = ((a1+a2)*(1+cosd(theta))-2*a2)/c_e+delta_t;
124 %%%%%%%%%%%%%%% modélisation s. temporel
125 %%%%%%%%%%%%%%%
126
127     zeta1 = c_e*t0/(pi*a1);
128     P01 = Aml*rho_e*c_e*U0*a1^2*cosd(theta)/(2*r^2*(zeta1^4*(beta1^2 +
129 beta2^2)^2 + ...
130     1 + 2*zeta1^2*(beta2^2 - beta1^2)));
131
132     pla = P01*((1/beta1)*((r*beta2/a1) - 1)*(zeta1*beta1*(1 -
133 zeta1^2*(beta2^2 + ...
134     beta1^2))*sin(pi*tau_avant) +
135 2*zeta1^2*beta1*beta2*cos(pi*tau_avant)) - ...
136     (r/a1)*((1 + zeta1^2*(beta2^2 - beta1^2))*cos(pi*tau_avant) - ...
137     beta2*zeta1*(1 + zeta1^2*(beta1^2 + beta2^2))*sin(pi*tau_avant)) -
138     ...
139     ((1/beta1)*((r*beta2/a1) - 1)*((1 + zeta1^2*(beta2^2 -
140 beta1^2))*...
141     sin(pi*beta1*zeta1*tau_avant) +
142 2*zeta1^2*beta1*beta2*cos(pi*beta1*zeta1*tau_avant)) + ...
143     (r/a1)*(2*zeta1^2*beta1*beta2*sin(pi*beta1*zeta1*tau_avant) - ...
144     (1 + zeta1^2*(beta2^2 -
145 beta1^2))*cos(pi*beta1*zeta1*tau_avant))).*exp(-pi*beta2*zeta1*tau_avant));
146
147     plb = P01*((1/beta1)*(1 - (r*beta2/a1))*(2*zeta1^2*beta1*beta2*...
148     cos(beta1*pi*zeta1*(tau_apres - 1)) + (1 + zeta1^2*(beta2^2 -
149 beta1^2))*...
150     sin(beta1*pi*zeta1*(tau_apres - 1))) -
151     (r/a1)*(2*zeta1^2*beta1*beta2*...
152     sin(beta1*pi*zeta1*(tau_apres - 1)) - (1 + zeta1^2*(beta2^2 -
153 beta1^2))*...
154     cos(pi*beta1*zeta1*(tau_apres - 1))).*exp(-
155 pi*beta2*zeta1*(tau_apres - 1)) - ...

```



```

156         ((1/beta1)*((r*beta2/a1) -
157 1)*(2*zeta1^2*beta1*beta2*cos(beta1*pi*zeta1*tau_apres) + ...
158         (1 + zeta1^2*(beta2^2 - beta1^2))*sin(beta1*pi*zeta1*tau_apres)) +
159 ...
160         (r/a1)*(2*zeta1^2*beta1*beta2*sin(beta1*pi*zeta1*tau_apres) - (1 +
161 zeta1^2*(beta2^2 - ...
162         beta1^2))*cos(pi*beta1*zeta1*tau_apres))).*exp(-
163 pi*beta2*zeta1*tau_apres));
164
165     p1 = [p1a, p1b];
166
167     zeta2 = c_e*t0/(pi*a2);
168     P02 = Am2*rho_e*c_e*U0*a2^2*cosd(theta)/(2*r^2*(zeta2^4*(beta1^2 +
169 beta2^2)^2 + ...
170     1 + 2*zeta2^2*(beta2^2 - beta1^2)));
171     p2a = P02*((1/beta1)*((r*beta2/a2) - 1)*(zeta2*beta1*(1 -
172 zeta2^2*(beta2^2 + ...
173     beta1^2))*sin(pi*tau_avant) +
174 2*zeta2^2*beta1*beta2*cos(pi*tau_avant)) - ...
175     (r/a2)*((1 + zeta2^2*(beta2^2 - beta1^2))*cos(pi*tau_avant) -
176 beta2*zeta2*...
177     (1 + zeta2^2*(beta1^2 + beta2^2))*sin(pi*tau_avant)) -
178 ((1/beta1)*((r*beta2/a2) - 1)*...
179     ((1 + zeta2^2*(beta2^2 - beta1^2))*sin(pi*beta1*zeta2*tau_avant) +
180 ...
181     2*zeta2^2*beta1*beta2*cos(pi*beta1*zeta2*tau_avant)) + (r/a2)*...
182     (2*zeta2^2*beta1*beta2*sin(pi*beta1*zeta2*tau_avant) - (1 +
183 zeta2^2*(beta2^2 - ...
184     beta1^2))*cos(pi*beta1*zeta2*tau_avant))).*exp(-
185 pi*beta2*zeta2*tau_avant));
186
187     p2b = P02*(((1/beta1)*(1 - (r*beta2/a2))*(2*zeta2^2*beta1*beta2*...
188     cos(beta1*pi*zeta2*(tau_apres - 1)) + (1 + zeta2^2*(beta2^2 -
189 beta1^2))*...
190     sin(beta1*pi*zeta2*(tau_apres - 1))) -
191 (r/a2)*(2*zeta2^2*beta1*beta2*...
192     sin(beta1*pi*zeta2*(tau_apres - 1)) - (1 + zeta2^2*(beta2^2 -
193 beta1^2))*...
194     cos(pi*beta1*zeta2*(tau_apres - 1))))).*exp(-
195 pi*beta2*zeta2*(tau_apres - 1)) - ...
196     ((1/beta1)*((r*beta2/a2) -
197 1)*(2*zeta2^2*beta1*beta2*cos(beta1*pi*zeta2*tau_apres) + ...
198     (1 + zeta2^2*(beta2^2 - beta1^2))*sin(beta1*pi*zeta2*tau_apres))
199 +...
200     (r/a2)*(2*zeta2^2*beta1*beta2*sin(beta1*pi*zeta2*tau_apres) - ...
201     (1 + zeta2^2*(beta2^2 -
202     beta1^2))*cos(pi*beta1*zeta2*tau_apres))).*exp(-pi*beta2*zeta2*tau_apres));
203
204     p2 = [p2a, p2b];
205
206
207     if theta > 90

```

```

208     p1 = circshift(p1, [0, fix(Td*Fsp)]);
209     else
210         p2 = circshift(p2, [0, fix(Td*Fsp)]);
211     end
212
213     p = p1 + p2; % signal brut
214     % figure; tt = (0:length(p1)-1)/Fsp*1e6; plot(tt, p1); hold on;
215     plot(tt, p2, 'r'); plot(tt, p1+p2, 'g')
216     signalCollision = p;
217
218     %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% modélisation spectre
219     %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
220
221     f0 = 1/(2*t0);
222     fprim = f/f0;
223     omega0 = 2*pi*f0;
224
225     R1 = a1*Am1*((a1*zeta1*(zeta1^2*(beta1^2 + beta2^2) - fprim.^2) +
226 2*r1*zeta1*fprim.^2*beta2)./...
227     (zeta1^4*(beta1^2 + beta2^2)^2 + fprim.^4 +
228 2*zeta1^2*fprim.^2*(beta2^2 - beta1^2)));
229     I1 = a1*Am1*(r1*fprim.*(zeta1^2*(beta1^2 + beta2^2) - fprim.^2) -
230 2*a1*zeta1^2*fprim*beta2)./...
231     (zeta1^4*(beta1^2 + beta2^2)^2 + fprim.^4 +
232 2*zeta1^2*fprim.^2*(beta2^2 - beta1^2)));
233
234     R2 = a2*Am2*((a2*zeta2*(zeta2^2*(beta1^2 + beta2^2) - fprim.^2) +
235 2*r2*zeta2*fprim.^2*beta2)./...
236     (zeta2^4*(beta1^2 + beta2^2)^2 + fprim.^4 +
237 2*zeta2^2*fprim.^2*(beta2^2 - beta1^2)));
238     I2 = a2*Am2*(r2*fprim.*(zeta2^2*(beta1^2 + beta2^2) - fprim.^2) -
239 2*a2*zeta2^2*fprim*beta2)./...
240     (zeta2^4*(beta1^2 + beta2^2)^2 + fprim.^4 +
241 2*zeta2^2*fprim.^2*(beta2^2 - beta1^2)));
242
243     P0 = rho_e*c_e*U0*cosd(theta)/(r^2*omega0);
244
245     spectraDSE = P0.^2*( (1 + cos(pi*fprim))./(2*(1-fprim.^2).^2) ).*(
246 (R1.^2 + I1.^2) + (R2.^2 + I2.^2) + 2*( R1.*R2 + I1.*I2
247 ).*cos(pi*fprim*Td/t0) + (R1.*I2 - R2.*I1).*sin(pi*fprim*Td/t0) );
248     spectraDSE = spectraDSE(1:Nfft/2+1); spectraDSE(2:end-1) =
249 2*spectraDSE(2:end-1); % Pa^2/Hz^2
250
251     [~, maxP] = max(spectraDSE);
252     time_impact = 2/(f(maxP)); % estimate of the duration of impact
253     n_impact = fix(time_impact*Fsp);
254
255     f = f(1:Nfft/2+1);
256
257     energyCollision = trapz(f, spectraDSE); % Pa^2*s rms
258

```

```

259 elseif strcmpi(modeCollision, 'sph_slab')
260
261 %     sigma1 = 0.28;
262 %     rho1 = 7784;
263 %     E1 = 19.5e10;
264
265     a = a2;
266
267     m = rho1*(4/3)*pi*a^3; % kg
268
269     k1 = 1/m;
270     delta1 = (1 - sigma1^2)/(pi*E1);
271     delta2 = (1 - sigma2^2)/(pi*E2);
272     k2 = (4/(3*pi))*sqrt(a)/(delta1 + delta2);
273     alpha_m = (5*U0^2/(4*k1*k2))^(2/5); % maximum value of the approach,
274 or the relative displaement of colliding bodies
275     t0 = 2.9432*alpha_m/U0; % t0 - la durée du contact
276
277     C1 = alpha_m*(pi/t0)^2;
278     C2 = (pi/t0)^4 + 4*(c_e/a)^4;
279     C3 = 4*(c_e/a)^3 + 2*(pi/t0)^2*(c_e/a);
280     C4 = 4*(c_e/a)^3 - 2*(pi/t0)^2*(c_e/a);
281     C5 = 2*(pi/t0)^3;
282     C6 = 4*(pi/t0)*(c_e/a)^2;
283
284     r1 = sqrt(r^2 + a^2 - 2*a*r*cosd(theta));
285     cos_theta1 = (r^2-(r1^2+a^2))/(2*a*r1);
286     r2 = sqrt(r^2 + a^2 + 2*a*r*cosd(theta));
287     cos_theta2 = (r2^2+a^2-r^2)/(2*a*r2);
288
289     tavant = 0:1/Fsp:t0;
290     tapres = t0+1/Fsp:1/Fsp:(N-1)/Fsp;
291
292     % direct solutions to integral convolutions
293
294     pla = rho_e*c_e*a/(2*r1)*cos_theta1*C1/C2*( ( C3*sin(pi*tavant/t0) -
295 C5*cos(pi*tavant/t0) ) - ...
296     ( C6*sin(c_e*tavant/a) - C5*cos(c_e*tavant/a) ).*exp(-c_e*tavant/a)
297 + ...
298     (1 - a/r1)*( C6*cos(pi*tavant/t0) - C4*sin(pi*tavant/t0) ) - ...
299     (1 - a/r1)*( C6*cos(c_e*tavant/a) + C5*sin(c_e*tavant/a)).*exp(-
300 c_e*tavant/a) );
301
302     plb = rho_e*c_e*a/(2*r1)*cos_theta1*C1/C2*( (-C6*sin(c_e*(tapres -
303 t0)/a) + C5*cos(c_e*(tapres - t0)/a)).*exp(-c_e*(tapres - t0)/a) - ...
304     ( C6*sin(c_e*tapres/a) - C5*cos(c_e*tapres/a) ).*exp(-c_e*tapres/a)
305 - ...
306     (1 - a/r1)*( C6*cos(c_e*(tapres - t0)/a) - C5*sin(c_e*(tapres -
307 t0)/a)).*exp(-c_e*(tapres - t0)/a) - ...
308     (1 - a/r1)*(C6*cos(c_e*tapres/a) + C5*sin(c_e*tapres/a)).*exp(-
309 c_e*tapres/a) );

```

```

310
311     p2a = rho_e*c_e*a/(2*r2)*cos_theta2*C1/C2*((C3*sin(pi*tavant/t0) -
312 C5*cos(pi*tavant/t0)) - ...
313         (C6*sin(c_e*tavant/a) - C5*cos(c_e*tavant/a)).*exp(-c_e*tavant/a) +
314 ...
315         (1 - a/r2)*(C6*cos(pi*tavant/t0) - C4*sin(pi*tavant/t0)) - ...
316         (1 - a/r2)*(C6*cos(c_e*tavant/a) + C5*sin(c_e*tavant/a)).*exp(-
317 c_e*tavant/a) );
318
319     p2b = rho_e*c_e*a/(2*r2)*cos_theta2*C1/C2*((-C6*sin(c_e*(tapres -
320 t0)/a) + C5*cos(c_e*(tapres - t0)/a)).*exp(-c_e*(tapres - t0)/a) - ...
321         (C6*sin(c_e*tapres/a) - C5*cos(c_e*tapres/a)).*exp(-c_e*tapres/a) -
322 ...
323         (1 - a/r2)*(C6*cos(c_e*(tapres - t0)/a) - C5*sin(c_e*(tapres -
324 t0)/a)).*exp(-c_e*(tapres - t0)/a) - ...
325         (1 - a/r2)*(C6*cos(c_e*tapres/a) + C5*sin(c_e*tapres/a)).*exp(-
326 c_e*tapres/a) );
327
328     p1 = [p1a, p1b];
329     p2 = [p2a, p2b];
330
331     if theta == 0
332         delta_t = a*(pi/2 - 1)/c_e;    % theta = 0°
333     else
334         delta_t = 0;    % theta > 0°
335     end
336
337     Td = abs(((r2 - a) - (r1 - a))/c_e + delta_t);
338     p2 = circshift(p2, [0, fix(Td*Fsp)]);
339     p = [p1 - p2];
340     % figure; tt = (0:length(p1)-1)/Fsp*1e6; plot(tt, p1); hold on;
341     plot(tt, -p2, 'r'); plot(tt, p1-p2, 'g')
342
343     signalCollision = p;
344
345     Acc = 1.067*U0./((1-4*f.^2*t0^2)).*(1+exp(-1i*2*pi*f*t0)); % FT on
346 acceleration profile givne by Goldsmith sphere-slab impact
347
348     omega = 2*pi*f;
349     P1 = (rho_e*a*c_e/r1^2*(c_e + 1i*r1*omega).*(2*(c_e/a)^2 - omega.^2
350 - 1i*2*omega*c_e/a)./( (2*(c_e/a)^2 - omega.^2).^2 +
351 4*omega.^2*(c_e/a).^2)*cosd(theta)).*Acc;
352     P2 = -(rho_e*a*c_e/r2^2*(c_e + 1i*r2*omega).*(2*(c_e/a)^2 -
353 omega.^2 - 1i*2*omega*c_e/a)./( (2*(c_e/a)^2 - omega.^2).^2 +
354 4*omega.^2*(c_e/a).^2)*cosd(theta)).*Acc;
355     PP = P1 + P2.*exp(-1i*omega*Td);
356     spectraDSE = abs(PP.*conj(PP));    % squared magnitudes of Fourier
357 transform
358
359     spectraDSE = spectraDSE(1:Nfft/2+1); spectraDSE(2:end-1) =
360 2*spectraDSE(2:end-1); % Pa^2*s/Hz
361     [~, maxP] = max(spectraDSE);

```

```
362     time_impact = 2/(f(maxP)); % estimate of the duration of impact
363     n_impact = fix(time_impact*Fsp);
364
365     f = f(1:Nfft/2+1);
366     energyCollision = trapz(f, spectraDSE); % Pa^2*s rms
367
368     end
```

A3.2 Simulateur de bruit de charriage (Chapitre 4)

On présente ici le simulateur de bruit de charriage utilisé dans le Chapitre 4. On rappelle qu'on utilise les solutions analytiques des impacts hertziens et l'histogramme granulométrique. On peut aussi simuler des signaux temporels et spatialisés de charriage, voir la Figure A3.2.1. Les simulations numériques sont paramétrées principalement dans les lignes 39-62. Les détails sur les modèles « Φ - Φ » et « Φ - Φ' » ou l'inversion NNLS ou MLE sont données dans le Chapitre 4 tandis que les modèles d'impact sphère-sphère et sphère-plaque sont présentés dans le Chapitre 3. Le code est une fonction *.m* MATLAB qui appelle la fonction `Collision2Particles.m` affichée ci-dessus. En début du code, on trouve des exemples de paramétrage et d'appel de la fonction dans la fenêtre de commande du logiciel MATLAB.

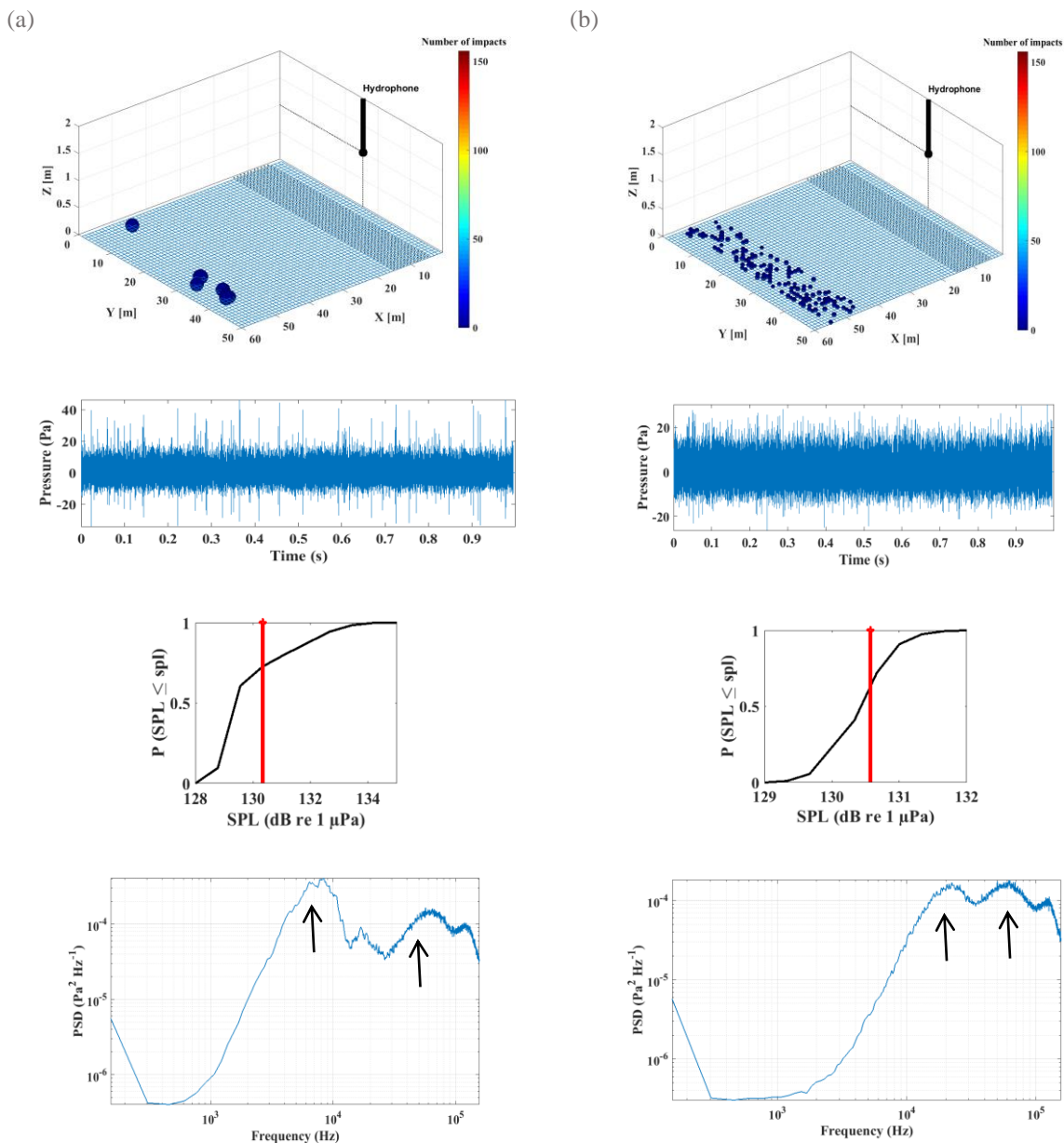


Figure A3.2.1 : Positionnement des bandes de charriage (X –la section transversale de la rivière), signaux temporels, courbes cumulatives des niveaux sonores (SPL) et spectres modélisés, où l'hydrophone est disposé

sur une rive: (a) graviers fins (2-4 mm) et galets (22-32 mm) ; (d) graviers fins (2-4 mm) et graviers gros (8-12 mm).

```

1  function [fr, spectra_sim, spectra_hat, classes_diam_sim_impactor,
2  cdf_sim_impactor_n, cdf_hat_n, ...
3      cdf_sim_impactor_m, cdf_hat_m, pmf_sim_impactor_n, pmf_hat_n,
4  pmf_sim_impactor_m, pmf_hat_m] = ...
5      model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(M_impactor, M_impactee,
6  modeHistogram, n_classe_impactor, n_classe_impactee, ...
7      classes_diam_modele_impactor, classes_diam_modele_impactee,
8  classes_diam_sim_impactor, classes_diam_sim_impactee, T_sig, Umod, Usim,
9  Nrealisations_bruit, ...
10     modeAffichage, modeBruitage, modeCalcul, modeMethode, modeSim,
11     modeSauvegarde, modeSpatial, modeFramework, modeFramework_sim,
12     modeCollision)
13
14
15  % (1) simulations numériques et (2) inversions des spectres simulés par les
16  deux méthodes NNLS et MLE
17  % Test-call:
18  % [fr, spectra_sim, spectra_hat, classes_diam_sim_impactor,
19  cdf_sim_impactor_n, cdf_hat_n, ...
20  %     cdf_sim_impactor_m, cdf_hat_m, pmf_sim_impactor_n, pmf_hat_n,
21  pmf_sim_impactor_m, pmf_hat_m] = ...
22  %     model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'mass', 12:16, 12:16,
23  1:64, 1:64, 1:64, 1:64, 30, 1, 1, 100, ...
24  %     '1',
25  'bruitOFF','signalSim','NNLS','freq','0','spatialOFF','PhiPhi','PhiPhi','sp
26  h_sph');
27
28  % 03/10/2017
29
30  warning off; format compact; rng default; scrSize = get(0,'Screensize');
31  set(0,'defaultAxesFontSize', 22, 'defaultAxesFontWeight', 'b',
32  'DefaultAxesFontname', 'Times New Roman') ;
33
34  theta = 0; Lref = 1; g = 9.805; rho_e = 999; c_e = 1480;
35  dureeChoc = 1e3; Fsp = 312500;
36  Nfft = 2^12; Nfen = Nfft; NRecouv = 50;
37  Nfft_modele = 2^12; material = 'granit';
38
39  % Umod = 1; Usim = 1; Nrealisations_bruit = 1;
40  % modeAffichage = '1';
41  % modeBruitage = 'bruitOFF';           % "bruitOFF"/"BruitON"
42  % modeCalcul = 'signalSim';           % "signalSim"/"cdfReal"
43  % modeMethode = 'NNLS';               % "MLE"/"NNLS"/"combined"
44  % modeSim = 'temps';                 % "freq"/"temps"
45  % modeSauvegarde = '0';              % "0"/"1"
46  % modeSpatial = 'spatialOFF';        % "spatialOFF"/"spatialON"
47  % modeFramework = 'PhiPhi';          % "PhiPhiPrim"/"PhiPhi" (used in
48  inversion)
49  % modeFramework_sim = 'PhiPhi';      % "PhiPhiPrim"/"PhiPhi" (used in
50  simulation)
51  % modeCollision = 'sph_sph';          % "sph-sph"/"sph-slab"
52  % modeHistogram = 'mass';            % "mass"/"number"

```



```

53 % classes_diam_modele_impactor = 1:64; classes_diam_modele_impactee = 1:64;
54 % range of 1-mm size classes used in inversion
55 % classes_diam_sim_impactor = 1:64; classes_diam_sim_impactee = 1:64;
56 % range of 1-mm size classes used in simulation
57 % n_classe_impactor = 12:16; % size fraction of impactor particles
58 % M_impactor = 1; % in kg, the mass of sediments per size
59 class of impactors
60 % n_classe_impactee = 32:46; % size fraction of impactees
61 % M_impactee = 1; % in kg, the mass of sediments per size
62 class of impactees
63
64 hist_impactor_m = zeros(1,length(classes_diam_sim_impactor)); % mass
65 histogram of impactor particles
66 hist_impactee_m = zeros(1,length(classes_diam_sim_impactee)); % mass
67 histogram of impactee particles
68
69 hist_impactor_m(n_classe_impactor) = M_impactor/length(n_classe_impactor);
70 % redistribute the mass over finer size classes (1 mm width)
71 hist_impactee_m(n_classe_impactee) = M_impactee/length(n_classe_impactee);
72 % redistribute the mass over finer size classes (1 mm width)
73
74 H = 3; % water height
75 Nx = 60; Ny = 50; % dimensions of domain, Nx -> cross-section
76 zH = 1; % distance of between hydrophone and the bed
77 river
78 pas_x = 1; pas_y = pas_x;
79 Xref = 0.5; Yref = 0.5; % position of the hydrophone
80
81 disp('1. MODELING');
82
83 switch material
84     case 'granit'
85         rhos = 2700; % Masse volumique (kg/m^3)
86     case 'limestone'
87         rhos = 2750;
88     case 'quartz'
89         rhos = 2620;
90     case 'steel'
91         rhos = 7784;
92     case 'acrylic'
93         rhos = 1180; %
94     http://www.matweb.com/search/datasheet.aspx?bassnum=01303&ckck=1
95 end
96
97 L_modele_impactee = length(classes_diam_modele_impactee);
98 L_modele_impactor = length(classes_diam_modele_impactor);
99 L_sim_impactee = length(classes_diam_sim_impactee);
100 L_sim_impactor = length(classes_diam_sim_impactor);
101
102 if strcmpi(modeCalcul, 'signalSim')
103

```

```

104     hist_aux1 = interp1(classes_diam_sim_impactor, hist_impactor_m,
105 classes_diam_modele_impactor); % linear interpolation on finer size class
106 of 1 mm width
107     hist_aux2 = interp1(classes_diam_sim_impactee, hist_impactee_m,
108 classes_diam_modele_impactee);
109
110     if classes_diam_sim_impactor(1) > 1,
111 hist_aux1(1:classes_diam_sim_impactor(1)-1) = 0; end
112     if classes_diam_sim_impactee(1) > 1,
113 hist_aux2(1:classes_diam_sim_impactee(1)-1) = 0; end
114
115     hist_impactor_m = hist_aux1; hist_impactee_m = hist_aux2;
116
117     if strcmpi(modeHistogram, 'number')
118         hist_impactor_n = zeros(1,length(classes_diam_sim_impactor));
119 hist_impactor_n(n_classe_impactor) = 1; % if this executed, the mass
120 defined as input doesn't matter anymore
121         hist_impactor_m =
122 hist_impactor_n*rhos*pi.*((classes_diam_sim_impactor*1e-3).^3)/6;
123 % transform histograms from number to mass of particles
124         hist_impactee_n = zeros(1,length(classes_diam_sim_impactee));
125 hist_impactee_n(n_classe_impactee) = 1;
126         hist_impactee_m =
127 hist_impactee_n*rhos*pi.*((classes_diam_sim_impactee*1e-3).^3)/6;
128     else
129         hist_impactor_n =
130 hist_impactor_m./(rhos*pi*((classes_diam_modele_impactor*1e-3).^3)/6); %
131 transform histograms from mass to numbers of particles
132         hist_impactee_n =
133 hist_impactee_m./(rhos*pi*((classes_diam_modele_impactee*1e-3).^3)/6);
134     end
135
136     pmf_sim_impactor_m = hist_impactor_m/sum(hist_impactor_m); %
137 \gamma_{m}
138     pmf_sim_impactee_m = hist_impactee_m/sum(hist_impactee_m); %
139 \gamma_{m}'
140     cdf_sim_impactor_m = cumsum(pmf_sim_impactor_m); %
141 \Gamma_{m}
142     cdf_sim_impactee_m = cumsum(pmf_sim_impactee_m); %
143 \Gamma_{m}'
144
145     pmf_sim_impactor_n = hist_impactor_n/sum(hist_impactor_n); % \gamma
146 pmf_sim_impactee_n = hist_impactee_n/sum(hist_impactee_n); % \gamma'
147     cdf_sim_impactor_n = cumsum(pmf_sim_impactor_n); % \Gamma
148     cdf_sim_impactee_n = cumsum(pmf_sim_impactee_n); % \Gamma'
149
150 end
151
152 disp('2. DICTIONNAIRES SPECTRES & SIGNAUX ')
153
154 if strcmpi(modeFramework, 'PhiPhi') % filename with the Phi-Phi dictionary
155 used in inversion

```

```

156     file_dictionary = [cd, '\dictionary_mod_', num2str(L_modele_impactor),
157 '_Nfft_', num2str(Nfft_modele), '_Fe_', num2str(Fsp), '_', modeFramework,
158 '_U_', num2str(Umod), modeCollision, '.mat'];
159 else % filename with the Phi-Phi' dictionary used in simulation
160     file_dictionary = [cd, '\dictionary_mod_',
161 num2str(L_modele_impactor^2), '_Nfft_', num2str(Nfft_modele), '_Fe_',
162 num2str(Fsp), '_', modeFramework, '_', num2str(Umod), modeCollision,
163 '.mat'];
164 end
165
166 try
167     load(file_dictionary);
168 catch
169     dictionnaire_spec_mod = []; dictionnaire_sig_mod = [];
170 dictionnaire_e_rms_mod = []; k = 1;
171     if strcmpi(modeFramework, 'PhiPhi') % construction of the Phi-Phi
172 dictionary used in inversion
173         for impactor = 1:L_modele_impactor
174             r2 = classes_diam_modele_impactor(impactor)/2*1e-3; % r1 =
175 impactee (0 velocity); r2 - impactor
176             r1 = r2;
177             [fr, esp, sig, e_rms, ~] = Collision2Particles(r1, r2, Fsp,
178 Nfft_modele, dureeChoc, Lref, theta, Umod, material, rho_e, c_e,
179 modeCollision);
180
181             dictionnaire_spec_mod(:,k) = esp; % Pa^2/Hz^2
182             dictionnaire_sig_mod(:,k) = sig; % Pa
183             dictionnaire_e_rms_mod(:,k) = e_rms; % Pa^2*s
184
185             k = k + 1;
186         end
187     else % construction of the Phi-Phi' dictionary used in inversion
188         for impactor = 1:L_modele_impactor
189             impactor
190             r2 = classes_diam_modele_impactor(impactor)/2*1e-3; % r1 =
191 impactee; r2 - impactor
192             for impactee = 1:L_modele_impactee
193
194                 r1 = classes_diam_modele_impactee(impactee)/2*1e-3;
195                 [fr, esp, sig, e_rms, ~] = Collision2Particles(r1, r2, Fsp,
196 Nfft_modele, dureeChoc, Lref, theta, Umod, material, rho_e, c_e,
197 modeCollision);
198
199                 dictionnaire_spec_mod(:,k) = esp; % Pa^2/Hz
200                 dictionnaire_sig_mod(:,k) = sig; % Pa
201                 dictionnaire_e_rms_mod(:,k) = e_rms; % Pa
202
203                 k = k + 1;
204             end
205         end
206     end

```

```

207     save(file_dictionary, 'dictionnaire_spec_mod', 'dictionnaire_sig_mod',
208 'dictionnaire_e_rms_mod', 'fr');
209 end
210
211 dictionnaire_spec_sim = []; dictionnaire_sig_sim = [];
212 dictionnaire_e_rms_sim = []; k = 1;
213
214 if strcmpi(modeFramework_sim, 'PhiPhi') % filename of the Phi-Phi
215 dictionary used in simulation
216     file_sim = [cd, '\dictionary_sim_', num2str(L_modele_impactor),
217 '_Nfft_', num2str(Nfft_modele), '_Fe_', num2str(Fsp), '_',
218 modeFramework_sim, '_U_', num2str(Usim), '_', modeCollision, '.mat'];
219
220     hist_nchocs = hist_impactor_n; % histogram of number of
221 particles
222     NbChocs = reshape(hist_nchocs, L_modele_impactor, 1);
223
224 else % filename of the Phi-Phi' dictionary used in simulation
225     file_sim = [cd, '\dictionary_sim_', num2str(L_modele_impactor^2),
226 '_Nfft_', num2str(Nfft_modele), '_Fe_', num2str(Fsp), '_',
227 modeFramework_sim, '_U_', num2str(Usim), modeCollision, '.mat'];
228
229     carteNN_sim = hist_impactor_n*hist_impactee_n; % Eq. (4.9), except
230 that here we directly multiply the histograms (we know them) and not the
231 probability densities \gamma
232     hist_nchocs = carteNN_sim(:)';
233     NbChocs = reshape(hist_nchocs, L_modele_impactee, L_modele_impactor);
234 end
235
236 try
237     load(file_sim);
238 catch
239
240     if strcmpi(modeFramework_sim, 'PhiPhi') % construction of the Phi-Phi
241 dictionary used in simulation
242         for impactor = 1:L_modele_impactor
243             r2 = classes_diam_modele_impactor(impactor)/2*1e-3; % r1 =
244 impacté (vitesse 0); r2 - impactant
245             r1 = r2;
246
247             [fr, esp, sig, e_rms, ~] = Collision2Particles(r1, r2, Fsp,
248 Nfft_modele, dureeChoc, Lref, theta, Usim, material, rho_e, c_e,
249 modeCollision);
250
251             dictionnaire_spec_sim(:,k) = esp; % Pa^2/Hz^2
252             dictionnaire_sig_sim(:,k) = sig; % Pa
253             dictionnaire_e_rms_sim(:,k) = e_rms; % Pa^2*s
254             k = k + 1;
255         end
256
257     else % Phi-Phi' dictionary used in simulation

```

```

258     for impactor = 1:L_modele_impactor
259         impactor
260         r2 = classes_diam_modele_impactor(impactor)/2*1e-3;    % r1 =
261 impacté (vitesse 0); r2 - impactant
262         for impactee = 1:L_modele_impactee
263             r1 = classes_diam_modele_impactee(impactee)/2*1e-3;
264             [fr, esp, sig, e_rms, ~] = Collision2Particles(r1, r2, Fsp,
265 Nfft_modele, dureeChoc, Lref, theta, Usim, material, rho_e, c_e,
266 modeCollision);
267
268             dictionnaire_spec_sim(:,k) = esp;           % Pa^2/Hz^2
269             dictionnaire_sig_sim(:,k) = sig;           % Pa
270             dictionnaire_e_rms_sim(:,k) = e_rms;       % Pa^2*s
271
272             k = k + 1;
273         end
274     end
275 end
276     save(file_sim, 'dictionnaire_spec_sim', 'dictionnaire_sig_sim',
277 'dictionnaire_e_rms_sim', 'fr');
278
279 end
280
281     %%% ----- SIMULATION -----
282 -%%
283 if strcmpi(modeCalcul, 'signalSim') % simulation
284
285     disp('3. SIMULATION');
286
287     N_sig = fix(T_sig*Fsp);
288     s_reconstr = zeros(1,N_sig);
289     spectra_sim = zeros(1,Nfft_modele/2+1);
290
291     if strcmpi(modeSpatial, 'spatialOFF') % no spatialization
292
293         if strcmpi(modeSim, 'temps') % time signal
294
295             LA = size(dictionnaire_sig_sim,1);
296
297             if strcmpi(modeFramework_sim, 'PhiPhi') % Phi-Phi
298                 for im = 1:L_modele_impactor
299
300                     sig = dictionnaire_sig_sim(:,im);
301                     bb = fix(NbChocs(im)); % number of impacts
302                     pos_chocs = randi([1 N_sig - LA - 1],[1, bb]); %
303 random sampling of times of arrival
304                     ss_dum = zeros(N_sig,1);
305
306                     for ik = 1:bb
307                         ss_dum(pos_chocs(ik):pos_chocs(ik) + LA - 1) =
308 ss_dum(pos_chocs(ik):pos_chocs(ik) + LA - 1) + sig;

```

```

309         end
310         s_reconstr = s_reconstr + ss_dum'; % le signal temporel
311     end
312
313     else % Phi-Phi'
314
315         for imm = 1:L_modele_impactee
316             for im = 1:L_modele_impactor
317
318                 sig = dictionnaire_sig_sim(:,imm*im);
319
320                 bb = fix(NbChocs(imm,im)); % number of impacts
321 between impactor im and impactee imm
322                 pos_chocs = randi([1 N_sig - LA - 1],[1, bb]);
323                 ss_dum = zeros(N_sig,1);
324
325                 for ik = 1:bb
326                     ss_dum(pos_chocs(ik):pos_chocs(ik) + LA - 1) =
327 ss_dum(pos_chocs(ik):pos_chocs(ik) + LA - 1) + sig;
328                 end
329
330                 s_reconstr = s_reconstr + ss_dum';
331
332             end
333         end
334     end
335     else % simulation du spectre du mélange
336         spectra_sim = sum(dictionnaire_spec_sim.*repmat(hist_nchocs,
337 Nfft_modele/2+1, 1),2); % le spectre en linéaire
338     end
339
340     else
341
342         Vec_X = pas_x/2:pas_x:Nx - pas_x/2; % en [m], cross-section
343 of the river
344         Vec_Y = pas_y/2:pas_y:Ny - pas_y/2; % en [m], longitudinal
345 section
346
347         pos_y = ceil(Ny*(Yref+1e-6))-pas_y/2;
348         pos_x = ceil(Nx*(Xref+1e-6))-pas_x/2;
349
350         X = circshift(Vec_X, [0 pos_x-pas_x/2]); % (0,0) on the left
351 bottom corner
352         ix = find(X == pas_x/2); xx = -(sort(X(1:ix-1), 'descend')); X =
353 [xx+X(end)+pas_x/2, X(ix:end)];
354         Y = circshift(Vec_Y, [0 pos_y-pas_y/2]);
355         iy = find(Y == pas_y/2); yy = -(sort(Y(1:iy-1), 'descend')); Y =
356 [yy+Y(end)+pas_y/2, Y(iy:end)];
357
358         [XX,YY] = meshgrid(X, Y); % m
359         Dis = sqrt(XX.^2 + YY.^2); Dis = Dis';

```

```

360
361     N_sources = zeros(Nx, Ny);
362
363     Nchocs_total = fix(sum(hist_nchocs));
364     nx_rand = randi([1 Nx], Nchocs_total, 1);
365     ny_rand = randi([1 Ny], Nchocs_total, 1);
366
367     for i = 1:Nchocs_total
368         N_sources(nx_rand(i), ny_rand(i)) =
369 N_sources(nx_rand(i),ny_rand(i)) + 1; % emission only in logical '1'
370     end
371
372     x_str1 = 10; x_str2 = 20; % positions of bedload strip; for all
373 domaine put x_str1 = 1; x_str2 = Nx;
374     pdf_spatial_sources = zeros(Nx,1);
375 pdf_spatial_sources(x_str1:x_str2)= 1;
376     pdf_spatial_sources = pdf_spatial_sources/max(pdf_spatial_sources);
377     N_sources_1 = N_sources;
378     NNN = repmat(pdf_spatial_sources, 1, size(N_sources,2));
379     N_sources = N_sources.*NNN;
380     N_sources = fix(
381 N_sources/sum(sum(N_sources))*sum(sum(N_sources_1)) ); % renormalize to
382 keep the number of particles constant
383
384     N_occ1 = zeros(Nx, Ny, L_modele_impactee);
385     N_occ2 = zeros(Nx, Ny, L_modele_impactor);
386
387     for i = 1:Nx
388         for j = 1:Ny
389
390             nnn = N_sources(i,j); % number of emissions in the
391 grid cell (i,j)
392             genD1 = 0+(1-0)*rand(1, nnn);
393             genD2 = 0+(1-0)*rand(1, nnn);
394             classeD1 = ones(1, nnn); % by default, particles of
395 the first size class
396             classeD2 = ones(1, nnn);
397
398             for kclasse = 2:length(cdf_sim_impactor_n) % "inverse
399 transform sampling"
400                 indD1 = find(genD1 > cdf_sim_impactee_n(kclasse-1) &
401 genD1 <= cdf_sim_impactee_n(kclasse));
402                 classeD1(indD1) =
403 classes_diam_modele_impactee(kclasse);
404                 indD2 = find(genD2 > cdf_sim_impactor_n(kclasse-1) &
405 genD2 <= cdf_sim_impactor_n(kclasse));
406                 classeD2(indD2) =
407 classes_diam_modele_impactor(kclasse);
408             end
409
410             [val, I1_1, ~] = unique(sort(classeD1), 'first');

```

```

411         ix = ismember(classes_diam_modele_impactee, val); ixx =
412 find(ix == 1);
413         [~, I1_2, ~] = unique(sort(classeD1), 'last');
414
415         n_B1 = (I1_2 - I1_1 + 1)'; % number of impacts per size
416 class (impactees)
417         N_occ1(i,j,ixx) = n_B1;
418
419         [val, I2_1, ~] = unique(sort(classeD2), 'first');
420         ix = ismember(classes_diam_modele_impactor, val); ixx =
421 find(ix == 1);
422         [~, I2_2, ~] = unique(sort(classeD2), 'last');
423
424         n_B2 = (I2_2 - I2_1 + 1)';
425         N_occ2(i,j,ixx) = n_B2;
426
427     end
428 end
429
430 s_reconstr = zeros(1,N_sig);
431
432 for i = 1:Nx
433     for j = 1:Ny
434
435         noc2 = squeeze(N_occ2(i,j,:))'; idx2 = find(noc2 ~= 0);
436         noc1 = squeeze(N_occ1(i,j,:))'; idx1 = find(noc1 ~= 0);
437
438         if isempty(idx2)
439             N_occ2(i,j,:) = 0; N_occ1(i,j,:) = 0;
440             continue
441         end
442
443         delta = sqrt( Dis(i,j).^2 + zH^2 );
444         if delta <= H
445             pertes = 1/( delta/Lref )^2; % spherical spreading
446 of the wavefront
447         else
448             pertes = 1/( delta*H/Lref^2 ); % cylindrical
449 spreading of the wavefront
450         end
451
452         b2 = squeeze(N_occ2(i,j,idx2))';
453         b1 = squeeze(N_occ1(i,j,idx1))';
454
455         if strcmpi(modeSim, 'temps') % time signal
456
457             s_dum = zeros(1, N_sig);
458             LA = size(dictionnaire_sig_sim,1);
459
460             if strcmpi(modeFramework_sim, 'PhiPhi') % Phi-Phi
461

```



```

462         for im = 1:length(idx2)
463
464             r2 = idx2(im);
465             sig = dictionnaire_sig_sim(:,r2)';
466
467             bb = b2(im);
468             pos_chocs = randi([1 N_sig-LA-1],[1, bb]);
469             ss_dum = zeros(1, N_sig);
470             sig_dum = sig*pertes^0.5;    % loss of the
471 acoustic pressure
472
473             for ik = 1:bb
474                 ss_dum(pos_chocs(ik):pos_chocs(ik) + LA -
475 1) = ss_dum(pos_chocs(ik):pos_chocs(ik) + LA - 1) + sig_dum;
476             end
477
478             s_dum = s_dum + ss_dum;
479         end
480
481         else    % Phi-Phi'; the code as it is in this form could
482 pose long duration computations
483
484             idxx2 = []; idxx1 = [];
485             for im2 = 1:length(idx2)
486                 idxx2 = [idxx2 repmat(idx2(im2), 1, b2(im2))];
487             end
488             for im1 = 1:length(idx1)
489                 idxx1 = [idxx1 repmat(idx1(im1), 1, b1(im1))];
490             end
491
492             pos_chocs = randi([1 N_sig-LA-1],[1, length(idxx2)*
493 length(idxx1)]);
494             ss_dum = zeros(1, N_sig);
495
496             for im2 = 1:length(idxx2)
497                 r2 = idxx2(im2);
498                 for im1 = 1:length(idxx1)
499                     r1 = idxx1(im1);
500                     sig = dictionnaire_sig_sim(:,r1*r2)';
501
502                     sig_dum = sig*pertes^0.5;    % loss of the
503 acoustic pressure
504
505             ss_dum(pos_chocs(im2*im1):pos_chocs(im2*im1) + LA - 1) =
506             ss_dum(pos_chocs(im2*im1):pos_chocs(im2*im1) + LA - 1) + sig_dum;
507
508             s_dum = s_dum + ss_dum;
509         end
510     end
511 end
512

```

```

513         s_reconstr = s_reconstr + s_dum;
514
515     else % power spectra
516
517         s_dum = zeros(Nfft_modele/2+1, 1);
518
519         if strcmpi(modeFramework_sim, 'PhiPhi') % Phi-Phi
520
521             for im = 1:length(idx2)
522                 r2 = idx2(im);
523                 spec = dictionnaire_spec_sim(:,r2);
524                 spec = spec*b2(im)*pertes; % loss of the
525 acoustic power
526                 s_dum = s_dum + spec;
527             end
528
529         else % Phi-Phi'
530
531             idxx2 = []; idxx1 = [];
532             for im2 = 1:length(idx2)
533                 idxx2 = [idxx2 repmat(idx2(im2), 1, b2(im2))];
534             end
535             for im1 = 1:length(idx1)
536                 idxx1 = [idxx1 repmat(idx1(im1), 1, b1(im1))];
537             end
538
539             s_ddum = zeros(Nfft_modele/2+1,1);
540             for im2 = 1:length(idxx2)
541                 r2 = idxx2(im2);
542                 for im1 = 1:length(idxx1)
543                     r1 = idxx1(im1);
544                     spec = dictionnaire_spec_sim(:,r1*r2);
545                     s_ddum = s_ddum + spec;
546                 end
547                 s_dum = s_dum + s_ddum*pertes; % loss of
548 the acoustic power
549             end
550         end
551
552         spectra_sim = spectra_sim + s_dum';
553
554     end
555
556 end
557
558
559     if strcmpi(modeSim, 'temps') % compute the power density spectrum of
560 the time signal
561
562     Hs = spectrum.welch('hamming', Nfen, NRecouv);
563     sp = psd(Hs,s_reconstr,'Fs',Fsp,'NFFT',Nfft_modele);

```

```

564         spectra_sim = sp.Data;
565         freq_sim = sp.Frequencies;
566
567     end
568 elseif strcmpi(modeCalcul, 'cdfReal')
569     Di = classes_diam_modele_impactor*1e-3; meanNorm = 10e-3;
570     cdf_sim_impactor_m = logncdf(Di, log(meanNorm), 0.1);
571     pmf_sim_impactor_m = [cdf_sim_impactor_m(1) diff(cdf_sim_impactor_m)];
572     pmf_sim_impactor_n =
573     pmf_sim_impactor_m./(rhos*pi*((classes_diam_modele_impactor*1e-3).^3)/6);
574     spectra_sim = dictionnaire_spec_sim*pmf_sim_impactor_n'; % the
575     other way to simulate spectra --> from a pre-defined GSD
576 end
577
578 if strcmpi(modeBruitage, 'bruitON') % adding noise on the PSD curve, only
579 for ("modeSim = freq") case
580
581     for i = 1:Nrealisations_bruit
582
583         br_blanc = randn(1,Nfft_modele);
584         br_blanc = br_blanc/sqrt(sum(br_blanc.^2)/(Nfft_modele*Fsp)); %
585     white noise with unitary PSD
586         BR_BLANC = fft(br_blanc);
587
588         Vec_BR_int = BR_BLANC(1:Nfft_modele/2+1);
589
590         Vec_fft_S_int = Vec_BR_int.*sqrt(spectra_sim');
591         dsp_b = 1/(Nfft_modele*Fsp)*(abs(Vec_fft_S_int).^2);
592
593         Vec_fft_S = [Vec_fft_S_int
594     conj(fliplr(Vec_fft_S_int(2:length(Vec_fft_S_int)-1)))]);
595         b = ifft(Vec_fft_S);
596         varB(i) = var(b);
597         B(:,i) = b';
598         dsp_B(:,i) = dsp_b';
599
600     end
601     spectra_sim = mean(dsp_B, 2);
602     var_mean_spectra_sim = var(mean(B,2));
603 end
604
605 if size(spectra_sim, 1) == 1, spectra_sim = spectra_sim'; end
606
607 disp('4. INVERSION')
608
609 if strcmpi(modeMethode, 'MLE') || strcmpi(modeMethode, 'combined') % %%%
610     Maximum Likelihood fitting using some probablity distritbuoins
611
612     a_proposed_lognorm = log(classes_diam_modele_impactor);
613     b_proposed_lognorm = [0.001:0.001:0.02 0.03:0.01:0.7];
614

```

```

615     A_PROPOSED = [{a_proposed_lognorm}];
616     B_PROPOSED = [{b_proposed_lognorm}];
617
618     N_CDF = length(A_PROPOSED); % here, one type of family distribution
619
620     for k = 1:N_CDF
621         % construct the GSD
622         a_proposed = A_PROPOSED{k}; b_proposed = B_PROPOSED{k};
623         pmf = zeros(length(a_proposed), length(b_proposed),
624 L_modele_impactor);
625
626         for i = 1:length(a_proposed)
627             for j = 1:length(b_proposed)
628                 pmf_n = lognpdf( classes_diam_modele_impactor,
629 a_proposed(i), b_proposed(j) )./( (classes_diam_modele_impactor/2).^3 );
630                 pmf_n = pmf_n/sum(pmf_n);
631                 pmf(i,j,:) = pmf_n;
632
633             end
634         end
635         PMF_proposed_impactor_n(k) = {pmf};
636     end
637
638     err = -Inf;
639
640     % inversion of spectra
641     for k = 1:N_CDF
642
643         PMF_proposed = PMF_proposed_impactor_n{k};
644
645         for i = 1:length(A_PROPOSED{k})
646
647             disp([' Mode ', modeMethod, ' Iteration #', num2str(i)]);
648
649             for j = 1:length(B_PROPOSED{k})
650
651                 pmf_proposed_impactor_n = squeeze(PMF_proposed(i,j,:))';
652                 pmf_proposed_impactee_n = pmf_proposed_impactor_n;
653
654                 if strcmpi(modeFramework, 'PhiPhi')
655                     pmf_proposed = pmf_proposed_impactor_n;
656                 else
657                     pmf_proposed =
658 pmf_proposed_impactor_n'*pmf_proposed_impactee_n; pmf_proposed =
659 pmf_proposed(:)';
660                 end
661
662                 spectra_proposed =
663 sum(dictionnaire_spec_mod.*repmat(pmf_proposed, Nfft_modele/2+1, 1),2);
664 % pour la distribution lognormale
665

```

```

666         cc = corrcoef(spectra_proposed, spectra_sim);
667         f_cout(i,j) = cc(1,2);
668
669         if f_cout(i,j) > err
670             err = f_cout(i,j); iHat = i; jHat = j; zHat = k;
671             pmf_hat_n_MLE = pmf_proposed_impactor_n;
672             [sp_max, p_max] = max(spectra_proposed);
673             pic(i,j) = sp_max;
674             f_pic(i,j) = fr(p_max);
675         end
676     end
677
678     end
679     FCOUT(k) = {f_cout};
680 end
681
682     pmf_hat_m_MLE = pmf_hat_n_MLE.*((classes_diam_modele_impactor*1e-
683 3).^3); pmf_hat_m_MLE = pmf_hat_m_MLE/sum(pmf_hat_m_MLE);
684     if strcmpi(modeFramework, 'PhiPhi')
685         N_proposed = pmf_hat_n_MLE; N_proposed = N_proposed(:)'; %
686 N_proposed = N_proposed/pmf_min_norm;
687     else
688         carteNN_hat = pmf_hat_n_MLE'*pmf_hat_n_MLE; N_proposed =
689 carteNN_hat(:)'; % N_proposed = N_proposed/pmf_min_norm;
690         carteMM_hat =
691 (pmf_hat_n_MLE.*classes_diam_modele_impactor.^3)'.*(pmf_hat_n_MLE.*classes_
692 diam_modele_impactor.^3);
693     end
694
695     spectra_hat_MLE = sum(dictionnaire_spec_mod.*repmat(N_proposed,
696 Nfft_modele/2+1, 1),2);
697
698     [picMax1, posPicMax1] = max(spectra_sim); [picMax2, posPicMax2] =
699 max(spectra_hat_MLE);
700
701     if picMax1 > picMax2
702         spectra_hat_MLE = spectra_hat_MLE + (picMax1-picMax2);
703     else
704         spectra_hat_MLE = spectra_hat_MLE - (picMax2-picMax1);
705     end
706
707     cdf_hat_n_MLE = cumsum(pmf_hat_n_MLE); % la distribution
708 granulométriques des masses
709     cdf_hat_m_MLE = cumsum(pmf_hat_m_MLE); % la distribution
710 granulométriques des nombres de chocs
711
712     typeDist = 'lognormal';
713     spectra_hat = spectra_hat_MLE;
714     cdf_hat_n = cdf_hat_n_MLE;
715     cdf_hat_m = cdf_hat_m_MLE;
716     pmf_hat_n = pmf_hat_n_MLE;
717     pmf_hat_m = pmf_hat_m_MLE;

```

```

718 end
719
720 if strcmpi(modeMethode, 'NNLS') || strcmpi(modeMethode, 'combined') %
721 combined stems for both MLE & NNLS
722
723     options.TolX =
724     eps*eps*norm(dictionnaire_spec_mod,1)*length(dictionnaire_spec_mod); %
725     attention!!!! : if options.TolX=10*eps*norm(C,1)*length(C) instabilities
726     in the solution will result
727
728     if strcmpi(modeFramework, 'PhiPhi')
729 %         NNN = (pinv(dictionnaire_spec_mod)*spectra_sim)'; % classical LS
730 inversion with pseudo-inverse matrix
731         NNN = (lsqnonneg(dictionnaire_spec_mod, spectra_sim, options))';
732         NN = NNN;
733     else
734 %         NNN = (pinv(dictionnaire_spec_mod)*spectra_sim)';
735         NNN = (lsqnonneg(dictionnaire_spec_mod, spectra_sim, options))';
736         carteNN_hat = reshape(NNN, L_modele_impactee, L_modele_impactor);
737         NN = sum(carteNN_hat, 1);
738     end
739
740     pmf_hat_n_NNLS = NN/sum(NN);
741
742     sp_new = sum(dictionnaire_spec_mod.*repmat(NNN,
743 size(dictionnaire_spec_mod, 1), 1), 2); % reconstruction de la DSP
744     spectra_hat_NNLS = sp_new;
745
746     MM = NN.*(4/3)*rhos*pi.*(classes_diam_modele_impactor*1e-3/2).^3; % kg
747 %     ww = gausswin(10); MMm = conv(MM,ww,'same'); MM =
748 MMm/max(MMm)*max(MM); % uncomment this if no smooth operation is desired
749     pmf_hat_m_NNLS = MM/sum(MM);
750     cdf_hat_n_NNLS = cumsum(pmf_hat_n_NNLS); % la distribution
751 granulométriques des masses
752     cdf_hat_m_NNLS = cumsum(pmf_hat_m_NNLS); % la distribution
753 granulométriques des nombres de chocs
754
755     spectra_hat = spectra_hat_NNLS;
756     cdf_hat_n = cdf_hat_n_NNLS;
757     cdf_hat_m = cdf_hat_m_NNLS;
758     pmf_hat_n = pmf_hat_n_NNLS;
759     pmf_hat_m = pmf_hat_m_NNLS;
760
761 end
762
763
764 text_leg1 = 'Simulated PSD';
765 text_leg2 = 'Reconstructed PSD';
766
767 ax_xy = [classes_diam_modele_impactor(1) classes_diam_modele_impactor(end)
768 0 1];

```

```

769
770
771 %%% ----- AFFICHAGE -----%%
772 %%
773 disp('5. AFFICHAGE');
774
775 if strcmpi(modeAffichage, '1')
776
777     clas_r = [1, 5, 10, 20:20:80,
778 100:50:classes_diam_modele_impactor(end)];
779
780     fh1 = figure;
781     loglog(fr, spectra_sim, 'b', 'linewidth', 4); hold on; % courbe mesurée
782     if strcmpi(modeMethode, 'MLE')
783         loglog(fr, spectra_hat_MLE, 's-', 'color', [0.57, 0.89, 0],
784 'linewidth', 2, 'markerfacecolor', [0.57, 0.89, 0], 'markersize', 8);
785         legend('Simulated Spectrum','Reconstructed Spectrum (MLE)',
786 'location', 'southeast');
787     elseif strcmpi(modeMethode, 'NNLS')
788         loglog(fr, spectra_hat_NNLS, 'go-', 'linewidth', 2,
789 'markerfacecolor', 'g', 'markersize', 8);
790         legend('Simulated Spectrum','Reconstructed Spectrum (NNLS)',
791 'location', 'southeast');
792     else
793         loglog(fr, spectra_hat_MLE, 's-', 'color', [0.57, 0.89, 0],
794 'linewidth', 2, 'markerfacecolor', [0.57, 0.89, 0], 'markersize', 8);
795         loglog(fr, spectra_hat_NNLS, 'o-', 'color', [0.57, 0.39, 0],
796 'linewidth', 2, 'markerfacecolor', 'g', 'markersize', 8);
797         legend('Simulated Spectrum','Reconstructed Spectrum
798 (MLE)','Reconstructed Spectrum (NNLS)', 'location', 'southeast');
799     end
800     axis tight;grid on; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('ESD (
801 Pa^2.s^2.Hz^{-1} )');
802
803     if ~isempty(classes_diam_sim_impactor)
804         classes_diam_sim_impactor = classes_diam_modele_impactor;
805         classes_diam_sim_impactee = classes_diam_modele_impactee;
806     end
807
808     fh2a = figure;
809     semilogy(classes_diam_sim_impactor, cdf_sim_impactor_n, 'r',
810 'linewidth', 7);hold on; % distribution théorique
811     set(gca,'xscale', 'log', 'yscale', 'lin', 'xtick', clas_r,
812 'xticklabel', clas_r); % en decades
813     if strcmpi(modeMethode, 'MLE')
814         semilogy(classes_diam_modele_impactor, cdf_hat_n_MLE, 's-',
815 'color', [0.57, 0.89, 0], 'linewidth', 2, 'markersize', 8); % distribution
816 en nombres de chocs estimée
817         legend('Simulated \Gamma','Estimated \Gamma (MLE)', 'location',
818 'southeast');
819     elseif strcmpi(modeMethode, 'NNLS')

```

```

820     semilogy(classes_diam_modele_impactor, cdf_hat_n_NNLS, 'bo-',
821 'linewidth', 2, 'markersize', 8); % distribution en nombres de chocs
822 estimée
823     legend('Simulated \Gamma', 'Estimated \Gamma (NNLS)', 'location',
824 'southeast');
825     else
826     semilogy(classes_diam_modele_impactor, cdf_hat_n_MLE, 's-',
827 'color', [0.57, 0.89, 0], 'linewidth', 2, 'markersize', 8); % distribution
828 en nombres de chocs estimée
829     semilogy(classes_diam_modele_impactor, cdf_hat_n_NNLS, 'bo-',
830 'linewidth', 2, 'markersize', 8); % distribution en nombres de chocs
831 estimée
832     legend('Simulated \Gamma', 'Estimated \Gamma (MLE)', 'Estimated
833 \Gamma (NNLS)', 'location', 'southeast');
834     end
835     xlabel('Grain size (mm)'); ylabel('GSD (N \leq n)');
836     grid on; axis tight; axis(ax_xy);
837
838     fh2b = figure;
839     semilogy(classes_diam_sim_impactor, cdf_sim_impactor_m, 'r',
840 'linewidth', 7); hold on; % distribution théorique
841     set(gca, 'xscale', 'log', 'yscale', 'lin', 'xtick', clas_r,
842 'xticklabel', clas_r); % en decades
843     if strcmpi(modeMethode, 'MLE')
844     semilogy(classes_diam_modele_impactor, cdf_hat_m_MLE, 's-',
845 'color', [0.57, 0.89, 0], 'linewidth', 2, 'markersize', 8); % distribution
846 en nombres de chocs estimée
847     legend('Simulated \Gamma_{m}', 'Estimated \Gamma_{m} (MLE)',
848 'location', 'southeast');
849     elseif strcmpi(modeMethode, 'NNLS')
850     semilogy(classes_diam_modele_impactor, cdf_hat_m_NNLS, 'bo-',
851 'linewidth', 2, 'markersize', 8); % distribution en nombres de chocs
852 estimée
853     legend('Simulated \Gamma_{m}', 'Estimated \Gamma_{m} (NNLS)',
854 'location', 'southeast');
855     else
856     semilogy(classes_diam_modele_impactor, cdf_hat_m_MLE, 's-',
857 'color', [0.57, 0.89, 0], 'linewidth', 2, 'markersize', 8); % distribution
858 en nombres de chocs estimée
859     semilogy(classes_diam_modele_impactor, cdf_hat_m_NNLS, 'bo-',
860 'linewidth', 2, 'markersize', 8); % distribution en nombres de chocs
861 estimée
862     legend('Simulated \Gamma_{m}', 'Estimated \Gamma_{m}
863 (MLE)', 'Estimated \Gamma_{m} (NNLS)', 'location', 'southeast');
864     end
865     xlabel('Grain size (mm)'); ylabel('GSD (M \leq m)');
866     grid on; axis tight; axis(ax_xy);
867
868     fh3a = figure;
869     stairs(classes_diam_sim_impactor, pmf_sim_impactor_n, 'r', 'linewidth',
870 7); hold on;
871     set(gca, 'xscale', 'log', 'yscale', 'lin', 'xtick', clas_r,
872 'xticklabel', clas_r); % en decades

```



```

873     if strcmpi(modeMethode, 'MLE')
874         stairs(classes_diam_modele_impactor, pmf_hat_n_MLE, 's-', 'color',
875 [0.57, 0.89, 0], 'linewidth', 2, 'markersize', 8);
876         legend('Simulated \gamma', 'Estimated \gamma (MLE)', 'location',
877 'northeast');
878     elseif strcmpi(modeMethode, 'NNLS')
879         stairs(classes_diam_modele_impactor, pmf_hat_n_NNLS, 'bo-',
880 'linewidth', 2, 'markersize', 8);
881         legend('Simulated \gamma', 'Estimated \gamma (NNLS)', 'location',
882 'northeast');
883     else
884         stairs(classes_diam_modele_impactor, pmf_hat_n_MLE, 's-', 'color',
885 [0.57, 0.89, 0], 'linewidth', 2, 'markersize', 8);
886         stairs(classes_diam_modele_impactor, pmf_hat_n_NNLS, 'bo-',
887 'linewidth', 2, 'markersize', 8);
888         legend('Simulated \gamma', 'Estimated \gamma (MLE)', 'Estimated
889 \gamma (NNLS)', 'location', 'northeast');
890
891     end
892     xlabel('Grain size (mm)'); ylabel('P(N = n)');
893     grid on; axis tight;
894
895     fh3b = figure;
896     stairs(classes_diam_sim_impactor, pmf_sim_impactor_m, 'r', 'linewidth',
897 7); hold on;
898     set(gca, 'xscale', 'log', 'yscale', 'lin', 'xtick', clas_r,
899 'xticklabel', clas_r); % en decades
900     if strcmpi(modeMethode, 'MLE')
901         stairs(classes_diam_modele_impactor, pmf_hat_m_MLE, 's-', 'color',
902 [0.57, 0.89, 0], 'linewidth', 2, 'markersize', 8);
903         legend('Simulated \gamma_{m}', 'Estimated \gamma_{m} (MLE)',
904 'location', 'northeast');
905     elseif strcmpi(modeMethode, 'NNLS')
906         stairs(classes_diam_modele_impactor, pmf_hat_m_NNLS, 'bo-',
907 'linewidth', 2, 'markersize', 8);
908         legend('Simulated \gamma_{m}', 'Estimated \gamma_{m} (NNLS)',
909 'location', 'northeast');
910     else
911         stairs(classes_diam_modele_impactor, pmf_hat_m_MLE, 's-', 'color',
912 [0.57, 0.89, 0], 'linewidth', 2, 'markersize', 8);
913         stairs(classes_diam_modele_impactor, pmf_hat_m_NNLS, 'bo-',
914 'linewidth', 2, 'markersize', 8);
915         legend('Simulated \gamma_{m}', 'Estimated \gamma_{m}
916 (MLE)', 'Estimated \gamma_{m} (NNLS)', 'location', 'northeast');
917
918     end
919     xlabel('Grain size (mm)'); ylabel('P(M = m)');
920     grid on; axis tight;
921
922     if strcmpi(modeSpatial, 'spatialON') % le domaine spatial de
923 simulation
924

```

```

925     %%% la répartition des particules impactantes
926     fh4a = figure;
927     [X,Y] = meshgrid(1:pas_x:Nx, 1:pas_y:Ny);
928
929     N_sources_color = jet(100);
930     N_sources_norm = fix(N_sources/max(max(N_sources))*99)+1; % pour
931 l'affichage
932
933     hold on;
934     for i = 1:Nx
935         for j = 1:Ny
936             line(X(i,:), Y(j,1)*ones(1,length(X(1,:))), 'linewidth',
937 1);
938         end
939         line(X(1,i)*ones(1,length(Y(:,1))), Y(:,1), 'linewidth', 1);
940     end
941
942     for i = 1:Nx
943         for j = 1:Ny
944             xs = i-1+pas_x/2;
945             ys = j-1+pas_y/2;
946
947             idx = find(N_occ2(i,j,:) ~= 0);
948             if isempty(idx)
949                 continue
950             end
951             b = squeeze(N_occ2(i,j,idx));
952
953             cx = [];
954             for ii = 1:length(idx)
955                 diams = classes_diam_sim_impactor(idx(ii));
956                 n_diams = b(ii);
957                 cx = [cx, repmat(diams, 1, n_diams)];
958             end
959             median_diam_maille = median(cx);
960 %             max_diam_maille = max(cx);
961
962             [~, ix] = min(abs(classes_diam_sim_impactor -
963 median_diam_maille));
964             plot(xs, ys, 'ko', 'markerfacecolor',
965 N_sources_color(N_sources_norm(i,j,:),:), 'markersize', ix);
966
967         end
968     end
969
970
971     plot3(pos_x, pos_y, zH, 'ko', 'markerfacecolor', 'k', 'markersize',
972 16);
973     line([pos_x pos_x],[pos_y pos_y],[zH 2*zH], 'color', 'k',
974 'linewidth', 10);
975     line([pos_x pos_x],[pos_y pos_y],[0 zH], 'color', 'k', 'linestyle',
976 ':', 'linewidth', 1.5);

```

```

977         line([pos_x pos_x],[0 pos_y],[zH zH], 'color', 'k', 'linestyle',
978 ':', 'linewidth', 1.5);
979         text(pos_x, pos_y,2.2*zH, 'Hydrophone', 'fontsize', 18,
980 'fontweight', 'bold')
981         view(-219,48);
982 %         view(0,90);
983         axis tight; grid on; box on;
984         xlabel('X [m]'); ylabel('Y [m]'); zlabel('Z [m]');
985         set(gcf, 'units', 'points', 'position', [100*scrSize(1)
986 50*scrSize(2) 0.5*scrSize(3) 0.6*scrSize(4)], 'name', 'Repartition of
987 impactors');
988         cc = colorbar;
989         title(cc, 'Number of impacts');
990         caxis([min(min(N_sources)),max(max(N_sources))]);
991         colormap jet;
992
993         %%% la répartition des particules impactantées
994         if strcmpi(modeFramework_sim, 'PhiPhiPrim')
995
996             fh4b = figure;
997             [X,Y] = meshgrid(1:pas_x:Nx, 1:pas_y:Ny);
998
999             N_sources_color = jet(100);
1000            N_sources_norm = fix(N_sources/max(max(N_sources))*99)+1; %
1001 pour l'affichage
1002
1003            hold on;
1004            for i = 1:Nx
1005                for j = 1:Ny
1006                    line(X(i,:), Y(j,1)*ones(1,length(X(1,:))),
1007 'linewidth', 1);
1008                end
1009                line(X(1,i)*ones(1,length(Y(:,1))), Y(:,1), 'linewidth',
1010 1);
1011            end
1012
1013            for i = 1:Nx
1014                for j = 1:Ny
1015                    xs = i-1+pas_x/2;
1016                    ys = j-1+pas_y/2;
1017
1018                    idx = find(N_occl(i,j,:) ~= 0);
1019                    if isempty(idx)
1020                        continue
1021                    end
1022                    b = squeeze(N_occl(i,j,idx));
1023
1024                    cx = [];
1025                    for ii = 1:length(idx)
1026                        diams = classes_diam_sim_impactee(idx(ii));
1027                        n_diams = b(ii);
1028                        cx = [cx, repmat(diams, 1, n_diams)];

```

```

1029         end
1030         median_diam_maille = median(cx);
1031
1032         [~, ix] = min(abs(classes_diam_sim_impactee -
1033 median_diam_maille));
1034         plot(xs, ys, 'ko', 'markerfacecolor',
1035 N_sources_color(N_sources_norm(i,j),:), 'markersize', ix);
1036
1037     end
1038 end
1039
1040     plot3(pos_x, pos_y, zH, 'ko', 'markerfacecolor', 'k',
1041 'markersize', 16);
1042     line([pos_x pos_x], [pos_y pos_y], [zH 2*zH], 'color', 'k',
1043 'linewidth', 10);
1044     line([pos_x pos_x], [pos_y pos_y], [0 zH], 'color', 'k',
1045 'linestyle', ':', 'linewidth', 1.5);
1046     line([pos_x pos_x], [0 pos_y], [zH zH], 'color', 'k',
1047 'linestyle', ':', 'linewidth', 1.5);
1048     text(pos_x, pos_y, 2.2*zH, 'Hydrophone', 'fontsize', 18,
1049 'fontweight', 'bold')
1050     view(-219, 48);
1051     % view(0, 90);
1052     axis tight; grid on; box on;
1053     % title(['Distribution of ',
1054 num2str(sum(sum(Nchocs_total))), ' impacts on ', num2str(Nx*2),
1055 'x', num2str(Ny*2), ' spatial domain'], 'fontsize', 18, 'fontweight',
1056 'bold');
1057     xlabel('X [m]'); ylabel('Y [m]'); zlabel('Z [m]');
1058     set(gcf, 'units', 'points', 'position', [100*scrSize(1)
1059 50*scrSize(2) 0.5*scrSize(3) 0.6*scrSize(4)], 'name', 'Repartition of
1060 impatees');
1061     cc = colorbar;
1062     title(cc, 'Number of impacts');
1063     caxis([min(min(N_sources)), max(max(N_sources))]);
1064     colormap jet;
1065     end
1066 end
1067
1068 if strcmpi(modeMethode, 'MLE')
1069
1070     fh6a = figure;
1071     [X, Y] = meshgrid(exp(a_proposed), b_proposed); colormap jet;
1072     surfc(X, Y, f_cout'); hold on;
1073     plot3(exp(a_proposed(iHat)), b_proposed(jHat), max(max(f_cout)),
1074 'gh', 'markersize', 12, 'markerfacecolor', 'g');
1075     xlabel('\mu', 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b');
1076     ylabel('\sigma', 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b');
1077     zlabel('corr(P, P_m)', 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b');
1078     grid on; axis tight; box on;
1079     set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b', 'xscale', 'lin',
1080 'yscale', 'lin'); % en decades

```

```

1081
1082     end
1083
1084     if strcmpi(modeSim, 'temps')
1085
1086         % here we compute the histograms of SPL on time signal
1087         t_sref = (0:length(s_reconstr)-1)/Fsp;
1088         t_SPL = 0.01; % local window duration for SPL computation (s)
1089         rec_SPL = 0.5; % overlap between local windows
1090
1091         % audiowrite([filename, '.wav'], s_mes/max(s_mes),Fsp);
1092
1093         Nspl = fix(t_SPL*Fsp); % local window length in number
1094     of samples
1095         Nrec = fix(t_SPL*(1-rec_SPL)*Fsp); % overlap in number of samples
1096
1097         kseg = 0;
1098         Nanalyse = 1;
1099         while Nanalyse + Nspl <= N_sig
1100             kseg = kseg+1;
1101             spl_sref(kseg) = 20*log10( sqrt( mean(
1102 s_reconstr(Nanalyse:Nanalyse + Nspl).^2 ) ) * 1e6 ); % dB re 1µPa
1103             Nanalyse = Nanalyse + Nrec + 1;
1104         end
1105
1106         spl_sref(spl_sref== -Inf | spl_sref < 0) = [];
1107
1108         p_rms_avg = mean(spl_sref);
1109
1110         spl_min = fix(min(spl_sref));
1111         spl_max = ceil(max(spl_sref));
1112         spl_bin = linspace(spl_min, spl_max, 10);
1113         hist_spl_n = hist(spl_sref, spl_bin); % histogram of RMS
1114     pressure values
1115         cdf_spl_n = cumsum(hist_spl_n/sum(hist_spl_n));
1116
1117         fh5 = figure;
1118
1119         set(gcf, 'color', 'w');
1120         set(fh5, 'units', 'pixels', 'position', [0.01*scrSize(3)
1121 0.1*scrSize(4) 0.6*scrSize(3) ...
1122 0.6*scrSize(4)], 'menu', 'figure', 'name', 'Bedload SGN signal',
1123 ...
1124         'resize', 'on', 'toolbar', 'figure');
1125         subplot(2,1,1); plot(t_sref, s_reconstr); % simulated temporal
1126     signal
1127         xlabel('Time (s)'); ylabel('Pressure (Pa)');
1128         set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b'); axis tight;
1129
1130         subplot(2,2,3); % Histogram
1131         hist(spl_sref, spl_bin);

```

```

1132         hold on; stem(p_rms_avg, max(spl_sref), 'r', 'linewidth', 5);
1133         legend('SPL','SPL overall');
1134         xlabel('SPL (dB re 1 µPa)'); ylabel('Frequency');
1135         set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b'); axis tight; grid on;
1136
1137         subplot(2,2,4); % cumulative distribution function of RMS pressure
1138 values
1139         plot(spl_bin, cdf_spl_n,'k', 'linewidth', 3); hold on;
1140         stem(p_rms_avg, 1, 'r', 'linewidth', 5);
1141         xlabel('SPL (dB re 1 µPa)'); ylabel('P (SPL ≤ spl)');
1142         set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b');
1143         axis tight
1144
1145         figure;
1146         set(gcf, 'color','w', 'units','pixels', 'position',[0.01*scrSize(3)
1147 0.1*scrSize(4) 0.6*scrSize(3) ...
1148         0.6*scrSize(4)], 'menu', 'figure', 'name', 'Bedload SGN PSD',
1149 ...
1150         'resize','on','toolbar', 'figure');
1151         Nfen = 2^11; Nfft = 2^11; NRecouv = 2^10;
1152         [sp_mes,freq,~] = spectrogram(s_reconstr,Nfen,NRecouv,Nfft,Fsp);
1153         sp_mes =
1154 (2/Nfen^2)*(Nfen/Fsp)/mean(window(@blackman,Nfen).^2)*(abs(sp_mes).^2);
1155         sp_mes = mean(sp_mes,2);
1156         loglog(freq, sp_mes, 'linewidth', 1.5); hold on; grid on; axis
1157 tight;
1158         ylabel('PSD (Pa^2 Hz^{-1})'); xlabel('Frequency (Hz)');
1159         title('Simulated spectrum');
1160         set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b');
1161
1162 %         fh5a= figure;
1163 %         plot(t_sref,s_reconstr); % simulated temporal signal
1164 %         xlabel('Time (s)'); ylabel('Pressure (Pa)');
1165 %         set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b'); axis tight;
1166     end
1167
1168 end
1169
1170
1171 %%% ----- SAUVEGARDE AUTO ----- %%%
1172
1173 if strcmpi(modeSauvegarde, '1')
1174     %%
1175     disp('6. SAUVEGARDE');
1176
1177     k_exp = 1; mesNo = ['t', num2str(k_exp)]; % numéro mesure
1178     dirSauvegarde = (['InvGranuloTests\'', mesNo, '_', modeCalcul, '_',
1179 modeBruitage, '_', modeMethode, '_', modeFramework, '_', modeFramework_sim,
1180 '_', modeSim, '_', modeSpatial]);
1181     mkdir(dirSauvegarde);
1182
1183     nameFichier1 = [mesNo, '_spectra'];

```

```

1184     nameFichier2a = [mesNo, '_cdfN'];
1185     nameFichier2b = [mesNo, '_cdfM'];
1186     nameFichier3a = [mesNo, '_pmfN'];
1187     nameFichier3b = [mesNo, '_pmfM'];
1188     nameFichier4 = [mesNo, '_domain'];
1189     nameFichier5 = [mesNo, '_signal'];
1190     nameFichier6a = [mesNo, '_FcoutLogNorm'];
1191     nameFichier6b = [mesNo, '_FpicLogNorm'];
1192     nameFichier6c = [mesNo, '_PpicLogNorm'];
1193     nameFichier6d = [mesNo, '_EnergyLogNorm'];
1194     nameFichier7 = [mesNo, '_distrLogNorm'];
1195
1196     set(fh1, 'PaperUnits', 'points', 'PaperPosition', [0 0 0.55*scrSize(3)
1197 0.35*scrSize(4)])
1198     print(fh1, [dirSauvegarde, '\', nameFichier1], '-dpng', '-r200');
1199     saveas(fh1, [dirSauvegarde, '\', nameFichier1], 'fig');
1200
1201     set(fh2a, 'PaperUnits', 'points', 'PaperPosition', [0 0 0.35*scrSize(3)
1202 0.45*scrSize(4)]);
1203     print(fh2a, [dirSauvegarde, '\', nameFichier2a], '-dpng', '-r200');
1204     saveas(fh2a, [dirSauvegarde, '\', nameFichier2a], 'fig');
1205
1206     set(fh2b, 'PaperUnits', 'points', 'PaperPosition', [0 0 0.35*scrSize(3)
1207 0.45*scrSize(4)]);
1208     print(fh2b, [dirSauvegarde, '\', nameFichier2b], '-dpng', '-r200');
1209     saveas(fh2b, [dirSauvegarde, '\', nameFichier2b], 'fig');
1210
1211     set(fh3a, 'PaperUnits', 'points', 'PaperPosition', [0 0 0.35*scrSize(3)
1212 0.45*scrSize(4)])
1213     print(fh3a, [dirSauvegarde, '\', nameFichier3a], '-dpng', '-r100');
1214     saveas(fh3a, [dirSauvegarde, '\', nameFichier3a], 'fig');
1215
1216     set(fh3b, 'PaperUnits', 'points', 'PaperPosition', [0 0 0.35*scrSize(3)
1217 0.45*scrSize(4)])
1218     print(fh3b, [dirSauvegarde, '\', nameFichier3b], '-dpng', '-r100');
1219     saveas(fh3b, [dirSauvegarde, '\', nameFichier3b], 'fig');
1220
1221     if strcmpi(modeSpatial, 'spatialON')
1222         set(fh4a, 'PaperUnits', 'points', 'PaperPosition', [0 0 0.5*scrSize(3)
1223 0.6*scrSize(4)])
1224         print(fh4a, [dirSauvegarde, '\', nameFichier4], '-dpng', '-r200');
1225         saveas(fh4a, [dirSauvegarde, '\', nameFichier4], 'fig');
1226     end
1227
1228     if strcmpi(modeSim, 'temps')
1229         set(fh5, 'PaperUnits', 'points', 'PaperPosition', [0 0 0.6*scrSize(3)
1230 0.4*scrSize(4)])
1231         print(fh5, [dirSauvegarde, '\', nameFichier5], '-dpng', '-r100');
1232         saveas(fh5, [dirSauvegarde, '\', nameFichier5], 'fig');
1233         audiowrite(s_reconstr/max(s_reconstr), Fsp, [dirSauvegarde, '\',
1234 'Drau_crue_reconstr']);
1235     end

```

```

1236
1237
1238     if strcmpi(modeMethode, 'MLE')
1239         save([dirSauvegarde, '\resultats_', modeMethode, '_t_',
1240 num2str(k_exp)], 'pmf_sim_impactor_m', 'pmf_sim_impactor_n',
1241 'pmf_hat_m_MLE', 'pmf_hat_n_MLE', ...
1242         'cdf_sim_m', 'cdf_hat_m_MLE', 'cdf_hat_n_MLE', 'fr',
1243 'spectra_sim', 'classes_diam_modele_impactor', ...
1244         'spectra_hat_MLE',
1245 'classes_diam_modele_impactor', 'classes_diam_modele_impactee', ...
1246         'classes_diam_sim_impactor', 'classes_diam_sim_impactor',
1247 'zHat', 'iHat', 'jHat', ...
1248
1249 'theta', 'Lref', 'Fsp', 'Nfft_modele', 'rhos', 'rho_e', 'c_e', 'Umod', ...
1250         'dureeChoc', 'Nrealisations_bruit', 'T_sig', 'FCOUT', 'pic',
1251 'f_pic', 'typeDist', 'material');
1252     elseif strcmpi(modeMethode, 'NNLS')
1253         save([dirSauvegarde, '\resultats_', modeMethode, '_t_',
1254 num2str(k_exp)], 'pmf_sim_impactor_m', 'pmf_sim_impactor_n',
1255 'pmf_hat_m_NNLS', 'pmf_hat_n_NNLS', ...
1256         'cdf_sim_impactor_m', 'cdf_hat_m_NNLS', 'cdf_hat_n_NNLS', 'fr',
1257 'spectra_sim', 'classes_diam_modele_impactor', ...
1258         'spectra_hat_NNLS',
1259 'classes_diam_modele_impactor', 'classes_diam_modele_impactee', ...
1260         'classes_diam_sim_impactor', 'classes_diam_sim_impactor', ...
1261
1262 'theta', 'Lref', 'Fsp', 'Nfft_modele', 'rhos', 'rho_e', 'c_e', 'Umod', ...
1263         'dureeChoc', 'Nrealisations_bruit', 'T_sig', 'material');
1264     else
1265         save([dirSauvegarde, '\resultats_', modeMethode, '_t_',
1266 num2str(k_exp)], 'pmf_sim_impactor_m', 'pmf_sim_impactor_n',
1267 'pmf_hat_m_MLE', 'pmf_hat_n_MLE', 'pmf_hat_m_NNLS', 'pmf_hat_n_NNLS', ...
1268         'cdf_sim_impactor_m', 'cdf_hat_m_MLE', 'cdf_hat_n_MLE',
1269 'cdf_hat_m_NNLS', 'cdf_hat_n_NNLS', 'fr', 'spectra_sim',
1270 'classes_diam_modele_impactor', ...
1271         'spectra_hat_MLE', 'spectra_hat_NNLS',
1272 'classes_diam_modele_impactor', 'classes_diam_modele_impactee', ...
1273         'classes_diam_sim_impactor', 'classes_diam_sim_impactor',
1274 'zHat', 'iHat', 'jHat', ...
1275
1276 'theta', 'Lref', 'Fsp', 'Nfft_modele', 'rhos', 'rho_e', 'c_e', 'Umod', ...
1277         'dureeChoc', 'Nrealisations_bruit', 'T_sig', 'FCOUT', 'pic',
1278 'f_pic', 'material');
1279     end
1280
1281     end

```


A3.3 Simulation des cartes acoustiques (Chapitre 5)

On présente ici le simulateur des cartes acoustique de charriage utilisé dans le Chapitre 5. Le code est un seul fichier *.m* (fonction) Matlab contenant des autres sous-fonctions (calcul taux de transport fractionnaires, taux des impacts, solution analytique acoustique, propagation acoustique). En début du code, on trouve des exemples de paramétrage et d'appel de la fonction dans la fenêtre de commande du logiciel MATLAB.

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

1  function acoustic_model_bedload(S, H, W, T_sig, Ny, Xref, Yref, ....
2      kNorm, Fsand, medianDist, kMax, fileADCP, tauMode,
3  modeCollision, modeSim, ...
4      modelTranspBedload, modeAffichage)
5  tic
6
7  % important outputs: [energy_profil_sim, energy_map_sim, sig, spec,
8  GSD_bedload_Ir, DDi_bedload, I_r, GSD_bedload]
9
10 % function implementing the for the 2D model of bedload
11 % 15/04/2017
12 % 15/05/2017
13
14 % Test-Call:
15 % acoustic_model_bedload(4e-4, [], [], [], [], 0.9999, 0.5, 1.5, 0.06, 5e-
16 3, 2.2, '', 'geometry', 'sph_sph', 'spectrum', 'Wilcock', 1);
17
18 % Call for modelling the Isère River (Chapter 5):
19 % acoustic_model_bedload(0.055/100, [], [], [], [], 0.55, 0.5, 1.5, 0.06,
20 24e-3, 2.2, 'VMT_Isere\20160629_s101854r_e140441r.mat', 'geometry',
21 'sph_sph', 'spectrum', 'Wilcock', 1);
22
23 % acoustic_model_bedload(0.055/100, [], [], 30, 51, 0.55, 0.5, 1.5, 0.06,
24 24e-3, 2.2, 'VMT_Isere\20160629_s101854r_e140441r.mat', 'geometry',
25 'sph_sph', 'spectrum', 'Wilcock', 1);
26
27 warning off; format compact; rng default;
28 scrSize = get(0, 'Screensize');
29 set(0, 'defaultAxesFontSize', 22, 'defaultAxesFontWeight', 'b',
30 'DefaultAxesFontname', 'Times New Roman') ;
31
32 theta = 0; Lref = 1; rhos = 2700; rho_e = 999; g = 9.805; c_e = 1480;
33 Fsp = 312500; Nfft = 2^12; dureeChoc = 1000;
34
35 Qeau = 1000; % m^3.s^{-1}
36
37 pos_TR = [27, 35, 44]; % position of sampling measurements, in m
38 q_TR_1p3 = [mean([1736/8, 339/8, 1240/4]), mean([29880/8, 13771/8]),
39 mean([2770/4, 850/4])/60/0.35*1e-3; % kg/s/m, sampler mesh size 1.3 mm
40 q_TR_0p2 = [mean([12475/8, 1054/8, 594/4]), mean([70/8, 16518/8]),
41 825/4]/60/0.35*1e-3; % kg/s/m, sampler mesh size 0.2 mm
42
43 if isempty(Xref) || isempty(Yref), Xref = 0.9999; Yref = 0.5; end %
44 hydrophone position, Xref is the normalized position (between 0 and 1) on
45 cross-section
46 if isempty(S), S = 0.055/100; end
47 if isempty(W), W = 60; end
48 if isempty(H), H = hauteurManning(Qeau, W, S); end % default is flow rate
49 Q = 250 m^3/s, specific to Isère; average depth is 3.22 m; min is H = 1.28
50 m and max is H = 4 m
51 if isempty(T_sig), T_sig = 30; end
52 if isempty(Ny), Ny = 51; end % number of grid cells on longitudinal
53 if isempty(tauMode), tauMode = 'geometry'; end % "geometry"/"aDcp"

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

54  if isempty(modeCollision), modeCollision = 'sph_ph'; end %
55  "sph_slab"/"sph_sph" - sphere-sphere is not implemented here
56  if isempty(modeSim), modeSim = 'energy_coll'; end %
57  "energy_coll"/"spectrum"/"signal"
58  if isempty(modelTranspBedload), modelTranspBedload = 'Wilcock'; end %
59  "Parker"/"Wilcock" (Parker,1990)/(Wilcock&Crowe,2003)
60
61
62  D50 = medianDist; % mm
63  [Fi, Di] = simGSD_Recking(D50*1e3, kNorm, kMax, Fsand); % surface GSD
64  reconstruction (Recking,2013)
65
66  if Di(1) > 2e-3
67      Di_n = [2e-3, Di];
68      Fi_n = interp1(Di, Fi, Di_n, 'linear', 'extrap'); % extrapolation down
69  to size 2 mm (upper limit of sand fraction)
70      Di = Di_n; Fi = Fi_n;
71  end
72
73  % Di_n = (1:150)*1e-3;
74  % Fi = interp1(Di, Fi, Di_n, 'linear', 'extrap'); Fi(Fi>1) = 1;
75  % Di = Di_n;
76
77  N_classes_sim = length(Di);
78
79  % 2. estimation of impact rates based on the computation of fractional
80  transport rates in each position across the river
81  pas_x = 1; pas_y = pas_x;
82  dist_leftbank = 3;
83
84  if strcmpi(tauMode, 'geometry')
85      if isempty(fileADCP)
86
87          Nx = W; if mod(Nx,2)==0, Nx = Nx + 1; end
88          Vec_X = pas_x/2 : pas_x/2 + Nx - 1; % Vec_X starts from position
89  0
90          bathy = H*ones(1,Nx);
91
92      else
93          dADCP = load(fileADCP); % VMT structure generated by USGS' toolbox
94  eg 'VMT_Isere\20160629_s101854r_e140441r.mat'
95
96          Vec_X = dADCP.V.mcsDist(1,:); % Vec_X starts from position 0
97          W = Vec_X(end); % width measured by aDcp
98          bathy = dADCP.V.mcsBed;
99          Nx = length(Vec_X); % number of points on cross-section
100
101      end
102
103  % hh = hauteurManning(Qeau, W, S);
104  % bathy = bathy/max(bathy)*hh;
105

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

106     % shear flow velocity estimation from geometry
107     for i = 1:Nx
108         H = bathy(i);
109         %         Rh = W*H/(W+2*H); % hydraulic radius from rectangular
110 uniform channel
111         Rh = H;
112
113         TAU_f(i) = rho_e*g*Rh*S;
114         U_star_f(i) = sqrt( TAU_f(i)/rho_e );
115     end
116 else
117
118     dADCP = load(fileADCP); % VMT structure generated by USGS' toolbox eg
119 'VMT_Isere\20160629_s101854r_e140441r.mat'
120
121     Vec_X = dADCP.V.mcsDist(1,:); % Vec_X starts from position 0
122     W = Vec_X(end);
123     Uf = dADCP.V.u*1e-2; % m/s
124     Vec_Z = dADCP.V.mcsDepth(:,1);
125     bathy = dADCP.V.mcsBed;
126     Nx = size(Uf,2); % number of points on cross-section
127
128     % figure(); set(gcf,'color','w'); hold on
129     % pcolor(Vec_X+dist_leftbank,Vec_Z,Uf);
130 plot(V.mcsDist(1,:)+dist_leftbank,bathy,'-k','linewidth',2); shading interp
131 % xlabel('X (m)','fontname','arial','fontsize',14,'fontweight','bold')
132 % ylabel('depth
133 (m)','fontname','arial','fontsize',14,'fontweight','bold')
134 % colorbar; axis([0 70 0 5]);
135 %
136 set(gca,'ydir','reverse','fontname','arial','fontsize',12,'fontweight','bold')
137
138
139     h_bin = Vec_Z(2) - Vec_Z(1); % width of measurement bin
140     h_max = max(bathy); % maximum depth
141     Uf((Vec_Z > h_max), :) = [];
142     Vec_Z(Vec_Z > h_max) = [];
143     k_karman = 0.4;
144
145     % shear flow velocity estimation from velocity profiles across the
146 river from ADCP measurements
147     for i = 1:Nx
148
149         uf = Uf(:,i);
150         if ~isnan(uf(1))
151             if uf(1) < uf(2) % we force the first value of flow profile
152 to be greater or at least equal to the preceding ones
153                 uf(1) = uf(2);
154             end
155         else
156             ix = find(~isnan(uf), 1, 'first'); % if first measurements are
157 missed, we duplicate the first real values toward the water surface
158             uf(1:ix-1) = uf(ix);

```

```

159     end
160
161     uf(isnan(uf)) = [];
162     if length(uf)*h_bin < bathy(i) % we constrain the flow velocity to
163 be zero at the river bed (no-slip BC)
164         uf(end+1) = 0;
165     end
166
167     %         uf = uf*1e2; % the last value in the vector is the
168 closest to river bed
169     zf = flipud([Vec_Z(1:length(uf)-1); bathy(i)]); % flip accordingly
170 to uf
171     uf(zf > 3*zf(1)*h_bin) = [];
172     zf(zf > 3*zf(1)*h_bin) = [];
173
174     % method 1 for the law of the wall method - issues in
175 overestimating the u_star values
176     %     [xData, yData] = prepareCurveData( exp(uf), zf );
177     %     ft = fittype( 'power1' ); % fit flow velocity and depth
178 data to a power law of the form  $z = z_0*x^{\alpha}$ , where  $x = \exp(uf)$  and  $\alpha =$ 
179  $k\_karman/u\_star$ 
180     %     [fitresult, gof] = fit( xData, yData, ft );
181     %     u_star = k_karman/fitresult.b; % shera flow velocity
182     %     z0 = fitresult.a; % this is in fact the rugosity length
183
184     % method 2 - better results
185     [xData, yData] = prepareCurveData( log(zf), uf );
186     ft = fittype( 'poly1' ); % fit flow velocity and depth data to
187 a power law of the form  $z = z_0*x^{\alpha}$ , where  $x = \exp(uf)$  and  $\alpha =$ 
188  $k\_karman/u\_star$ 
189     [fitresult, gof] = fit( xData, yData, ft );
190     u_star = k_karman*fitresult.p1; % shera flow velocity
191     z0 = exp(-fitresult.p2*k_karman/u_star); % this is in fact the
192 rugosity length approximately 2D65
193
194     %     figure( 'Name', 'untitled fit 1' );
195     %     h = plot( fitresult, xData, yData );
196     %     legend( h, 'zz vs. uu', 'untitled fit 1', 'Location',
197 'NorthEast' );
198     %     xlabel uu; ylabel zz; grid on
199
200     if gof.rsquare < 0.5
201         try
202             u_star = U_star_f(i-1); z0 = Z0_f(i-1);
203         catch
204             u_star = 0; z0 = 0; % if no history on U_star_f
205         end
206     end
207
208     H_f(i) = {zf};
209     Uf_f(i) = {uf};
210     U_star_f(i) = u_star; % shear velocity

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

211         Z0_f(i) = z0;           % it is interesting to see that z0 is somehow
212 close to 2*D65 (Engelund&Hansen,1967)
213         GOF(i) = gof.rsquare;
214
215     end
216 end
217 windowSize = 10;
218 % U_star_f = smooth(U_star_f,windowSize);
219
220 TAU_f = rho_e*U_star_f.^2; % bed shear stress
221
222 Di_c = [sqrt(Di(1)*1e3), sqrt(Di(1:end-1).*Di(2:end)*1e6)]*1e-3; % center
223 diameters, en m
224 p_Fi = diff([0, Fi]); p_Fi = p_Fi/sum(p_Fi);
225 psi_i = log2(Di_c*1e3);
226 D_sm = 2^sum(psi_i.*p_Fi)*1e-3; % D_sm = sum(Di.*p_Fi); % en unités m
227
228 % fractional transport rates ( model of Wilcock)
229 for i = 1:Nx
230     q_bi = bedloadFormula(TAU_f(i), Di_c, D_sm, p_Fi, Fi, rho_e, rhos,
231 modelTranspBedload); % compute the fractional transport rates from
232 Wilcock&Crowe's model
233     Q_bi(i,:) = q_bi;
234 end
235 Q_bi(Q_bi<0)=0;
236
237 % saltation model
238 for i = 1:Nx
239     for k = 1:N_classes_sim
240         [impact_rate, u_impact] = mechanicsOfSediments(Di_c(k), D_sm,
241 TAU_f(i), Q_bi(i,k), rho_e, rhos); % compute the impact rate from
242 Sklar&Diectrich's model
243         i_r(k) = impact_rate;
244         u_i(k) = u_impact;
245     end
246     I_r(i,:) = i_r;
247     U_impact(i,:) = u_i;
248 end
249 % % cc = jet(100); figure; for i = 1:10, stairs (Vec_X, I_r(:,i), 'color',
250 cc(i*10,:), 'linewidth', i); hold on; end; set(gca, 'yscale', 'log')
251
252 % 3. dictionaries of spectra & signals
253
254 zref = bathy - Lref; % distance river bed - hydrophone
255 wx = 'blackman';
256 U0 = logspace(0, 0, N_classes_sim);
257
258 for i = 1:Nx
259     for k = 1:N_classes_sim
260         r2 = Di_c(k)/2; % r1 = impactee (0 velocity); r2 - impactor (for
261 Thorne); r1 - impactor (for Akay)
262         r1 = r2;
263         Uimp = U_impact(i,k)*U0(k);

```

```

264         if Uimp ~= 0
265
266             [fr, esp, sig, energy_coll] = Collision2Particles(r1, r2, Fsp,
267 Nfft, dureeChoc, zref(i), theta, Uimp, rho_e, c_e, modeCollision);
268
269             dictionnaire_spec_mod(i,k,:) = esp';           % Pa^2/Hz^2
270             dictionnaire_sig_mod(i,k) = {sig};           % Pa
271             dictionnaire_energy_coll_mod(i,k) = energy_coll; % Pa^2*s
272 rms
273
274         else
275             dictionnaire_spec_mod(i,k,:) = zeros(1,Nfft/2+1);
276             dictionnaire_sig_mod(i,k) = {zeros(1, 10)};
277             dictionnaire_energy_coll_mod(i,k) = 0;
278
279         end
280
281     end
282 end
283 Sdict = struct('energy_coll',dictionnaire_energy_coll_mod, 'sig',
284 dictionnaire_sig_mod, 'spectr', dictionnaire_spec_mod, 'fr', fr, 'mode',
285 modeSim);
286
287 % 4. acoustic map simulation
288
289 Vec_Y = pas_y/2:pas_y:Ny - pas_y/2;
290 Vec_X = Vec_X + dist_leftbank;
291
292 N_sources = repmat(permute(I_r, [1,3,2]), [1,Ny,1])*T_sig; % number of
293 impacts/m^2/s
294 eps_db = 0.5;
295 [energy_profil_sim, energy_map_sim, sig, spec] = river_acoustic_map(Sdict,
296 N_sources, Fsp, Nfft, T_sig, dureeChoc, zref, bathy, Nx, Vec_X, Vec_Y, Ny,
297 pas_y, Xref, Yref, eps_db, modeSim, modeAffichage);
298
299 % impacts repartition
300
301 for i = 1:Nx
302
303     NN = fix(squeeze(N_sources(i,1,:)))';
304     idx = find(NN ~= 0);
305     if isempty(idx)
306         Di_bedload(i) = 0; GSD_bedload_Ir(i,:) = zeros(1, N_classes_sim);
307         continue
308     end
309
310     mx = zeros(1, N_classes_sim);
311     mx(idx) = NN(idx).*(rhos*pi*Di(idx).^3/6);
312     cdf_mx = cumsum(mx/sum(mx)); % bedload GSD
313
314     [~, ix] = min(abs(cdf_mx - 0.5));
315     Di_bedload(i) = Di(ix);

```



```

316     GSD_bedload_Ir(i,:) = cdf_mx;
317
318 end
319
320
321 if modeAffichage
322     DDi_bedload = filter(ones(1,windowSize)/windowSize,1,Di_bedload); %
323 moving average to smooth the shear velocity profile
324     fh1 = figure; set(gcf,'color','w'); hold on
325     set(fh1, 'units','pixels', 'position',[0.01*scrSize(3) 0.1*scrSize(4)
326 0.6*scrSize(3) ...
327     0.6*scrSize(4)], 'menu', 'figure', 'name', 'Bedload D50 profile',
328 'resize','on','toolbar', 'figure');
329     plot(Vec_X, Di_bedload*1e3, 'k', 'linewidth', 5); hold on;
330     plot(Vec_X, DDi_bedload*1e3, 'm:', 'linewidth', 5);
331     ylabel('Bedload D_{50} (mm)'); xlabel('Cross-section (m)');
332 title('Bedload by saltation D_{50}');
333     set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b', 'ydir','normal'); colormap
334 jet;axis tight; grid on;
335     %%
336     fh2 = figure; set(gcf,'color','w'); hold on
337     set(fh2, 'units','pixels', 'position',[0.01*scrSize(3) 0.1*scrSize(4)
338 0.6*scrSize(3) ...
339     0.6*scrSize(4)], 'menu', 'figure', 'name', 'Bedload GSD',
340 'resize','on','toolbar', 'figure');
341
342     cc = jet(length(Fi));
343     for i = 1:length(Fi)
344         %     plot(Di*1e3, I_r(X_strips(i),:), 'color', cc(i,:),
345 'linewidth', 3);
346         plot(Vec_X, I_r(:,i), 'color', cc(i,:), 'linewidth', 2);
347         hold on; if i == 1, legend(); end
348     end
349     %     h = colorbar(); title(h,'X (m)');
350 colorbar('Ticks',linspace(0,1,length(X_strips)), 'TickLabels', X_strips);
351 colormap jet;
352     ylabel('Impact rate (no.imp ^. s^{-1} ^. m^{-2})'); xlabel('Cross-
353 section (m)');
354     %     title('Histogram of averaged impact rate', 'fontsize', 22,
355 'fontweight', 'b');
356     set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b', 'xscale', 'lin', 'yscale',
357 'log'); grid on;
358
359
360     fh3 = figure; set(gcf,'color','w'); hold on
361     set(fh3, 'units','pixels', 'position',[0.01*scrSize(3) 0.1*scrSize(4)
362 0.6*scrSize(3) ...
363     0.6*scrSize(4)], 'menu', 'figure', 'name', 'Bedload GSD',
364 'resize','on','toolbar', 'figure');
365
366
367     %     gsd_fract = Q_bi(X_strips(n_str),:); gsd_fract =
368 gsd_fract/sum(gsd_fract);

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

369     %     gsd_fract = cumsum(gsd_fract);
370     %     plot(Di*1e3, gsd_fract, 'k', 'linewidth', 3); hold on;
371
372     %     X_strips = (14:4:58);
373     cc = jet(size(Q_bi, 1));
374     for i = 1:size(Q_bi, 1)
375         gsd_fract = Q_bi(i,:); gsd_fract = gsd_fract/sum(gsd_fract);
376         gsd_fract = cumsum(gsd_fract);
377         GSD_bedload(i,:) = gsd_fract;
378         plot(Di*1e3, gsd_fract, 'color', cc(i,:), 'linewidth', 2); hold on;
379     %     plot(Di*1e3, gsd_fract, 'k', 'linewidth', 3); hold on;
380     end
381     plot(Di*1e3, mean(GSD_bedload, 1), 'k', 'linewidth', 5);
382
383     ylabel('GSD (M \leq m)'); xlabel('Grain size (mm)');
384     title('Bedload GSD from transport rate est.', 'fontsize', 22,
385 'fontweight', 'b');
386     set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b', 'xscale', 'log'); grid on;
387
388
389 end
390 toc
391
392 end
393
394 function [power_profil_sim, power_map_sim, s_mes, sp_mes] =
395 river_acoustic_map(Sdict, N_sources, Fsp, Nfft, T_sig, N_impact, zref, H,
396 Nx, Vec_X, Vec_Y, Ny, pas_y, Xref, Yref, epss, modeSim, modeAffichage)
397
398 % le 02/07/2015
399 % le 23/11/2016
400 % le 29/11/2016
401 % le 05/12/2016
402 % le 10/01/2017
403 % le 16/01/2017
404 % le 22/01/2017
405 % le 07/03/2017
406 % le 16/04/2017
407 % le 29/09/2017
408
409 % 2D acoustic map simulation
410 % also, simulation of the time signal and the PSD curve, as recorded from
411 the river bank
412
413 spl_dum = 0; % dB re  $\mu$ Pa
414 dspl = Inf; % dB re  $\mu$ Pa
415 filename = 'Signal_model';
416
417 while dspl > epss % energy convergence with respect to hydrophone, placed
418 on one of the banks
419
420     if dspl ~= Inf
421         Ny = Ny + 2;

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

422     Vec_Y = pas_y/2:pas_y:Ny - pas_y/2;
423     N_sources(:, end+1:end+2, :) = N_sources(:, 1:2, :); % adding cell
424     grid both in upstream and downstream the flow
425     end
426     %%%%%%%%%%%%% Matrice 4D des toutes les distances possibles
427     %%%%%%%%%%%%%
428
429     [X,Y] = meshgrid(Vec_Y, Vec_X); % m, X - la verticale(cross-section)
430     XX = [X(:), Y(:)];
431     YY = [X(:), Y(:)];
432     D = sqrt(sum(abs(repmat(permute(XX, [1 3 2]), [1 size(YY,1) 1]) -
433     repmat(permute(YY, [3 1 2]), [size(XX,1) 1 1])).^2, 3));
434     Dis = reshape(D, 1, size(D,1), []);
435     Dis = reshape(Dis, Nx, Ny, Nx, Ny); % Matrice des distances
436
437     % Maille de référence où se trouve l'hydrophone
438     indy_ref = ceil(Ny*(Yref+1e-6));
439     indx_ref = ceil(Nx*(Xref+1e-6));
440
441     %%%%%%%%%%%%% Code Acoustic Map
442     %%%%%%%%%%%%%
443
444     SEL_loc = zeros(Nx, Ny, Nx, Ny); % energy transmise pat la
445     maille (1,2) aux mailles (3,4)
446     E_loc = zeros(Nx, Ny); % energie émise pendant T_ausc
447
448     if strcmpi(modeSim, 'signal')
449         N_sig = fix(Fsp*T_sig); % indice fin (sample)
450         s_mes = zeros(1, N_sig); % initialisation du signal
451         SEL_loc = zeros(Nx, Ny);
452     elseif strcmpi(modeSim, 'spectrum')
453         sp_mes = zeros(Nfft/2+1,1); % initialisation du spectre PSD
454         freq = Sdict.fr;
455     end
456
457     Nclasse = size(Sdict(1,1).spectr, 2);
458
459     % Calcul des SPL dans la carte
460     for i = 1:Nx % coordonnée sur la s. transversale de la source
461         for j = 1:Ny % coordonnée sur la s. longitudinale de la source
462
463             delta = sqrt( squeeze(Dis(i,j, :, :)).^2 + zref(i)^2 );
464             for ii = 1:Nx % coordonnée sur la s. transversale de la
465     réception
466                 for jj = 1:Ny
467                     if delta(ii,jj) <= H(i)
468                         trans_loss(ii,jj) = 1./ ( delta(ii,jj)^2/zref(i)^2
469 ); % spherical spreading of the wavefront, measured in Pa^2
470                     else
471                         trans_loss(ii,jj) = 1./ ( ( delta(ii,jj)*H(i)
472 )/zref(i)^2 ); % cylindrical spreading of the wavefront, measured in
473     Pa^2
474                     end

```

```

475         end
476     end
477     Nchocs = squeeze(N_sources(i,j,:));
478     t_impact = N_impact/Fsp;
479
480     if strcmpi(modeSim, 'energy_coll')
481
482         energy_em = Sdict(1,1).energy_coll(i,:); % Pa^2*s rms
483         e_loc = sum(energy_em.*Nchocs); % emitted
484     energy Pa^2*s
485         SEL_loc(i,j,,:,) = e_loc*trans_loss; % received
486     energy in (i,j) [Pa^2*s], spherical + cylindrical spreading model
487         s_mes = []; sp_mes = [];
488
489     elseif strcmpi(modeSim, 'signal')
490
491         for m = 1:Nclasse
492
493             NN = fix(Nchocs(m));
494
495             if N_impact ~= 0
496
497                 impact = Sdict(i,m).sig; % Pa
498                 impact_at = impact.*sqrt(
499     trans_loss(indx_ref,indy_ref) ); % attenuation of impact waveform with
500     respect to the river bank; amplitude ~ R^(-2) for spherical model
501
502                 if NN > 0
503                     idx = randi([1 N_sig - N_impact - 1], [1, NN]);
504                     for mm = 1:NN
505                         s_mes(idx(mm):idx(mm)+ N_impact - 1)=
506     s_mes(idx(mm):idx(mm)+ N_impact - 1) + impact_at; % µPa
507                     end
508                 end
509             end
510         end
511         e_loc = sum(s_mes.^2).*N_impact; % emitted energy Pa^2*s
512         SEL_loc(i,j) = e_loc.*trans_loss(indx_ref,indy_ref);
513     % received energy in (i,j) [Pa^2*s]
514
515     else
516
517         ESD_sim = squeeze(Sdict(1,1).spectr(i,,:,)); % energy
518     spectrum in Pa^2*s/Hz
519
520         spectre = ESD_sim'*Nchocs';
521         spectre_at = spectre.*trans_loss(indx_ref,indy_ref); %
522     attenuation of impact spectrum of energy, µPa^2*s/Hz
523         sp_mes = sp_mes + spectre_at; % total spectrum of
524     energy, Pa^2*s/Hz
525         sp_rms = trapz(freq, ESD_sim, 2)'; % Pa^2*s
526         e_loc = sum(sp_rms.*Nchocs); % emitted energy
527     Pa^2*s

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

528         SEL_loc(i,j, :, :) = e_loc*trans_loss;
529         s_mes = [];
530
531     end
532     E_loc(i,j) = e_loc;
533 end
534 end
535
536     MAT_SEL = squeeze(sum(sum(SEL_loc,2),1));           % acoustic energy map
537 re 1 Pa^2*s
538
539     if strcmpi(modeSim, 'signal')
540         dd = 10*log10(MAT_SEL*1e12);
541     else
542         dd = 10*log10(MAT_SEL(indx_ref, indy_ref)*1e12); % noise level in
543 dB re 1µPa^2*s
544     end
545     dspl = abs(dd - spl_dum);                           % power difference
546 from one iteration to the next one --> useful for acoustic convergence
547     spl_dum = dd;
548
549 end
550
551 scrSize = get(0, 'Screensize');
552 if ~strcmpi(modeSim, 'signal')
553     sp_mes = sp_mes/T_sig;                               % PSD spectrum
554 [Pa^2/Hz]
555     power_profil_sim = sqrt( MAT_SEL(:, indy_ref)/T_sig ); % acoustic
556 efficient pressure [Pa rms]
557     power_map_sim = sqrt( MAT_SEL/T_sig );               % acoustic
558 effcieint pressure map [Pa rms]
559
560
561 else
562     figure;
563     set(gcf, 'color', 'w', 'units', 'pixels', 'position', [0.01*scrSize(3)
564 0.1*scrSize(4) 0.6*scrSize(3) ...
565 0.6*scrSize(4)], 'menu', 'figure', 'name', 'Spectre', ...
566 'resize', 'on', 'toolbar', 'figure');
567     Nfen = 2^15; Nfft = 2^15; NRecouv = 2^14;
568     [sp_mes, freq, ~] = spectrogram(s_mes, Nfen, NRecouv, Nfft, Fsp);
569     sp_mes =
570 (2/Nfen^2)*(Nfen/Fsp)/mean(window(@blackman, Nfen).^2)*(abs(sp_mes).^2);
571     sp_mes = median(sp_mes, 2);
572     loglog(freq, sp_mes, 'linewidth', 1.5); hold on; grid on; axis tight;
573     ylabel('PSD (Pa^2 Hz^{-1})'); xlabel('Frequency (Hz)');
574 title('Simulated spectrum');
575     set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b');
576
577     power_profil_sim = []; power_map_sim = [];
578 end
579
580

```

```

581 if modeAffichage
582
583     %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%      Graph Cartes
584 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
585
586     if ~strcmpi(modeSim, 'signal')
587         Vec_dum = Vec_X;
588         load('acousticProfils_med.mat', 'energy_profil_mes_a_i_av_256',
589 'T_ausc_256', 'Vec_X'); % measured profile
590
591         fh0a = figure; set(gcf, 'color', 'w'); hold on
592         set(fh0a, 'units', 'pixels', 'position', [0.01*scrSize(3)
593 0.1*scrSize(4) 0.6*scrSize(3) ...
594 0.6*scrSize(4)], 'menu', 'figure', 'name', 'profil des
595 puissances acoustiques', ...
596 'resize', 'on', 'toolbar', 'figure');
597         plot(Vec_dum, power_profil_sim, 'k', 'linewidth', 5); hold on;
598         power_profil_mes = sqrt(energy_profil_mes_a_i_av_256/T_ausc_256);
599 % Pa rms
600         plot(Vec_X, power_profil_mes, 'm', 'linewidth', 5);
601         ylabel('Effective sound pressure (Pa)'); xlabel('Cross-section
602 (m)');
603         % title('Acoustic pressure profile');
604         legend('Model', 'Measurement');
605         set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b'); axis tight; grid on;
606
607         Vec_X = Vec_dum;
608         fh0b = figure; set(gcf, 'color', 'w'); hold on
609         set(fh0b, 'units', 'pixels', 'position', [0.01*scrSize(3)
610 0.1*scrSize(4) 0.6*scrSize(3) ...
611 0.6*scrSize(4)], 'menu', 'figure', 'name', 'Carte des puissances
612 acoustiques (dB re 1µPa)', ...
613 'resize', 'on', 'toolbar', 'figure');
614         imagesc(Vec_Y, Vec_X, power_map_sim);
615         shading interp; set(gca, 'clim',
616 [min(min(power_map_sim)), max(max(power_map_sim))]);
617         h = colorbar; title(h, '(Pa_{RMS})', 'fontsize', 16, 'fontweight',
618 'b');
619         ylabel('Cross-section (m)'); xlabel('Streamwise direction [m]');
620         % title('Sound pressure map (Pa)');
621         set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight',
622 'b', 'ydir', 'normal'); colormap jet; axis tight;
623
624         % Carte des contributions aux mesures d'hydrophone
625         SEL_mes = SEL_loc(:, :, indx_ref, indy_ref);
626         fh0c = figure; set(gcf, 'color', 'w'); hold on
627         set(fh0c, 'units', 'pixels', 'position', [0.01*scrSize(3)
628 0.1*scrSize(4) 0.6*scrSize(3) ...
629 0.6*scrSize(4)], 'menu', 'figure', 'name', 'Carte des
630 contributions au point de référence (dB re 1µPa^2*s)', ...
631 'resize', 'on', 'toolbar', 'figure');
632         imagesc(Vec_Y, Vec_X, SEL_mes);
633         shading interp; h = colorbar; title(h, '(Pa^2s)', 'fontsize', 14,
634 'fontweight', 'b');

```

```

635     plot( Vec_Y(indy_ref), Vec_X(indx_ref), 'hg', 'markersize', 16,
636 'markerfacecolor', 'g');
637     ylabel('Cross-section (m)'); xlabel('Streamwise direction [m]');
638     title('Sound Exposure Level recorded by hydrophone');
639     set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight',
640 'b','ydir','normal');colormap jet; axis tight;
641     end
642
643     % Carte des émissions
644     fh0d = figure; set(gcf, 'color', 'w'); hold on
645     set(fh0d, 'units', 'pixels', 'position', [0.01*scrSize(3) 0.1*scrSize(4)
646 0.6*scrSize(3) ...
647 0.6*scrSize(4)], 'menu', 'figure', 'name', 'Carte des énergies
648 émises ', ...
649 'resize', 'on', 'toolbar', 'figure');
650     imagesc(Vec_Y, Vec_X, E_loc);
651     shading interp;
652     h = colorbar; title(h, '(Pa^2s)', 'fontsize', 14, 'fontweight', 'b');
653     ylabel('Cross-section (m)'); xlabel('Streamwise direction [m]');
654     title('Emission Level (Energy @ Lref)');
655     set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b','ydir','normal');colormap
656 jet; axis tight;
657
658
659     if strcmpi(modeSim, 'signal')
660
661         t_sref = (0:length(s_mes)-1)/Fsp;
662         t_SPL = 0.01; % local window duration for SPL computation (s)
663         rec_SPL = 0.5; % overlap between local windows
664
665         % audiowrite([filename, '.wav'], s_mes/max(s_mes),Fsp);
666
667         Nspl = fix(t_SPL*Fsp); % local window length in number
668 of samples
669         Nrec = fix(t_SPL*(1-rec_SPL)*Fsp); % overlap in number of samples
670
671         kseg = 0;
672         Nanalyse = 1;
673         while Nanalyse + Nspl <= N_sig
674             kseg = kseg+1;
675             spl_sref(kseg) = sqrt( mean( s_mes(Nanalyse:Nanalyse + Nspl).^2
676 ) ); % Pa
677             Nanalyse = Nanalyse + Nrec + 1;
678         end
679
680         % ind_zeros = find(spl_sref == 0); % limite de mesure
681         % spl_sref(ind_zeros) = [];
682
683         p_rms_avg = mean(spl_sref); % Pa
684
685         spl_min = fix(min(spl_sref));
686         spl_max = ceil(max(spl_sref));
687         spl_bin = linspace(spl_min, spl_max, 10);

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

688         hist_spl_n = hist(spl_sref, spl_bin);           % histogram of RMS
689 pressure values
690         cdf_spl_n = cumsum(hist_spl_n/sum(hist_spl_n));
691
692         fh1 = figure;
693         set(gcf, 'color', 'w');
694         set(fh1, 'units', 'pixels', 'position', [0.01*scrSize(3)
695 0.1*scrSize(4) 0.6*scrSize(3) ...
696         0.6*scrSize(4)], 'menu', 'figure', 'name', 'Carte des
697 contributions au point de référence (dB re 1µPa2s)', ...
698         'resize', 'on', 'toolbar', 'figure');
699         subplot(2,1,1); plot(t_sref, s_mes);           % simulated temporal signal
700         xlabel('Time (s)'); ylabel('Pressure (Pa)');
701         set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b');   axis tight;
702
703         subplot(2,2,3); % Histogram
704         hist(spl_sref, spl_bin);
705         hold on; stem(p_rms_avg, max(spl_sref), 'r', 'linewidth', 5);
706         legend('P_{RMS}', 'P_{RMS} overall');
707         xlabel('P_{RMS} (Pa)'); ylabel('Frequency');
708         set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b');   axis tight; grid on;
709
710         subplot(2,2,4); % cumulative distribution function of RMS pressure
711 values
712         plot(spl_bin, cdf_spl_n, 'k', 'linewidth', 3); hold on;
713         stem(p_rms_avg, 1, 'r', 'linewidth', 5);
714         xlabel('P_{RMS} (Pa)'); ylabel('P (P_{RMS} \leq p_{RMS})');
715         set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b');
716         axis tight
717
718
719     elseif strcmpi(modeSim, 'spectrum')
720
721         fh1 = figure;
722         set(gcf, 'color', 'w'); set(fh1, 'units', 'pixels',
723 'position', [0.01*scrSize(3) 0.1*scrSize(4) 0.6*scrSize(3) ...
724         0.6*scrSize(4)], 'menu', 'figure', 'name', 'Spectre', ...
725         'resize', 'on', 'toolbar', 'figure');
726         loglog(freq, sp_mes, 'linewidth', 1.5);
727         xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD (Pa2 Hz-1)'); hold on;
728 grid on; axis tight;
729         set(gca, 'fontsize', 22, 'fontweight', 'b');
730
731     end
732
733
734 end
735
736 end
737
738 function q_bi = bedloadFormula(tau, Di_c, D_sm, p_Fi, Fi, rho, rhos,
739 modelT)

```


Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

740
741 % INPUT: bed shear stress (tau) in the respective position, GSD (Fi,Di)
742 % OUTPUT: fractional transport rates (q_bi) in the respective position
743
744
745 g = 9.805;
746 s = rhos/rho;
747 u_star = sqrt(tau/rho);
748
749 % PROCEDURE:
750
751 if strcmpi(modelT, 'Wilcock')
752
753     % Wilcock & Crowe 's model (2003)
754
755     % 1. compute the mean bed grain size (D_sm) and the sand fraction (Fs)
756 from (Fi,Di)
757     % 2. compute (tau_star_rsm) and (tau_rs50), see eq (5.5)
758     % 3. compute exponential (b) from eq (5.5)
759     % 4. compute (tau_star_ri), see eq (5.5)
760     % 5. compute (phi = tau/tau_ri) --> hiding factor and reference partial
761 transport rate (W_star_i) from eq (7) --> similarity collapse formula
762     % 6. compute the partial transport rate (q_bi) from eq (2)
763
764
765
766     % 1.
767
768     Fs = Fi(Di_c == sqrt(2)*1e-3); % sand fraction means the proportion of
769 sizes under 2 mm
770
771     % 2.
772     tau_star_rsm = 0.021 + 0.015*exp(-20*Fs); % Eq. (5)
773
774     % 3.
775     b = 0.67./( 1 + exp( 1.5 - Di_c/D_sm ) );
776
777     % for i = 1:length(Di_c)
778     %     if Di_c(i)/D_sm < 1, b(i) = 0.12; else, b(i) = 0.67; end
779     % %     if Di_c(i)/D_sm < 1, b(i) = 0.01; else, b(i) = 0.67; end
780     % end
781
782     tau_star_ri = tau_star_rsm*(Di_c/D_sm).^(b-1); %
783     % tau_star_ri = tau_star_rsm*(Di_c/D_sm).^b; %
784
785     % 4.
786     tau_ri = tau_star_ri.*(s-1)*rho*g.*Di_c;
787
788     % 5.
789     phi = tau./tau_ri;
790

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

791     for i = 1:length(phi)
792         if phi(i) < 1.35
793             W_star_i(i) = 0.002*phi(i)^(7.5);
794         else
795             W_star_i(i) = 14*(1 - 0.894/(phi(i)^(0.5)))^(4.5);
796         end
797     end
798
799     % 6.
800     q_bi = W_star_i.*p_Fi*u_star.^3/((s-1)*g);
801
802     elseif strcmpi(modelT, 'Parker')
803         % Parker, 1990
804         % obsolete
805
806         p_Fi = diff([0, Fi]);
807         [~, ix50] = min(abs(Fi - 0.5));
808         D_s50 = Di(ix50); % [m]
809
810         theta50 = tau/(g*s*rho*D_s50);
811         theta50r = 0.0876;
812
813         phi50 = theta50/theta50r;
814         phi = phi50;
815
816         if phi > 1.59 % formula (5)
817             G = 5474*(1 - 0.853/phi)^(4.5);
818         elseif phi >= 1 && phi <= 1.59
819             G = exp(14.2*(phi - 1) - 9.28*(phi - 1)^2);
820         else
821             M0 = 14.2;
822             G = phi^M0; % Profitt&Sutherland
823         end
824
825         W_star_sub_i = 0.0025*G; % formula (2) , the same as formula (7a)?
826         q_bi = W_star_sub_i*(tau/rho)^(3/2)*p_Fi/(s*g); % formula (3)
827
828         q_bt = sum(q_bi);
829
830
831     end
832
833
834     end
835
836     function [f, spectraDSE, signalCollision, energyCollision] = ...
837         Collision2Particles(a1, a2, Fsp, Nfft, N, r, theta, U0, rho_e, c_e,
838         modeCollision)
839     % 15/05/2017
840
841     sigma1 = 0.2; % Coefficient Poisson; matériau du granit
842     rho1 = 2700; % Masse volumique (kg/m^3)

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

843 E1 = 5.5e10;      % Module Young, (Pa)
844 sigma2 = 0.2;
845 rho2 = 2700;
846 E2 = 5.5e10;
847
848 f = (0:Nfft-1)*(Fsp/Nfft); % frequency vector
849
850 if strcmpi(modeCollision, 'sph_sph')
851
852
853     m1 = rho1*(4/3)*pi*a1^3; % kg
854     m2 = rho2*(4/3)*pi*a2^3; % kg
855     Am1 = 2*m2/(m1 + m2);
856     Am2 = -m1/m2*Am1;
857
858     t0 = 4.53*((1 - sigma1^2)/(E1*pi) + (1 - sigma2^2)/(E2*pi))* (m1*m2/(m1
859 + m2))^0.4*((a1 + a2)/(U0*a1*a2))^(0.2);
860
861     tavant = 0:1/Fsp:t0; tau_avant = tavant/t0; % normalisation
862     tapres = t0+1/Fsp:1/Fsp:N/Fsp; tau_apres = tapres/t0; % normalisation
863
864     if theta == 0
865         delta_t = a1*(pi/2 - 1)/c_e; % theta = 0°
866     else
867         delta_t = 0; % theta > 0°
868     end
869
870     r1 = sqrt(r^2 + a1^2 - 2*a1*r*cosd(theta));
871     r2 = sqrt(r^2 + a2^2 + 2*a2*r*cosd(theta));
872     beta = rho_e/(2*rho1);
873     beta1 = (1 - beta^2)^(0.5);
874     beta2 = 1 + beta;
875
876     Td = abs(((r2 - a2) - (r1 - a1))/c_e + delta_t);
877
878     %%%%%%%%%%%%%%% modélisation s. temporel
879     %%%%%%%%%%%%%%%
880
881     zeta1 = c_e*t0/(pi*a1);
882     P01 = Am1*rho_e*c_e*U0*a1^2*cosd(theta)/(2*r^2*(zeta1^4*(beta1^2 +
883 beta2^2)^2 + ...
884     1 + 2*zeta1^2*(beta2^2 - beta1^2)));
885
886     pla = P01*((1/beta1)*((r*beta2/a1) - 1)*(zeta1*beta1*(1 -
887 zeta1^2*(beta2^2 + ...
888     beta1^2))*sin(pi*tau_avant) +
889 2*zeta1^2*beta1*beta2*cos(pi*tau_avant)) - ...
890     (r/a1)*((1 + zeta1^2*(beta2^2 - beta1^2))*cos(pi*tau_avant) - ...
891     beta2*zeta1*(1 + zeta1^2*(beta1^2 + beta2^2))*sin(pi*tau_avant)) -
892     ...
893     ((1/beta1)*((r*beta2/a1) - 1)*((1 + zeta1^2*(beta2^2 -
894     beta1^2))*...

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

895     sin(pi*beta1*zeta1*tau_avant) +
896     2*zeta1^2*beta1*beta2*cos(pi*beta1*zeta1*tau_avant)) + ...
897     (r/a1)*(2*zeta1^2*beta1*beta2*sin(pi*beta1*zeta1*tau_avant) - ...
898     (1 + zeta1^2*(beta2^2 -
899     beta1^2))*cos(pi*beta1*zeta1*tau_avant))).*exp(-pi*beta2*zeta1*tau_avant));
900
901     p1b = P01*((1/beta1)*(1 - (r*beta2/a1))*(2*zeta1^2*beta1*beta2*...
902     cos(beta1*pi*zeta1*(tau_apres - 1)) + (1 + zeta1^2*(beta2^2 -
903     beta1^2))*...
904     sin(beta1*pi*zeta1*(tau_apres - 1)))) -
905     (r/a1)*(2*zeta1^2*beta1*beta2*...
906     sin(beta1*pi*zeta1*(tau_apres - 1)) - (1 + zeta1^2*(beta2^2 -
907     beta1^2))*...
908     cos(pi*beta1*zeta1*(tau_apres - 1))))).*exp(-
909     pi*beta2*zeta1*(tau_apres - 1)) - ...
910     ((1/beta1)*((r*beta2/a1) -
911     1)*(2*zeta1^2*beta1*beta2*cos(beta1*pi*zeta1*tau_apres) + ...
912     (1 + zeta1^2*(beta2^2 - beta1^2))*sin(beta1*pi*zeta1*tau_apres)) +
913     ...
914     (r/a1)*(2*zeta1^2*beta1*beta2*sin(beta1*pi*zeta1*tau_apres) - (1 +
915     zeta1^2*(beta2^2 - ...
916     beta1^2))*cos(pi*beta1*zeta1*tau_apres))).*exp(-
917     pi*beta2*zeta1*tau_apres));
918
919     p1 = [p1a, p1b];
920
921     zeta2 = c_e*t0/(pi*a2);
922     P02 = Am2*rho_e*c_e*U0*a2^2*cosd(theta)/(2*r^2*(zeta2^4*(beta1^2 +
923     beta2^2)^2 + ...
924     1 + 2*zeta2^2*(beta2^2 - beta1^2)));
925     p2a = P02*((1/beta1)*((r*beta2/a2) - 1)*(zeta2*beta1*(1 -
926     zeta2^2*(beta2^2 + ...
927     beta1^2))*sin(pi*tau_avant) +
928     2*zeta2^2*beta1*beta2*cos(pi*tau_avant)) - ...
929     (r/a2)*((1 + zeta2^2*(beta2^2 - beta1^2))*cos(pi*tau_avant) -
930     beta2*zeta2*...
931     (1 + zeta2^2*(beta1^2 + beta2^2))*sin(pi*tau_avant)) -
932     ((1/beta1)*((r*beta2/a2) - 1)*...
933     ((1 + zeta2^2*(beta2^2 - beta1^2))*sin(pi*beta1*zeta2*tau_avant) +
934     ...
935     2*zeta2^2*beta1*beta2*cos(pi*beta1*zeta2*tau_avant)) + (r/a2)*...
936     (2*zeta2^2*beta1*beta2*sin(pi*beta1*zeta2*tau_avant) - (1 +
937     zeta2^2*(beta2^2 - ...
938     beta1^2))*cos(pi*beta1*zeta2*tau_avant))).*exp(-
939     pi*beta2*zeta2*tau_avant));
940
941     p2b = P02*((1/beta1)*(1 - (r*beta2/a2))*(2*zeta2^2*beta1*beta2*...
942     cos(beta1*pi*zeta2*(tau_apres - 1)) + (1 + zeta2^2*(beta2^2 -
943     beta1^2))*...
944     sin(beta1*pi*zeta2*(tau_apres - 1)))) -
945     (r/a2)*(2*zeta2^2*beta1*beta2*...
946     sin(beta1*pi*zeta2*(tau_apres - 1)) - (1 + zeta2^2*(beta2^2 -
947     beta1^2))*...

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

948         cos(pi*beta1*zeta2*(tau_apres - 1))))).*exp(-
949 pi*beta2*zeta2*(tau_apres - 1)) - ...
950         ((1/beta1)*(r*beta2/a2) -
951 1)*(2*zeta2^2*beta1*beta2*cos(beta1*pi*zeta2*tau_apres) + ...
952 (1 + zeta2^2*(beta2^2 - beta1^2))*sin(beta1*pi*zeta2*tau_apres))
953 +...
954 (r/a2)*(2*zeta2^2*beta1*beta2*sin(beta1*pi*zeta2*tau_apres) - ...
955 (1 + zeta2^2*(beta2^2 -
956 beta1^2))*cos(pi*beta1*zeta2*tau_apres)).*exp(-pi*beta2*zeta2*tau_apres));
957
958     p2 = [p2a, p2b];
959
960
961     if theta > 90
962         p1 = circshift(p1, [0, fix(Td*Fsp)]);
963     else
964         p2 = circshift(p2, [0, fix(Td*Fsp)]);
965     end
966
967     signalCollision = p1 + p2; % signal brut en Pa
968
969     %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% modélisation spectre
970 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
971
972     f0 = 1/(2*t0);
973     fprim = f/f0;
974     omega0 = 2*pi*f0;
975
976     R1 = a1*Am1*((a1*zeta1*(zeta1^2*(beta1^2 + beta2^2) - fprim.^2) +
977 2*r1*zeta1*fprim.^2*beta2)./...
978 (zeta1^4*(beta1^2 + beta2^2)^2 + fprim.^4 +
979 2*zeta1^2*fprim.^2*(beta2^2 - beta1^2)));
980     I1 = a1*Am1*((r1*fprim.*(zeta1^2*(beta1^2 + beta2^2) - fprim.^2) -
981 2*a1*zeta1^2*fprim*beta2)./...
982 (zeta1^4*(beta1^2 + beta2^2)^2 + fprim.^4 +
983 2*zeta1^2*fprim.^2*(beta2^2 - beta1^2)));
984
985     R2 = a2*Am2*((a2*zeta2*(zeta2^2*(beta1^2 + beta2^2) - fprim.^2) +
986 2*r2*zeta2*fprim.^2*beta2)./...
987 (zeta2^4*(beta1^2 + beta2^2)^2 + fprim.^4 +
988 2*zeta2^2*fprim.^2*(beta2^2 - beta1^2)));
989     I2 = a2*Am2*((r2*fprim.*(zeta2^2*(beta1^2 + beta2^2) - fprim.^2) -
990 2*a2*zeta2^2*fprim*beta2)./...
991 (zeta2^4*(beta1^2 + beta2^2)^2 + fprim.^4 +
992 2*zeta2^2*fprim.^2*(beta2^2 - beta1^2)));
993
994     P0 = rho_e*c_e*U0*cosd(theta)/(r^2*omega0);
995
996     spectraDSE = P0.^2*( (1 + cos(pi*fprim))./(2*(1-fprim.^2).^2) ).*(
997 (R1.^2 + I1.^2) + (R2.^2 + I2.^2) + 2*( ( R1.*R2 + I1.*I2
998 ).*cos(pi*fprim*Td/t0) + (R1.*I2 - R2.*I1).*sin(pi*fprim*Td/t0) ) );
999     spectraDSE = spectraDSE(1:Nfft/2+1); spectraDSE(2:end-1) =
1000 2*spectraDSE(2:end-1); % énergie Pa^2*s/Hz

```

```

1001
1002     f = f(1:Nfft/2+1);
1003
1004     energyCollision = trapz(f, spectraDSE); % Pa^2*s rms
1005
1006 elseif strcmpi(modeCollision, 'sph_slab')
1007
1008     a = a2;
1009
1010     m = rho1*(4/3)*pi*a^3; % kg
1011
1012     k1 = 1/m;
1013     delta1 = (1 - sigma1^2)/(pi*E1);
1014     delta2 = (1 - sigma2^2)/(pi*E2);
1015     k2 = (4/(3*pi))*sqrt(a)/(delta1 + delta2);
1016     alpha_m = (5*U0^2/(4*k1*k2))^(2/5); % maximum value of the approach,
1017 or the relative displacement of colliding bodies
1018     t0 = 2.9432*alpha_m/U0; % t0 - la durée du contact
1019
1020     C1 = alpha_m*(pi/t0)^2;
1021     C2 = (pi/t0)^4 + 4*(c_e/a)^4;
1022     C3 = 4*(c_e/a)^3 + 2*(pi/t0)^2*(c_e/a);
1023     C4 = 4*(c_e/a)^3 - 2*(pi/t0)^2*(c_e/a);
1024     C5 = 2*(pi/t0)^3;
1025     C6 = 4*(pi/t0)*(c_e/a)^2;
1026
1027     r1 = sqrt(r^2 + a^2 - 2*a*r*cosd(theta));
1028     cos_theta1 = (r^2-(r1^2+a^2))/(2*a*r1);
1029     r2 = sqrt(r^2 + a^2 + 2*a*r*cosd(theta));
1030     cos_theta2 = (r2^2+a^2-r^2)/(2*a*r2);
1031
1032     tavant = 0:1/Fsp:t0;
1033     tapres = t0+1/Fsp:1/Fsp:(N-1)/Fsp;
1034
1035     % direct solutions to integral convolutions
1036
1037     pla = rho_e*c_e*a/(2*r1)*cos_theta1*C1/C2*( ( C3*sin(pi*tavant/t0) -
1038 C5*cos(pi*tavant/t0) ) - ...
1039     ( C6*sin(c_e*tavant/a) - C5*cos(c_e*tavant/a) ).*exp(-c_e*tavant/a)
1040 + ...
1041     (1 - a/r1)*( C6*cos(pi*tavant/t0) - C4*sin(pi*tavant/t0) ) - ...
1042     (1 - a/r1)*( C6*cos(c_e*tavant/a) + C5*sin(c_e*tavant/a) ).*exp(-
1043 c_e*tavant/a) );
1044
1045     plb = rho_e*c_e*a/(2*r1)*cos_theta1*C1/C2*( (-C6*sin(c_e*(tapres -
1046 t0)/a) + C5*cos(c_e*(tapres - t0)/a) ).*exp(-c_e*(tapres - t0)/a) - ...
1047     ( C6*sin(c_e*tapres/a) - C5*cos(c_e*tapres/a) ).*exp(-c_e*tapres/a)
1048 - ...
1049     (1 - a/r1)*( C6*cos(c_e*(tapres - t0)/a) - C5*sin(c_e*(tapres -
1050 t0)/a) ).*exp(-c_e*(tapres - t0)/a) - ...
1051     (1 - a/r1)*( C6*cos(c_e*tapres/a) + C5*sin(c_e*tapres/a) ).*exp(-
1052 c_e*tapres/a) );

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

1053
1054     p2a = rho_e*c_e*a/(2*r2)*cos_theta2*C1/C2*((C3*sin(pi*tavant/t0) -
1055 C5*cos(pi*tavant/t0)) - ...
1056     (C6*sin(c_e*tavant/a) - C5*cos(c_e*tavant/a)).*exp(-c_e*tavant/a) +
1057 ...
1058     (1 - a/r2)*(C6*cos(pi*tavant/t0) - C4*sin(pi*tavant/t0)) - ...
1059     (1 - a/r2)*(C6*cos(c_e*tavant/a) + C5*sin(c_e*tavant/a)).*exp(-
1060 c_e*tavant/a) );
1061
1062     p2b = rho_e*c_e*a/(2*r2)*cos_theta2*C1/C2*((-C6*sin(c_e*(tapres -
1063 t0)/a) + C5*cos(c_e*(tapres - t0)/a)).*exp(-c_e*(tapres - t0)/a) - ...
1064     (C6*sin(c_e*tapres/a) - C5*cos(c_e*tapres/a)).*exp(-c_e*tapres/a) -
1065 ...
1066     (1 - a/r2)*(C6*cos(c_e*(tapres - t0)/a) - C5*sin(c_e*(tapres -
1067 t0)/a)).*exp(-c_e*(tapres - t0)/a) - ...
1068     (1 - a/r2)*(C6*cos(c_e*tapres/a) + C5*sin(c_e*tapres/a)).*exp(-
1069 c_e*tapres/a) );
1070
1071     p1 = [p1a, p1b];
1072     p2 = [p2a, p2b];
1073
1074     if theta == 0
1075         delta_t = a*(pi/2 - 1)/c_e;    % theta = 0°
1076     else
1077         delta_t = 0;    % theta > 0°
1078     end
1079
1080     Td = abs((r2 - a) - (r1 - a))/c_e + delta_t;
1081     p2 = circshift(p2, [0, fix(Td*Fsp)]);
1082     signalCollision = p1 - p2;
1083
1084     Acc = 1.067*U0./( 1-4*f.^2*t0^2 ).*( 1+exp(-1i*2*pi*f*t0) );    % FT on
1085 acceleration profile givne by Goldsmith sphere-slab impact
1086
1087     omega = 2*pi*f;
1088     P1 = ( rho_e*a*c_e/r1^2*( c_e + 1i*r1*omega ).*( 2*(c_e/a)^2 - omega.^2
1089 - 1i*2*omega*c_e/a )./( ( 2*(c_e/a)^2 - omega.^2 ).^2 +
1090 4*omega.^2*(c_e/a).^2 )*cosd(theta) ).*Acc;
1091     P2 = -( rho_e*a*c_e/r2^2*( c_e + 1i*r2*omega ).*( 2*(c_e/a)^2 -
1092 omega.^2 - 1i*2*omega*c_e/a )./( ( 2*(c_e/a)^2 - omega.^2 ).^2 +
1093 4*omega.^2*(c_e/a).^2 )*cosd(theta) ).*Acc;
1094     PP = P1 + P2.*exp(-1i*omega*Td);
1095     spectraDSE = abs(PP.*conj(PP));    % énergie Pa^2*s/Hz
1096
1097     spectraDSE = spectraDSE(1:Nfft/2+1);    spectraDSE(2:end-1) =
1098 2*spectraDSE(2:end-1);    % Pa^2
1099
1100     f = f(1:Nfft/2+1);
1101     energyCollision = trapz(f, spectraDSE);    % Pa^2*s rms
1102
1103 end
1104 end
1105

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

1106 function [I_r, U_impact] = mechanicsOfSediments(Ds, Dsm, tau, qs, rho,
1107 rhos)
1108
1109 % inputs: diameter Ds, mean diameter Dsm, bed shear stress tau, sediment
1110 flux qs (kg/s/m), densities
1111 % outputs: impact rate (noImp/m^2/s) and impact velocity (m/s)
1112
1113 g = 9.805;
1114 nu = 1e-6; % kinematic viscosity of water
1115 CSF = 0.8; % shape Corey factor, CSF = c/(a*b)^(1/2)
1116 P = 3.5; % roundedness factor (Powers scale)
1117
1118 tau_star = tau/(g*(rhos - rho)*Ds); % Shields number
1119
1120 tau_star_scm = 0.05; % critical Shields number based on surface GSD
1121 (Ashida & Michiue, 1972) (Parker, 2002)
1122
1123 % koeff1 = -1;
1124 % koeff2 = -2;
1125 % koeff3 = 0.843;
1126 % koeff4 = 0.3396;
1127
1128 koeff1 = -1;
1129 koeff2 = -2;
1130 koeff3 = 0.843;
1131 koeff4 = 0.3396;
1132
1133 if Ds/Dsm <= 0.4
1134     tau_star_sci = tau_star_scm*koeff3*(Ds/Dsm)^koeff1; % modified
1135     hiding factor (Egiazaroff, 1965)
1136 else
1137     % tau_star_sci = tau_star_scm*(log(19)/log(19*Dsm/Ds))^(-koeff2);
1138     tau_star_sci = tau_star_scm*(1+koeff4*log(Ds/Dsm))^koeff2;
1139 end
1140
1141 D_star = (rhos - rho)*g*Dsm^3/(rho*nu^2); % (Dietrich, 1982)
1142
1143 if D_star > 0.05
1144     R1 = -3.76715 + 1.92944*log10(D_star) - 0.09815*(log10(D_star))^2 -
1145     0.00575*(log10(D_star))^3 + 0.00056*(log10(D_star))^4; % Stokes regime
1146 else
1147     R1 = log10(1.71e-4*D_star^2);
1148 end
1149
1150 R2 = log10(1 - (1 - CSF)/0.85) - (1 - CSF)^2.3*tanh(log10(D_star) - 4.6) +
1151 0.3*(0.5 - CSF)*(1 - CSF)^2*(log10(D_star) - 4.6);
1152 R3 = (0.65 - (CSF/2.83*tanh(log10(D_star) - 4.6)))^(1+(3.5-P)/2.5);
1153 W_star = R3*10^(R1 + R2);
1154
1155 w_f = (W_star*(rhos - rho)*g*nu/rho)^(1/3);
1156
1157 tau_ratio_bed = tau_star/tau_star_sci;

```



```

1158
1159 u_star = sqrt(tau/rho); % shear flow velocity
1160
1161 if u_star/w_f < 1 && tau_ratio_bed >= 1
1162     us = sqrt((rhos/rho - 1)*g*Ds)*1.56*(tau_ratio_bed - 1)^0.56; % mean
1163     downstream saltation velocity; see fig. 3
1164     Hs = Ds*1.44*(tau_ratio_bed - 1)^0.5; % saltation hop
1165     Ls = Ds*8*(tau_ratio_bed - 1)^0.88/(1 - (u_star/w_f)^2)^(1/2);
1166     wsd = 0.4*sqrt((rhos/rho - 1)*g*Ds)*(tau_ratio_bed - 1)^0.18*sqrt(1 -
1167     (u_star/w_f)^2);
1168     U_impact = sqrt((2*wsd)^2 + us^2); % total impact velocity,
1169     multiplying coefficient 2 to compute wsi & we consider us = usi
1170 else
1171     Ls = inf; U_impact = 0;
1172 end
1173 I_r = qs/(pi*Ds^3/6*rhos*Ls); % number of impacts/m^2/s
1174 end
1175
1176 function H_est = hauteurManning(Q, W, S)
1177 n = 0.04; % Manning's coeff
1178 H_est = 1e-3;
1179 for i =1:1000
1180     Q_n = (1.49/n)*W*H_est*(W*H_est/(W+2*H_est))^(2/3)*S^(1/2);
1181     H_est = H_est+0.01;
1182     if Q_n > Q
1183         break
1184     end
1185 end
1186 end
1187
1188
1189 function [cdfD1, ClassesD] = simGSD_Recking(D50, kNorm, kMax, Fsand)
1190
1191 % surface cdfD1 simulation (Recking,2013)
1192
1193 % clear; clc;
1194 % D50 = 34; % mm
1195 % D84 = D50*2.3;
1196 % Fsand = 0.33;
1197
1198 D84 = D50*kNorm;
1199
1200 cdfD1 = [];
1201 ClassesD = [];
1202
1203 if Fsand ~= 0, Dm = 2; else, Dm = 16; end;
1204
1205 cdfD1 = [cdfD1 100*Fsand]; ClassesD = [ClassesD Dm]; % Class 0 % if
1206 Fsand==0 then Dm is the chosen minimum pf the cdfD1
1207
1208 Cn = 16; cdfD1 = [cdfD1 (50-100*Fsand)/Cn + 100*Fsand]; ClassesD =
1209 [ClassesD (D50 - Dm)/Cn + Dm]; % Class 1

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

1210
1211 if Dm <= 2, Cn = 3.3; else, Cn = 8; end; cdfD1 = [cdfD1 (50-100*Fsand)/Cn +
1212 100*Fsand]; ClassesD = [ClassesD (D50 - Dm)/Cn + Dm]; % Class 2
1213
1214 Cn = 1.9; cdfD1 = [cdfD1 (50-100*Fsand)/Cn + 100*Fsand]; ClassesD =
1215 [ClassesD (D50 - Dm)/Cn + Dm]; % Class 3
1216
1217 Cn = 1.3; cdfD1 = [cdfD1 (50-100*Fsand)/Cn + 100*Fsand]; ClassesD =
1218 [ClassesD (D50 - Dm)/Cn + Dm]; % Class 4
1219
1220 cdfD1 = [cdfD1 50]; ClassesD = [ClassesD D50]; % Class 5
1221
1222 Cn = 5.9; cdfD1 = [cdfD1 60]; ClassesD = [ClassesD (D84 - D50)/Cn + D50];
1223 % Class 6
1224
1225 Cn = 2.3; cdfD1 = [cdfD1 70]; ClassesD = [ClassesD (D84 - D50)/Cn + D50];
1226 % Class 7
1227
1228 cdfD1 = [cdfD1 84]; ClassesD = [ClassesD D84]; % Class 8
1229
1230 Cn = 1.13; cdfD1 = [cdfD1 90]; ClassesD = [ClassesD Cn*D84]; % Class 9
1231
1232 if Dm <= 2, Cn = 1.66; else, Cn = 1.5; end; cdfD1 = [cdfD1 98]; ClassesD =
1233 [ClassesD Cn*D84]; % Class 10
1234
1235 cdfD1 = [cdfD1 100]; ClassesD = [ClassesD kMax*D84]; % Class 11
1236
1237 % figure;
1238 % semilogx(ClassesD, cdfD1/100, 'bo:', 'linewidth', 4, 'markerfacecolor',
1239 'r', 'markersize', 12); % distribution en nombres de chocs estimée
1240 % set(gca, 'fontsize', 18, 'fontweight', 'b');
1241 % title('Simulated surface cdfD1');
1242 % xlabel('Particle size [mm]'); ylabel('P(N_{\phi} \leq n)');
1243 % grid on; axis([0 ClassesD(end)+10 0 1]);
1244
1245 cdfD1 = cdfD1/100; ClassesD = ClassesD*1e-3;
1246
1247 end

```


A3.4 Batch code (Chapitres 3, 4 et 5)

Ceci est un code de type script MATLAB *.m* qui génère des figures présentées sur les Chapitres 3, 4 et 5 à partir des trois codes présentés dans les Sections A3.1, A3.2 et A3.3. Les sous-sections sont notées dans les commentaires du code.


```

1  clear; clc;
2
3  warning off; format compact; rng default; scrSize = get(0,'ScreenSize');
4  set(0,'defaultAxesFontSize', 22, 'defaultAxesFontWeight', 'b',
5  'DefaultAxesFontname', 'Times New Roman') ;
6
7  % the script calls the functions Collision2Particles.m,
8  % model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct.m, acoustic_model_bedload.m
9  % comment the code cell referring to a certain sub-section
10
11 %%
12 %% modeling the spectrum of an impact
13 [fr, spectraDSE, ~, ~, ~] = Collision2Particles(20/2*1e-3, 20/2*1e-3,
14 312500, 2^14, 312500, 1, 0, 1, 'granit', 999, 1483, 'sph_slab');
15 loglog(fr, spectraDSE, 'linewidth', 3); hold on; xlabel('Frequency (Hz)');
16 ylabel('Energy Spectral Density (Pa^2.s.Hz^{-1})'); axis tight; grid on;
17
18 %%
19 %% Section 2.3.2.2 fig. 2.38
20 Dict = []; k = 1; diams = fliplr([1, 10:10:150]); cc = jet(length(diams));
21 lin = linspace(1, 8, length(diams));
22 for i = diams
23     [fr, spectraDSE, ~, ~, ~] = Collision2Particles(i/2*1e-3, i/2*1e-3,
24 312500, 2^14, 312500, 1, 0, 1, 'granit', 999, 1483, 'sph_slab');
25     loglog(fr, spectraDSE, 'color', cc(k,:), 'linewidth', lin(k)); k = k+1;
26 hold on;
27 end
28
29 xlabel('Peak Frequency (Hz)'); ylabel('Energy Spectral Density
30 (Pa^2.s.Hz^{-1})'); axis tight; grid on;
31
32 %%
33 %% Section 3.3.1.1
34 Fsp = 312500; N_sig_b = Fsp;
35 Dict = []; k = 1; U = 0.01; modeCollision = 'sph_sph'; for i = 1:150, [f,
36 spectraDSE, ~, ~, ~] = Collision2Particles(i/2*1e-3, i/2*1e-3, Fsp, 2^14,
37 N_sig_b, 1, 0, U, 'granit', 999, 1483, modeCollision); Dict(:,k) =
38 spectraDSE; k = k+1; end
39 cc = jet(size(Dict,2)); figure; for ii = 1:size(Dict,2), spec = Dict(:,ii);
40 [pp,fp] = max(spec); loglog(f(fp), pp, 's-', 'color', cc(ii,:),
41 'markerfacecolor', cc(ii,:), 'markersize', 10); hold on; end
42 Dict = []; k = 1; U = 0.1; modeCollision = 'sph_sph'; for i = 1:150, [f,
43 spectraDSE, ~, ~, ~] = Collision2Particles(i/2*1e-3, i/2*1e-3, Fsp, 2^14,
44 N_sig_b, 1, 0, U, 'granit', 999, 1483, modeCollision); Dict(:,k) =
45 spectraDSE; k = k+1; end
46 cc = jet(size(Dict,2)); for ii = 1:size(Dict,2), spec = Dict(:,ii); [pp,fp]
47 = max(spec); loglog(f(fp), pp, 's-', 'color', cc(ii,:), 'markerfacecolor',
48 cc(ii,:), 'markersize', 10); hold on; end
49 Dict = []; k = 1; U = 1; modeCollision = 'sph_sph'; for i = 1:150, [f,
50 spectraDSE, ~, ~, ~] = Collision2Particles(i/2*1e-3, i/2*1e-3, Fsp, 2^14,
51 N_sig_b, 1, 0, U, 'granit', 999, 1483, modeCollision); Dict(:,k) =
52 spectraDSE; k = k+1; end

```

```

53 cc = jet(size(Dict,2)); for ii = 1:size(Dict,2), spec = Dict(:,ii); [pp,fp]
54 = max(spec); loglog(f(fp), pp, 's-', 'color', cc(ii,:), 'markerfacecolor',
55 cc(ii,:), 'markersize', 10); hold on; end
56 Dict = []; k = 1; U = 1; modeCollision = 'sph_slab'; for i = 1:150, [f,
57 spectraDSE, ~, ~, ~] = Collision2Particles(i/2*1e-3, i/2*1e-3, Fsp, 2^14,
58 N_sig_b, 1, 0, U, 'granit', 999, 1483, modeCollision); Dict(:,k) =
59 spectraDSE; k = k+1; end
60 cc = jet(size(Dict,2)); for ii = 1:size(Dict,2), spec = Dict(:,ii); [pp,fp]
61 = max(spec); loglog(f(fp), pp, 's-', 'color', cc(ii,:), 'markerfacecolor',
62 cc(ii,:), 'markersize', 10); hold on; end
63 xlabel('Peak Frequency (Hz)'); ylabel('Peak Energy (Pa^2.s.Hz^{-1})')
64
65 %%
66 % Section 4.1.3.3 Phi Phi
67 Fsp = 312500; N_sig_b = Fsp; modeCollision = 'sph_sph'; Nclasses = 64;
68 dd = []; U = 1; cc = jet(Nclasses); ii = 10:64; k = 1; figure; for i = ii,
69 [fr, spectraDSE, ~, ~, ~] = Collision2Particles(i/2*1e-3, i/2*1e-3, Fsp,
70 2^14, N_sig_b, 1, 0, U, 'granit', 999, 1483, modeCollision); loglog(fr,
71 spectraDSE*30, 'color', cc(i,:)); dd(:,k) = spectraDSE*30; k=k+1; hold on;
72 end
73 plot(fr, sum(dd, 2), 'k:', 'linewidth', 5); axis tight; grid on; colormap
74 jet; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD ( Pa^2Hz^{-1} )');
75
76 %%
77 % Section 4.1.3.3 Phi Phi Prim
78 Fsp = 312500; N_sig_b = Fsp; modeCollision = 'sph_sph'; Nclasses = 64;
79 dd = []; U = 1; cc = jet(Nclasses); k = 1; figure; for i = 1:Nclasses, for
80 j = 1:Nclasses, [fr, spectraDSE, ~, ~, ~] = Collision2Particles(i/2*1e-3,
81 j/2*1e-3, Fsp, 2^14, N_sig_b, 1, 0, U, 'granit', 999, 1483, modeCollision);
82 loglog(fr, spectraDSE, 'color', cc(i,:)); dd(:,k) = spectraDSE; k = k + 1;
83 hold on; end, end
84 plot(fr, sum(dd, 2), 'k:', 'linewidth', 5); axis tight; grid on; colormap
85 jet; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('ESD ( Pa^2.s.Hz^{-1} )');
86
87 %%
88 % Section 4.2.1
89 p_rms = []; fpeak = []; T_sig_b = 30; modeCollision = 'sph_slab'; figure;
90 % define modeCollision = 'sph-slab' for sphere-slab impact modeling
91 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
92 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'number', 2:4, 2:4, 1:64,
93 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
94 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
95 eCollision);
96 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
97 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
98 [fpeak, fpek];
99 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 1); hold on;
100 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
101 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'number', 4:8, 2:4, 1:64,
102 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
103 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
104 eCollision);

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

105 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
106 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
107 [fpeak, fpek];
108 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 2);
109 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
110 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'number', 8:12, 2:4, 1:64,
111 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
112 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
113 eCollision);
114 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
115 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
116 [fpeak, fpek];
117 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 3);
118 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
119 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'number', 12:16, 2:4, 1:64,
120 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
121 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
122 eCollision);
123 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
124 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
125 [fpeak, fpek];
126 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 4);
127 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
128 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'number', 16:22, 2:4, 1:64,
129 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
130 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
131 eCollision);
132 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
133 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
134 [fpeak, fpek];
135 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 5);
136 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
137 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'number', 22:32, 2:4, 1:64,
138 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
139 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
140 eCollision);
141 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
142 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
143 [fpeak, fpek];
144 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 6);
145 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
146 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'number', 32:46, 2:4, 1:64,
147 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
148 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
149 eCollision);
150 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
151 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
152 [fpeak, fpek];
153 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 7);
154 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
155 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'number', 46:64, 2:4, 1:64,
156 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
157 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
158 eCollision);

```



```

159 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
160 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
161 [fpeak, fpek];
162 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 8);
163 axis tight; grid on; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD ( Pa^2.Hz^{-1}
164 )'); legend('\phi 2-4 mm', '\phi 4-8 mm', '\phi 8-12 mm', '\phi 12-16 mm',
165 '\phi 16-22 mm', '\phi 22-32 mm', '\phi 32-46 mm', '\phi 46-64 mm');
166 di1 = [2,4,8,12,16,22,32,46]; di2 = [4,8,12,16,22,32,46,64]; Di_c =
167 sqrt(di1.*di2);
168 [xData, yData] = prepareCurveData( Di_c, p_rms ); ft = fittype( 'power1' );
169 [fitresult, gof] = fit( xData, yData, ft ); b_p_rms = fitresult.b; a_p_rms
170 = fitresult.a; ci_p_rms = confint(fitresult,0.95);
171 [xData, yData] = prepareCurveData( Di_c*1e-3, fpeak ); ft = fittype(
172 'power1' ); [fitresult, gof] = fit( xData, yData, ft ); bfpeak =
173 fitresult.b; afpeak = fitresult.a; cifpeak = confint(fitresult,0.95);
174 figure;
175 yyaxis left; semilogy(Di_c, fpeak, 'o:', 'linewidth', 2, 'markersize', 10);
176 ylabel('Peak Frequency (Hz)'); hold on; yyaxis right; semilogy(Di_c, p_rms,
177 'o:', 'linewidth', 2, 'markersize', 10); ylabel('Effective Pressure (Pa)');
178 xlabel('Diameter (mm)');
179
180 %%
181 % Section 4.2.2
182 p_rms = []; fpeak = []; T_sig_b = 30; modeCollision = 'sph_sph'; figure;
183 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
184 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'mass', 2:4, 2:4, 1:64, 1:64,
185 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
186 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
187 eCollision);
188 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
189 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
190 [fpeak, fpek];
191 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 1); hold on;
192 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
193 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'mass', 4:8, 4:8, 1:64, 1:64,
194 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
195 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
196 eCollision);
197 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
198 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
199 [fpeak, fpek];
200 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 2);
201 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
202 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'mass', 8:12, 8:12, 1:64,
203 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
204 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
205 eCollision);
206 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
207 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
208 [fpeak, fpek];
209 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 3);
210 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
211 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'mass', 12:16, 12:16, 1:64,
212 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',

```

```

213 'bruitOFF','signalSim','NNLS','freq','0','spatialOFF','PhiPhi','PhiPhi',mod
214 eCollision);
215 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
216 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
217 [fpeak, fpek];
218 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 4);
219 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
220 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'mass', 16:22, 2:4, 1:64,
221 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
222 'bruitOFF','signalSim','NNLS','freq','0','spatialOFF','PhiPhi','PhiPhi',mod
223 eCollision);
224 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
225 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
226 [fpeak, fpek];
227 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 5);
228 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
229 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'mass', 22:32, 2:4, 1:64,
230 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
231 'bruitOFF','signalSim','NNLS','freq','0','spatialOFF','PhiPhi','PhiPhi',mod
232 eCollision);
233 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
234 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
235 [fpeak, fpek];
236 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 6);
237 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
238 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'mass', 32:46, 2:4, 1:64,
239 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
240 'bruitOFF','signalSim','NNLS','freq','0','spatialOFF','PhiPhi','PhiPhi',mod
241 eCollision);
242 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
243 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
244 [fpeak, fpek];
245 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 7);
246 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
247 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'mass', 46:64, 2:4, 1:64,
248 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
249 'bruitOFF','signalSim','NNLS','freq','0','spatialOFF','PhiPhi','PhiPhi',mod
250 eCollision);
251 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
252 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
253 [fpeak, fpek];
254 loglog(fr, spectra_sim, 'k', 'linewidth', 8);
255 axis tight; grid on; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD ( Pa^2^.Hz^{-1}
256 )'); legend('\phi 2-4 mm', '\phi 4-8 mm', '\phi 8-12 mm', '\phi 12-16 mm',
257 '\phi 16-22 mm', '\phi 22-32 mm', '\phi 32-46 mm', '\phi 46-64 mm');
258 di1 = [2,4,8,12,16,22,32,46]; di2 = [4,8,12,16,22,32,46,64]; Di_c =
259 sqrt(di1.*di2);
260 [xData, yData] = prepareCurveData( Di_c, p_rms ); ft = fittype( 'power1' );
261 [fitresult, gof] = fit( xData, yData, ft ); b_p_rms = fitresult.b; a_p_rms
262 = fitresult.a; ci_p_rms = confint(fitresult,0.95);
263 [xData, yData] = prepareCurveData( Di_c*1e-3, fpeak ); ft = fittype(
264 'power1' ); [fitresult, gof] = fit( xData, yData, ft ); bfpeak =
265 fitresult.b; afpeak = fitresult.a; cifpeak = confint(fitresult,0.95);
266 figure; yyaxis left; semilogy(Di_c, fpeak, 's-', 'linewidth', 2,
267 'markersize', 10); ylabel('Peak Frequency (Hz)'); hold on; yyaxis right;

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

268 semilogy(Di_c, p_rms, 'o-', 'linewidth', 2, 'markersize', 10);
269 ylabel('Effective Pressure (Pa)'); xlabel('Diameter (mm)');
270
271 %%
272 % Section 4.2.3
273 p_rms = []; fpeak = []; T_sig_b = 30; modeCollision = 'sph_sph'; M =
274 [1,10,100,1000,10000]; fh1 = figure; fh2 = figure; set(0, 'currentfigure',
275 fh1);
276 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
277 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'mass', 2:4, 2:4, 1:64, 1:64,
278 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
279 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
280 eCollision);
281 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
282 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
283 [fpeak, fpek];
284 loglog(fr, spectra_sim, 'b', 'linewidth', 2); hold on;
285 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
286 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10, 1, 'mass', 2:4, 4:8, 1:64,
287 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
288 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
289 eCollision);
290 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
291 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
292 [fpeak, fpek];
293 loglog(fr, spectra_sim, 'b', 'linewidth', 3);
294 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
295 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(100, 1, 'mass', 2:4, 8:12, 1:64,
296 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
297 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
298 eCollision);
299 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
300 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
301 [fpeak, fpek];
302 loglog(fr, spectra_sim, 'b', 'linewidth', 4);
303 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
304 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1000, 1, 'mass', 2:4, 12:16, 1:64,
305 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
306 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
307 eCollision);
308 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
309 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
310 [fpeak, fpek];
311 loglog(fr, spectra_sim, 'b', 'linewidth', 5);
312 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
313 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10000, 1, 'mass', 2:4, 2:4, 1:64,
314 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
315 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
316 eCollision);
317 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
318 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
319 [fpeak, fpek];
320 loglog(fr, spectra_sim, 'b', 'linewidth', 6);

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

321 [xData, yData] = prepareCurveData( M, p_rms ); ft = fitype( 'power1' );
322 [fitresult, gof] = fit( xData, yData, ft ); b_p_rms_1 = fitresult.b;
323 a_p_rms_1 = fitresult.a; ci_p_rms = confint(fitresult,0.95);
324 set(0, 'currentfigure', fh2); loglog(M, p_rms, 'bs-', 'linewidth', 2);
325 xlabel('Mass (kg)'); ylabel('Effective Pressure (Pa)'); hold on; set(0,
326 'currentfigure', fh1);
327 p_rms = [];
328 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
329 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'mass', 8:12, 2:4, 1:64,
330 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
331 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
332 eCollision);
333 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
334 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
335 [fpeak, fpek];
336 loglog(fr, spectra_sim, 'm', 'linewidth', 2); hold on;
337 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
338 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10, 1, 'mass', 8:12, 4:8, 1:64,
339 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
340 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
341 eCollision);
342 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
343 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
344 [fpeak, fpek];
345 loglog(fr, spectra_sim, 'm', 'linewidth', 3);
346 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
347 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(100, 1, 'mass', 8:12, 8:12, 1:64,
348 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
349 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
350 eCollision);
351 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
352 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
353 [fpeak, fpek];
354 loglog(fr, spectra_sim, 'm', 'linewidth', 4);
355 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
356 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1000, 1, 'mass', 8:12, 12:16, 1:64,
357 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
358 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
359 eCollision);
360 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
361 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
362 [fpeak, fpek];
363 loglog(fr, spectra_sim, 'm', 'linewidth', 5);
364 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
365 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10000, 1, 'mass', 8:12, 2:4, 1:64,
366 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
367 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
368 eCollision);
369 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
370 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
371 [fpeak, fpek];
372 loglog(fr, spectra_sim, 'm', 'linewidth', 6);
373 [xData, yData] = prepareCurveData( M, p_rms ); ft = fitype( 'power1' );
374 [fitresult, gof] = fit( xData, yData, ft ); b_p_rms_2 = fitresult.b;
375 a_p_rms_2 = fitresult.a; ci_p_rms = confint(fitresult,0.95);

```

```

376 set(0, 'currentfigure', fh2); loglog(M, p_rms, 'mo-', 'linewidth', 2);
377 xlabel('Mass (kg)'); ylabel('Effective Pressure (Pa)'); hold on; set(0,
378 'currentfigure', fh1);
379 p_rms = [];
380 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
381 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1, 1, 'mass', 32:46, 2:4, 1:64,
382 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
383 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
384 eCollision);
385 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
386 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
387 [fpeak, fpek];
388 loglog(fr, spectra_sim, 'c', 'linewidth', 2); hold on;
389 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
390 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10, 1, 'mass', 32:46, 4:8, 1:64,
391 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
392 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
393 eCollision);
394 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
395 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
396 [fpeak, fpek];
397 loglog(fr, spectra_sim, 'c', 'linewidth', 3);
398 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
399 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(100, 1, 'mass', 32:46, 8:12, 1:64,
400 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
401 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
402 eCollision);
403 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
404 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
405 [fpeak, fpek];
406 loglog(fr, spectra_sim, 'c', 'linewidth', 4);
407 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
408 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(1000, 1, 'mass', 32:46, 12:16,
409 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
410 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
411 eCollision);
412 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
413 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
414 [fpeak, fpek];
415 loglog(fr, spectra_sim, 'c', 'linewidth', 5);
416 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
417 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10000, 1, 'mass', 32:46, 2:4, 1:64,
418 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '0',
419 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
420 eCollision);
421 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; [~, pp] = max(spectra_sim); fpek =
422 fr(pp); prms = sqrt(trapz(fr, spectra_sim)); p_rms = [p_rms, prms]; fpeak =
423 [fpeak, fpek];
424 loglog(fr, spectra_sim, 'c', 'linewidth', 6);
425 [xData, yData] = prepareCurveData( M, p_rms ); ft = fittype( 'power1' );
426 [fitresult, gof] = fit( xData, yData, ft ); b_p_rms_3 = fitresult.b;
427 a_p_rms_3 = fitresult.a; ci_p_rms = confint(fitresult,0.95);
428 axis tight; grid on; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD ( Pa^2.Hz^{-1}
429 )'); legend('\phi 2-4 mm', '\phi 4-8 mm', '\phi 8-12 mm', '\phi 12-16 mm',
430 '\phi 16-22 mm', '\phi 22-32 mm', '\phi 32-46 mm', '\phi 46-64 mm');

```

```

431 set(0, 'currentfigure', fh2); loglog(M, p_rms, 'cd-', 'linewidth', 2);
432 xlabel('Mass (kg)'); ylabel('Effective Pressure (Pa)'); legend('\phi 2-4
433 mm', '\phi 8-12 mm', '\phi 32-46 mm'); grid on; axis tight;
434
435 %%
436 % Section 4.3.2.1 phi phi LS ( NOTE: for LS inversion, enter the function
437 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct.m and uncomment the line doing LS
438 inversion )
439 T_sig_b = 30; modeCollision = 'sph_sph';
440 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
441 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10, 10, 'nombre', 10:64, 10:64,
442 1:150, 1:150, 1:150, 1:150, T_sig_b, 1, 1, 1, '1',
443 'bruitON', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mode
444 Collision);
445 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; figure; loglog(fr, spectra_sim); axis
446 tight; grid on; colormap jet; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD (
447 Pa^2.Hz^{-1} )');
448
449 %%
450 % Section 4.3.2.1 phi phi prim LS ( NOTE: for LS inversion, enter the
451 function model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct.m and uncomment the line
452 doing LS inversion )
453 T_sig_b = 30; modeCollision = 'sph_sph';
454 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
455 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10, 10, 'mass', 32:46, 32:46, 1:64,
456 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '1',
457 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhiPrim', 'PhiPhiP
458 rim', modeCollision);
459 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; figure; loglog(fr, spectra_sim); axis
460 tight; grid on; colormap jet; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD (
461 Pa^2.Hz^{-1} )');
462
463 %%
464 % Section 4.3.2.1 100 réalisations bruit LS
465 T_sig_b = 30; modeCollision = 'sph_sph';
466 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
467 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10, 10, 'mass', 32:46, 32:46, 1:64,
468 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '1',
469 'bruitON', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mode
470 Collision);
471 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; figure; loglog(fr, spectra_sim); axis
472 tight; grid on; colormap jet; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD (
473 Pa^2.Hz^{-1} )');
474
475 %%
476 % Section 4.3.2.1 vitesses différentes LS
477 T_sig_b = 30; modeCollision = 'sph_sph';
478 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
479 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10, 10, 'mass', 32:46, 32:46, 1:64,
480 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 0.1, 1, 100, '1',
481 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
482 eCollision);

```

```

483 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; figure; loglog(fr, spectra_sim); axis
484 tight;grid on; colormap jet; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD (
485 Pa^2^.Hz^{-1} )');
486
487 %%
488 % Section 4.3.2.1 phiphprim NNLS
489 T_sig_b = 30; modeCollision = 'sph_sph';
490 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
491 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10, 10, 'mass', 32:46, 32:46, 1:64,
492 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 100, '1',
493 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhiPrim', 'PhiPhiP
494 rim', modeCollision);
495 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; figure; loglog(fr, spectra_sim); axis
496 tight;grid on; colormap jet; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD (
497 Pa^2^.Hz^{-1} )');
498
499 %%
500 % Section 4.3.2.1 vitesses différentes NNLS
501 T_sig_b = 30; modeCollision = 'sph_sph';
502 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
503 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10, 10, 'mass', 32:46, 32:46, 1:64,
504 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 0.1, 1, 100, '1',
505 'bruitOFF', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mod
506 eCollision);
507 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; figure; loglog(fr, spectra_sim); axis
508 tight;grid on; colormap jet; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD (
509 Pa^2^.Hz^{-1} )');
510
511 %%
512 % Section 4.3.2.1 10 et 1 réalisations bruit NNLS
513 T_sig_b = 30; modeCollision = 'sph_sph';
514 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
515 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10, 10, 'mass', 32:46, 32:46, 1:64,
516 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 10, '1',
517 'bruitON', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mode
518 Collision);
519 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; figure; loglog(fr, spectra_sim); axis
520 tight;grid on; colormap jet; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD (
521 Pa^2^.Hz^{-1} )');
522 T_sig_b = 30; modeCollision = 'sph_sph';
523 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
524 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10, 10, 'mass', 32:46, 32:46, 1:64,
525 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 1, 1, 1, '1',
526 'bruitON', 'signalSim', 'NNLS', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mode
527 Collision);
528 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; figure; loglog(fr, spectra_sim); axis
529 tight;grid on; colormap jet; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD (
530 Pa^2^.Hz^{-1} )');
531
532 %%
533 % Section 4.3.2.1 vitesses différentes MLE
534 T_sig_b = 30; modeCollision = 'sph_sph';
535 [fr, spectra_sim, ~, diams, ~, ~, ~, ~, ~, ~, ~] =
536 model_granulo_sim_et_spatial_annexe_fct(10, 10, 'mass', 32:46, 32:46, 1:64,

```

Annexe A3 Codes de simulation acoustique

```

537 1:64, 1:64, 1:64, T_sig_b, 0.1, 1, 100, '1',
538 'bruitOFF', 'signalSim', 'MLE', 'freq', '0', 'spatialOFF', 'PhiPhi', 'PhiPhi', mode
539 Collision);
540 spectra_sim = spectra_sim/T_sig_b; figure; loglog(fr, spectra_sim); axis
541 tight; grid on; colormap jet; xlabel('Frequency (Hz)'); ylabel('PSD (
542 Pa^2.Hz^{-1} )');
543
544 %%
545 % Section 5.2.1
546 acoustic_model_bedload(4e-4, [], [], [], [], 0.9999, 0.5, 1.5, 0.06, 5e-3,
547 2.2, '', 'geometry', 'sph_sph', 'spectrum', 'Wilcock', 1);
548
549 %%
550 % Section 5.2.1
551 acoustic_model_bedload(0.055/100, [], [], 30, 51, 0, 0.5, 1.5, 0.06,
552 24e-3, 2.2, 'VMT_Isere\20160629_s101854r_e140441r.mat', 'geometry',
553 'sph_sph', 'spectrum', 'Wilcock', 1);

```