



HAL
open science

Modélisation de l'impact d'un bloc rocheux sur un terrain naturel, application à la trajectographie des chutes de blocs

Franck Bourrier

► **To cite this version:**

Franck Bourrier. Modélisation de l'impact d'un bloc rocheux sur un terrain naturel, application à la trajectographie des chutes de blocs. Sciences de l'ingénieur [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2008. Français. NNT: . tel-00363526

HAL Id: tel-00363526

<https://theses.hal.science/tel-00363526>

Submitted on 23 Feb 2009

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.

INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque :

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'Institut Polytechnique de Grenoble

Spécialité : « Matériaux, Mécanique, Génie civil, Electrochimie »

préparée en partenariat entre l'Unité de Recherche EROSION TORRENTIELLE, NEIGE ET AVALANCHES du CEMAGREF DE GRENOBLE et le laboratoire SOLS, SOLIDES, STRUCTURES - RISQUES.

dans le cadre de *l'Ecole Doctorale « Ingénierie - Matériaux Mécanique Energétique Environnement Procédés Production »*

présentée et soutenue publiquement par

Franck BOURRIER

le 14 novembre 2008

Modélisation de l'impact d'un bloc rocheux sur un terrain naturel, application à la trajectographie des chutes de blocs

Directeur de thèse : François NICOT

Co-directeur de thèse : Félix DARVE

JURY

M. P.Y. HICHER	Professeur à l'Ecole Centrale de Nantes	, Président
M. D. KONDO	Professeur à l'UST Lille	, Rapporteur
M. R. WAN	Professeur à l'Université de Calgary	, Rapporteur
M. F. NICOT	Chargé de Recherche au Cemagref	, Directeur de thèse
M. F. DARVE	Professeur à l'INP Grenoble	, Co-directeur de thèse
M. F. RADJAI	Directeur de Recherche au CNRS	, Examineur

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude à l'ensemble des membres du jury. Merci à Pierre-Yves Hicher de m'avoir fait l'honneur de présider ce jury ainsi qu'à Richard Wan et Djimedo Kondo d'avoir bien voulu se prêter à la lourde tâche de rapporteur. Un très grand merci également à Farhang Radjai d'avoir participé au jury. Vos remarques à l'égard de mes travaux et nos échanges au cours de la soutenance ont été très enrichissants.

Je tiens également à remercier mes directeurs de thèse. Merci à François Nicot pour le soutien qu'il m'a apporté tout au long de mon travail de thèse. Nos rencontres régulières et nos discussions m'ont permis d'avancer dans ma réflexion tout en conservant l'objectif final en tête. Merci également à Félix Darve de m'avoir fait partagé sa grande expérience, sa passion pour la science et de m'avoir aidé à prendre du recul en de nombreuses circonstances. Merci à tous les deux.

Ces trois années de thèse ont été l'occasion de nombreuses rencontres déterminantes et enrichissantes aussi bien d'un point de vue professionnel que personnel. Un grand merci, donc, à l'ensemble de l'équipe du Cemagref.

En particulier, un grand merci à David pour m'avoir fait découvrir les plaisirs de la modélisation discrète ; à Stéphane, pour avoir partagé mes élucubrations sur l'impact sur un milieu granulaire ; à Nico, pour sa patience lors d'explications sans cesse renouvelées sur le Bayésien ; à Guillaume et Thierry, pour les nombreuses discussions que nous avons eues sur la nécessité de faire des essais de calibration ; à Hervé, pour son aide précieuse lors des manips et pour les petit-déjeuners à la cafète ; à Adeline, pour avoir partagé avec moi l'expérience inoubliable des essais "Thierry la Fronde". Enfin, merci à Luuk et Fred pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour les nombreux échanges que nous avons eus au cours de ces trois années.

Je ne peux clore ce paragraphe sans avoir également une pensée pour mes camarades de pause-café, que je ne peux, évidemment, pas tous citer (mais, ils se reconnaîtront), et pour les inconditionnels de la course à pied du midi (Stéphane, Ghislain, Marc, Marie-Anne, Eric, Sophie...). Les premiers ont fortement contribué à égayer mon quotidien par leurs discussions aussi diverses que variées et les seconds ont été déterminants pour ma santé mentale lors de la rédaction (même si j'ai gâché contribué à dégrader la leur par mes discussions incessantes sur la dite rédaction).

Merci aussi à mes proches, famille comme amis, avec qui je partage tant ; et, avant tout, à mes parents et mon grand-père pour m'avoir accompagné et pour m'avoir soutenu dans les moments importants.

Pour finir, je tiens particulièrement à remercier Manue et Emile. Emile, tu dois encore te demander pourquoi ton papa regardait cette "drôle de boîte" avec un air si sérieux lors de ton premier été parmi nous. Ton arrivée a été un grand bonheur et je ne suis pas près d'oublier tes "aba" et tes sourires en réponse à mes interrogations de thésard en rédaction et d'apprenti-papa. Manue, sans toi ce travail n'aurait sans doute jamais débuté. Tu as su me motiver, me soutenir, m'écouter et me supporter pendant cette période, et bien avant aussi. Je te remercie également pour tous les moments de joie et de doute partagés lors de ces trois années, et pour les moments à venir.

Table des matières

Introduction	17
1 Etat de l'art	21
1.1 Contexte général	21
1.1.1 L'aléa chute de blocs	21
1.1.2 Principales caractéristiques de la trajectoire d'un bloc en chute	22
1.1.3 Caractéristiques principales des sols composant les versants	23
1.1.4 L'éboulis : un sol granulaire grossier non cohésif	24
1.2 Trajectographie des chutes de blocs	26
1.2.1 Modèles d'analyse trajectographique	26
1.2.2 Modélisation de l'impact en trajectographie des chutes de bloc	29
1.2.3 Intérêts et limitations des approches actuelles	34
1.3 Etude de l'impact sur un sol granulaire grossier	35
1.3.1 Etudes expérimentales de l'impact d'un bloc sur un sol grossier	35
1.3.2 Modélisations et expérimentations d'impacts sur des milieux granulaires modèles	38
1.3.3 Propagation des ondes dans les milieux granulaires	40
1.4 Modélisation numérique par la Méthode aux Eléments Discrets	42
1.4.1 Intérêt d'une approche numérique discrète	42
1.4.2 La Méthode aux Eléments Discrets	42
1.4.3 Lois de contact	48
1.4.4 Modélisation de la forme des particules	51
1.4.5 Modélisation de la fracturation des particules	53
1.5 Résumé - Conclusions	55
2 Modélisation numérique de l'impact	57
2.1 Introduction	57
2.2 Modélisation numérique d'un éboulis	57
2.2.1 Caractéristiques géométriques des particules	58
2.2.2 Caractéristiques mécaniques des particules : choix de la loi de contact	59
2.2.3 Principales caractéristiques de l'échantillon de sol	61
2.3 Simulation numérique d'un impact	65
2.3.1 Principe de la simulation	65
2.3.2 Variabilité des résultats	67

2.3.3	Protocole de simulation et d'analyse statistique des résultats	69
2.4	Etude de l'influence des paramètres de simulation	71
2.4.1	Influence des dimensions de l'échantillon	71
2.4.2	Influence des caractéristiques de l'éboulis	72
2.5	Simulations d'essais d'impact sur milieux granulaires modèles	76
2.5.1	Collision d'une bille sur un empilement granulaire	76
2.5.2	Pénétration d'un objet cylindrique dans un milieu granulaire	78
2.6	Résumé - Conclusions	80
3	Validation du modèle numérique d'impact	85
3.1	Introduction	85
3.2	Essais d'impacts à échelle réduite	85
3.2.1	Procédure expérimentale	85
3.2.2	Caractérisation du milieu impacté	90
3.2.3	Mesure de la cinématique de l'impactant	95
3.2.4	Résultats expérimentaux	104
3.3	Comparaison et consolidation du modèle numérique de sol	109
3.3.1	Simulations à échelle réduite	109
3.3.2	Simulations en grandeur réelle	114
3.3.3	Influence de la dégradation locale des propriétés du matériau aux points de contact	119
3.4	Résumé - Conclusions	123
4	Phénomènes en jeu au cours de l'impact	125
4.1	Objectif	125
4.2	Caractéristiques du modèle numérique de sol	125
4.3	Définition des grandeurs énergétiques en jeu au cours de l'impact	126
4.4	Echanges énergétiques au cours de l'impact	128
4.4.1	Echange énergétique initial	128
4.4.2	Propagation d'une onde de compression	136
4.4.3	Influence des conditions aux limites	142
4.5	Conditions d'existence du rebond	144
4.5.1	Définition d'un critère global de rebond	145
4.5.2	Diagramme d'existence du rebond de l'impactant	145
4.5.3	Modèle explicatif des conditions d'existence du rebond du bloc	148
4.5.4	Influence de V^{in} , α^{in} et de la forme des particules sur l'existence du rebond	156
4.6	Résumé - Conclusions	159
5	Loi stochastique d'impact	161
5.1	Objectif	161
5.2	Campagne de simulation numérique	162
5.3	Développement d'une loi stochastique d'impact	163
5.3.1	Expression générale de la loi d'impact	163

5.3.2	Modélisation stochastique de l'impact	164
5.3.3	Indicateurs de qualité de la loi stochastique d'impact	165
5.4	Formulation de la loi stochastique d'impact	166
5.4.1	Choix de la loi stochastique d'impact	166
5.4.2	Formulation de la loi stochastique d'impact d'ordre 1	167
5.5	Analyse détaillée de la loi stochastique d'impact	168
5.5.1	Procédure de comparaison des coefficients a_i de la loi stochastique d'impact	170
5.5.2	Représentativité de la loi stochastique d'impact	170
5.5.3	Influence de la forme des particules et de la porosité du sol	173
5.5.4	Influence de la taille de l'impactant	176
5.6	Applicabilité de la loi d'impact dans un contexte tri-dimensionnel	178
5.7	Intérêt et limitations de la loi stochastique d'impact	182
5.8	Résumé - Conclusions	184
6	Application à la trajectographie	187
6.1	Objectifs	187
6.2	Intégration de la loi stochastique d'impact dans un modèle de trajectographie 3D	187
6.2.1	Définition d'une loi d'impact	188
6.2.2	Procédure de collecte des données de terrain	191
6.3	Prédiction de résultats d'essais en grandeur réelle	192
6.3.1	Essais expérimentaux en grandeur réelle	192
6.3.2	Analyse trajectographique du site d'essai	196
6.3.3	Comparaison des prédictions et des résultats d'essais	198
6.4	Intégration du modèle d'impact dans un contexte prédictif global	206
6.4.1	Définition de l'aléa de propagation des blocs	206
6.4.2	Détermination de la probabilité de passage des blocs	207
6.4.3	Détermination des zones à risque	208
6.4.4	Intégration d'ouvrages de protection	216
6.5	Résumé - Conclusions	221
	Conclusion	223
	Bibliographie	226
	Annexe A Expression analytique de la loi stochastique d'impact	241
	Annexe B Inférence Bayésienne	243
	Annexe C Méthodes MCMC	245

Table des figures

1.1	Classification des ouvrages de protection pare-blocs en fonction de l'énergie de l'impactant d'après Descoedres (1997).	22
1.2	Modes de déplacement possibles d'un bloc sur un versant : vol libre, rebond, glissement et roulement d'après Descoedres (1997).	23
1.3	Exemples de sites étudiés en trajectographie d'après Desvarreux (2007).	24
1.4	Exemples d'éboulis.	25
1.5	Différents modes de génération des éboulis d'après Selby (1993).	25
1.6	Modèles empiriques de prédiction des distances d'arrêt des blocs basés sur la définition d'angles de propagation depuis le point de départ des blocs (angle φ_d) ou le pied de la falaise (angle φ_p) d'après Dorren (2003).	27
1.7	Définition sur le terrain des trajectoires préférentiellement suivies par les blocs (1) permettant de construire plusieurs profils bi-dimensionnels équivalents (2) d'après Dorren (2003).	28
1.8	Modèles trajectographiques a) 2D développé à l'ADRG (Azimi et al., 1982) ; b) 3D développé à l'EPFL (Falaise., 2001).	29
1.9	Exemple d'étude de définition des zones soumises à un risque de chute de blocs à échelle régionale. Le risque est quantifié en chaque point par la valeur de l'indice RHV (Rockfall Hazard Vector) d'après Frattini et al. (2008).	30
1.10	Définition des vecteurs vitesses incidents (avant impact) et réfléchis (après impact).	31
1.11	Gamme de variation des coefficients R_t et R_n en fonction du type de sol impacté d'après Fornaro et al. (1990).	37
1.12	Schéma du dispositif expérimental utilisé par Beladjine (2007).	39
1.13	D'après Beladjine et al. (2007) : Influence de l'angle d'impact θ_i sur les coefficients de restitution e_z et e_{xz} . L'angle d'impact est relié à l'angle d'incidence par la relation $\theta_i = 90 - \alpha_i$. e_z est le coefficient de restitution normal et e_{xz} est le coefficient de restitution tangentiel.	39
1.14	D'après Rioual (2002) : Influence du nombre de couches N_c de l'empilement granulaire sur le coefficient de restitution e . e est le rapport entre la vitesse incidente et la vitesse réfléchi de l'impactant.	40
1.15	Le pendule de Newton.	41
1.16	Simulation du procédé de bourrage d'un ballast de voie ferrée a) par la <i>dynamique moléculaire</i> (Lu et McDowell, 2007) ; b) par la <i>dynamique des contacts</i> (Azéma, 2007).	43
1.17	Cycle de calcul de la Méthode des Eléments Discrets.	44

1.18	Incréments de déplacement entre les particules normal du_n et tangentiel du_t à la surface de contact. La position de la particule ' i ' est identique aux temps t et $t + dt$ car la représentation est faite dans le repère lié à la particule ' i '.	46
1.19	Exemples de lois de contact a) élastique visqueuse (modèle de Kelvin-Voigt) et b) élasto-plastique (Thornton et Ning, 1998)	50
1.20	Modélisation d'agglomérats insécables de particules sphériques : a) en 2D (Jensen et al., 1999) ; b) en 3D (Bertrand et al., 2006)	52
1.21	Modélisation d'agglomérats insécables de particules sphériques autorisant une interpénétration importante entre les particules : a) en 2D (Claquin, 2003) ; b) en 3D (Lu et McDowell, 2007)	53
1.22	Fracturation d'un élément : a) méthode de remplacement d'un élément (Tsoungui et al., 1999) - s'il y a rupture, l'élément sphérique (en pointillés) est remplacé par 12 sphères (en traits pleins) ; b) modélisation d'aggrégats sécables (Thornton et Liu, 2004)	55
2.1	Caractéristiques géométriques d'un clump.	58
2.2	Courbes granulométriques des échantillons composés de sphères et de clumps.	59
2.3	Description géométrique d'un échantillon de sol.	61
2.4	Génération d'un échantillon de sol.	61
2.5	Intensité des forces de contact au sein de l'échantillon de sol à l'équilibre (l'épaisseur du trait au niveau de chaque contact est fonction de l'intensité de la force de contact).	62
2.6	Evolution de l'orientation des contacts en fonction de l'angle de frottement local utilisé lors de la génération de l'échantillon et du type de particule (a : $\varphi = 0^\circ$, sphères ; b : $\varphi = 15^\circ$, sphères ; c : $\varphi = 30^\circ$, sphères ; d : $\varphi = 0^\circ$, clumps) ; la direction verticale correspond aux angles de 90° et 270°	63
2.7	Evolution des forces moyennes de contact dans les différentes orientations de contacts en fonction de l'angle de frottement local utilisé lors de la génération de l'échantillon et du type de particule (a : $\varphi = 0^\circ$, sphères ; b : $\varphi = 15^\circ$, sphères ; c : $\varphi = 30^\circ$, sphères ; d : $\varphi = 0^\circ$, clumps) ; la direction verticale correspond aux angles de 90° et 270°	64
2.8	Présence de contacts "doubles" au sein d'un échantillon composé de clumps.	64
2.9	Conditions cinématiques incidentes du bloc.	66
2.10	Définition des instants de relevé des vitesses réfléchies du bloc (T_{re}) et de fin de la simulation (T_f).	67
2.11	Densités de probabilité des grandeurs réfléchies obtenues pour 100 simulations d'impact en différents points d'impact ($V^{in} = 20 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$).	68
2.12	Fonction de répartition de l'énergie cinétique réfléchie Ec^{re} obtenue pour 100 simulations d'impact en différents points d'impact ($V^{in} = 20 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$).	68
2.13	Définition de la procédure de choix des points d'impact. Pour des conditions incidentes fixées, les N points d'impact, définis au sein d'une zone centrale de longueur L_s , sont séparés d'une distance d'échantillonnage $d_i = L_s/N$	69

2.14	Evolution de la moyenne et de l'écart type de l'énergie cinétique réfléchie E_c^{re} en fonction du nombre N de simulations réalisées pour des rayons de bloc impactant de a) $R_b = R_m$, b) $R_b = 2R_m$, c) $R_b = 5R_m$, d) $R_b = 10R_m$ ($V^{in} = 20 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$).	70
2.15	Dimensions d'un échantillon de sol.	71
2.16	Influence de la dimension de l'échantillon sur l'évolution de l'énergie cinétique du bloc au cours de l'impact pour $R_b = R_m$	72
2.17	Fonction de répartition de l'énergie cinétique réfléchie E_c^{re} pour une distance minimale L_{min} de $15R_m$ et $40R_m$ et pour des rayons de bloc impactant de a) $R_b = R_m$, b) $R_b = 2R_m$, c) $R_b = 5R_m$ ($V^{in} = 20 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$).	73
2.18	Fonction de répartition des énergies cinétiques réfléchies obtenues pour différents jeu de paramètres de l'échantillon de sol (100 simulations d'impact ; rayons de bloc impactant de a) $R_b = R_m$, b) $R_b = 2R_m$, c) $R_b = 5R_m$, d) $R_b = 10R_m$; $V^{in} = 20 \text{ m/s}$; $\alpha^{in} = 45^\circ$; $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$; $H = 12.5R_m$). Seul les paramètres cités en légende ont été modifiés par rapport à ceux caractérisant l'échantillon de sol servant de référence.	74
2.19	Fonction de répartition des énergies cinétiques réfléchies obtenues pour différents jeu de paramètres de l'échantillon de sol (100 simulations d'impact ; rayons de bloc impactant de a) $R_b = R_m$, b) $R_b = 2R_m$, c) $R_b = 5R_m$, d) $R_b = 10R_m$; $V^{in} = 20 \text{ m/s}$; $\alpha^{in} = 45^\circ$; $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$; $H = 12.5R_m$). Seul les paramètres cités en légende ont été modifiés par rapport à ceux caractérisant l'échantillon de sol servant de référence.	75
2.20	Valeurs du coefficient de restitution normal R_n obtenues lors des essais menés par Beladjine (2007) et par application du protocole de simulation défini.	78
2.21	Valeurs du coefficient de restitution R_v obtenues lors des essais menés par Beladjine (2007) et par application du protocole de simulation défini.	79
2.22	Valeurs de l'angle réfléchi α^{re} obtenues lors des essais menés par Beladjine (2007) et par application du protocole de simulation défini.	79
2.23	D'après Ciamarra et al. (2004) : évolution de la pénétration $y(t)$ et de la vitesse normale à la surface du sol $V_y(t)$ du projectile pour différentes vitesses incidentes v_0 (sur le graphe $V_y(t)$, les ordonnées des courbes $v_0 < 363 \text{ cm/s}$ ont été décalées successivement de 30 cm/s pour des raisons de clarté). Les résultats expérimentaux sont représentés par les symboles "o" (les traits pleins représentent des résultats de simulations numériques menés par Ciamarra et al. (2004)).	81
2.24	Résultats de simulation obtenus pour l'évolution de la pénétration $y(t)$ et de la vitesse normale à la surface du sol $V_y(t)$ du projectile pour différentes vitesses incidentes V^{in} (sur le graphe $V_y(t)$, les ordonnées des courbes $V^{in} < 363 \text{ cm/s}$ ont été décalées successivement de 30 cm/s pour des raisons de clarté).	82
3.1	Impactant utilisé lors des essais.	87
3.2	Dispositif expérimental.	88
3.3	Dispositif de mesure de la trajectoire de l'impactant.	89
3.4	Film de la mire d'étalonnage. Cette mire représente 5 carrés noirs de 20 mm de côté.	90
3.5	Définition de classes de sphéricité des pierres en fonction de leur forme générale d'après Rittenhouse (1943).	91

3.6	Définition de classes d'angularité des pierres en fonction de leur forme générale d'après Krumbein (1941).	92
3.7	Définition de classes de pierres en fonction d'estimations qualitatives de l'angularité et de l'origine des pierres considérées d'après Barton et Kjaernsli (1981).	92
3.8	Pierres constitutives de l'échantillon de sol.	92
3.9	Distribution du nombre de faces des pierres de l'échantillon de sol. La surface d'une face est supérieure à 10% de la surface totale des pierres.	93
3.10	Distribution de l'élanement des pierres de l'échantillon de sol.	93
3.11	Tamissage à sec de l'échantillon de sol.	94
3.12	Courbe granulométrique de l'échantillon de sol.	95
3.13	Soustraction d'une image de fond à chaque image traitée pour isoler l'impactant.	97
3.14	Seuillage de l'image en niveau de gris (a) de l'impactant pour définir une image binaire de l'impactant (b).	97
3.15	Images brutes (haut) et traitées (bas) issues du film à la caméra rapide d'un essai.	97
3.16	Recherche de la position de zones définies à l'image i (a) sur des zones de recherche définies à l'image $i + 1$ (b).	98
3.17	Traitement des images issues de films à la caméra vidéo : deux images correspondant à la trame impaire (b) et à la trame paire (c) sont définies à partir de l'image vidéo initiale (a).	99
3.18	Zoom d'images brutes issues du film à la caméra rapide d'un essai. Lors de l'impact, l'impactant est caché par les pierres de l'éboulis. Le mouvement des points marqués sur l'impactant met en évidence la rotation de l'impactant hors du plan d'incidence.	100
3.19	Trajectoires de l'impactant dans le plan incident au cours de quatre essais.	100
3.20	Evolution des composantes horizontale V_y et verticale V_z de la vitesse de l'impactant dans le plan incident au cours d'un essai.	101
3.21	Principe du calcul de l'angle de rotation $\theta(i \rightarrow i + 1)$ de l'impactant dans le plan d'incidence entre les images i et $i + 1$	103
3.22	Influence du nombre d'essais réalisés sur la moyenne et l'écart-type de la composante normale V_z^{re} et de la composante tangentielle V_y^{re} de la vitesse réfléchie de l'impactant adimensionnées par la vitesse incidente V^{in}	105
3.23	Fonctions de répartition de la composante horizontale V_y^{re} de la vitesse réfléchie dans le plan incident et de la composante tangentielle V_t^{re} de la vitesse réfléchie totale adimensionnées par la vitesse incidente V^{in} pour une série d'essais standard.	106
3.24	Pourcentage d'essais donnant lieu au rebond de l'impactant en fonction de l'angle d'incidence α^{in} pour une série d'essais standard.	107
3.25	Fonctions de répartition des coefficients de restitution normal R_n et tangentiel R_t pour une série d'essais standard.	108
3.26	Fonctions de répartition des coefficients de restitution normal R_n et tangentiel R_t pour différentes valeurs de l'angle d'incidence α^{in} pour une série d'essais standard.	108
3.27	Courbes granulométriques obtenues pour le milieu expérimental et pour le modèle numérique du sol.	111
3.28	Calibration de l'élanement des particules du modèle numérique de sol par rapport à l'élanement des pierres constitutives du milieu expérimental.	111

3.29	Comparaison entre les prédictions des simulations à échelle réduite et les résultats expérimentaux pour la fonction de répartition de la composante normale V_z^{re} de la vitesse réfléchie adimensionnée par la vitesse incidente V^{in}	113
3.30	Comparaison entre les prédictions des simulations à échelle réduite et les résultats expérimentaux pour la fonction de répartition de la composante tangentielle V_y^{re} de la vitesse réfléchie adimensionnée par la vitesse incidente V^{in}	113
3.31	Comparaison entre les prédictions des simulations à échelle réduite et les résultats expérimentaux pour la fonction de répartition de la vitesse de rotation ω^{re} adimensionnée par le rapport V^{in}/R_b	114
3.32	Influence de l'arrangement géométrique des particules du modèle numérique de sol sur les prédictions des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in}	115
3.33	Influence de l'interprétation de la longueur représentative associée à l'analyse granulométrique du sol sur les prédictions des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in}	115
3.34	Influence de la porosité du modèle numérique de sol sur les prédictions des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in}	116
3.35	Influence de la vitesse incidente V^{in} sur les prédictions par des simulations en grandeur réelle des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in}	117
3.36	Influence de la vitesse incidente V^{in} sur les prédictions par des simulations en grandeur réelle de la fonction de répartition de la vitesse de rotation ω^{re} adimensionnée par le rapport V^{in}/R_b	118
3.37	Influence de la forme des particules sur les prédictions par des simulations en grandeur réelle des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in}	118
3.38	Influence de la granulométrie du sol impacté sur les prédictions par des simulations en grandeur réelle des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in}	119
3.39	Relation entre la force normale de contact F_n et l'interpénétration normale au contact u_n pour la loi de contact élasto-plastique développée.	121
3.40	Influence de la force seuil F^{lim} sur les prédictions par des simulations en grandeur réelle des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in}	122
3.41	Influence du coefficient α^{lim} sur les prédictions par des simulations en grandeur réelle des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in}	123
4.1	Evolution de l'énergie cinétique de l'impactant au cours d'un impact. Cette évolution met en évidence deux interactions successives entre l'impactant et le sol. La première interaction correspond à la phase initiale au cours de laquelle une grande partie de l'énergie cinétique incidente de l'impactant est transmise au sol.	129

4.2	Evolution de la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc au cours de la phase initiale en fonction de l'angle d'incidence α^{in} pour différentes vitesses incidentes V^{in} ($R_b = 1, 33R_m$).	130
4.3	Définition de l'angle d'impact local α_c et de l'angle d'incidence local α_L	131
4.4	Evolution de l'angle d'incidence local α_L en fonction de l'angle d'incidence α^{in}	132
4.5	Evolution de la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc au cours de la phase initiale en fonction angle d'incidence local α_L quel que soit l'angle d'incidence α^{in} ($R_b = 1, 33R_m$).	132
4.6	Evolution du rapport V_n^f/V_n^{in} en fonction du rapport de taille R_b/R_m	133
4.7	Evolution de la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc au cours de la phase initiale en fonction du rapport de taille R_b/R_m	134
4.8	Evolution théorique de la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc ΔE_c en fonction du rapport de taille R_b/R_m	136
4.9	Evolution de l'énergie du bloc $E_{c,b}$, de l'énergie totale du sol $E_{t,s}$ et de l'énergie dissipée au cours du temps $E_{f,s}$	137
4.10	Couronnes concentriques de mesure des énergies au sein de l'échantillon.	138
4.11	Pic d'énergie de déformation totale du sol $E_{d,s}$ et d'énergie cinétique totale du sol $E_{c,s}$	139
4.12	Décalage temporel des pics d'énergie de déformation du sol observés au niveau de deux couronnes concentriques.	139
4.13	Décalage temporel des pics d'énergie cinétique du sol observés au niveau de deux couronnes concentriques.	140
4.14	Décalage temporel des pics d'énergie cinétique du sol observés au niveau de quatre couronnes concentriques.	140
4.15	Evolution du nombre de coordination N_c au sein de 4 couronnes concentriques au cours du temps.	141
4.16	Propagation de l'onde de compression (les forces de contact sont représentées par des traits noirs ayant une épaisseur fonction de leur intensité).	142
4.17	Evolution du rapport moyen de l'énergie cinétique réfléchi sur l'énergie cinétique incidente E_c^{re}/E_c^{in} en fonction du rapport de taille R_b/R_m pour des échantillons avec et sans paroi de fond ($V^{in} = 20 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$, $H/R_m = 25$).	143
4.18	Aller-retour de l'onde de compression au sein de l'échantillon.	144
4.19	Définition d'un critère global de rebond pour R_b/R_m variable, (H , V^{in} , α^{in}) fixes et $S = 75\%$	146
4.20	Diagramme d'existence du rebond de l'impactant ($V^{in} = 40 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $S = 75\%$).	146
4.21	Définition des trois régimes d'impact.	147
4.22	Cône de propagation de l'onde compression au cours de l'aller-retour de l'onde.	148
4.23	Influence de la configuration locale des particules du sol sur le paramètre λ	149
4.24	Caractérisation géométrique de la surface chargée λ	149
4.25	Courbe caractéristique de la fonction f ($a = 2 \times 10^5$, $b = 5 \times 10^4$, $\beta = 1$, $\gamma = 0, 2^\circ$).	151
4.26	Evolution de la courbe caractéristique de la fonction f en fonction de a ($b = 5 \times 10^4$, $\beta = 1$, $\gamma = 0, 2^\circ$).	152
4.27	Evolution de la courbe caractéristique de la fonction f en fonction de b ($a = 2 \times 10^5$, $\beta = 1$, $\gamma = 0, 2^\circ$).	153

4.28	Evolution de la courbe caractéristique de la fonction f en fonction de β ($a = 2 \times 10^5, b = 5 \times 10^4, \gamma = 0, 2^\circ$).	153
4.29	Evolution de la courbe caractéristique de la fonction f en fonction de γ ($a = 2 \times 10^5, b = 5 \times 10^4, \beta = 1$).	154
4.30	Pénétration maximale du bloc : définition de δ_{lim} et h_c	154
4.31	Evolution de la pénétration de l'impactant δ en fonction du rayon de l'impactant R_b pour une profondeur de l'échantillon de sol de $H^*/R_m = 12.5$ ($V^{in} = 40 \text{ m/s}, \alpha^{in} = 45^\circ$). Pour $H^*/R_m = 12.5$, le diagramme d'existence du rebond met en évidence que, lorsque R_b augmente, on observe successivement une phase de rebond, une phase d'arrêt et une phase de rebond de l'impactant. La seconde phase de rebond de l'impactant correspond à la formation d'une couche compacte de sol d'épaisseur $h_c = H^* - \delta_{lim} = 5R_m$ sous l'impactant.	155
4.32	Evolution de l'épaisseur limite h_c de la couche compactée de sol nécessaire à l'existence du rebond en fonction de la profondeur de l'échantillon H^* ($V^{in} = 40 \text{ m/s}, \alpha^{in} = 45^\circ$).	156
4.33	Evolution de R_{crit}^* en fonction de la vitesse incidente V^{in} et de l'angle d'incidence α^{in}	157
4.34	Evolution du diagramme d'existence du rebond en fonction de la vitesse incidente V^{in} ($\alpha^{in} = 45^\circ$).	158
4.35	Evolution du diagramme d'existence du rebond en fonction de la forme des particules du sol ($V^{in} = 20 \text{ m/s}, \alpha^{in} = 45^\circ$).	158
5.1	Définition de points d'impact non réalistes au cours du protocole de simulation. Les flèches indiquent la direction incidente de l'impactant.	163
5.2	Distributions marginales des coefficients a_i . L'échelle sur l'axe des ordonnées est différente pour chaque coefficient a_i considéré.	169
5.3	Influence de la taille du jeu de données utilisé (nombre de points d'impact p) sur les distributions marginales des coefficients a_i . L'échelle sur l'axe des ordonnées est différente pour chaque coefficient a_i considéré.	171
5.4	Influence de l'arrangement géométrique des particules constitutives de l'échantillon sur les distributions marginales des coefficients a_i . L'échelle sur l'axe des ordonnées est différente pour chaque coefficient a_i considéré.	173
5.5	Ségrégation locale de petites particules au dessus d'un lit de grosses particules.	174
5.6	Influence de la forme des particules constitutives de l'échantillon sur les distributions marginales des coefficients a_i pour des porosités des échantillons de sol égales. L'échelle sur l'axe des ordonnées est différente pour chaque coefficient a_i considéré.	175
5.7	Influence de la forme des particules constitutives de l'échantillon sur les distributions marginales des coefficients a_i . L'échelle sur l'axe des ordonnées est différente pour chaque distribution des coefficients a_i	176
5.8	Influence du rapport de taille R_b/R_m sur les moyennes m_i^α des distributions des coefficients a_i	177
5.9	Influence du rapport de taille R_b/R_m sur les écart-types s_i^α des distributions des coefficients a_i	177

5.10	Influence du rapport de taille R_b/R_m sur les valeurs du critère C_i . Comme le cas de référence correspond à $R_b/R_m = 1$, les valeurs des critères C_i sont toutes nulles pour $R_b/R_m = 1$	178
5.11	Définition des paramètres cinématiques V_{3D}^{in} , α_{3D}^{in} et ω_{3D}^{in} (resp. V_{3D}^{re} , α_{3D}^{re} et ω_{3D}^{re}) associés aux plan incident (resp. réfléchi).	181
5.12	Définition des composantes V_t^{in} et V_n^{in} (resp. V_t^{re} et V_n^{re}) en 3D dans le plan incident (resp. réfléchi).	181
5.13	Distributions marginales des coefficients a'_i obtenus en utilisant des modèles numériques 2D et 3D. L'échelle sur l'axe des ordonnées est différente pour chaque distribution des coefficients a_i	182
5.14	Coefficients de restitution moyens R_n et R_t prédits par le modèle stochastique pour différents angles d'incidence α^{in} et vitesses de rotation incidentes ω^{in} ($R_b = R_m$).	184
6.1	Calcul d'une des trajectoires possibles du bloc en chute dans le plan horizontal (X, Y) et dans le plan vertical (X, Z). La topographie du terrain (coordonnée Z de la surface du sol) est définie pour chaque point du plan (X, Y) par l'intermédiaire d'une carte raster.	189
6.2	Définition des plans incidents et réfléchis et des paramètres cinématiques associés.	190
6.3	Distribution des angles de déviation δ^{re}	191
6.4	Description détaillée du site utilisé pour les essais en grandeur réelle.	193
6.5	a) Blocs utilisés lors des essais en grandeur réelle ; b) Lâcher des blocs à l'aide d'un tracto-pelle.	194
6.6	Distribution du volume des blocs utilisés lors des essais en grandeur réelle.	194
6.7	Exemple de film de la trajectoire des blocs obtenus lors des essais en grandeur réelle.	195
6.8	Distribution du volume des blocs utilisés lors des simulations ($N_b = 10\ 000$).	196
6.9	Définition de 14 zones sur lesquelles la taille moyenne R_m des pierres constitutives de l'éboulis est considérée constante.	197
6.10	Distribution des grandeurs mesurées (H^{max} , V^{max} et Ec^{max}) au niveau de la zone d'évaluation EL1 pour les essais et les simulations.	199
6.11	Evolution du pourcentage de blocs passants en fonction de la distance par rapport au point de lâcher initial des blocs pour les essais et les simulations.	201
6.12	Carte de fréquence de passage des blocs pour les simulations.	202
6.13	Distribution du rapport Ec_t^{in}/Ec_{tot}^{in} sur l'ensemble des rebonds d'une série de simulations.	204
6.14	Distribution des coefficients R_t et R_n sur l'ensemble des rebonds d'une série de simulations.	204
6.15	Evolution des valeurs moyennes des coefficients de restitution R_t et R_n calculées à l'aide de la loi stochastique d'impact en fonction de l'angle d'incidence α^{in}	205
6.16	Distribution des angles d'incidence α^{in} pour tous les rebonds d'une série de simulations.	206
6.17	Description du site d'étude considéré dans l'exemple. L'origine du repère (x, z) est située au point de départ des blocs.	208
6.18	Distribution de $p(Ec, x_e, z)$ pour $x_e = 104,5\ m$ et $z = -69,5\ m$	209
6.19	Distribution spatiale de la probabilité de passage d'un bloc $P(x_e, z)$ en tout point de coordonnées (x_e, z) du site étudié. L'origine du repère (x, z) est située au point de départ des blocs.	209

6.20	Distribution de $P(Ec, x_e)$ pour $x_e = 104,5 m$.	210
6.21	Evolution de l'estimateur moyen $Ind(x_e)$ en fonction de x_e .	211
6.22	Evolution de l'estimateur moyen $Ec_{moy}(x_e)$ en fonction de x_e .	212
6.23	Evolution de la probabilité $P(x_e)$ en fonction de x_e .	212
6.24	Classes d'aléa définies dans la réglementation Suisse en fonction de l'intensité et la fréquence des événements de chute de blocs.	213
6.25	Evolution des probabilités $P(Ec > 300kJ, x_e)$, $P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e)$ et $P(Ec \leq 30kJ, x_e)$ en fonction de x_e .	215
6.26	Localisation de l'enjeu et de la zone d'implantation d'un ouvrage de protection sur le site d'étude.	216
6.27	Evolution des probabilité $P(Ec > 300kJ, x_e, h_{ouv})$, $P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e, h_{ouv})$ et $P(Ec \leq 30kJ, x_e, h_{ouv})$ à la côte $x_{enj} = 140 m$ en fonction de la hauteur h_{ouv} de l'ouvrage implanté à une distance $d = 50 m$ du point de départ des blocs.	217
6.28	Distribution des hauteurs de passage des blocs h_{pass} au niveau de l'ouvrage, i.e. des hauteurs auxquelles l'ouvrage sera impacté.	218
6.29	Distribution des énergies cinétiques d'impact Ec pour différentes hauteurs d'impact h_{imp} .	219
6.30	Distribution de la contribution normale Ec_n de l'énergie d'impact.	219
6.31	Distribution de la contribution tangentielle Ec_t de l'énergie d'impact.	220
6.32	Distribution de la contribution rotationnelle Ec_ω de l'énergie d'impact.	220
C.1	Exemples de distributions a posteriori obtenues pour différents paramètres inconnus.	246

Liste des tableaux

1.1	Valeurs des coefficients de restitution relevées dans la littérature d'après Heidenreich (2004).	36
1.2	Propriétés principales des grains en saltation d'après Rioual (2002). Les angles d'impact (resp. de rebond) correspondent à l'angle entre la vitesse de l'impactant avant (resp. après) impact et la surface du lit de particule.	38
2.1	Porosité du milieu en fonction de l'angle de frottement local utilisé lors de la génération de l'échantillon et du type de particule.	62
2.2	Nombre de coordination moyen du milieu en fonction de l'angle de frottement utilisé lors de la génération de l'échantillon et du type de particule.	65
2.3	Gamme de variation des paramètres cinématiques incidents.	66
3.1	Moyennes, écart-types et coefficients d'asymétrie de la composante horizontale V_y^{re} de la vitesse réfléchie dans le plan incident et de la composante tangentielle V_t^{re} de la vitesse réfléchie totale pour une série d'essais standard.	105
3.2	Moyennes et écart-types des coefficients de restitution R_n et R_t obtenus pour une série d'essais standard.	107
5.1	Valeurs des paramètres cinématiques incidents explorées lors des campagnes de simulation.	162
5.2	Valeurs de R^i et R pour différentes dimensions du vecteur \mathbf{T}^{in}	167
5.3	Valeurs moyennes m_i^α et écart types s_i^α des distributions marginales des coefficients a_i	168
5.4	Evolution des critères C_i en fonction de la taille du jeu de données utilisé. La taille du jeu de données est définie par le nombre de points d'impact p utilisés pour constituer le jeu de données.	172
5.5	Evolution des critères C_i en fonction de l'arrangement géométrique des particules constitutives de l'échantillon.	173
5.6	Critères C_i obtenus par comparaison de résultats issus de simulations pour différentes formes des particules constitutives de l'échantillon et pour des porosités des échantillons de sol égales.	174
5.7	Critères C_i obtenus par comparaison de résultats issus de simulations pour différentes formes des particules constitutives de l'échantillon.	176
5.8	Valeurs des paramètres cinématiques incidents explorées lors des simulations 3D.	181
5.9	Critères C'_i de comparaison des résultats obtenus en utilisant des modèles numériques 2D et 3D.	182

6.1	Valeurs de la taille moyenne R_m des pierres constitutives de l'éboulis sur les 14 zones de définition.	198
6.2	Moyennes, écart-types et valeurs maximales des grandeurs mesurées (H^{max} , V^{max} et Ec^{max}) au niveau des zones d'évaluation EL1 et EL2 lors des essais et pour les simulations.200	
6.3	Erreur relative (ER) par rapport aux valeurs obtenues lors des essais pour les moyennes, écart-types et valeurs maximales des grandeurs mesurées (H^{max} , V^{max} et Ec^{max}) au niveau des zones d'évaluation EL1 et EL2 pour les simulations.	200
6.4	Définition de classes d'aléa selon la réglementation Suisse en fonction de trois probabilités $P(Ec > 300kJ, x_e)$, $P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e)$ et $P(Ec \leq 30kJ, x_e)$	214
C.1	Exemple de valeurs de moyennes à posterior et d'intervalles de crédibilité obtenus pour différents paramètres inconnus.	246

Introduction

Dans les régions montagneuses, les risques naturels associés aux mouvements gravitaires tels que les mouvements de terrains et instabilités nivologiques revêtent une importance toute particulière. Les éboulements rocheux, comprenant à la fois les chutes de bloc et les éboulements en masse, sont, parmi ces phénomènes gravitaires, très fréquemment rencontrés. En particulier, les chutes de blocs rocheux constituent, malgré leur relativement faible intensité, un risque majeur dans les régions montagneuses en raison de leur probabilité d'occurrence très élevée. Comme tout phénomène d'origine gravitaire, la chute de blocs peut être décomposée en trois phases successives : le détachement de la falaise, la chute en interaction avec le milieu naturel et l'arrêt sur le sol ou sur une structure de protection. De même que la détermination des conditions de détachement et d'arrêt des blocs sont des éléments importants pour la caractérisation du risque de chute de blocs, la caractérisation de la trajectoire des blocs est cruciale pour la prévention de ce risque.

En pratique, la simulation des trajectoires suivies par les blocs est menée à l'aide de logiciels de trajectographie. Ces logiciels ont pour objectif de fournir une estimation de la trajectoire des blocs rocheux en interaction avec le milieu naturel afin d'assurer une prédiction pertinente des zones exposées à l'aléa de chute de bloc et de permettre un positionnement judicieux des ouvrages de protection. La trajectoire de chaque bloc est, dans la plupart des cas, décrite dans ces logiciels comme une succession de phases de vol et d'impacts sur le sol ou d'autres éléments du milieu naturel, tels que les arbres par exemple. La modélisation de la phase de vol n'oppose aucun verrou scientifique ; par contre, celle de la phase d'impact mérite d'être approfondie. En effet, les lois d'impacts actuellement utilisées dans les logiciels d'analyse trajectographique ne prennent pas suffisamment en compte la réalité mécanique des phénomènes en jeu lors de l'impact. La modélisation de l'impact est généralement faite à travers l'introduction de coefficients de restitution reliant les paramètres cinématiques du bloc avant et après impact. Les valeurs de ces coefficients de restitution sont soit calibrées à partir de données expérimentales, soit évaluées par retour d'expérience, soit calculées à partir de modélisations mécaniques trop simplifiées pour retranscrire de façon satisfaisante la complexité des mécanismes en jeu. Par ailleurs, la variabilité des vitesses du bloc après impact due à la forte variabilité des propriétés du sol au voisinage du point d'impact est généralement prise en compte de manière très simplifiée en faisant varier de façon aléatoire, selon une distribution choisie par l'utilisateur, les paramètres de la loi d'impact.

Par conséquent, la modélisation de l'impact, et de la variabilité qui lui est associée, dans les logiciels d'analyse trajectographique n'est actuellement pas satisfaisante. Un travail de recherche est donc nécessaire afin d'améliorer ces lois. Le but de ce travail est d'étudier localement l'impact entre le bloc et le milieu naturel dans la perspective de développer une nouvelle loi d'impact intégrable au sein des logiciels de trajectographie existants. Cette loi doit permettre à la fois d'apporter une amélioration signi-

ficative de la modélisation mécanique de l'impact et d'intégrer de façon représentative la variabilité du rebond du bloc.

L'intérêt de ce travail est double. D'une part, cette recherche permettra de capitaliser des connaissances sur un sujet d'intérêt majeur d'un point de vue théorique : l'impact d'un objet sur un milieu granulaire. D'autre part, la possibilité d'intégration des résultats de ce travail de thèse au sein des logiciels de trajectographie actuels constitue une opportunité de transfert et de valorisation des résultats académiques obtenus auprès des gestionnaires de risque.

L'approche privilégiée dans ce travail consiste à développer une modélisation numérique par la méthode des éléments discrets de l'impact d'un bloc sur un sol naturel. Cette approche est développée afin de pallier aux problèmes de contrôle des conditions expérimentales et de représentativité des jeux de données rencontrés lors de l'analyse de résultats d'essais expérimentaux ou d'observations d'événements passés. L'utilisation de l'outil numérique offre la possibilité de simuler un grand nombre d'impacts dans des conditions très variées. La taille importante de la base de données obtenue assure ainsi une représentativité statistique des résultats dans l'optique d'établir une loi stochastique d'impact reliant la vitesse du bloc après impact à la vitesse du bloc avant impact. Pour que la pertinence des résultats soit assurée, l'utilisation de l'outil numérique nécessite un effort de calibration et de validation de la modélisation numérique par la méthode des éléments discrets. Pour cela, les prédictions de ce modèle numérique seront comparées à la fois à des résultats expérimentaux d'essais d'impact sur des matériaux modèles et sur des sols grossiers. Les résultats d'essais de chute de blocs en grandeur réelle menés au Cemagref de Grenoble seront également exploités pour la validation des résultats de la thèse.

Ce mémoire de thèse est structuré en six chapitres.

Le premier chapitre est une analyse bibliographique des différents aspects du problème traité. Une fois la problématique de la caractérisation de l'aléa de chute de blocs exposée en détail, les différentes méthodes de simulation de la trajectoire des blocs couramment utilisées sont décrites. En particulier, l'analyse critique des différentes approches de modélisation de l'impact du bloc sur le sol est réalisée afin de mettre à jour les possibilités d'amélioration de ces modèles pour le cas fréquent de l'impact sur un sol grossier. Dans la perspective d'une telle amélioration, les apports possibles des travaux existant concernant l'impact d'un objet sur un milieu granulaire sont mis en évidence. Enfin, l'approche choisie étant basée sur la modélisation numérique de l'impact, une revue de littérature des possibilités de modélisation de l'impact sur un sol granulaire grossier est faite. La méthode des éléments discrets, utilisée dans ce travail, est en particulier décrite en détail. Les techniques de modélisation de la forme des particules du sol et des dissipations énergétiques au sein du sol sont mises en exergue dans cette description.

Dans le chapitre 2, la modélisation numérique par la méthode des éléments discrets du sol ainsi que le protocole de simulation de l'impact d'un bloc sphérique sur l'échantillon de sol sont exposés en détail. La capacité du protocole de simulation à assurer la représentativité des résultats de simulation par rapport à la variabilité des vitesses du bloc après impact est également étudiée. Des indicateurs statistiques sont définis de façon à quantifier la variabilité des résultats de simulation. Ces indicateurs sont utilisés pour mener une étude de sensibilité des résultats aux valeurs des différents paramètres du modèle numérique. Enfin, une évaluation préliminaire de la pertinence de la modélisation numérique pour décrire l'impact d'un objet sur un milieu granulaire est faite par comparaison entre les prédictions du modèle et différents résultats d'essais d'impact sur des matériaux granulaires modèles (assemblages de billes) issus de la littérature.

Le chapitre 3 est dédié à l'évaluation de la capacité de la modélisation numérique à prédire le rebond du bloc dans le contexte complexe de la chute de blocs. Pour cela, une campagne expérimentale d'essais à échelle réduite d'impacts d'un bloc sur un sol grossier est menée dans la perspective d'une étude comparative entre les résultats expérimentaux obtenus et les prédictions du modèle numérique. Cette analyse comparative a pour but de mettre en évidence une quantité minimale de paramètres pertinents qui devront être calibrés. La campagne d'essais étant réalisée à échelle réduite, la question de la représentativité des résultats de ces essais par rapport à la réalité en grandeur réelle est également évoquée.

Le modèle numérique d'impact validé dans le chapitre 3 est utilisé dans le chapitre 4 afin de mettre en évidence les phénomènes physiques en jeu au cours de l'impact. Le but de cette étude est l'explicitation des causes du rebond du bloc en fonction de la profondeur du sol, de la taille de l'impactant et de la cinématique de l'impactant avant impact. Pour cela, les échanges énergétiques ayant lieu au cours de l'impact sont analysés en focalisant sur les conditions d'existence du rebond du bloc. Cette analyse a pour objectif l'identification de différents régimes d'impact et des mécanismes associés gouvernant le rebond du bloc.

Le cinquième chapitre a pour but le développement d'une loi stochastique d'impact capable de différencier les sources de la variabilité des vitesses du bloc après impact et de quantifier la variabilité associée à chacune de ces sources. Pour cela, une campagne de simulations numériques est menée à l'aide du modèle numérique par la méthode des éléments discrets de l'impact. Cette campagne de simulation permet la constitution de bases de données de tailles importantes pour des conditions d'impact variées et bien maîtrisées. Les bases de données ainsi constituées sont analysées par l'intermédiaire de méthodes statistiques utilisant l'inférence Bayésienne de façon à définir une loi stochastique d'impact. La pertinence de la loi stochastique d'impact est évaluée en analysant les possibilités d'utilisation prédictive et les principaux apports de cette loi par rapport aux lois classiquement utilisées en analyse trajectographique.

Enfin, dans le chapitre 6, la loi stochastique d'impact est intégrée au sein d'un logiciel de trajectographie. Les prédictions d'une analyse trajectographique utilisant cette loi sont comparées aux résultats d'essais en grandeur réelle menés au Cemagref de Grenoble. La procédure d'analyse trajectographique ainsi validée est utilisée afin de définir un cadre de travail probabiliste permettant la caractérisation de l'aléa de propagation des blocs en tout point du site étudié ainsi que l'optimisation du positionnement et du dimensionnement d'ouvrages de protection.

Chapitre 1

Etat de l'art

1.1 Contexte général

1.1.1 L'aléa chute de blocs

Le phénomène de chute de bloc est caractérisé par le détachement brutal et rapide de masses rocheuses ayant un volume moyen de l'ordre du mètre cube d'une paroi rocheuse (Selby, 1993; Whalley, 1984). Le nombre de roches impliquées dans ce détachement est par ailleurs très réduit et se limite dans la majorité des cas à un seul bloc. L'interaction entre les blocs au cours de l'événement est donc négligeable. Les blocs mobilisés proviennent en général de falaises ou d'escarpements rocheux bien que la mise en mouvement d'un bloc arrêté dans la pente soit également possible.

Les causes de l'initiation de la chute d'un bloc sont diverses. La présence de discontinuités au sein d'une falaise ainsi que la géométrie de ces discontinuités fournissent des éléments importants permettant d'estimer la probabilité de détachement de blocs et le volume des blocs potentiellement concernés. Bien que l'instant d'occurrence d'un tel événement est difficilement prédictible, certaines conditions sont favorables à son initiation. Par exemple, un événement météorologique (fortes pluies, cycle de gel/dégel...), sismique ou lié à l'activité végétale ou humaine peut favoriser l'initiation de la chute d'un ou plusieurs blocs.

Une fois le détachement initié, la trajectoire du bloc est fonction d'un nombre très important de facteurs difficiles à identifier et fortement variables spatialement. Les blocs peuvent chuter, rebondir ou rouler le long de la pente en fonction de la topographie du terrain ainsi que des propriétés géométriques et mécaniques locales du sol. La taille, la forme et les propriétés mécaniques du bloc sont également des facteurs importants.

La probabilité de chute de bloc est importante en zones montagneuses. En effet, selon les services RTM de l'ONF, 25% des communes de l'Isère sont concernées par la chute de blocs. Et, les observations de terrain mettent en évidence des événements quasi-quotidiens dans certaines zones fortement exposées. Les conséquences de la chute d'un bloc peuvent être lourdes. Le phénomène de chute de bloc peut notamment engendrer des dégradations ou destructions d'infrastructures collectives et d'habitations ainsi que des atteintes mortelles aux personnes. Sur 2200 chutes de blocs recensées par les services RTM, la moitié ont engendré des dégâts matériels et une centaine ont été la cause de blessures ou de décès de personnes.

Le risque de chute de blocs pour une zone donnée est fonction de la vulnérabilité de la zone consi-

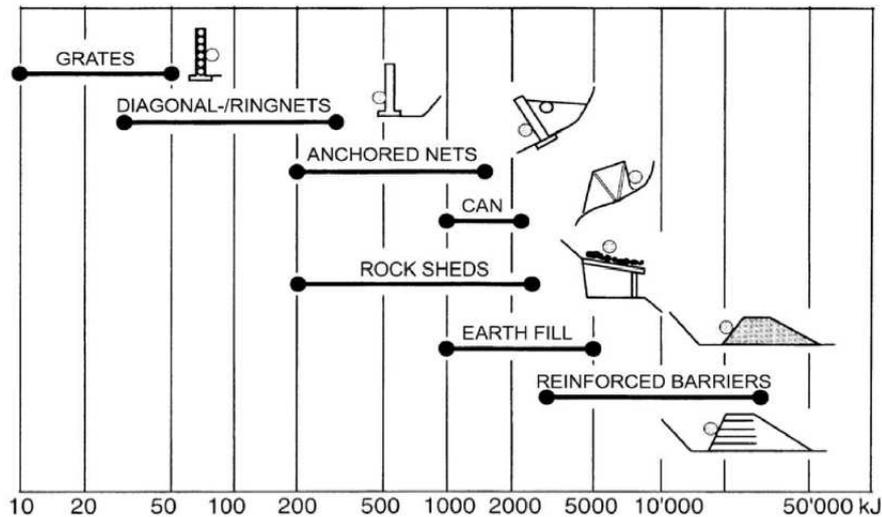


FIG. 1.1 – Classification des ouvrages de protection pare-blocs en fonction de l'énergie de l'impactant d'après Descoedres (1997).

dérée et de l'aléa de chute de blocs associé à cette zone. L'aléa de chute de blocs est caractérisé par son intensité et sa probabilité d'occurrence.

La mise en place de mesures protectrices d'un site potentiellement exposé à un risque de chute de blocs débute par une étape d'évaluation des zones à risques et de quantification du risque encouru sur chaque zone. Une fois le risque quantifié, les mesures protectrices possibles sont de deux types : les mesures de prévention actives et les mesures de protection passives. Les mesures préventives consistent soit à prévenir le détachement des blocs de la falaise par l'intermédiaire de diverses techniques d'ancrage, soit à mettre en place une surveillance des blocs potentiellement instables, soit à diminuer le risque par l'intermédiaire de mesures d'évacuation d'habitations ou de fermeture de routes par exemple. Les mesures de protection passives consistent quant à elles au positionnement et au dimensionnement en fonction de l'énergie du bloc en chute (Fig. 1.1) d'ouvrages permettant l'arrêt (filets pare-blocs, merlons de protection...) ou la déviation (galeries...) des blocs.

Les ouvrages de protection étaient initialement positionnés et dimensionnés sur la base de considérations empiriques et de résultats d'essais de terrain sur des sites similaires au site à protéger. L'avènement des méthodes de simulation numérique a permis le développement d'outils de modélisation des trajectoires de blocs en chute. Les analyses trajectographiques menées grâce à ces outils de modélisation constituent actuellement un élément essentiel à la définition de l'aléa de chute de blocs, à la quantification du risque encouru sur chaque zone et à la mise en place de mesures protectrices ou préventives.

1.1.2 Principales caractéristiques de la trajectoire d'un bloc en chute

Dès les premières études publiées concernant les chutes de blocs (Ritchie, 1963; Lied, 1977), trois phases successives ont été identifiées :

- le détachement du bloc de la falaise,
- la chute du bloc en interaction avec le sol en aval de la falaise,

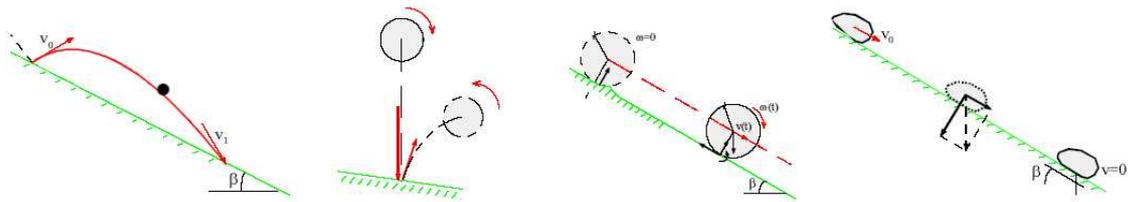


FIG. 1.2 – Modes de déplacement possibles d'un bloc sur un versant : vol libre, rebond, glissement et roulement d'après Descoedres (1997).

- l'arrêt du bloc en chute soit sur le sol soit sur une structure de protection (filets pare-blocs, galeries, merlons...).

De nombreux travaux ont été réalisés sur le détachement du bloc de la falaise de manière à délimiter les zones de départ des blocs et estimer leur probabilité de rupture. Les principaux travaux concernant la détection des instabilités en falaise ainsi que l'évaluation de la probabilité de rupture de blocs rocheux sont exposés de façon détaillée dans Falaise. (2001) et Frayssines (2005) par exemple.

Les conditions d'arrêt du bloc ont aussi été investiguées, notamment dans le cas de l'arrêt du bloc par des ouvrages de protection, dans l'optique d'optimiser le positionnement et le dimensionnement de ces ouvrages (Descoedres, 1997; Peila et al., 1998; Nicot et al., 2001, 2007).

La chute du bloc est en général décrite comme une succession de phases de vol libre et d'interactions avec le sol de type rebond, glissement et roulement (Ritchie, 1963; Lied, 1977; Descoedres, 1997) (Fig. 1.2). L'observation de blocs en chute conduit à définir des modes privilégiés de déplacement du bloc en fonction de la pente moyenne du sol (Ritchie, 1963). Lorsque la pente est faible, le roulement et le glissement du bloc sont privilégiés. Au contraire, pour des pentes intermédiaires, le déplacement du bloc est caractérisé par une succession de vols libres et d'impacts sur le sol. Et, pour les fortes pentes, le vol libre est majoritairement observé.

Quel que soit le mode de déplacement du bloc, la modélisation de son interaction avec le sol nécessite la caractérisation précise des sols composant les versants potentiellement à risque.

1.1.3 Caractéristiques principales des sols composant les versants

Les sites étudiés sont en général constitués d'une falaise en dessous de laquelle se situent des terrains pentus nus ou recouverts de forêt. Les enjeux principaux sont au contraire généralement situés sur des terrains peu pentus voire plats situés en aval du site d'étude (Fig. 1.3). Pour les études de protection de routes de montagne, les enjeux peuvent néanmoins être situés sur des terrains pentus.

La description générique des sols composant les versants est impossible étant donné la grande variabilité de leurs caractéristiques. On peut toutefois distinguer trois grands types de sols impactés : les terrains meubles, les sols grossiers et les surfaces rocheuses.

On observe généralement que les terrains de pente comprise entre 30° et 45° , majoritaires sur les sites étudiés, sont des sols grossiers composés principalement de pierres de volume variable (de l'ordre du cm^3 au m^3) constituant le squelette granulaire du sol. Les interstices entre ces pierres sont occupés par des mélanges de matériaux minéraux et organiques de granulométrie plus fine. Pour des altitudes et

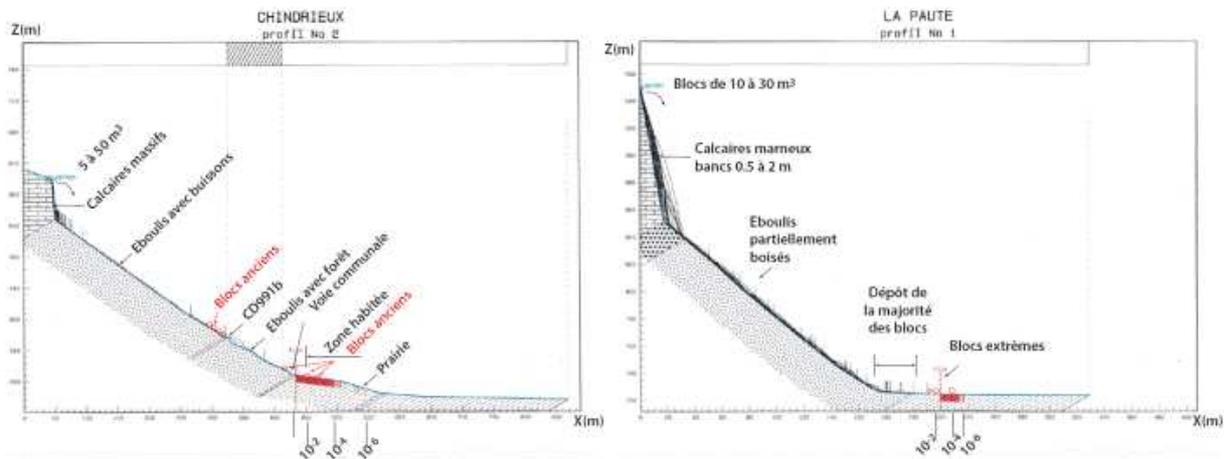


FIG. 1.3 – Exemples de sites étudiés en trajectographie d’après Desvarreux (2007).

des pentes faibles correspondant aux zones de dépôt des blocs, les sols sont en majorité composés de terrains meubles de granulométrie fine. Au niveau des zones de départ des blocs constituées en général de falaises très pentues (pente supérieure à 45°), les surfaces rocheuses sont majoritairement présentes. Toutefois, ces données ne sont qu’indicatives car des configurations différentes peuvent être rencontrées en fonction de l’historique géomorphologique du site étudié.

Il est important de noter que les sols grossiers constituent a priori la majorité des sols ayant une interaction avec les blocs. En effet, les sols rocheux étant situés au niveau des falaises, la pente correspondante est souvent très forte ce qui implique que l’impact d’un bloc y est peu fréquent. Et, les sols meubles étant généralement situés en pied de site sur des terrains peu pentus, l’impact du bloc sur ces sols est courant mais donne généralement lieu à un arrêt rapide du bloc.

Les sols grossiers sont composés d’un squelette granulaire et d’une phase interstitielle constituée de matériaux minéraux et organiques procurant une certaine cohésion au sol. Etant donné les efforts en jeu au cours de l’impact, il semble pertinent de faire l’hypothèse que le squelette granulaire joue un rôle prépondérant par rapport à la phase interstitielle. Dans le contexte de notre étude, les sols grossiers rencontrés peuvent donc s’apparenter à des sols granulaires non cohésifs, c’est à dire des éboulis.

1.1.4 L’éboulis : un sol granulaire grossier non cohésif

Les éboulis faiblement cohésifs sont très répandus dans les zones montagneuses. Les études de caractérisation des éboulis (Kirkby et Statham, 1975; Statham et Francis, 1986; Selby, 1993; Blijenberg, 1995; Hetu et Gray, 2000) mettent en évidence une importante variabilité des propriétés des pierres constitutives (matériau, taille, forme...) et des modes de génération des éboulis (Fig. 1.4).

La forme et l’angularité des pierres constitutives de ces sols sont très différentes (Perez, 1998; Empereur-Mot, 2000; Grine, 2006) en fonction de la nature de la roche (granit, calcaire, schiste...) et de la configuration du système de failles caractérisant la falaise surplombant l’éboulis. Les propriétés mécaniques des pierres constitutives sont elles aussi fortement liées à la "qualité" et au type de roche considéré.



FIG. 1.4 – Exemples d’éboulis.

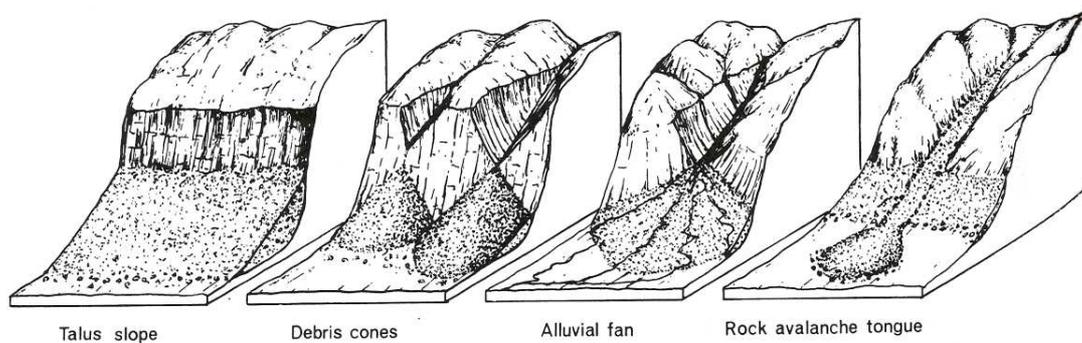


FIG. 1.5 – Différents modes de génération des éboulis d’après Selby (1993).

Il existe un certain nombre d’indicateurs permettant d’évaluer les formes de pierres à travers le calcul de leur élancement et de leur angularité (Krumbein, 1941; Rittenhouse, 1943; Barton et Kjaernsli, 1981). Cependant, ces indicateurs sont peu utilisés en pratique par les experts en analyse trajectographique. De même, les essais classiques de résistance des roches ne sont pas réalisés sur les éboulis. On peut néanmoins se référer aux résultats classiques d’essais de résistance des roches existant (Goodman, 1980) afin de déterminer les caractéristiques mécaniques des roches constitutives des éboulis.

La granulométrie des éboulis peut également être très variable aussi bien en terme de taille moyenne qu’en terme de gradation de la courbe granulométrique. Néanmoins, le long d’une pente donnée, un tri granulométrique est généralement observé (Kirkby et Statham, 1975; Statham et Francis, 1986) : les particules de faible taille sont souvent situées en amont des particules de taille importante.

La caractérisation des modes de génération des éboulis (Fig. 1.5) est également importante. Elle détermine l’arrangement des roches au sein de l’éboulis et influe donc sur le nombre de coordination, le tenseur de texture et l’homogénéité du milieu bien que la forme des roches constitutives et la granulométrie aient une influence non négligeable. Le processus de génération de l’éboulis conditionne aussi la pente moyenne de la surface de l’éboulis et la profondeur à laquelle se situe la roche mère.

1.2 Trajectographie des chutes de blocs

1.2.1 Modèles d'analyse trajectographique

On peut distinguer deux types d'outils d'analyse trajectographique (Guzzetti et al., 2002; Dorren, 2003; Heidenreich, 2004) : les outils basés sur une analyse empirique des dépôts de blocs sur site et les logiciels de modélisation de la trajectoire des blocs. Ces deux méthodes de caractérisation de l'aléa de chute de blocs sont utilisées soit à l'échelle du versant à risque et soit à l'échelle d'une région composée de plusieurs versants à risque.

Modèles empiriques

Les modèles empiriques de prédiction des distances d'arrêt des blocs sont basés sur l'hypothèse d'un déplacement du bloc essentiellement par glissement ou roulement. Ils établissent une relation entre les caractéristiques topographiques moyennes du versant et la distance d'arrêt des blocs (Keylock et Domaas, 1999).

Dans un contexte bi-dimensionnel, ces modèles s'appuient sur l'hypothèse que le point de propagation maximale des blocs peut être estimé par l'intersection entre la courbe désignant la topographie du sol et une droite passant soit par le point de départ des blocs soit par le pied de falaise correspondant. Selon que cette droite passe par le point de départ des blocs ou par le pied de falaise, sa pente est définie par un angle φ_d ou un angle φ_p , respectivement (Fig. 1.6). Les angles φ_d et φ_p sont appelés angles de propagation et caractérisent les pertes énergétiques moyennes par frottement ou roulement le long du versant. Lorsque le pied de falaise est considéré, l'hypothèse est faite que la totalité de l'énergie cinétique du bloc est dissipée lorsqu'il impacte le pied de falaise lors de sa chute initiale.

Les valeurs des angles de propagation φ_d (Rapp, 1960; Govi, 1977; Lied, 1977; Toppe, 1987; Hungr et Evans, 1988) et φ_p (Lied, 1977; Evans et Hungr, 1993) ont été déterminées pour différents types de terrains par analyse d'événements de chute de blocs passés. Les valeurs de ces angles sont généralement comprises entre 22° et 30° quel que soit le point sommital de la droite définissant la distance maximale de propagation des blocs. Elles varient fortement en fonction des sites étudiés, du nombre de blocs considérés pour l'étude et de la méthode utilisée.

Ces méthodes doivent donc être utilisées avec précaution en gardant à l'esprit les fortes hypothèses qui leur sont associées. Cependant, étant donné leur grande simplicité de mise en œuvre, de telles approches peuvent s'avérer très utiles dans le cadre de pré-études des zones potentiellement à risque ou d'études sur des zones étendues.

Modèles trajectographiques à l'échelle du versant

Les modèles trajectographiques à l'échelle du versant ont pour but la modélisation des trajectoires des blocs les plus probables. Ces modèles présentent l'avantage de fournir non seulement les distances d'arrêt des blocs mais aussi de nombreuses informations concernant le fonctionnement du versant du point de vue de la propagation des blocs.

Ce type de modèle permet de déterminer les axes principaux de passage, les zones potentielles d'accumulation et les distributions des hauteurs et énergies cinétiques des blocs lors de leur passage en tout point du versant. Ces informations sont essentielles au positionnement et au dimensionnement

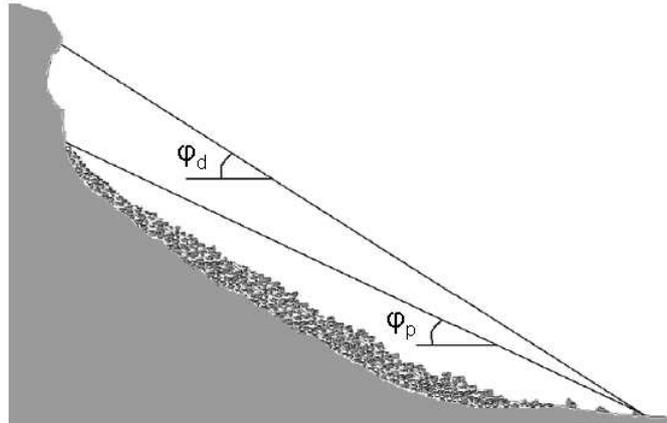


FIG. 1.6 – Modèles empiriques de prédiction des distances d’arrêt des blocs basés sur la définition d’angles de propagation depuis le point de départ des blocs (angle φ_d) ou le pied de la falaise (angle φ_p) d’après Dorren (2003).

d’ouvrages de protection ainsi qu’à la vérification d’ouvrages en service après modification des caractéristiques d’un versant.

Certains modèles trajectographiques à l’échelle du versant permettent de distinguer tous les modes de déplacement du bloc sur le sol. Ils fournissent donc des lois d’interactions différentes si le déplacement du bloc est de type glissement, roulement ou succession d’impacts (Bozzolo et Pamini, 1986; Kobayashi et al., 1990; Evans et Hungr, 1993; Azzoni et al., 1995).

La plupart des logiciels de trajectographie récents ne considèrent que le déplacement du bloc par rebonds successifs. Etant donné la forte rugosité du sol impacté, la trajectoire du bloc (y compris le roulement) est dans la plupart des cas modélisée comme une succession de vols libres et d’impacts avec le sol. Dans ces approches, le glissement, observé en pied de falaise et dans les zones d’arrêt dans les cas réels, est également négligé.

Les vitesses de chute libre mesurées lors d’essais en grandeur réelle sont inférieures à 30 m/s . Dans ce cas, les dissipations dues au frottement de l’air lors de la phase de vol libre peuvent être négligées (Guzzetti et al., 2002). La modélisation de la phase de vol libre du bloc se limite donc à un problème ballistique. Au contraire, le rebond du bloc sur le sol est difficile à modéliser étant donné la diversité de la nature du sol et des caractéristiques de l’impactant (cf. 1.2.2).

Les modèles de trajectographie à l’échelle du versant ont dans un premier temps été développés dans un cadre bi-dimensionnel (Fig. 1.8). Les modèles existant peuvent être classés en trois catégories :

- les méthodes tenant compte de la forme et de la rotation des blocs (Falcetta, 1985; Descoedres et Zimmermann, 1987; Dudt et Heidenreich, 2001; Azzoni et al., 1995; Spang et Sonser, 1995),
- les méthodes pour lesquelles certaines simplifications sur la forme et la rotation du bloc sont faites au cours de la phase de vol libre (Azimi et al., 1982; Bozzolo et Pamini, 1986; Pfeiffer et Bowen, 1989; Kobayashi et al., 1990; Jones et al., 2000; Dorren et al., 2004),
- les méthodes assimilant le bloc à un point matériel (Ritchie, 1963; Piteau et Clayton, 1977; Hoek, 1987; Hungr et Evans, 1988; Guzzetti et al., 2002).

Si un modèle bi-dimensionnel est utilisé, on fait l’hypothèse que chaque phase aérienne de la trajec-

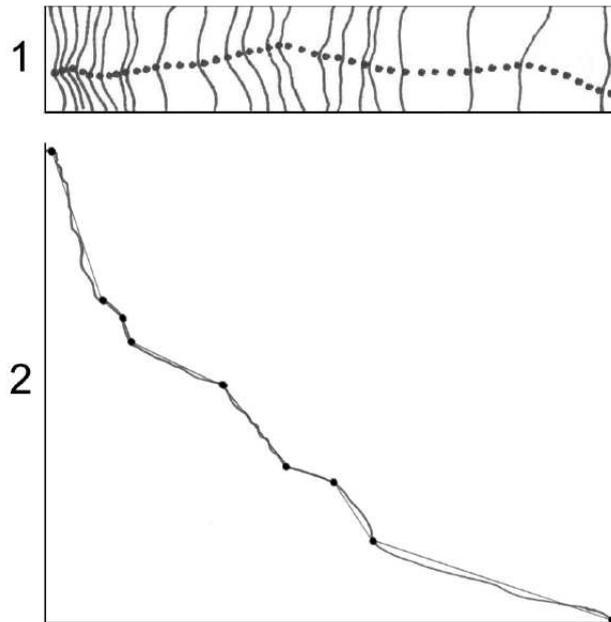


FIG. 1.7 – Définition sur le terrain des trajectoires préférentiellement suivies par les blocs (1) permettant de construire plusieurs profils bi-dimensionnels équivalents (2) d'après Dorren (2003).

toire est contenue dans un plan vertical perpendiculaire, en principe, aux courbes de niveau. A chaque impact, l'orientation de ce plan peut donc changer en fonction de la topographie locale. Plusieurs profils bi-dimensionnels de propagation des blocs sont ainsi définis pour les différentes possibilités de détachement des blocs identifiées (Fig. 1.7). Une série de simulations des trajectoires des blocs est alors menée pour chacun des profils définis.

Afin d'éviter la définition a priori de profils préférentiels de propagation des blocs, plusieurs modèles trajectographiques tri-dimensionnels (Fig. 1.8) ont été développés (Descoedres et Zimmermann, 1987; Gascuel et al., 1998; Guzzetti et al., 2002; Dorren et al., 2004; Lan et al., 2007). Ces modèles permettent une représentation tri-dimensionnelle de la surface du sol. Par contre, le rebond du bloc est généralement calculé par un modèle d'impact bi-dimensionnel. La direction du bloc après impact est estimée dans un second temps en se basant sur une hypothèse simple (direction du bloc après impact suivant la ligne de plus grande pente, calcul de la direction réfléchiée en fonction de la direction de la plus grande pente et de la direction incidente...). Ces modèles présentent l'avantage de permettre une modélisation précise de la topographie du site. Néanmoins, ils ne sont pas toujours utilisables en pratique car ils requièrent la définition d'un Modèle Numérique de Terrain (MNT) nécessitant un relevé topographique de terrain précis ou l'utilisation de données LIDAR¹.

¹Le LIDAR (Light Detection and Ranging) est une technologie de mesure laser de distance permettant la définition rapide et précise de relevés topographiques par avion.

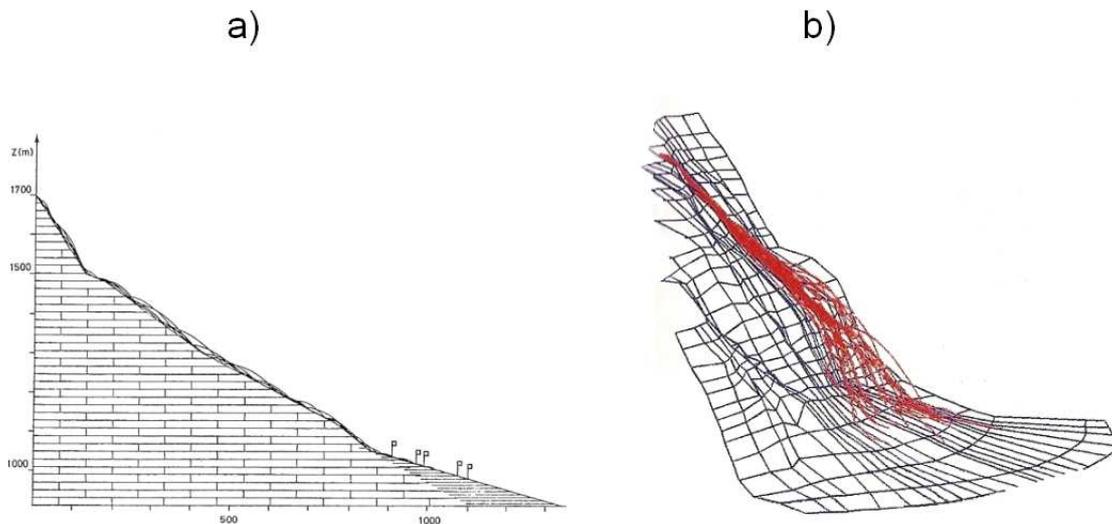


FIG. 1.8 – Modèles trajectographiques a) 2D développé à l'ADRGT (Azimi et al., 1982) ; b) 3D développé à l'EPFL (Falaise., 2001).

Utilisation des modèles trajectographiques à l'échelle régionale

Les études menées à échelle régionale (Fig. 1.9) utilisent soit des modèles empiriques tri-dimensionnels (Meissl, 2001; Jaboyedoff et Labiouse, 2002) basés sur la méthode des cônes² soit des modèles trajectographiques tri-dimensionnels (Guzzetti et al., 2003; Crosta et Agliardi, 2004; Dorren et Seijmonsbergen, 2003). Dans ces études, la précision des relevés topographiques ou des Modèles Numériques de Terrain est relativement faible. En effet, les contraintes de temps de relevé topographique et de simulation des trajectoires ne permettent pas une modélisation fine du terrain si les zones à étudier sont étendues.

Les prédictions obtenues dans ce contexte doivent être utilisées avec précaution car elles ne permettent de fournir qu'une estimation moyenne de la propagation des blocs. Elles ne constituent donc qu'une estimation de la propagation des blocs permettant de définir les zones à étudier plus spécifiquement. Il n'est pas envisageable de positionner ou dimensionner un ouvrage de protection en s'appuyant seulement sur ce type d'études.

1.2.2 Modélisation de l'impact en trajectographie des chutes de bloc

Les modèles de simulation de la trajectoire des blocs à l'échelle du versant ou à l'échelle régionale utilisent un modèle d'impact du bloc sur le sol. Pour être pertinent, le modèle utilisé doit prendre en compte la complexité et la variabilité des configurations rencontrées. Sa formulation doit également constituer un compromis entre une description précise de l'impact et un nombre raisonnable de paramètres explicatifs.

²La méthode des cônes est une extension en 3D des méthodes empiriques classiques.

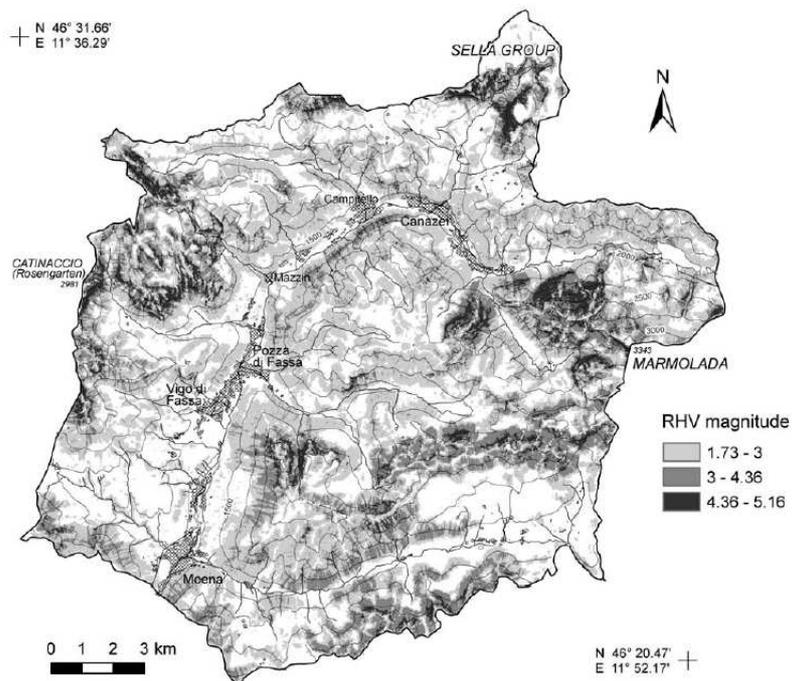


FIG. 1.9 – Exemple d'étude de définition des zones soumises à un risque de chute de blocs à échelle régionale. Le risque est quantifié en chaque point par la valeur de l'indice RHV (Rockfall Hazard Vector) d'après Frattini et al. (2008).

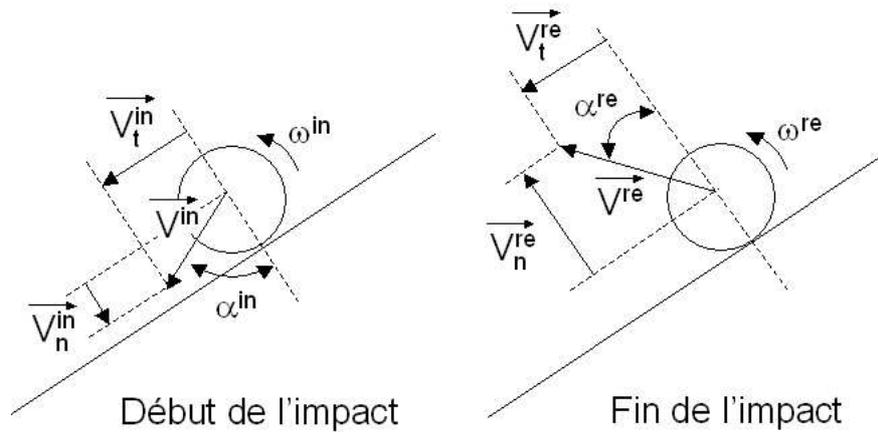


FIG. 1.10 – Définition des vecteurs vitesses incidents (avant impact) et réfléchis (après impact).

Coefficients de restitution classiques

Dans la plupart des cas, des modèles d'impact très simples, développés dans un contexte bi-dimensionnel, sont utilisés. Ces modèles présentent l'avantage principal d'introduire peu de paramètres ce qui limite le nombre de grandeurs à estimer.

De nombreux modèles sont ainsi basés sur l'introduction de coefficients de restitution permettant de relier les composantes du vecteur vitesse du bloc avant impact, appelé vecteur vitesse incident \vec{V}^{in} , et celles du vecteur vitesse après impact, appelé vecteur vitesse réfléchi \vec{V}^{re} (Fig. 1.10).

Le coefficient de restitution R_v est parfois utilisé en trajectographie (Spang et Rautenstrauch, 1988; Spang et Sonser, 1995; Paronuzzi, 1989; Kamijo et al., 2000). Il est défini comme étant le rapport de la norme de la vitesse réfléchie V^{re} sur la norme de la vitesse incidente V^{in} :

$$R_v = \frac{V^{re}}{V^{in}} \quad (1.1)$$

Divers coefficients représentatifs du rapport des énergies cinétiques du bloc avant et après impact peuvent également être utilisés (Bozzolo et Pamini, 1986; Urciuoli, 1988; Azzoni et al., 1995; Chau et al., 1998). Parmi ces coefficients, le plus employé est le rapport R_E des énergies cinétiques de translation avant et après impact (Bozzolo et Pamini, 1986; Azzoni et al., 1995). R_E est défini de la façon suivante :

$$R_E = \frac{(V^{re})^2}{(V^{in})^2} \quad (1.2)$$

Les coefficients R_v et R_E ne fournissent aucune information concernant la direction du bloc après impact. Leur utilisation s'accompagne donc d'une hypothèse sur la direction du bloc après impact.

Les coefficients les plus fréquemment utilisés sont les coefficients de restitution normal R_n et tangentiel R_t (Wu, 1985; Pfeiffer et Bowen, 1989; Fornaro et al., 1990; Hoek, 1987; Kobayashi et al., 1990; Giani, 1992; Evans et Hungr, 1993; Budetta et Santo, 1994; Ushiro et al., 2000; Guzzetti et al., 2002). Ces coefficients sont utilisés conjointement. Ils sont caractérisés par les expressions suivantes :

$$R_n = -\frac{V_n^{re}}{V_n^{in}} \quad (1.3)$$

$$R_t = \frac{V_t^{re}}{V_t^{in}} \quad (1.4)$$

où V_n^{in} (resp. V_n^{re}) est la composante normale à la surface du sol de la vitesse incidente (resp. réfléchie) et V_t^{in} (resp. V_t^{re}) est la composante tangentielle à la surface du sol de la vitesse incidente (resp. réfléchie)(Fig. 1.10).

Prise en compte de l'influence des conditions incidentes et des propriétés du bloc et du sol

De nombreuses études (cf. 1.3.1) ont montré que les valeurs des coefficients de restitution varient, pour un sol donné, en fonction des propriétés géométriques, mécaniques et des conditions cinématiques incidentes du bloc impactant.

Certains modèles (Pfeiffer et Bowen, 1989; Chau et al., 2002; Dorren et al., 2004; Heidenreich, 2004) ont proposé des expressions pondérées des coefficients de restitution classiques permettant de prendre en compte l'influence des conditions incidentes, du couplage entre vitesse de translation et de rotation et de la variabilité locale de la surface du sol par l'intermédiaire de plusieurs paramètres de calage.

Des approches théoriques permettant de modéliser de façon détaillée l'interaction entre le sol et le bloc ont également été développées dans le cas de l'impact sur un sol dur et sur un sol meuble (Azimi et al., 1982; Falcetta, 1985; Ushiro et al., 2000). Dans ces approches, des lois de comportement sont définies pour le bloc et pour le sol. Par exemple, dans le travail réalisé par Azimi et al. (1982), si le bloc impacte un sol meuble, l'interaction modélisée est celle d'un solide rigide sur un sol suivant une loi de comportement élastique parfaitement plastique. Par contre, si l'impact a lieu sur un sol dur, le sol suit une loi de comportement élastique et le comportement du bloc est élastique parfaitement plastique. La résolution des équations régissant l'impact dans ces deux configurations conduit à l'introduction d'un jeu de paramètres constitutifs.

Plusieurs modèles proposent de définir un coefficient R_I intrinsèque au matériau impacté (Descoedres et Zimmermann, 1987; Bozzolo et al., 1988). Ces modèles d'impact sont basés sur la théorie classique du choc (Goldsmith, 1960; Frémond, 1995; Thornton et Ning, 1998; Stronge, 2000). Le coefficient R_I relie les impulsions normales à la surface du sol durant la phase de pénétration du bloc dans le sol et durant la phase de restitution de l'énergie du sol vers le bloc. L'interaction entre le bloc et le sol selon la direction tangentielle à la surface du sol est reliée à la force normale à la surface par l'introduction d'un coefficient de frottement.

Des modèles d'impact basés sur la mécanique non-régulière (Frémond, 1995) ont également été intégrés aux sein de logiciels d'analyse trajectographique (Dimnet et Frémond, 2000; Dimnet, 2002). Ces modèles présentent l'avantage de fournir un cadre formel très bien adapté à la modélisation de l'impact. Cependant, l'adaptation de ce type d'approche au contexte de l'analyse trajectographique nécessite l'introduction d'hypothèses fortes de façon à limiter le nombre de paramètres lors de la résolution des équations obtenues.

Seuls quelques travaux ont tenté de développer une méthode de calcul de la vitesse de rotation réfléchie du bloc (Japan-Road-Association, 1983; Azzoni et de Freitas, 1995; Chau et al., 2002). Ces

modèles s'appuient généralement sur une hypothèse de roulement sans glissement du bloc. Mais, la présence de roulement et de glissement a clairement été mise en évidence par des analyses d'images d'impacts issues de films à la caméra rapide (Heidenreich, 2004) et par l'observation de cratères d'impact de formes ovales. Ces modèles de calcul de la vitesse de rotation sont donc vraisemblablement basés sur des études mécaniques trop simplifiées pour expliquer le comportement complexe du bloc lorsque l'influence de la rotation est intégrée.

Enfin, bien que la fragmentation de l'impactant au cours du rebond soit un paramètre très important de la modélisation de l'impact, l'hypothèse est généralement faite que le cas le plus défavorable en terme de distance de propagation des blocs correspond à la non fragmentation du bloc. En effet, si la fragmentation n'est pas prise en compte, un gros bloc se propage a priori plus loin qu'un bloc de taille plus faible. Par conséquent, il n'existe encore que peu de modèles (Azimi et al., 1982; Fornaro et al., 1990) intégrant ce phénomène.

Intégration de la variabilité du phénomène de rebond

On observe une grande variabilité des positions d'arrêt des blocs, y compris lorsque les conditions de départ des blocs sont très proches. Cette variabilité est telle qu'il est illusoire d'envisager une prédiction déterministe exhaustive des trajectoires possibles en pratique même si, théoriquement, la trajectoire d'un bloc en chute est entièrement déterministe lorsque les conditions de départ et les propriétés du bloc et du sol sont parfaitement connues.

Pour rendre compte de cette variabilité, les études trajectographiques sont en général menées dans un contexte statistique. Leur but est soit de définir les trajectoires des blocs conduisant aux points d'arrêt des blocs extrêmes soit de définir des zones présentant un pourcentage donné d'être atteintes par un bloc. Une fois cette étape de zonage réalisée, l'influence du positionnement d'un ouvrage peut être évaluée en comparant les résultats obtenus avec et sans ouvrage.

La détermination et la quantification des sources de variabilité des trajectoires des blocs en chute est un élément essentiel de l'analyse trajectographique (Jaboyedoff et al., 2005). La première source de variabilité des trajectoires est due à la grande diversité des conditions de détachement du bloc possibles. Cet aspect a été largement étudié (Falaise., 2001; Frayssines, 2005) en lien, notamment, avec les problématiques de stabilité des falaises. Les études menées dans ce cadre montrent que la variabilité des conditions de détachement du bloc conditionne la variabilité de la taille, de la forme et des propriétés mécaniques de l'impactant. La détermination des distributions de ces paramètres ne sera pas abordée dans ce travail.

La seconde source de variabilité des trajectoires des blocs est la variation des conditions locales d'impact. Les causes de la diversité des rebonds observés peuvent être classées en deux catégories : la variabilité des conditions incidentes du bloc et celle des propriétés locales du sol (Laouafa et Nicot, 2004).

La variabilité des propriétés locales du sol peut être très importante et les causes de cette variabilité sont multiples. Elle est en général prise en compte dans les modèles d'impact en changeant a posteriori les paramètres déterministes du modèle utilisé en variables aléatoires indépendantes (Dudt et Heidenreich, 2001; Agliardi et Crosta, 2003; Jaboyedoff et al., 2005; Frattini et al., 2008). Les lois statistiques associées aux paramètres définis comme étant aléatoires sont choisies par l'utilisateur parmi les lois statistiques classiques. Les paramètres des lois statistiques choisies sont soit calculés par calibration en

comparaison à des résultats expérimentaux ou à des événements passés, soit fixés a priori.

La variabilité des conditions incidentes est due aux irrégularités locales de pente induisant une variation du vecteur vitesse incident du bloc et aux variations de l'orientation du bloc lorsque celui-ci est de forme quelconque. Dans certains modèles, cet aspect est pris en compte en faisant varier de manière aléatoire, selon une loi statistique définie par l'utilisateur, la pente du terrain ou l'angle d'incidence du bloc (Pfeiffer et Bowen, 1989; Dorren et al., 2004).

La modélisation correcte de la variabilité associée à l'impact du bloc sur le sol nécessite une définition claire des sources de variabilité incluses dans le modèle d'impact et de celles prises en compte dans le Modèle Numérique de Terrain (MNT). Pour cela, il est indispensable de développer conjointement le modèle de topographie du terrain et le modèle d'impact. Le MNT est tout d'abord défini de façon à traduire le plus précisément possible les variations de la topographie du terrain et des caractéristiques du sol. Puis, les variations de dimension inférieure à la précision du MNT sont modélisées dans le modèle d'impact comme une variabilité associée aux changements locaux de la pente (rugosité du sol) et des propriétés du sol.

1.2.3 Intérêts et limitations des approches actuelles

Les modèles déterministes d'impact utilisés actuellement en analyse trajectographique sont basés sur une approche macroscopique de l'impact du bloc sur le sol. Ils permettent de rendre compte de conditions moyennes d'impact le long d'une section du site étudié. Bien que les modèles d'impact classiques utilisant les coefficients de restitution aient été considérablement améliorés suite aux travaux présentés dans la section 1.2.2, leur principale limitation réside dans le calage des paramètres.

La pertinence des résultats obtenus en utilisant les modèles d'impact classiques est fortement fonction de l'expertise du modélisateur, de la quantité et de la qualité des données expérimentales disponibles pour un recalage des paramètres du modèle. Les comparaisons d'analyses trajectographiques réalisées sur même versant (Falaise., 2001; Berger et Dorren, 2006) par plusieurs bureaux d'études ou laboratoires de recherche (dont certains utilisent les mêmes modèles) mettent ainsi clairement en avant la grande diversité des résultats obtenus lors de l'analyse trajectographique d'un même versant par plusieurs modélisateurs. Il semble donc indispensable d'analyser les causes de la sensibilité des modèles actuels à la définition des paramètres qui leur sont associés. Il est également nécessaire d'étudier en détail la physique de l'impact du bloc afin de définir des modèles en meilleure adéquation avec les phénomènes physiques en jeu au cours de l'impact.

Une amélioration des modèles d'impacts actuellement utilisés en trajectographie des chutes de blocs pourrait être possible en intégrant des modèles d'impact développés dans d'autres domaines de recherche. En particulier, les modèles numériques développés pour modéliser l'impact d'objets par les Méthodes aux Eléments Finis (Wu et al., 2005; Zhu et Tang, 2006) ou par les Méthodes aux Eléments Discrets (Koo et Chern, 1998; Calvetti et al., 2005; Bertrand et al., 2006; Shiu et al., 2006) pourraient être adaptés dans le contexte de l'analyse trajectographique.

Par ailleurs, la majorité des modèles d'impact ont été développés dans le cadre de l'impact d'un bloc sur un sol fin ou sur une surface rocheuse. Il semble donc indispensable de s'intéresser à la configuration intermédiaire, correspondant au cas fréquent de l'impact sur un sol grossier, pour laquelle le diamètre équivalent³ d_b de l'impactant est de l'ordre de la moyenne d_m de ceux des particules constitutives du sol

³Le diamètre équivalent d'un objet est le diamètre de la sphère de même volume que l'objet considéré.

$(1/5 < d_b/d_m < 5)$.

Enfin, l'intégration de la variabilité des propriétés du sol et des conditions incidentes peut être grandement améliorée. En effet, les modèles actuels séparent la définition du modèle mécanique d'impact et celle du modèle statistique de la variabilité des conditions d'impact. Ce type d'approche ne permet pas de différencier les contributions des différentes sources de variabilité. Et, cette modélisation de l'impact en deux étapes peut conduire à ignorer les corrélations possibles entre les paramètres aléatoires définis. Il est donc essentiel d'intégrer la variabilité du rebond du bloc de façon précise par l'intermédiaire de modèles stochastiques d'impact développés dans un cadre de travail probabiliste global.

De manière à enrichir les bases d'un tel modèle, une analyse préalable des phénomènes physiques en jeu au cours de l'impact d'un bloc rocheux sur un milieu granulaire grossier est indispensable. Cette analyse peut s'appuyer sur les résultats expérimentaux existants aussi bien pour l'impact d'un bloc sur un sol granulaire grossier que pour l'impact d'une particule sur des milieux granulaires modèles.

1.3 Etude de l'impact sur un sol granulaire grossier

1.3.1 Etudes expérimentales de l'impact d'un bloc sur un sol grossier

Plusieurs études de l'impact de blocs sur des sols classiquement rencontrés lors des études trajectographiques ont été réalisées dans l'optique principale de permettre la calibration des modèles d'impact. Ces travaux permettent également d'identifier les phénomènes physiques en jeu lors de l'impact ainsi que les paramètres explicatifs du comportement du bloc.

La première source d'information est l'analyse d'événements de chute de blocs a posteriori. Ces études fournissent des résultats intéressants pour réaliser une étude dans un contexte similaire. Cependant, le caractère unique de chaque événement ainsi que le peu d'informations disponibles (position des blocs, cratères d'impacts) limitent les possibilités d'exploitation de ces relevés.

Pour pallier ce manque d'informations, de nombreuses campagnes expérimentales ont été menées sur le terrain (Ritchie, 1963; Kirkby et Statham, 1975; Lied, 1977; Statham et Francis, 1986; Wu, 1985; Bozzolo et al., 1988; Pfeiffer et Bowen, 1989; Fornaro et al., 1990; Kobayashi et al., 1990; Azzoni et al., 1991; Azzoni et de Freitas, 1995; Azzoni et al., 1995; Giani, 1992; Evans et Hungr, 1993; Yoshida, 1999) ou en laboratoire (Azimi et al., 1982; Statham et Francis, 1986; Kamijo et al., 2000; Ushiro et al., 2000; Chau et al., 1998, 2002; Heidenreich, 2004).

Ces très nombreuses campagnes d'essais ont tout d'abord permis de définir des valeurs des coefficients de restitution classiques pour de nombreux types de sol, d'impactant et dans des conditions d'essais très différentes (Fig. 1.11 ; Tab. 1.1). Une synthèse des résultats obtenus durant ces campagnes expérimentales est disponible dans la thèse de Heidenreich (2004).

Ces essais ont également mis en évidence le fait que les coefficients de restitution ne sont en aucun cas des grandeurs constantes pour un type de sol donné. Cette affirmation est appuyée par la grande variabilité des valeurs obtenues en fonction des conditions d'impact, y compris pour un type de sol donné (Fig. 1.11 ; Tab. 1.1) .

Les coefficients de restitution sont tout d'abord fortement dépendants de l'énergie cinétique incidente de l'impactant. Cela traduit une dépendance du comportement du sol à l'intensité du chargement dynamique qui lui est appliqué. Les dépendances observées sont différentes selon que la masse (Ushiro et al., 2000; Pfeiffer et Bowen, 1989; Jones et al., 2000) ou la vitesse (Ushiro et al., 2000) de l'impactant

Reference	R_n	R_t	R_E	Remarques
Habib (1977)	0,75-0,80			Essais en Italie
	0,5-0,6			Essais en Norvège
Piteau et Clayton (1977)	0,8-0,9	0,65-0,75		Roche
	0,5-0,8	0,45-0,65		Eboulis et gros blocs
	0,4-0,5	0,35-0,45		Eboulis et petits blocs
	0,2-0,4	0,2-0,3		Terrain meuble
Wu (1985)	0,2-0,8	0,5-0,75		Roche
Bozzolo et Pamini (1986)			0,7	Roche
			0,55	Eboulis
Hoek (1987)	0,53	0,99		Roche mère
	0,4	0,9		Asphalte
	0,35	0,85		Afféurement rocheux et gros blocs
	0,32	0,82		Eboulis
	0,32	0,8		Eboulis végétalisé
	0,3	0,8		Terrain meuble végétalisé
Urciuoli (1988)**	0,05-0,35	0,5-1	0,02-1	Calcaire
	~ 0	0,24		Eboulis lâche
Pfeiffer et Bowen (1989)*	0,37-0,42	0,87-0,82		Surfaces dures : roches, route
	0,33-0,37	0,83-0,87		Blocs
	0,30-0,33	0,83-0,87		Eboulis
	0,30-0,33	0,80-0,83		Eboulis avec végétation
	0,28-0,32	0,80-0,83		Terrain meuble
	0,28-0,32	0,78-0,82		Terrain meuble avec végétation
Giani (1992)	0,5	0,95		Roche
	0,35	0,85		Afféurement rocheux et gros blocs
	0,3	0,7		Eboulis uniforme
	0,25	0,55		Terrain meuble avec végétation
Evans et Hungr (1993)	0,9	0,9		Petits blocs sur roche mère
	0,7	20,8		Gros blocs sur éboulis
Azzoni et de Freitas (1995)			0,75-0,90	Calcaire
			0,55-0,60	Eboulis fin et compact
			0,35-0,45	Eboulis fin et lâche
			0,45-0,50	Eboulis et blocs
			0,4-0,5	Eboulis et arbres couchés
			0,55-0,70	Eboulis grossier
			0,5-0,6	Terrain meuble avec végétation
			<0,2	Fossé
			0,5-0,65	Sol compacté
		0,75	Route	
Gerber (1995)	0,17-0,43	0,45-0,88		Calcaire
Kamijo et al. (2000)	0,1-0,35			Surface dure (impactant 220kg)
	0,1			Surface dure (impactant 800kg)
Ushiro et al. (2000)	0,1-0,4	0,71		Pas d'information
Jones et al. (2000)*	0,6-1,0	0,9-1,0		Surface dure
	0,15-0,30	0,75-0,95		Roche et blocs
	0,12-0,20	0,65-0,95		Eboulis
	0,1-0,2	0,5-0,8		Terrain meuble
Budetta et Santo (1994)	0,2	0,53		Roche

* Les valeurs utilisées par Pfeiffer et Bowen (1989) et Jones et al. (2000) sont pondérées a posteriori.

** Les valeurs fournies par Urciuoli (1988) sont dépendantes de la vitesse d'impact

TAB. 1.1 – Valeurs des coefficients de restitution relevées dans la littérature d'après Heidenreich (2004).

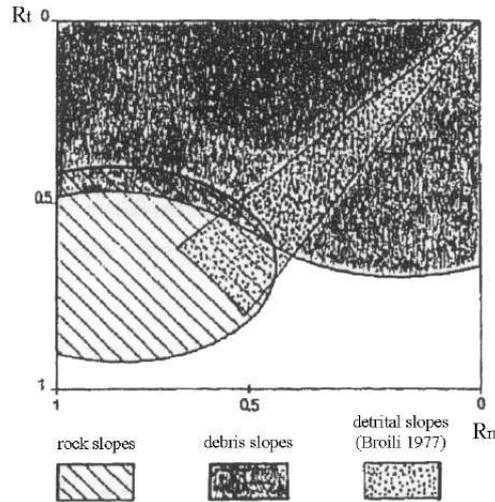


FIG. 1.11 – Gamme de variation des coefficients R_t et R_n en fonction du type de sol impacté d'après Fornaro et al. (1990).

est modifiée. Lorsque la masse du bloc augmente, seule une décroissance du coefficient R_n a été observée alors qu'une décroissance de R_t et de R_n peut être associée à une augmentation de la vitesse incidente. Ces différences peuvent être expliquées par le fait que la variation de la vitesse incidente introduit, en plus d'une variation de l'intensité du chargement, une modification de la vitesse de chargement du sol.

La taille relative de l'impactant par rapport à celles des roches constitutives de l'éboulis est également un paramètre influençant fortement les valeurs des coefficients de restitution.

Il semble tout d'abord que les gros blocs soient difficilement arrêtés dans un milieu composé de petits blocs car ils ne rencontrent pas d'obstacle assez volumineux pour les arrêter (Ritchie, 1963; Kirkby et Statham, 1975; Statham et Francis, 1986; Bozzolo et Pamini, 1986; Evans et Hungr, 1993).

Les gros blocs peuvent cependant être arrêtés au sein de milieux composés de petits blocs s'il y a, lors de l'impact, formation d'un cratère. Dans ce cas, l'énergie du bloc est dissipée par diffusion dans le sol, déformation plastique du sol et glissement du bloc sur le sol (Bozzolo et Pamini, 1986; Heidenreich, 2004). Ces dissipations énergétiques sont conditionnées par la forme et l'orientation de l'impactant (Falcetta, 1985; Chau et al., 1999). Des dissipations énergétiques peuvent également avoir lieu par fracturation de l'impactant ou des roches constitutives de l'éboulis (Azimi et al., 1982; Fornaro et al., 1990).

Enfin, il existe une forte influence des coefficients de restitution aux conditions cinématiques incidentes du bloc. On observe notamment que les impacts rasants permettent une meilleure conservation de l'énergie par le bloc (Wu, 1985; Bozzolo et Pamini, 1986; Chau et al., 1998; Ushiro et al., 2000; Chau et al., 2002; Heidenreich, 2004). Ceci est essentiellement dû au fait que l'énergie cinétique associée à la vitesse incidente est en grande partie transformée en énergie cinétique de rotation. De plus, l'énergie incidente associée à la composante normale de la vitesse du bloc est préférentiellement diffusée dans le sol et dissipée par déformation plastique du sol (Bozzolo et Pamini, 1986; Heidenreich, 2004).

Les résultats de ces essais mettent clairement en évidence la complexité ainsi que la variabilité des phénomènes physiques en jeu au cours du rebond. Cependant, les conditions d'expérimentations étant

	Taille des grains	Vitesse d'impact	Angle d'impact	Vitesse de rebond	Angle de rebond
White et Schultz (1977)	350-710 μm	160cm/s	14°	0,4 V^{in}	50°
Willets et Rice (1986)	150-600 μm	400cm/s	9-12°	0,6 V^{in}	20-40°
Napalnis et al. (1993)	100-200 μm		11-14°		30-40°

TAB. 1.2 – Propriétés principales des grains en saltation d'après Rioual (2002). Les angles d'impact (resp. de rebond) correspondent à l'angle entre la vitesse de l'impactant avant (resp. après) impact et la surface du lit de particule.

difficiles à contrôler et les jeux de données fournis étant souvent très réduits, il est difficile d'utiliser ces résultats dans l'optique de caractériser systématiquement le rebond du bloc. De plus, il semble indispensable de mettre en exergue les phénomènes physiques en jeu lors de l'impact avant d'entreprendre une démarche de modélisation. Ces phénomènes ne peuvent clairement être identifiés que dans le cadre d'essais contrôlés sur des matériaux modèles.

1.3.2 Modélisations et expérimentations d'impacts sur des milieux granulaires modèles

L'impact d'une particule sur un matériau granulaire modèle a été largement étudié dans des domaines de recherche très variés tels que le transport éolien (Rioual et al., 2000, 2003; Beladjine et al., 2007; Oger et al., 2005), le comportement dynamique des matériaux granulaires (Tanaka et al., 2002; Nishida et al., 2004) ou la formation de cratères dans les sols (Ciamarra et al., 2004; Ambroso et al., 2005) par exemple.

La majorité des études menées dans ces différents contextes ne sont pas directement comparables aux conditions d'impact observées en trajectographie des chutes de bloc. En particulier, les conditions d'impact sont généralement celles de l'interaction de particules de petite taille (inférieure à 1 cm) impactées par une particule se déplaçant à grande vitesse (supérieure à 30 m/s en général). Cependant, les résultats obtenus lors de ces études fournissent des points de repère intéressants.

Les résultats d'essais en soufflerie du déplacement de billes de verre (White et Schultz, 1977) ou de grains de sable (Willets et Rice, 1986; Napalnis et al., 1993; Rice et al., 1995) en saltation filmés avec une caméra rapide ont mis en évidence que, pour des impacts rasants (angle par rapport à l'horizontale d'environ 15°), la direction des particules après impact est plus normale à la surface du lit de particules qu'avant impact. Par ailleurs, les valeurs des angles et des vitesses réfléchis des particules (Tab. 1.2) sont fonction de la taille, de la forme des particules impactantes (Willets et Rice, 1986) et de la polydispersité des grains du lit (Rice et al., 1995).

Des expériences modèles de collision de particules sur un lit de particules ont également été menées pour des particules de sable (Werner, 1987), des billes d'acier (Mitha et al., 1986) ou de matière plastique (Rioual, 2002; Beladjine, 2007). Dans ces essais, l'impactant est propulsé par un canon sur le lit de particules (Fig. 1.12). Ces expériences montrent que les coefficients de restitution classiques sont indépendants de la vitesse incidente de la particule (Werner, 1987; Mitha et al., 1986; Rioual, 2002; Beladjine, 2007). De plus, le coefficient de restitution normal R_n décroît lorsque les impacts deviennent rasants (Mitha et al., 1986). Des modélisations numériques de ces essais confirment les résultats énoncés et mettent en évidence la grande variabilité des résultats en fonction de la géométrie locale de la surface impactée (Werner et Haff, 1988; Anderson et Haff, 1988; Oger et al., 2005).

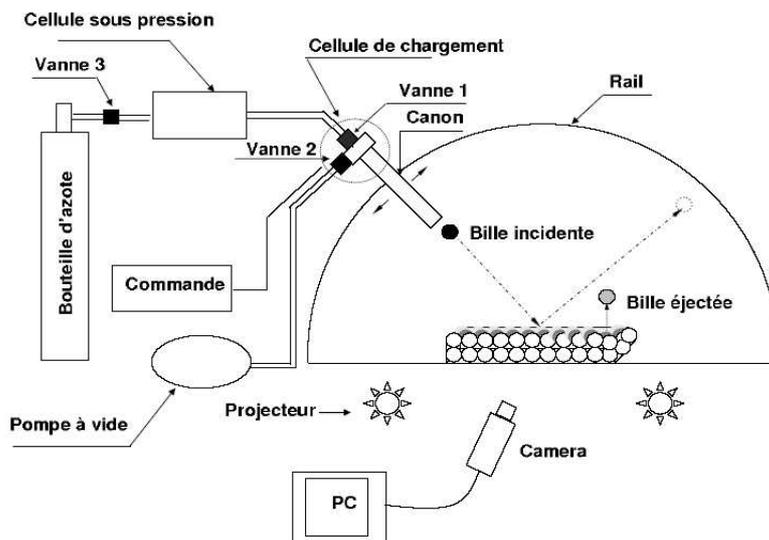


FIG. 1.12 – Schéma du dispositif expérimental utilisé par Beladjine (2007).

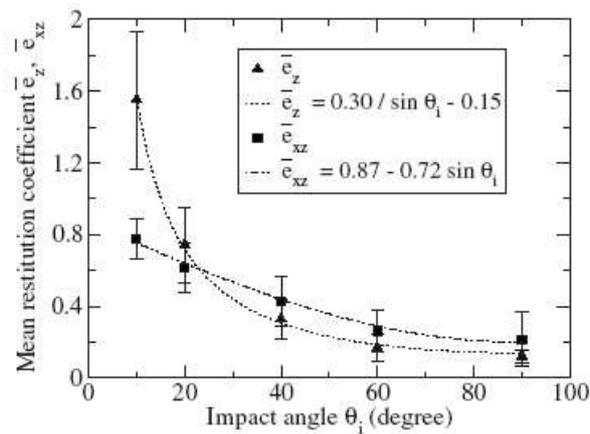


FIG. 1.13 – D'après Beladjine et al. (2007) : Influence de l'angle d'impact θ_i sur les coefficients de restitution e_z et e_{xz} . L'angle d'impact est relié à l'angle d'incidence par la relation $\theta_i = 90 - \alpha_i$. e_z est le coefficient de restitution normal et e_{xz} est le coefficient de restitution tangentiel.

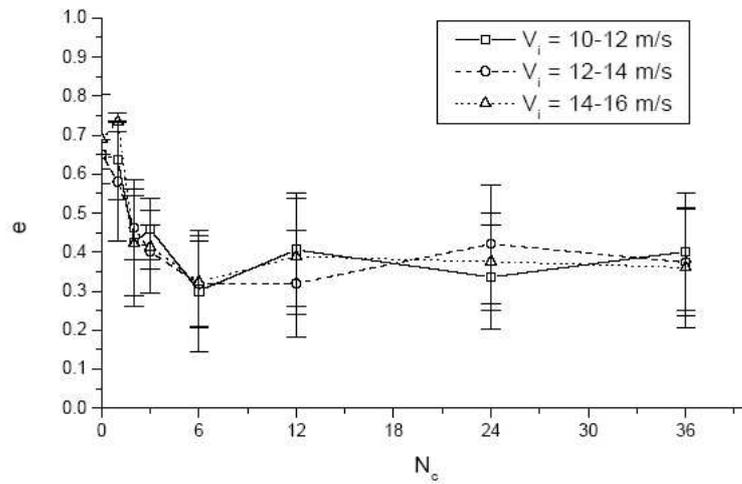


FIG. 1.14 – D’après Rioual (2002) : Influence du nombre de couches N_c de l’empilement granulaire sur le coefficient de restitution e . e est le rapport entre la vitesse incidente et la vitesse réfléchie de l’impactant.

Les expérimentations les plus exhaustives concernant l’impact d’une particule sur un lit granulaire ont été menées par Rioual (2002) et Beladjine (2007). Ces essais ont notamment permis d’étudier, en 2D et en 3D, l’influence de l’angle d’incidence sur les valeurs des différents coefficients de restitution (Fig. 1.13). Ils mettent également en évidence l’influence de la hauteur de l’empilement granulaire sur le rebond de l’impactant (Fig. 1.14). Selon Rioual (2002), l’influence de la profondeur de l’empilement est directement liée au fait que l’onde de compression générée par l’impact véhicule, lorsqu’elle se propage dans le milieu à partir du point d’impact, une partie de l’énergie incidente. Si la hauteur de l’empilement est telle que le temps d’aller-retour de l’onde soit supérieur au temps de contact, une partie importante de l’énergie n’est pas retransmise à la bille incidente. Cela explique la chute des valeurs des coefficients de restitution si la profondeur de l’empilement est trop importante. La compréhension de la propagation de l’onde de compression générée par l’impact dans l’empilement granulaire est donc essentielle à la compréhension des mécanismes en jeu au cours de l’impact.

1.3.3 Propagation des ondes dans les milieux granulaires

La principale difficulté dans la modélisation de la propagation d’une onde dans un milieu granulaire est la présence de contacts multiples (Stronge, 2003; Quinn et Bairavarasu, 2006) qui rend la résolution de l’équation du mouvement pour chaque particule impossible sans introduire une hypothèse sur la manière dont l’énergie incidente se répartit entre les billes.

La propagation d’une onde au sein d’une colonne de billes est mise en évidence par l’expérience du pendule de Newton (Fig. 1.15) qui consiste en l’impact d’une bille sur une chaîne de billes suspendues par des fils. Suite à la collision de la bille incidente, la dernière bille de la chaîne se déplace avec une vitesse apparemment identique à la vitesse de la première bille. La présence de contacts multiples à l’état initial rend le problème difficile à résoudre.

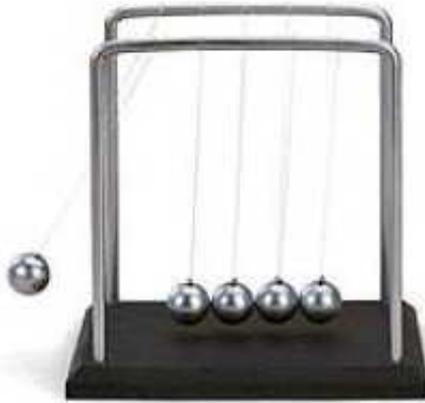


FIG. 1.15 – Le pendule de Newton.

La façon la plus simple de résoudre ce problème est de supposer que les billes sont séparées d'un espace infiniment petit. Cela permet de résoudre le problème comme étant une succession d'interactions binaires entre particules. Cette solution approchée n'est néanmoins pas satisfaisante car les contacts multiples ne sont pas traités comme tels.

Il est possible de fournir une solution approchée de ce type de problème en considérant les billes comme des sphères rigides localement déformables. Ce type d'approche a été envisagé pour modéliser le problème du pendule de Newton (Hinch et Saint-Jean, 1999), de l'impact d'une colonne de billes sur une paroi fixe (Luding et al., 1994), de la propagation d'une onde au sein d'une colonne de billes confinée (Coste et Falcon, 1997; Coste et Gilles, 1999; Nesterenko, 2001; Campbell, 2003) ainsi que celui de l'impact d'une bille sur une colonne de billes posée sur un fond rigide (Rioual, 2002).

Les modèles développés permettent de déterminer la vitesse de propagation de l'onde ainsi que l'atténuation de son intensité au cours de sa propagation. Bien que ces modélisations ne prennent en compte aucune dissipation d'énergie au droit des contacts, les prédictions de ces modèles sont en accord avec les résultats d'essais menés sur des milieux bi-dimensionnels si les particules sont assez rigides et si les dissipations frictionnelles, plastiques et visqueuses sont limitées (Sen et al., 2001; Visco et al., 2004; Somfai et al., 2005; Hostler et Brennen, 2005).

La propagation de l'onde dans un milieu 2D est bien plus complexe. Le désordre au sein du milieu favorise la diffusion et la dissipation d'énergie par frottement. De plus, si le milieu est polydisperse, il peut également y avoir réflexion de l'onde avant atteinte du fond de l'échantillon. En effet, le passage de l'onde d'une bille de taille donnée vers une bille plus grosse occasionne une onde de réflexion (Vergara, 2005). Ces phénomènes de réflexion partielle des ondes sur de gros objets insérés dans un sol granulaire sont étudiées de manière très détaillée pour l'amélioration des techniques de détection de gros objets, tels que les mines par exemple, dans les sols.

Enfin, lorsque l'impactant est bien plus gros que les particules du milieu granulaire, un déplacement important des particules du sol se superpose aux phénomènes de propagation d'ondes. Dans ce cas, il y a alors formation d'un cratère (Ciamarra et al., 2004; Ambroso et al., 2005). Si le sol est infiniment profond, il y a trois phases successives : impact, pénétration et arrêt. Les conditions aux limites jouent alors un rôle prépondérant car le rebond n'est observé que si le fond du sol (substratum pour les ébou-

lis) est proche ou si le confinement du milieu est important. L'influence des conditions aux limites est notamment essentielle lors de l'impact de gros blocs rocheux sur des milieux granulaires dissipatifs tels que ceux placés dans les gabions (Bertrand et al., 2006; Lambert, 2007) ou sur les galeries de protection pare-blocs (Calvetti et al., 2005; Shiu et al., 2006).

1.4 Modélisation numérique par la Méthode aux Eléments Discrets

1.4.1 Intérêt d'une approche numérique discrète

L'impact d'un bloc sur un sol granulaire grossier peut difficilement être modélisé en utilisant les outils classiques de la mécanique des milieux continus.

La modélisation de milieux discrets dans le cadre théorique de la mécanique des milieux continus nécessite la définition d'une loi de comportement macroscopique du matériau considéré. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser des techniques d'homogénéisation (Cambou et Jean, 2001). Cette approche est difficile à mettre en œuvre pour les éboulis naturels car, la taille des particules constitutives étant importante par rapport aux dimensions générales des éboulis (notamment leur profondeur), la définition d'un Volume Élémentaire Représentatif comportant un nombre suffisant de particules est incompatible avec une modélisation précise du sol. Il serait donc préférable d'envisager de travailler sur un Volume Élémentaire Statistique de nature mésoscopique pour lequel les conditions de séparation d'échelle ne sont pas requises (Huet, 1990).

De plus, même si une loi de comportement macroscopique du sol est définie, sa complexité et celle du chargement dynamique du sol au cours de l'impact rendent la modélisation de l'impact très complexe. La non-linéarité de la loi de comportement du matériau, le caractère dynamique transitoire du chargement et les grandes déformations du sol requièrent l'emploi de méthodes numériques complexes. Dans ce contexte, la modélisation numérique ne permet d'obtenir des résultats pertinents qu'au prix d'efforts de modélisation importants.

Etant donné la nature discrète du sol impacté, il est au contraire naturel d'envisager l'utilisation de méthodes discrètes. Dans ces approches, le milieu est assimilé à un assemblage de particules discrètes en contact. Les propriétés mécaniques des particules en interaction sont définies au niveau de chaque contact ce qui permet de modéliser le comportement mécanique du sol à l'échelle locale. A chaque pas de temps, les positions et les forces appliquées sur chaque élément sont connues. Ces approches prennent donc en compte naturellement les grandes déformations liées aux grands déplacements des particules, les pertes de contact entre particules ainsi que les transferts énergétiques locaux ayant lieu au cours de l'impact.

1.4.2 La Méthode aux Eléments Discrets

On distingue généralement deux types de méthodes aux éléments discrets : les méthodes de type *dynamique des contacts* et les méthodes de type *dynamique moléculaire* (Cambou et Jean, 2001). La principale différence entre ces deux approches réside dans le traitement des contacts entre éléments.

Les approches de type *dynamique des contacts* (Jean et Moreau, 1992; Jean, 1999) permettent de modéliser les éléments comme des *sphères dures*. Ces approches sont basées sur l'hypothèse qu'aucune interpénétration n'est possible entre les particules. La gestion des contacts se fait par l'intermédiaire de

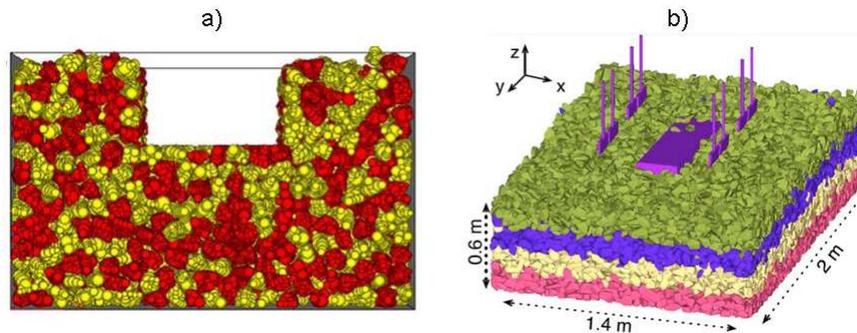


FIG. 1.16 – Simulation du procédé de bourrage d’un ballast de voie ferrée a) par la *dynamique moléculaire* (Lu et McDowell, 2007) ; b) par la *dynamique des contacts* (Azéma, 2007).

lois non régulières introduisant des discontinuités des vitesses des particules et des forces entre particules lors du contact. Les équations de la dynamique sont résolues par un algorithme implicite permettant un traitement sans approximation des discontinuités de vitesses et de forces ainsi que des contacts simultanés.

Au contraire, les méthodes de type *dynamique moléculaire* (Cundall et Strack, 1979) permettent l’interpénétration entre les particules du milieu qui sont considérées comme des *sphères molles*, c’est à dire rigides localement déformables. Les surfaces de contact entre particules peuvent donc subir des déformations élastiques ou plastiques et une loi de contact régulière permet de définir la relation entre l’interpénétration et la force de contact entre deux particules.

De nombreuses comparaisons (Wolf, 1996; Cambou et Jean, 2001) ont été menées entre ces deux approches qui s’avèrent dans la majorité des cas toutes deux capables de modéliser correctement les problèmes posés (Fig. 1.16). Néanmoins, l’approche *dynamique moléculaire* est très employée actuellement en raison, essentiellement, de sa simplicité de mise en œuvre. En particulier, l’existence d’une interpénétration entre particules facilite la définition des lois de contact ainsi que l’interprétation physique des résultats obtenus. De nombreuses études utilisant cette approche ont permis le développement d’un grand nombre d’extensions de la méthode initiale. Ces améliorations portent notamment sur le développement de lois de contact spécifiques et la modélisation de particules de formes complexes.

Une approche de type *dynamique moléculaire* est donc privilégiée dans ce travail. La modélisation de l’impact d’un bloc rocheux sur un éboulis sera réalisée en utilisant le code de calcul PFC - *Particle Flow Code*- développé par Cundall et Strack (1979). La méthode de type *dynamique moléculaire* utilisée dans le code PFC sera nommée Méthode des Eléments Discrets ou MED conformément aux dénominations employées dans Cundall et Strack (1979).

Principe de la MED

L’objectif de la Méthode des Eléments Discrets est la détermination, quel que soit l’instant t considéré et pour un pas de temps dt , des positions de toutes les particules du milieu et des forces appliquées sur toutes les particules. Au début du cycle de calcul, les positions de toutes les particules au temps t et toutes les forces de contact au temps $t - dt$ sont connues.

Le calcul des positions de toutes les particules au temps $t + dt$ et de toutes les forces de contact au

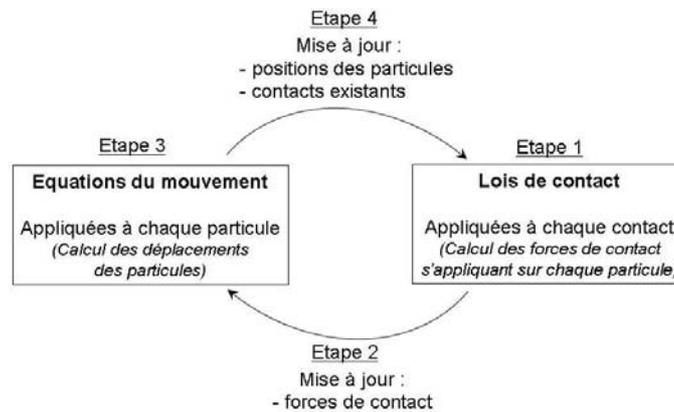


FIG. 1.17 – Cycle de calcul de la Méthode des Eléments Discrets.

temps t est réalisé en 4 étapes (Fig. 1.17) :

- Etape 1 : mise à jour des contacts et des interpénétrations entre particules à partir des positions des particules au temps t ;
- Etape 2 : calcul et stockage de toutes les forces de contact au temps t à partir des interpénétrations calculées à l'étape 1 et des forces de contact au temps $t - dt$ par application de la loi de contact ;
- Etape 3 : calcul du déplacement des particules entre les temps t et $t + dt$ par résolution des équations issues du principe fondamental de la dynamique ;
- Etape 4 : calcul des positions des particules au temps $t + dt$.

A la fin du cycle de calcul, la connaissance des positions des particules au temps $t + dt$ et de toutes les forces de contact au temps t permet d'initier le cycle de calcul au pas de temps suivant.

Détection des contacts

Le cycle de calcul de la MED débute par la mise à jour des contacts existants entre les particules. Si l'existence de tous les contacts potentiels entre particules est testée, l'étape de détection des contacts est très coûteuse en terme de temps de calcul. En effet, le temps de calcul évolue de façon quadratique en fonction du nombre de particules si ce type d'algorithme de détection est utilisé.

De façon à réduire le temps de détection des contacts, la détection des contacts n'est réalisée qu'au voisinage de chaque particule. Les méthodes de détection des contacts couramment utilisées sont soit basées sur la méthode de *partitionnement en cellules* soit sur la méthode du *voisinage de particule*. La principale différence entre ces méthodes est la définition de la notion de voisinage d'une particule. Ces descriptions sont exposées en détail dans Williams et O'Connor (1999), Itasca (1999), Mishra (2003) et Gland (2003) par exemple.

La méthode de *partitionnement en cellules* consiste à diviser l'espace en un maillage de cellules carrées. Une liste des particules appartenant à chaque cellule est alors créée. Seules les possibilités de contact entre particules appartenant à la même cellule ou à des cellules attenantes sont testées. Pour chaque particule, une liste de particules potentiellement en contact avec la particule considérée est créée. La méthode de détection des contacts implémentée dans le logiciel PFC utilisé dans ce travail est basée sur la méthode de *partitionnement en cellules*.

La méthode du *voisinage de particule* permet elle aussi la création d'une liste de particules potentiellement en contact avec chaque particule. Pour chaque particule, les particules potentiellement en contact sont celles situées à une distance de la particule testée inférieure à une valeur seuil. Le voisinage de chaque particule est alors l'ensemble des particules situées à l'intérieur d'un cercle de rayon donné centré sur la particule considérée.

Quelle que soit la méthode utilisée, le temps de détection des contacts est optimisé en limitant les mises à jour des listes de particules potentiellement en contact appelées listes de voisinage des particules. Les listes de voisinage ne sont mises à jour que tous les N cycles de calcul en fonction de la taille des régions définissant le voisinage et de la vitesse des particules. La taille des régions (cellules ou sphères) de l'espace définissant le voisinage de chaque particule doit être définie avec soin en fonction de la taille maximale des particules du milieu. En effet, si la taille du voisinage est très grande par rapport à la taille des particules du milieu, un grand nombre de particules est situé dans le voisinage de chaque particule. Les méthodes décrites ne sont, dans ce cas, pas très efficaces car un très grand nombre de particules est testé. Au contraire, si la taille du voisinage est faible par rapport à celle des particules du milieu, le nombre de particules à tester pour chaque entité est très faible. En contrepartie, la mise à jour des listes de voisinages doit être faite très régulièrement car toute particule intégrant le voisinage est susceptible d'interagir très rapidement avec la particule considérée. Il existe donc une taille optimale des régions de voisinage de chaque particule pour laquelle le nombre de voisins à tester et la périodicité de la mise à jour de la liste de voisinage sont optimaux.

Calcul des forces de contact

Le comportement mécanique macroscopique du milieu modélisé par la MED est fortement conditionné par le comportement mécanique local des particules. Ce comportement local est pris en compte au travers des lois de contact permettant de calculer, pour chaque contact, les forces appliquées sur chacune des particules en contact en fonction du déplacement relatif des particules et de l'historique de chargement du contact depuis sa création.

La loi de contact permet de calculer, à chaque pas de temps, les incréments de force de contact normal dF_n et tangentiel dF_t à la surface de chaque contact en fonction des incréments d'interpénétration entre les particules normal du_n et tangentiel du_t à la surface de contact (Fig. 1.18) par les relations :

$$dF_n = f_n(du_n, P_n^i, dt) \quad (1.5)$$

$$dF_t = f_t(du_t, P_t^i, dt) \quad (1.6)$$

où f_n , f_t et P_n^i , P_t^i sont des fonctions et des paramètres caractérisant la loi de contact.

Le calcul des incréments de force de contact permet de déterminer, à partir des forces de contact au temps $t - dt$, les forces de contact au temps t :

$$F_n(t) = F_n(t - dt) + dF_n \quad (1.7)$$

$$F_t(t) = F_t(t - dt) + dF_t \quad (1.8)$$

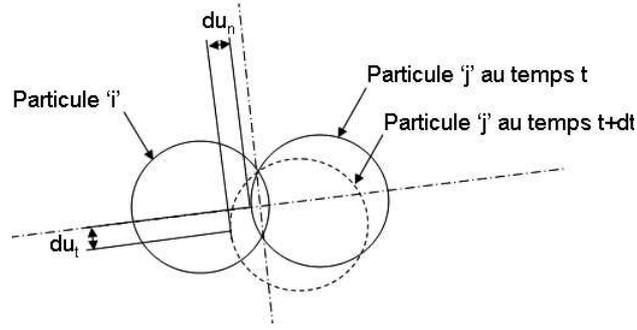


FIG. 1.18 – Incréments de déplacement entre les particules normal du_n et tangential du_t à la surface de contact. La position de la particule 'i' est identique aux temps t et $t + dt$ car la représentation est faite dans le repère lié à la particule 'i'.

où $F_n(t)$ (resp. $F_t(t)$) est la force de contact normale (resp. tangentielle) à la surface de contact au temps t ; $F_n(t - dt)$ (resp. $F_t(t - dt)$) est la force de contact normale (resp. tangentielle) à la surface de contact au temps $t - dt$.

Les paramètres P_n^i et P_t^i peuvent être soit des paramètres caractéristiques du comportement local du matériau des particules (module de Young, coefficient de Poisson...) soit les forces de contact ou déplacements au pas de temps considéré ou aux pas de temps précédents. La loi de contact détermine les forces de contact en fonction des caractéristiques mécaniques des particules, de l'historique du chargement du contact et des couplages entre la composante normale et la composante tangentielle des forces de contact. Un exposé détaillé des lois de contact classiques est réalisé dans la section 1.4.3.

Calcul du déplacement des particules

Le calcul des positions des particules au temps $t + dt$ est réalisé, dans le logiciel PFC, par application du Principe Fondamental de la Dynamique au temps t et résolution numérique des équations correspondantes par un algorithme explicite (Itasca, 1999). Le principe de résolution numérique est exposé en deux dimensions pour des raisons de clarté mais ce principe est applicable en trois dimensions également.

Si les forces volumiques s'appliquant sur les particules sont uniquement de nature gravitaire, l'application du Principe Fondamental de la Dynamique au temps t sur la particule p de centre gravité G permet d'écrire les relations :

$$\sum_i \vec{F}(p^i \rightarrow p)(t) + m_p \vec{g} = m_p \vec{\ddot{x}}_G(t) \quad (1.9)$$

$$\sum_i \vec{M}_G(p^i \rightarrow p)(t) = I_p \vec{\ddot{\Omega}}_G(t) \quad (1.10)$$

où $\vec{F}(p^i \rightarrow p)$ est la force de contact appliquée par la particule p^i sur la particule p ; $\vec{M}_G(p^i \rightarrow p)(t)$ est le moment en G lié à la force de contact entre la particule p^i et la particule p ; m_p est la masse de la particule p ; I_p est le moment d'inertie en G de la particule p ; \vec{g} est l'accélération de la gravité; $\vec{\ddot{x}}_G(t)$

est l'accélération de la particule p en G au temps t et $\vec{\Omega}_G(t)$ est l'accélération angulaire de la particule p en G au temps t .

La discrétisation temporelle suivant la méthode des différences finies centrées permet d'exprimer les accélérations et accélérations angulaires des particules au temps t en fonction de leurs vitesses et vitesses angulaires aux temps $t + dt/2$ et $t - dt/2$:

$$\vec{\ddot{x}}_G(t) = \frac{1}{dt}(\vec{\dot{x}}_G(t + dt/2) - \vec{\dot{x}}_G(t - dt/2)) + o(dt) \quad (1.11)$$

$$\vec{\ddot{\Omega}}_G(t) = \frac{1}{dt}(\vec{\dot{\Omega}}_G(t + dt/2) - \vec{\dot{\Omega}}_G(t - dt/2)) + o(dt) \quad (1.12)$$

L'intégration de ces expressions dans les équations 1.9 et 1.10 permet d'écrire :

$$\vec{\dot{x}}_G(t + dt/2) = \vec{\dot{x}}_G(t - dt/2) + \left[\frac{\sum_i \vec{F}(p^i \rightarrow p)(t)}{m_p} \right] dt + o(dt) \quad (1.13)$$

$$\vec{\dot{\Omega}}_G(t + dt/2) = \vec{\dot{\Omega}}_G(t - dt/2) + \left[\frac{\sum_i \vec{M}_G(p^i \rightarrow p)(t)}{I_p} \right] dt + o(dt) \quad (1.14)$$

La méthode des différences finies centrées permet enfin d'exprimer les positions et positions angulaires au temps $t + dt$ en fonction des vitesses et vitesses angulaires aux temps $t + dt/2$ grâce aux relations :

$$\vec{x}_G(t + dt) = \vec{x}_G(t) + \vec{\dot{x}}_G(t + dt/2)dt + o(dt) \quad (1.15)$$

$$\vec{\Omega}_G(t + dt) = \vec{\Omega}_G(t) + \vec{\dot{\Omega}}_G(t + dt/2)dt + o(dt) \quad (1.16)$$

A chaque cycle de calcul, le calcul des positions et positions angulaires de toutes les particules au temps $t + dt$ nécessite la connaissance des positions et positions angulaires des particules au temps t , des vitesses et vitesses angulaires des particules au temps $t - dt/2$ et des forces de contact au temps t . Toutes ces données sont donc stockées pour toutes les particules à chaque cycle de calcul.

De façon à réduire le contenu fréquentiel de la réponse du milieu (et ceci particulièrement pour la recherche de solutions d'équilibre à un problème quasi-statique), l'ajout de forces s'opposant au déplacement des particules est possible. Cette pondération est faite en introduisant le facteur α_m dans les équations 1.9 et 1.10 :

$$(1 - \text{sgn}(\vec{\ddot{x}}_G(t))\alpha_m) \left[\sum_i \vec{F}(p^i \rightarrow p)(t) + m_p \vec{g} \right] = m_p \vec{\ddot{x}}_G(t) \quad (1.17)$$

$$(1 - \text{sgn}(\vec{\ddot{\Omega}}_G(t))\alpha_m) \sum_i \vec{M}_G(p^i \rightarrow p)(t) = I_p \vec{\ddot{\Omega}}_G(t) \quad (1.18)$$

où sgn est la fonction signe : $\text{sgn}(x) = 1$ si $x > 0$ et $\text{sgn}(x) = -1$ si $x < 0$.

L'introduction du coefficient α_m est intéressante pour des sollicitations statiques ou quasi-statiques et pour la génération rapide de milieux à l'équilibre. Au contraire, l'introduction de ce coefficient est dangereuse dans le cas de sollicitations dynamiques car cela perturbe les équations du mouvement. Le

logiciel PFC étant destiné initialement à l'étude de milieux soumis à des sollicitations quasi-statiques, la valeur par défaut de ce coefficient est $\alpha_m = 0,7$. Pour l'impact d'un bloc rocheux sur un éboulis, la sollicitation du milieu impacté étant dynamique, les simulations ont été menées avec une valeur de $\alpha_m = 0$.

1.4.3 Lois de contact

Dans la MED, la loi de contact permet de modéliser le comportement élastique local des particules ainsi que les dissipations énergétiques au niveau des contacts. Le choix d'un modèle de contact doit être à la fois basé sur une analyse physique des transferts énergétiques au sein du milieu et sur des considérations pratiques : on cherche une loi de contact assez complexe pour modéliser correctement les transferts et dissipations énergétiques et dont la formulation n'est pas trop pénalisante en terme de temps de calcul.

Comportement élastique au droit des contacts

Contrairement au contact entre solides rigides, le contact entre solides élastiques n'est pas instantané. L'introduction d'un comportement élastique des matériaux au droit des contact a donc pour principale conséquence d'introduire la notion de temps de contact.

La loi de contact la plus couramment utilisée - voir par exemple (Itasca, 1999) - considère les particules comme des objets localement élastiques et consiste à relier les forces de contact et les interpénétrations entre particules par l'intermédiaire de relations linéaires faisant intervenir des raideurs caractéristiques des matériaux des particules en contact. Pour un contact entre deux particules i et j , les expressions caractéristiques de la loi de contact élastique linéaire sont :

$$dF_n = K_n du_n \quad (1.19)$$

$$dF_t = K_t du_t \quad (1.20)$$

avec,

$$K_n = \frac{K_n^i K_n^j}{K_n^i + K_n^j} \quad (1.21)$$

$$K_t = \frac{K_t^i K_t^j}{K_t^i + K_t^j} \quad (1.22)$$

où K_n^i (resp. K_n^j) est la raideur normale du matériau de la particule i (resp. j) et K_t^i (resp. K_t^j) est la raideur tangentielle du matériau de la particule i (resp. j).

Les raideurs sont définies pour chacune des particules en contact. Ces raideurs peuvent être reliées aux grandeurs caractéristiques classiquement utilisées pour décrire le comportement élastique des matériaux. On peut par exemple relier K_n^i et K_t^i au module de Young et au coefficient de Poisson du matériau (Cambou et al., 1995; Deluzarche, 2004; Bertrand et al., 2006).

Malgré leur formulation simple, les lois de contact linéaires s'avèrent suffisantes pour modéliser le comportement d'ensemble des milieux granulaires (Wolf, 1996; Cambou et Jean, 2001). En effet,

dans ce cas, les effets collectifs sont prépondérants devant les caractéristiques constitutives du contact inter-éléments.

Au contraire, la modélisation précise de la propagation des ondes élastiques au sein d'un assemblage de solides ou celle de l'interaction entre une particule isolée et un milieu granulaire nécessitent l'utilisation de lois de contact de type élastique non linéaire inspirées, pour la plupart, de la théorie du contact de Hertz (Hertz, 1882; Mindlin et Deresiewicz, 1953; Goldsmith, 1960). Ces lois de contact sont particulièrement bien adaptées à la modélisation de l'impact car elles permettent de modéliser finement l'interaction entre le bloc et le sol ainsi que la propagation des ondes de choc au sein du milieu impacté. L'utilisation de lois de contact modélisant le comportement élastique des matériaux en contact de façon non-linéaire sera donc privilégiée dans ce travail (cf. section 2.2.2 et section 3.3.3).

Il est intéressant de noter que, pour des lois de contact purement élastiques, il n'y a aucune dissipation d'énergie au cours du contact. L'utilisation d'un formalisme incrémental n'est alors pas indispensable. Il existe donc, dans ce cas, une relation directe entre l'interpénétration des particules et la force de contact. En pratique, les lois de contact purement élastiques ne sont utilisées que pour la composante normale de la force au contact. Dans la majorité des cas, une dissipation frictionnelle est introduite sur la composante tangentielle de la force de contact.

Dissipation par frottement au droit des contacts

Les dissipations d'énergie par frottement sont classiquement modélisées dans les méthodes aux éléments discrets par l'introduction d'un frottement de Coulomb (Cambou et Jean, 2001). Quel que soit l'instant t considéré, la valeur de la composante tangentielle de la force de contact calculée par l'expression 1.8 est limitée, en accord avec le critère de Coulomb, par la relation :

$$|F_t(t)| \leq F_n(t) \tan \varphi \quad (1.23)$$

où φ est l'angle local de frottement.

De nombreux modèles (Renard, 1998) proposent une description plus fine du frottement. Cependant, ces modèles complexes de frottement sont difficiles à calibrer étant donné la connaissance réduite des phénomènes réels en jeu au droit des contacts, notamment pour un contact roche-roche.

Autres sources de dissipation énergétique au voisinage des points de contact

Les modèles de contact peuvent prendre également en compte, en complément des dissipations frictionnelles, d'autres types de dissipation énergétique. Les principales causes de ces dissipations énergétiques sont la rupture des micro-aspérités au niveau du contact, la plastification du matériau, le comportement visqueux du matériau, l'initiation et la propagation de fissures et l'émission d'ondes élastiques.

Les dissipations énergétiques sont généralement traduites dans les lois de contact par l'intermédiaire d'une source de dissipation visqueuse (Ji et Shen, 2006). Le modèle le plus employé est celui de Kelvin-Voigt couplant un amortisseur au comportement élastique linéaire (ressort) du matériau (Fig. 1.19).

La dissipation énergétique au voisinage du point de contact peut également être modélisée par l'introduction d'un comportement plastique du matériau. Lorsqu'un modèle de comportement élastique linéaire est utilisé, il est possible d'introduire une dissipation plastique de l'énergie en développant une loi de contact, dans la direction normale, élastique parfaitement plastique (Bertrand et al., 2006) ou élasto-

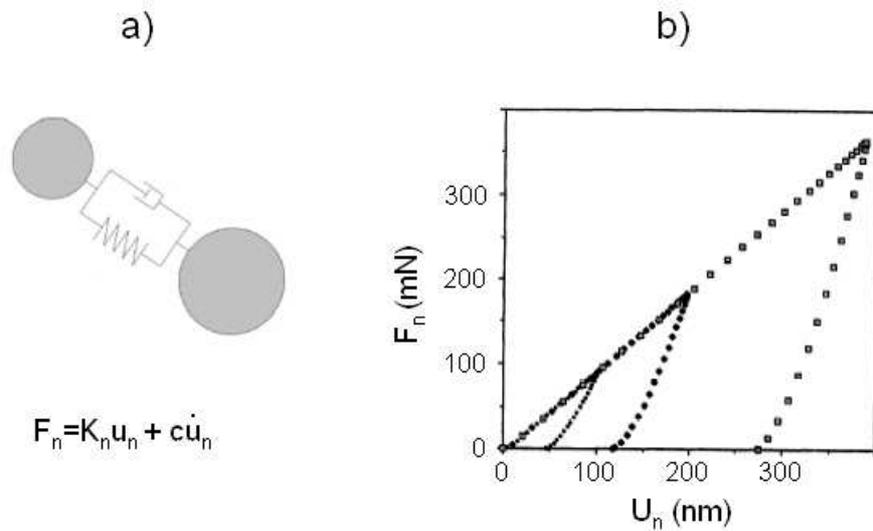


FIG. 1.19 – Exemples de lois de contact a) élastique visqueuse (modèle de Kelvin-Voigt) et b) élasto-plastique (Thornton et Ning, 1998)

plastique (Lim et Stronge, 1999). Certaines modèles introduisent également une dissipation plastique en utilisant des raideurs du matériau différentes lors du chargement et du déchargement du contact (Walton et Braun, 1986). Lorsqu'un comportement élastique non-linéaire du matériau est utilisé, la modélisation d'un comportement élasto-plastique du matériau peut être faite dans un cadre théorique proche de celui employé dans la théorie du contact de Hertz (Thornton et Ning, 1998).

L'introduction d'une dissipation visqueuse ou plastique présente un grand nombre d'avantages pour l'étude du comportement statique des milieux granulaires ou l'étude d'écoulements granulaires. Cela permet, en particulier, d'assurer la convergence des calculs et de limiter la vibration des particules autour de leur état d'équilibre. Cependant, le comportement réel du matériau étant bien plus complexe que celui décrit dans ces lois, l'interprétation physique des résultats obtenus n'est pas évidente. Un calage de la loi de contact s'avère donc indispensable dans chaque configuration étudiée.

Pas de temps critique

L'algorithme de résolution des équations du mouvement utilisé dans la MED étant de nature explicite, la pertinence des résultats obtenus n'est assurée que si le pas de temps dt ne dépasse pas une valeur limite.

Il tout d'abord nécessaire de vérifier que le pas de temps est assez faible pour que le déplacement des particules au cours d'un pas de temps soit faible par rapport à leur taille. Ce critère est généralement peu restrictif.

De plus, la valeur maximale du pas de temps doit être faible devant celle du temps de contact de façon à permettre une simulation correcte du contact. Le pas de temps est donc directement lié au temps de contact. Quel que soit le modèle de contact utilisé, la durée du contact entre deux particules est fonction de la masse moyenne des particules en contact et de leur raideur moyenne. Le temps de contact diminue lorsque la taille moyenne des particules diminue et lorsque leur raideur moyenne augmente. Le temps

de contact est également, dans des conditions similaires, plus court si aucune dissipation visqueuse ou plastique n'est introduite dans la loi de contact (Wolf, 1996). Le pas de temps maximal est donc calculé comme étant une fraction de la durée du contact binaire purement élastique entre les deux particules en contact ayant les tailles et les raideurs les plus pénalisantes.

Dans le logiciel PFC2D, le pas de temps est calculé pour chaque itération par la formule :

$$\Delta t = \alpha_{\Delta t} \min \left[\sqrt{\frac{m^i}{k_{tran}^i}}, \sqrt{\frac{I^i}{k_{rot}^i}} \right] \quad (1.24)$$

où m^i est la masse de la particule i , I^i est son moment d'inertie et k_{tran}^i et k_{rot}^i sont des raideurs équivalentes de translation et de rotation de la particule i . Le coefficient $\alpha_{\Delta t}$ permet d'ajuster le pas de temps souhaité.

Bien que cette méthode de détermination du pas de temps soit approximative, elle présente l'avantage de rendre compte de l'influence de la raideur et de la masse des particules. Elle permet également de calculer le pas de temps optimal à chaque pas de la simulation en fonction du chargement de toutes les particules.

La détermination du coefficient $\alpha_{\Delta t}$ doit néanmoins être faite avec attention. Et, même s'il existe des valeurs de référence de ce coefficient en fonction de la loi de contact utilisée (Itasca, 1999), une étude paramétrique est nécessaire pour chaque modélisation réalisée. Cette vérification s'impose d'autant plus si des modèles élastiques non-linéaires sont utilisés car, pour ces modèles, le temps de contact n'est pas proportionnel à $\sqrt{m/k}$ mais à $(m/k)^{a/2}$ où a est défini dans la relation $F_n = kv_n^a$ (Wolf, 1996).

1.4.4 Modélisation de la forme des particules

La forme des particules détermine fortement le comportement des milieux granulaires (Geodis, 2007). En effet, ce paramètre conditionne la rotation des particules. La forme des particules modifie également la transmission des efforts car elle influe sur la stabilité des chaînes de forces et sur la surface de contact (contacts ponctuels, plans ou sur plusieurs points).

Plusieurs stratégies de modélisation ont été mises en place de façon à étudier l'influence de ce paramètre sur le comportement des milieux granulaires. Ces approches consistent soit à modéliser la forme réelle des particules le plus précisément possible, soit à modéliser les particules de façon simplifiée pour prendre en compte seulement l'effet de leur forme générale dans les simulations.

Des codes de calcul permettant de modéliser des particules de formes polygonales complexes ont été développés en dynamique des contacts et en dynamique moléculaire. Les codes les plus connus permettant de modéliser des particules de forme polygonales sont LMGC90 (Dubois et Jean, 2006) pour les méthodes de type dynamique des contacts et 3DEC (Cundall, 1988b) pour les méthodes de type dynamique moléculaire. L'utilisation de ces codes de calcul permet de modéliser précisément des particules de formes complexes telles que les particules constitutives de ballast de chemin de fer (Saussine, 2004; Azéma, 2007) ou de couches granulaires protectrices de galeries pare-blocs (Calvetti, 1998) par exemple. Dans ces approches, la gestion de la détection des contacts ainsi que la calibration des lois de contact sont cependant délicates.

La prise en compte précise de la forme des particules peut également se faire en utilisant un agglomérat insécable de particules sphériques (Fig. 1.20). Cette méthode présente l'avantage de permettre une modélisation précise des formes en même tant que l'utilisation de lois de contact classiques. Mal-

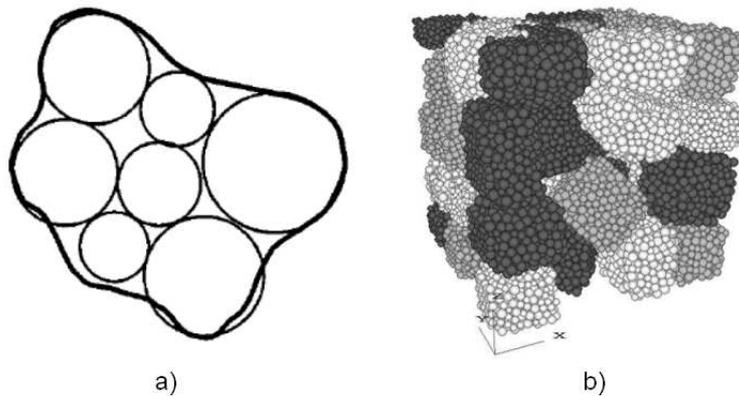


FIG. 1.20 – Modélisation d’agglomérats insécables de particules sphériques : a) en 2D (Jensen et al., 1999) ; b) en 3D (Bertrand et al., 2006)

heureusement, dans cette approche, la modélisation précise des formes nécessite un grand nombre de particules ce qui est fortement préjudiciable en terme de temps de calcul.

Les avantages de l’utilisation d’agglomérats de particules sphériques en terme de gestion des contacts étant indéniables, cette approche a souvent été privilégiée malgré cet inconvénient. De plus, en utilisant des agglomérats similaires composés de particules liées par des liens cohésifs (cf. section 1.4.5), il est également possible de modéliser la fracturation de particules. Diverses stratégies de modélisation ont été développées dans l’optique d’obtenir une modélisation optimale en terme de précision de la modélisation de la forme des particules et de temps de calcul. Ainsi, certaines approches consistent à autoriser une interpénétration importante entre les particules d’un agglomérat insécable (Claquin, 2003; Salot, 2007; Lu et McDowell, 2007). Cela présente l’avantage de modéliser des formes complexes pour des tailles de sphères plus grosses (Fig. 1.21) ce qui permet d’utiliser des pas de temps plus grands. En contrepartie, les inerties des agglomérats de particules sont mal définies du fait du chevauchement des particules. Par ailleurs, il n’est pas possible d’utiliser ce type d’agglomérats pour la modélisation de la fracturation par l’intermédiaire d’agglomérats similaires composés de particules liées par des liens cohésifs. En effet, les importantes inter-pénétrations entre les particules conduiraient à des déplacements importants qui n’ont aucun sens physique.

La modélisation directe de particules de forme simplifiée est également possible. Ainsi, dans certains travaux, les particules peuvent être modélisées en première approximation par des ellipses (Sadd et al., 1997; Tai et Sadd, 1997) de façon à prendre en compte l’influence de l’élancement des particules. Contrairement aux approches de type particules polygonales, ces approches permettent l’utilisation de lois de contact identiques à celles utilisées pour des particules sphériques en définissant un rayon tangent équivalent lors du calcul des forces de contact.

Enfin, l’influence de la forme des particules peut être modélisée en conservant des particules sphériques mais en modifiant la loi de contact. L’hypothèse est alors faite que les particules de forme quelconque ont pour effet principal la limitation de la rotation des particules. L’effet de la forme est donc traduit en première approximation en bloquant les rotations des particules (Calvetti et al., 2003) ou en introduisant un moment de résistance au roulement dans la loi de contact (Plassiard, 2007).

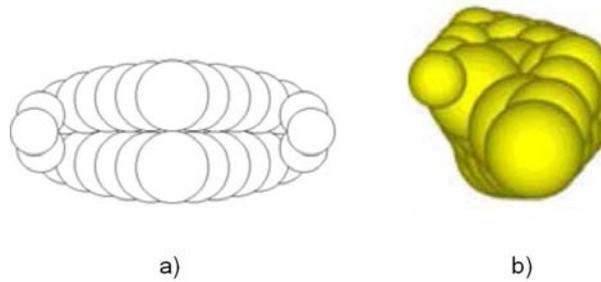


FIG. 1.21 – Modélisation d'agglomérats insécables de particules sphériques autorisant une interpénétration importante entre les particules : a) en 2D (Claquin, 2003) ; b) en 3D (Lu et McDowell, 2007)

1.4.5 Modélisation de la fracturation des particules

Aperçu phénoménologique

Lors de l'impact d'un bloc sur un éboulis, une fracturation des roches constitutives de l'éboulis ou de l'impactant peut être observée. Cette fracturation est d'autant plus fréquente que l'énergie incidente du bloc est élevée.

Les forces s'appliquant à chaque pas de calcul sur chaque particule étant connues, la modélisation de la fracturation des particules nécessite la connaissance de la loi de comportement de la roche, de la répartition des contraintes au sein de chaque particule et des modes de fracturation de la roche.

Le comportement ainsi que la fracturation des roches ont été largement étudiés dans le cas de chargements statiques (Goodman, 1980). Les différents essais menés sur la matrice rocheuse (compression simple, essais de fendage, essais triaxiaux) mettent en évidence un comportement élastique fragile de la matrice rocheuse bien que certains essais aient révélé la possibilité d'un comportement plastique de la matrice rocheuse si la contrainte de confinement est très élevée. Ces essais mettent également en évidence la possibilité d'utiliser certains critères de rupture classiques tels que les critères de Mohr-Coulomb ou de Hoek-Brown pour prédire la rupture des éléments (Hoek, 2007).

De plus, des essais de compression entre deux plateaux de pierres de la taille de celles typiquement rencontrées dans les éboulis ont permis d'étudier la rupture. Ces essais mettent en évidence la forte influence de la taille des pierres (Marsal, 1973; Lee, 1992; Nakata et al., 1999) et de la pression de confinement (Auvinet et Marsal, 1975) sur la résistance à la rupture.

Dans le cas d'un impact, le chargement des pierres constitutives de l'éboulis est dynamique. Le comportement de la roche sous chargement dynamique a été peu étudié. Cependant, certains essais de compression simple, de flexion et triaxiaux (Zhao et al., 1999; Li et al., 2000; Zhao, 2000) réalisés à des vitesses de chargement importantes ont montré qu'il est raisonnablement possible d'utiliser les critères statiques classiques (Mohr-Coulomb et Hoek-Brown notamment) lorsque le chargement est dynamique.

Enfin, la modélisation de la rupture d'un élément nécessite la connaissance des modes de fracturation des éléments en fonction du chargement qui leur est appliqué. Dans le cas de chargements statiques, il apparaît que la forme des éléments rocheux modifie fortement la répartition des contraintes au sein des éléments (Tang et al., 2001). En particulier, pour les éléments de formes irrégulières, les contraintes sont souvent localisées au niveau des points de contact.

Les conditions de chargement ont également une influence sur le mode de rupture observé (Liu et al.,

2005). Ainsi, un élément soumis à une sollicitation de compression uniaxiale rompt préférentiellement en deux sous-éléments de volume approximativement équivalents suite à l'apparition de contraintes de traction et à la propagation de fissures. Au contraire, lorsque il est soumis à plusieurs forces de contact du même ordre de grandeur, les contraintes qui se développent au sein de l'élément conduisent à une rupture par fracturation localisée au voisinage des points de contact et en surface de l'élément.

Ces différents modes de rupture persistent vraisemblablement lorsque le chargement est dynamique bien que peu d'études aient été menées pour vérifier cette hypothèse. Pour des chargements dynamiques, la rupture peut également se produire par propagation d'une onde de compression au sein de l'élément et donner lieu à une rupture similaire à celle observée lors d'essais de type barres de Hopkinson (Hentz, 2003).

Stratégies de modélisation

Dans les méthodes aux éléments discrets, la modélisation de la rupture d'un élément est confrontée à la méconnaissance des contraintes au sein des éléments car la déformation est supposée concentrée au droit des contacts.

Il est possible de coupler une modélisation discrète de l'interaction d'une collection d'éléments avec une modélisation de la déformation des éléments. Pour cela, chaque particule est maillée et décrite de manière continue (Cundall, 1988b). Mais, le coût de ce type d'approche en terme de temps de calcul conduit à dégrader fortement soit la modélisation de l'interaction entre les éléments soit celle du comportement de chaque élément afin de mener un calcul dans des conditions raisonnables.

Dans les méthodes aux éléments discrets classiques, l'état des contraintes de chaque élément n'est connu qu'à travers les forces s'appliquant sur celui-ci au niveau de ses points de contact. La connaissance de ces forces permet de calculer un tenseur des contraintes moyen pour chaque particule. Le calcul de ce tenseur des contraintes moyen est possible lorsque le chargement de la particule est statique (Weber, 1966) ou dynamique (Fortin et al., 2002, 2003; De Saxcé et al., 2004).

Certaines études ont utilisé cette définition du tenseur des contraintes moyen dans un contexte statique ou dynamique pour développer des modèles de fracturation des particules (Astrom et Herrmann, 1998; Tsoungui et al., 1999; Lobo-Guerrero et Vallejo, 2007). Dans ces approches, l'occurrence d'une rupture d'un élément est déterminée en comparant le tenseur des contraintes moyen à une contrainte équivalente limite définie par un critère de rupture donné. Si il y a rupture de l'élément, celui-ci est supprimé et remplacé par plusieurs éléments dont les tailles et les emplacements sont fonctions des modes de fracturation privilégiés dans le modèle (Fig. 1.22).

Ces approches constituent néanmoins seulement une approximation au premier ordre de la fracturation des particules tant les hypothèses sous-jacentes à leur mise en oeuvre sont nombreuses. En particulier, on admet que le tenseur des contraintes moyen est représentatif de l'état de contrainte conduisant localement à la rupture. C'est vraisemblablement inexact dans la mesure où le champ de contrainte dans les particules est très hétérogène.

La modélisation de particules par des agglomérats sécables (Fig. 1.22) composés de sphères liées par des liens cohésifs peut également permettre de modéliser la fracturation des particules (Jensen et al., 2001; Thornton et Liu, 2004). Ces approches sont néanmoins limitées par des temps de calcul importants ainsi que par des difficultés de calage des paramètres des modèles de contact cohésifs. Afin de limiter le nombre de contacts cohésifs, certains auteurs ont proposé la définition d'agglomérats hybrides

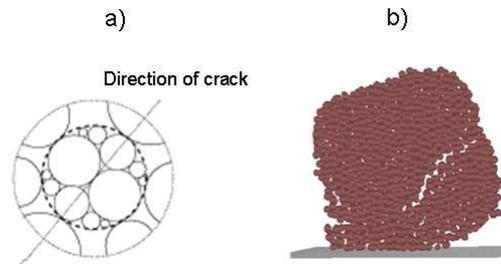


FIG. 1.22 – Fracturation d'un élément : a) méthode de remplacement d'un élément (Tsoungui et al., 1999) - s'il y a rupture, l'élément sphérique (en pointillés) est remplacé par 12 sphères (en traits pleins) ; b) modélisation d'aggrégats sécables (Thornton et Liu, 2004)

de particules composés d'agglomérats insécables de sphères assemblés par l'intermédiaire de contacts cohésifs (Deluzarche, 2004). Ces approches permettent une réduction notable du temps de calcul mais présentent l'inconvénient majeur de définir des directions de fracturation privilégiées.

1.5 Résumé - Conclusions

Devant l'importance du risque de chute de blocs encouru en zones montagneuses, les moyens mis en œuvre pour la définition de mesures protectrices et préventives sont nombreux. L'analyse trajectographique constitue actuellement un élément essentiel de cette démarche de définition des zones à risque, quantification du risque encouru sur chaque zone et mise en place de mesures protectrices ou préventives.

L'analyse trajectographique est basée sur la simulation des trajectoires des blocs en chute sur un site donné. Dans les approches actuelles, la trajectoire des blocs est dans la plupart des cas modélisée comme une succession de vols libres et d'impacts du bloc sur le sol. La modélisation de l'impact du bloc sur le sol est donc un élément déterminant pour la qualité des simulations obtenues. Il semble donc indispensable de réaliser une étude détaillée de l'impact du bloc sur le sol.

L'étude détaillée de l'impact nécessite la caractérisation précise des sols composant les versants potentiellement à risque. La description générique de ces sols étant impossible étant donné la grande variabilité des terrains rencontrés, le choix est fait de privilégier l'impact sur un sol grossier qui est le type de sol le plus fréquemment rencontré. De plus, si l'hypothèse est faite que le squelette granulaire du sol joue un rôle prépondérant, il est possible d'assimiler le sol impacté à un éboulis non cohésif.

L'approche privilégiée dans ce travail consiste à développer une modélisation numérique par la méthode des éléments discrets de l'impact d'un bloc sur un éboulis. Le modèle numérique défini sera utilisé pour réaliser un grand nombre de simulations d'impacts dans des conditions de simulation variées, reproductibles et clairement définies. Les objectifs finaux de ce travail sont doubles :

- mettre en exergue les phénomènes en jeu au cours de l'impact,
- développer une loi stochastique d'impact.

Chapitre 2

Modélisation numérique de l'impact

2.1 Introduction

Ce chapitre est dédié à la présentation détaillée de la modélisation numérique de l'impact d'un bloc sur un éboulis par la méthode des éléments discrets. Cette modélisation numérique est développée dans l'optique de constituer une base de données de résultats de simulations pour diverses conditions d'impact en vue de la définition d'une loi stochastique d'impact.

L'impact sur un sol grossier étant privilégié, les tailles de l'impactant et des particules constitutives sont dans un rapport de taille compris entre 1 et 10. Cela correspond à un cas de figure fréquemment rencontré sur le terrain et pour lequel peu de travaux ont été réalisés.

Etant donné la grande variabilité des caractéristiques des éboulements et la quantité réduite d'informations disponibles concernant leurs caractéristiques, le choix est fait de modéliser une configuration moyenne en accord avec les données issues de la littérature. Le milieu type généré est caractérisé de façon détaillée. Un protocole de simulation et d'étude de l'impact d'un bloc sur le milieu type est également défini.

La caractérisation du milieu type et la définition du protocole de simulation sont suivies d'une étude de sensibilité des résultats de simulation aux caractéristiques du milieu. Cette étude a pour objectif d'identifier les caractéristiques de l'éboulis ayant une influence importante sur les résultats de simulation.

La pertinence du protocole de simulation numérique est enfin évaluée en comparant les résultats d'essais d'impact sur des milieux granulaires modèles issus de la littérature aux prédictions de simulations utilisant le modèle numérique développé pour des conditions similaires.

2.2 Modélisation numérique d'un éboulis

Pour modéliser un éboulis type, des valeurs moyennes sont définies pour chacune des grandeurs caractéristiques de ce milieu à partir des données collectées dans la littérature (cf. 1.1.4). L'influence des choix de modélisation réalisés dans cette section sera analysée dans un second temps par une étude de sensibilité des résultats de simulation aux variations des paramètres caractéristiques de l'éboulis.

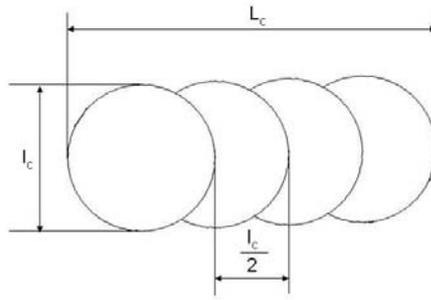


FIG. 2.1 – Caractéristiques géométriques d'un clump.

2.2.1 Caractéristiques géométriques des particules

La méthode des éléments discrets permet la modélisation de l'éboulis comme un assemblage de particules localement déformables. Les caractéristiques géométriques des particules à définir sont la forme et la taille moyenne des particules ainsi que la courbe granulométrique du milieu.

L'influence de la forme des particules sera investiguée en comparant les résultats de simulations réalisées pour des milieux composés de particules sphériques et des milieux similaires composés de particules de formes quelconques.

Le choix est fait d'utiliser des agglomérats de particules sphériques (cf. 1.4.4) pour modéliser des particules de formes quelconques. Cette modélisation permet de prendre en compte, notamment, l'influence de la forme des particules sur la porosité, la texture du milieu et la transmission des efforts. Par ailleurs, étant donné la complexité du contact entre deux roches, il semble préférable de privilégier une modélisation de l'interaction entre les pierres par un contact entre particules sphériques. En effet, ce type de contact ayant été extensivement étudié, la modélisation du contact peut être faite dans un cadre théorique éprouvé.

Les roches constitutives de l'éboulis sont donc modélisées par des agglomérats insécables de particules sphériques, appelés "clumps". Ces agglomérats ne peuvent pas se fracturer au cours des simulations. Une modélisation fine de la forme des particules utilisant des clumps nécessite l'utilisation d'un grand nombre de sphères pour modéliser chaque pierre (cf. 1.4.4). Cette précision entraîne cependant une forte augmentation du temps de calcul car, le pas de temps de calcul croit fortement lorsque la taille des particules décroît (cf. 1.4.3). La modélisation de la forme doit donc rendre compte de la variabilité de forme des pierres d'un éboulis sans être trop pénalisante en terme de temps de calcul.

Pour optimiser le temps de calcul, l'obtention d'une taille maximale des sphères constitutives de chaque particule est recherchée. Le diamètre d_s des sphères composant chaque clump est donc pris égal à la largeur l_c du clump. L'apparition de grandes surfaces convexes à la surface des clumps est évitée en autorisant un entrelacement important des sphères constitutives du clump (Fig. 2.1) : la distance entre les centres de deux sphères attenantes d'un clump est de $d_s/2$. La forme des clumps est régie par un seul paramètre : l'élanement E_l des particules défini comme le rapport de la longueur L_c sur la largeur l_c du clump.

$$E_l = \frac{L_c}{l_c} \quad (2.1)$$

La taille moyenne des pierres composant les éboulis varie sur une gamme allant du cm^3 au m^3 selon

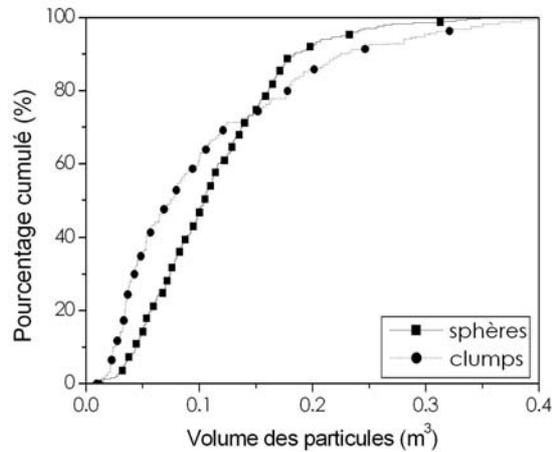


FIG. 2.2 – Courbes granulométriques des échantillons composés de sphères et de clumps.

la localisation du sol considéré au sein du versant étudié (cf. 1.3.1). Le rayon équivalent moyen des particules du milieu R_m est donc fixé à $R_m = 0.3 \text{ m}$ ce qui est une valeur moyenne sur cette plage de variation. Pour tenir compte de la poly-dispersité des éboulis naturels (cf. 1.1.4), 95% des particules en volume est compris dans un intervalle centré sur le volume moyen des particules et tel que le rapport volumique entre la plus grosse et la plus petite particule de l'intervalle soit de 10.

Le volume de chaque pierre est déterminé par tirage aléatoire dans une loi normale de moyenne et d'écart type permettant de respecter les valeurs de volume moyen et de polydispersité du milieu. Une fois le volume connu, la variabilité de la forme est modélisée, pour les milieux composés de clumps, en choisissant aléatoirement l'élanement tel que $1 < E_l < 4$. Cette procédure permet d'obtenir des courbes granulométriques approximativement identiques pour les échantillons de sol composés de sphères et de clumps (Fig. 2.2). Ainsi, l'influence de la forme des particules peut être étudiée indépendamment de celle de la granulométrie du sol.

2.2.2 Caractéristiques mécaniques des particules : choix de la loi de contact

La valeur de la densité ρ de la roche est fixée à $\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$. Pour les particules sphériques, la densité de chaque particule est celle de la roche. Pour les clumps, étant donné que les sphères composant chaque clump se chevauchent, la densité de chaque sphère est définie de façon à ce que la densité équivalente du clump soit également de $\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$.

Les autres caractéristiques mécaniques des particules sont définies dans le modèle numérique par la loi de contact. Le choix d'une loi de contact est une problématique encore très ouverte. Ce choix est d'autant plus difficile dans le contexte de notre étude étant donné les connaissances limitées sur le comportement de la roche sous sollicitation dynamique.

Le comportement du matériau est modélisé par une loi de contact (Cundall, 1988a) basée sur une approximation de la loi de Hertz-Mindlin (Mindlin et Deresiewicz, 1953). Cette loi de contact est particulièrement bien adaptée à la modélisation de l'impact car elle permet de modéliser finement l'inter-

action entre le bloc et le sol ainsi que la propagation des ondes de choc au sein du milieu impacté (cf. 1.3.3). Elle présente également l'avantage de fournir une expression directe des paramètres de la loi de contact en fonction des caractéristiques mécaniques classiques des matériaux en contact.

Son utilisation implique un comportement élastique non linéaire du matériau sur les composantes normales et tangentielles de la force de contact. Une dissipation d'énergie par frottement est également modélisée par l'introduction d'un frottement de Coulomb sur la composante tangentielle de la force de contact.

La formulation incrémentale de la loi permet de relier les incréments de force de contact normal dF_n et tangentiel dF_t aux incréments de déplacement normal du_n et tangentiel du_t par la relation :

$$dF_n = \frac{3}{2} K_n \sqrt{u_n} du_n \quad (2.2)$$

$$dF_t = K_t du_t \xi(F_n \tan \varphi - F_t) \quad (2.3)$$

avec :

$$K_n = \frac{2\sqrt{2\bar{R}_p \bar{G}}}{3(1-\bar{\nu})} \quad (2.4)$$

$$K_t = 2 \frac{(3\bar{G}^2(1-\bar{\nu})\bar{R}_p)^{1/3}}{2-\bar{\nu}} F_n^{1/3} \quad (2.5)$$

où φ est l'angle de frottement local, K_n et K_t sont la raideur normale et la raideur tangentielle dépendant de la moyenne harmonique \bar{R}_p des rayons des particules en contact, de la moyenne arithmétique des modules de cisaillement \bar{G} et des coefficients de Poisson $\bar{\nu}$ des particules en contact. ξ est la fonction de Heaviside : $\xi(x) = 1$ si $x > 0$ et $\xi(x) = 0$ si $x < 0$.

La complexité du contact réel entre particules de l'éboulis ne permettant pas une évaluation expérimentale satisfaisante des paramètres locaux de la loi de contact, les valeurs de ces grandeurs (module de cisaillement, coefficient de Poisson, angle de frottement local) sont définies en s'appuyant sur les données issues de la littérature existante (Goodman, 1980) :

- module de cisaillement : $G = 40 \text{ GPa}$,
- coefficient de Poisson : $\nu = 0.25$,
- angle de frottement local : $\varphi = 30^\circ$.

Le modèle de Hertz-Mindlin rend compte des dissipations frictionnelles au cours du contact. Cependant, les autres sources de dissipation telles que la plastification au niveau de la surface de contact, la propagation de fissures au sein des pierres en contact et le rayonnement d'ondes élastiques ne sont pas prises en compte.

L'influence de ces dissipations énergétiques sur le rebond du bloc est a priori faible. En effet, différentes études numériques d'impact d'une particule sur un milieu granulaire modèle (cf. 1.3.3) ont montré que l'introduction réaliste de sources de dissipation non frictionnelles a peu d'influence sur le rebond de l'impactant (Oger et al., 2005, 2007) si la taille de l'impactant est de l'ordre de celle des particules constitutives du sol.

Par ailleurs, la contrainte du temps de calcul étant forte dans le contexte de notre étude, une modélisation des dissipations d'énergie non frictionnelles n'est pas envisageable dans un premier temps car l'étude numérique détaillée de l'impact serait alors impossible dans un temps raisonnable. L'influence

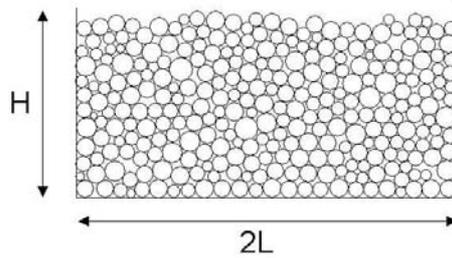


FIG. 2.3 – Description géométrique d'un échantillon de sol.

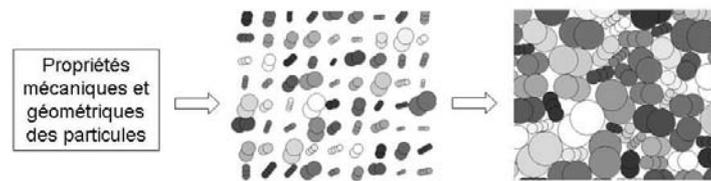


FIG. 2.4 – Génération d'un échantillon de sol.

de ces phénomènes sera cependant évaluée dans un second temps.

2.2.3 Principales caractéristiques de l'échantillon de sol

Les conditions aux limites de l'échantillon de sol sont modélisées par trois parois rigides : un fond et deux parois latérales. Les contacts entre les particules du sol et les parois latérales sont de même type que les contacts entre particules car les parois sont considérées comme des particules de rayon infini. Les dimensions d'un échantillon de sol sont définies par sa hauteur H et sa longueur $2L$ (Fig. 2.3).

L'échantillon est construit par génération aléatoire de particules de dimensions conformes à la courbe granulométrique définie précédemment (Fig. 2.2). Les particules sont générées assez loin les unes des autres selon une orientation aléatoire (Bertrand, 2006) puis déposées sous gravité jusqu'à atteinte d'un état d'équilibre (Fig. 2.4).

Le protocole de génération de l'échantillon est choisi ici de façon à respecter le fait que la majorité des éboulis sont créés suite à des processus gravitaires. Néanmoins, il ne rend pas compte de processus géomorphologiques pouvant conduire à la gradation verticale de la taille des particules de l'échantillon. De plus, le tri granulométrique observé le long d'une pente donnée (cf. section 1.1.4) n'est pas pris en compte de façon directe car une seule taille moyenne des particules est considérée. Néanmoins, dans l'optique de généraliser les résultats obtenus pour des sols ayant des particules de tailles moyennes différentes, toutes les analyses seront menées en considérant le rapport de taille entre l'impactant et la taille moyenne des particules de l'échantillon de sol. Enfin, le protocole de génération de l'échantillon conditionne fortement les caractéristiques de l'assemblage de particules. En particulier, la porosité n'est pas, avec cette méthode de génération, un paramètre contrôlé de façon directe.

Il est possible de faire varier cette grandeur en modifiant l'angle de frottement local lors de la génération de l'échantillon (Tab. 2.1). Les milieux denses correspondent aux faibles valeurs de cet angle et

Type de particule	Angle de frottement local	Porosité
clumps	$\varphi = 0^\circ$	0.171
sphères	$\varphi = 0^\circ$	0.206
sphères	$\varphi = 15^\circ$	0.232
sphères	$\varphi = 30^\circ$	0.251

TAB. 2.1 – Porosité du milieu en fonction de l’angle de frottement local utilisé lors de la génération de l’échantillon et du type de particule.

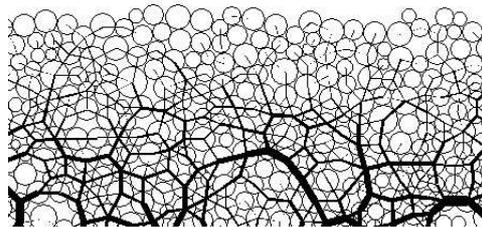


FIG. 2.5 – Intensité des forces de contact au sein de l’échantillon de sol à l’équilibre (l’épaisseur du trait au niveau de chaque contact est fonction de l’intensité de la force de contact).

les milieux lâches sont obtenus pour des angles de frottement importants. Les résultats du tableau 2.1 montrent également que la porosité est fortement fonction de la forme des particules.

Dans le cadre de notre étude, en l’absence de données pertinentes concernant la porosité des éboulis et étant donné la grande variabilité des situations rencontrées (cf. 1.1.3), le choix est fait d’étudier en priorité l’impact d’un bloc sur un milieu dense. L’angle de frottement est donc fixé à $\varphi = 0^\circ$ lors de la génération des échantillons ; puis, cette valeur est modifiée de façon à ce que $\varphi = 30^\circ$ lors des simulations d’impact.

Le mode de génération conditionne aussi fortement les forces de contact au sein du milieu. Ainsi, la génération d’un milieu sous gravité induit une augmentation de l’intensité des forces de contact de la surface vers le fond de l’échantillon (Fig. 2.5). La contrainte s’exercant sur une particule est par conséquent plus importante si la particule est située en profondeur que si elle est située près de la surface du sol.

La méthode de génération de l’échantillon utilisée induit également une répartition de l’orientation des contacts relativement uniforme (Fig. 2.6) bien que le nombre réduit de particules (environ 300) au sein de l’échantillon de sol ne permette pas de statuer de façon définitive. L’orientation des contacts semble être peu fonction de l’angle de frottement local utilisé lors de la mise à l’équilibre et de la forme des particules. Le milieu généré ne présente donc pas de direction de contact privilégiée.

Par ailleurs, la force moyenne de contact semble également uniforme quelle que soit la direction de contact (Fig. 2.7). Le milieu ne présente donc généralement pas de direction de chargement privilégiée bien que, pour les milieux composés de clumps, la direction verticale soit légèrement prédominante. Cependant, le milieu généré n’est pas homogène car la valeur des forces de contact augmente de la surface vers le fond de l’échantillon de sol.

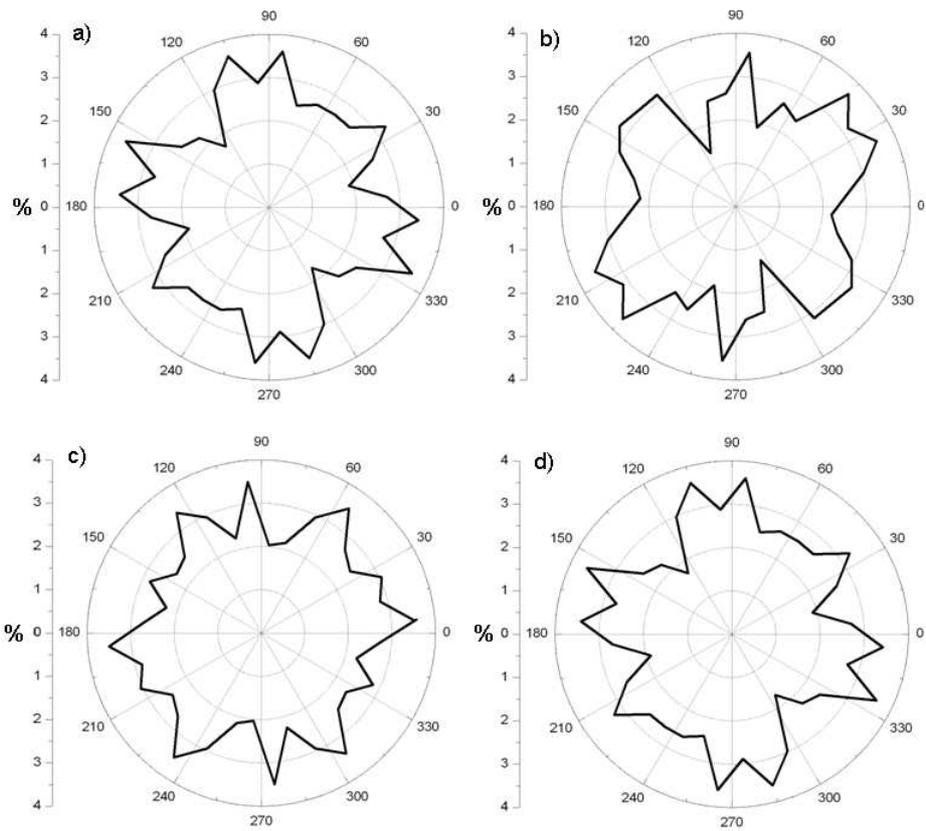


FIG. 2.6 – Evolution de l'orientation des contacts en fonction de l'angle de frottement local utilisé lors de la génération de l'échantillon et du type de particule (a : $\varphi = 0^\circ$, sphères ; b : $\varphi = 15^\circ$, sphères ; c : $\varphi = 30^\circ$, sphères ; d : $\varphi = 0^\circ$, clumps) ; la direction verticale correspond aux angles de 90° et 270° .

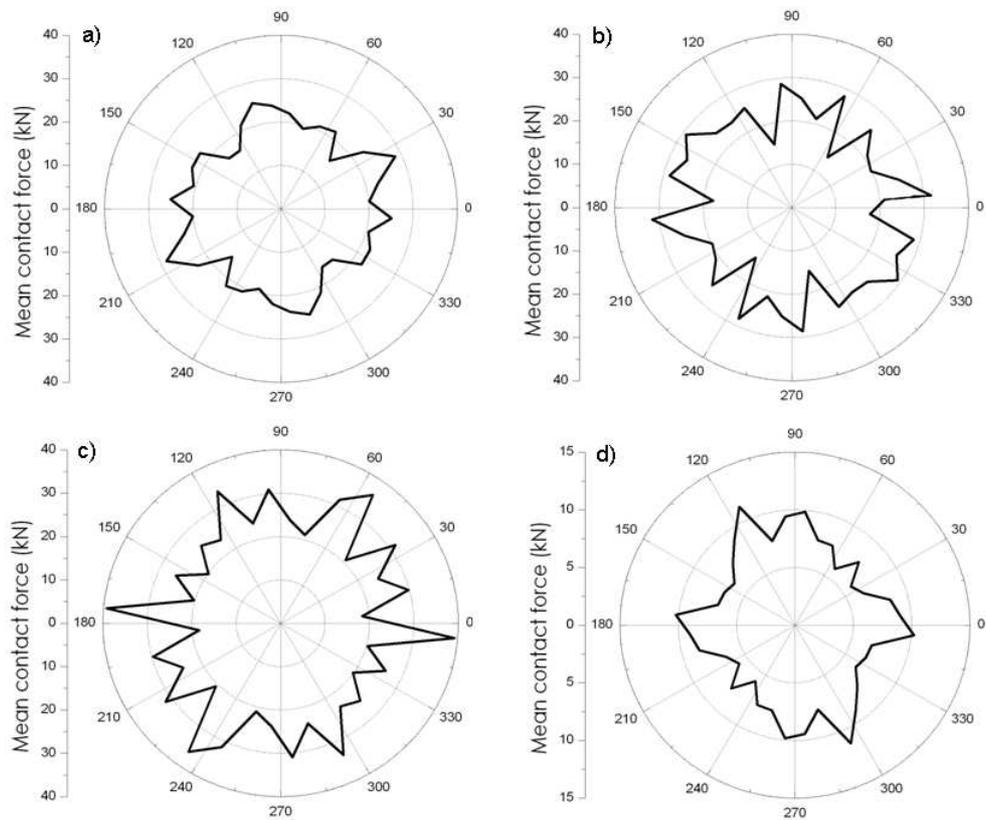


FIG. 2.7 – Evolution des forces moyennes de contact dans les différentes orientations de contacts en fonction de l'angle de frottement utilisé lors de la génération de l'échantillon et du type de particule (a : $\varphi = 0^\circ$, sphères ; b : $\varphi = 15^\circ$, sphères ; c : $\varphi = 30^\circ$, sphères ; d : $\varphi = 0^\circ$, clumps) ; la direction verticale correspond aux angles de 90° et 270° .

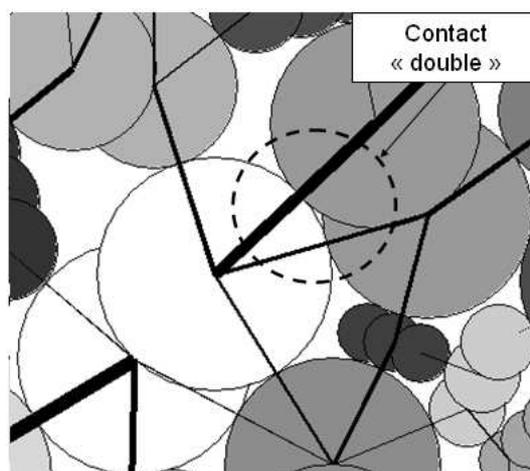


FIG. 2.8 – Présence de contacts "doubles" au sein d'un échantillon composé de clumps.

Type de particule	Angle de frottement local	Nombre de coordination moyen
clumps	$\varphi = 0^\circ$	7.910
sphères	$\varphi = 0^\circ$	3.909
sphères	$\varphi = 15^\circ$	3.463
sphères	$\varphi = 30^\circ$	3.263

TAB. 2.2 – Nombre de coordination moyen du milieu en fonction de l’angle de frottement utilisé lors de la génération de l’échantillon et du type de particule.

On peut également constater que le nombre de coordination moyen est fortement fonction du mode de génération de l’échantillon et de la forme des particules. Plus le milieu est dense, c’est à dire plus l’angle utilisé lors de la génération de l’échantillon est faible, plus le nombre de coordination moyen est élevé (Tab. 2.2). De plus, le nombre de coordination moyen est largement plus élevé si l’échantillon est composé de clumps (Tab. 2.2). Ceci est évidemment dû à l’élancement des particules mais aussi à leur concavité. La concavité de la surface des particules entraîne la présence de contacts bien plus nombreux car, dans de nombreux cas, une sphère d’un clump s’insère entre deux sphères d’un clump voisin générant ainsi deux contacts (Fig. 2.8).

Il est enfin intéressant de noter que le nombre de coordination (Tab. 2.2) peut être relié à l’intensité des forces de contact (Fig. 2.7). On observe ainsi que plus le nombre de coordination est faible, plus l’ordre de grandeur des forces de contact est élevé. Comme le poids supporté par chaque particule est du même ordre de grandeur quel que soit l’échantillon, un nombre de coordination plus faible entraîne une répartition de ce poids entre un nombre de points de contact plus réduit ce qui induit une augmentation de la force au niveau de chaque contact.

2.3 Simulation numérique d’un impact

2.3.1 Principe de la simulation

La simulation d’un impact débute par le chargement d’un milieu généré selon la méthodologie définie précédemment.

L’impactant étant exclusivement de forme sphérique, son rayon est choisi dans une gamme de variation allant de $0.5R_m$ à $10R_m$. Puis, sa coordonnée horizontale est définie. Sa coordonnée verticale est calculée de façon à placer le bloc en contact avec le sol au début de la simulation (Fig. 2.9). Ce protocole de placement de l’impactant permet de mener plusieurs simulations pour un point d’impact parfaitement fixé quelles que soient les conditions cinématiques incidentes.

Une fois le bloc en place, les conditions cinématiques incidentes sont définies. Les valeurs de la norme de la vitesse incidente V^{in} , de l’angle d’incidence α^{in} et de la vitesse de rotation incidente ω^{in} sont fixées (Fig. 2.9) au début de la simulation. Les valeurs de ces paramètres (Tab. 2.3) sont choisies en accord avec les ordres de grandeur observés lors d’expérimentations grandeur nature ou lors d’événements passés (cf. 1.3.1).

Le rebond est défini comme étant l’occurrence d’un changement de signe de la composante normale à la surface de la vitesse du bloc (notée V_y). En d’autres termes, le rebond existe si la trajectoire du bloc est ascendante à un instant donné de l’impact.

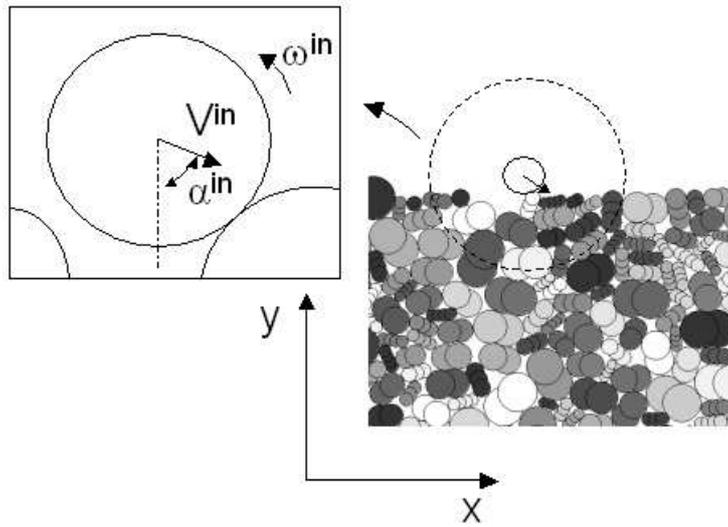


FIG. 2.9 – Conditions cinématiques incidentes du bloc.

Paramètre incident	Gamme explorée
$V^{in}(m/s)$	[10 , 25]
$\alpha^{in}(^{\circ})$	[0 , 75]
$\omega^{in}(rad/s)$	[-6 , 6]

TAB. 2.3 – Gamme de variation des paramètres cinématiques incidents.

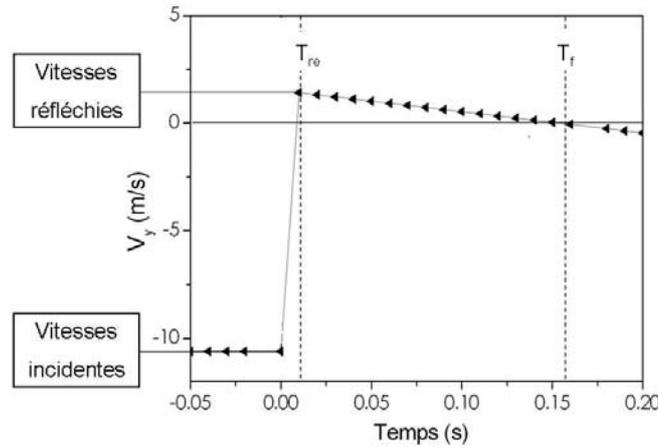


FIG. 2.10 – Définition des instants de relevé des vitesses réfléchies du bloc (T_{re}) et de fin de la simulation (T_f).

Si le rebond existe, les composantes du vecteur vitesse réfléchi sont relevées lorsque la composante normale de la vitesse du bloc atteint son maximum (instant T_{re} - Fig. 2.10) ce qui correspond dans le cas général à l’instant du dernier contact entre le sol et le bloc. Dans le cas d’un arrêt du bloc, les vitesses réfléchies sont évidemment nulles.

La simulation est arrêtée lorsque la trajectoire du bloc atteint son apogée ce qui correspond à un second changement de signe de la composante normale à la surface de la vitesse du bloc (instant T_f - Fig. 2.10).

2.3.2 Variabilité des résultats

Les résultats de 100 simulations d’impact menées pour des conditions incidentes fixées en différents points d’impacts montrent que le rebond du bloc est fortement conditionné par la configuration locale du sol au voisinage du point impacté.

Pour des conditions incidentes données et pour des points d’impact variables, la variabilité de chacune des quantités réfléchies (vitesse réfléchie V^{re} , angle réfléchi α^{re} , vitesse de rotation réfléchie ω^{re} et énergie cinétique réfléchie E_c^{re}) peut être quantifiée par sa moyenne et son écart type. Cependant, ce couple de valeur ne fournit qu’une information incomplète sur la répartition des valeurs autour de la valeur moyenne.

Les densités de probabilité (Fig. 2.11) ou les fonctions de répartition (Fig. 2.12) des quantités réfléchies apportent une information plus complète. Bien que la densité de probabilité présente l’avantage d’être facile à interpréter, ce type de représentation est fortement fonction du nombre de classes de valeurs choisies. Le tracé de la fonction de répartition sera donc privilégié pour la comparaison de résultats de simulation car il ne nécessite pas la définition de classes de valeurs.

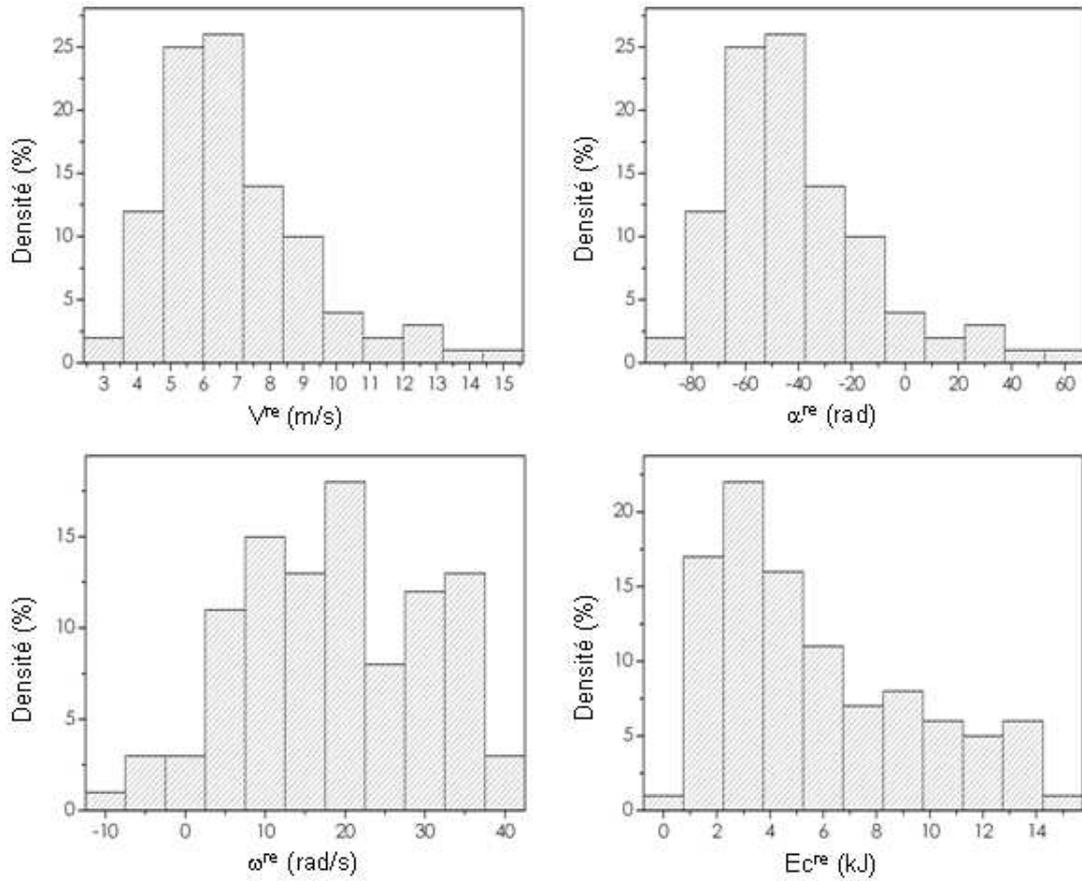


FIG. 2.11 – Densités de probabilité des grandeurs réfléchies obtenues pour 100 simulations d'impact en différents points d'impact ($V^{in} = 20 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$).

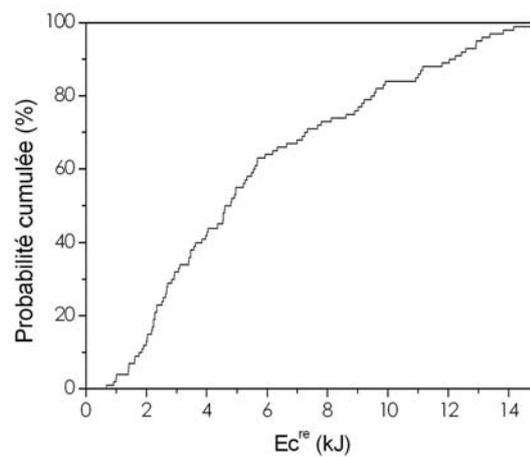


FIG. 2.12 – Fonction de répartition de l'énergie cinétique réfléchie Ec^{re} obtenue pour 100 simulations d'impact en différents points d'impact ($V^{in} = 20 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$).

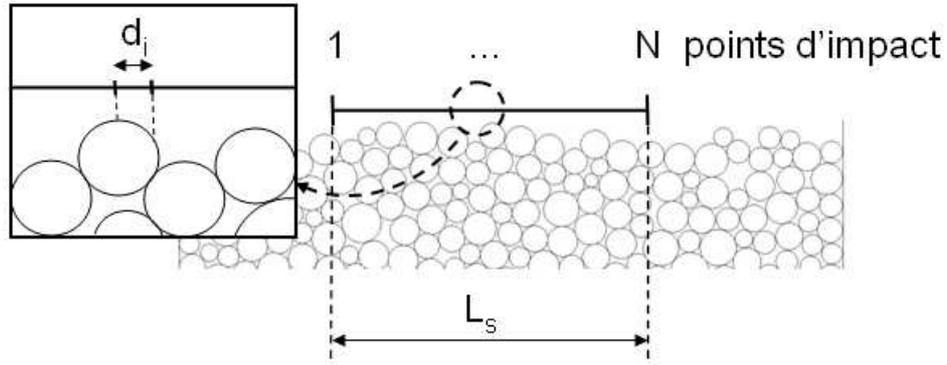


FIG. 2.13 – Définition de la procédure de choix des points d'impact. Pour des conditions incidentes fixées, les N points d'impact, définis au sein d'une zone centrale de longueur L_s , sont séparés d'une distance d'échantillonnage $d_i = L_s/N$.

2.3.3 Protocole de simulation et d'analyse statistique des résultats

De façon à explorer de manière exhaustive la variabilité des configurations locales du sol au voisinage du point d'impact, il est nécessaire de réaliser, pour des conditions incidentes données, plusieurs simulations en différents points d'impact. Les résultats de chaque série de simulation correspondant à des conditions incidentes données seront ensuite analysés dans un cadre statistique.

Pour des raisons de gain de temps de calcul, les simulations en N différents points d'impact sont réalisées sur le même milieu. Pour un échantillon de taille donnée, le choix des points d'impact n'est possible que sur une zone centrale de longueur L_s définie de manière à supprimer l'influence des parois latérales (Fig. 2.13). Les points d'impact ne sont pas choisis aléatoirement de façon à décrire la variabilité des propriétés du sol pour un nombre minimal de points d'impact. Les N points d'impact sont séparés d'une distance d'échantillonnage $d_i = L_s/N$ (Fig. 2.13). Il est important de noter que, les simulations étant réalisées pour une longueur L_s fixée, la distance d_i diminue lorsque le nombre de points d'impact N augmente.

La détermination du nombre N de points d'impacts nécessaires pour assurer la représentativité statistique des résultats par rapport à la variabilité des configurations locales du sol nécessite une étude spécifique. Cette étude est menée pour un milieu de grande longueur ($2L = 200R_m$), de profondeur moyenne $H = 12.5R_m$ et pour une "plage de simulation" L_s de $30R_m$. Les conditions incidentes choisies pour ces simulations sont des conditions moyennes au vu du domaine de variation des paramètres incidents défini précédemment (Tab. 2.3) :

- vitesse incidente : $V^{in} = 20 \text{ m/s}$
- angle d'incidence : $\alpha^{in} = 45^\circ$
- vitesse de rotation incidente : $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$
- rayon du bloc impactant : $R_b = R_m ; R_b = 2R_m ; R_b = 5R_m ; R_b = 10R_m$

Les moyennes et les écart-types des énergies cinétiques réfléchies des blocs sont calculées pour des valeurs différentes du nombre N de points d'impact. Le nombre minimal de simulations nécessaire à l'obtention de valeurs stables de ces deux grandeurs permet de déterminer le nombre minimal de points

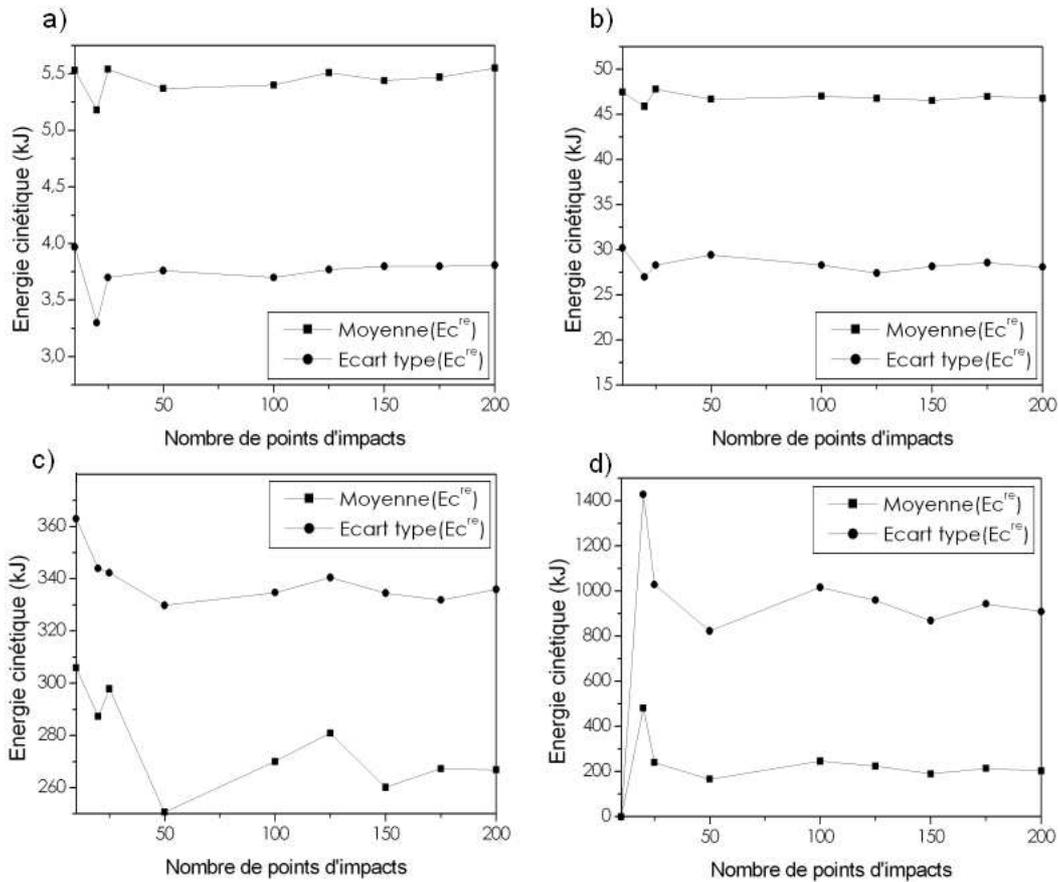


FIG. 2.14 – Evolution de la moyenne et de l'écart type de l'énergie cinétique réfléchie Ec^{re} en fonction du nombre N de simulations réalisées pour des rayons de bloc impactant de a) $R_b = R_m$, b) $R_b = 2R_m$, c) $R_b = 5R_m$, d) $R_b = 10R_m$ ($V^{in} = 20 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$).

d'impact assurant la représentativité statistique des résultats par rapport à la variabilité des configurations locales du sol.

Les résultats montrent clairement que, quelle que soit la taille de l'impactant, il est nécessaire de réaliser au moins $N = 50$ simulations pour obtenir une valeur stable de la moyenne et de l'écart type de l'énergie cinétique réfléchie (Fig. 2.14).

De plus, la variabilité des vitesses réfléchies étant importante, il est possible, dans certains cas (Fig. 2.14.c), que des valeurs localement très différentes de ces vitesses affectent les valeurs des moyennes et écart-types des énergies cinétiques réfléchies.

$N = 100$ simulations d'impact seront systématiquement réalisées de manière à s'affranchir au mieux de ces effets locaux et à assurer la représentativité des résultats. L'utilisation de $N = 100$ points d'impact correspond, dans ce cas, à une distance $d_i = R_m/8$. Ces deux valeurs seront systématiquement utilisées.

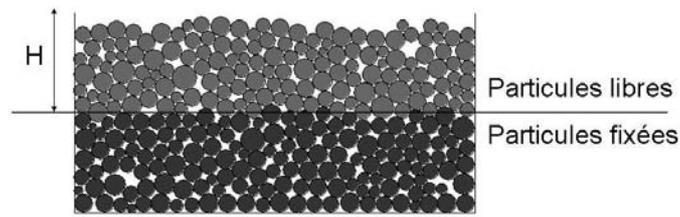


FIG. 2.15 – Dimensions d'un échantillon de sol.

2.4 Etude de l'influence des paramètres de simulation

2.4.1 Influence des dimensions de l'échantillon

L'influence de la hauteur H et de la longueur $2L$ de l'échantillon de sol est étudiée dans l'optique d'évaluer l'effet des conditions aux limites sur les résultats de simulation.

Un protocole spécifique de génération d'un échantillon de hauteur et de longueur données est défini de façon à pouvoir étudier l'influence de la taille de l'échantillon pour un arrangement géométrique des particules fixé. Un échantillon de sol de très grande taille est tout d'abord généré. Puis, un échantillon de la taille désiré est réalisé à partir de cet échantillon. La hauteur de l'échantillon est tout d'abord définie. Pour cela, les particules situées à une distance de la surface du sol plus grande que la hauteur désirée sont figées (Fig. 2.15). Leur déplacement sera par conséquent interdit. L'interface entre les deux zones (particules libres/particules fixées) correspond donc à un fond horizontal fixe. La longueur de l'échantillon est ensuite définie de façon analogue. Les particules situées à une distance plus grande que L du milieu de l'échantillon sont également figées.

Une série de simulations d'impact sur des milieux de tailles différentes est menée. Lors de ces simulations, le point d'impact est situé à égale distance des deux parois latérales. Les conditions cinématiques incidentes du bloc sont fixées dans la gamme de variation définie (Tab. 2.3) de façon à solliciter au maximum le milieu tout en conservant des conditions de sollicitation symétriques. L'angle d'incidence et la vitesse de rotation incidentes sont donc nuls et la vitesse incidente est de 25 m/s . De plus, le choix est fait d'étudier l'influence de la taille de l'échantillon dans le cas où $R_b = R_m$ dans un premier temps, puis, d'étendre le domaine d'étude dans un second temps.

L'évolution de l'énergie cinétique du bloc au cours de l'impact pour différentes dimensions de l'échantillon de sol (Fig. 2.16) montre clairement que, pour $R_b = R_m$, dès que les parois du mur sont situées à une distance supérieure à $9R_m$ du point d'impact, leur influence est négligeable.

Néanmoins, il est clair que cette distance est fortement fonction des conditions incidentes d'impact et, en particulier, de la taille de l'impactant. Pour des tailles d'impactant supérieures à R_m , la profondeur de l'échantillon influe fortement sur le comportement du bloc au cours de l'impact (cf. 1.3.2 - Rioual (2002)). L'influence de la profondeur doit donc être étudiée en détail : H sera donc considéré comme un paramètre. Ce paramètre correspond à la profondeur à laquelle le substratum est situé sous l'éboullis.

L'influence des parois latérales doit, au contraire, être impérativement supprimée. En effet, dans les cas réels, le confinement du milieu au voisinage du point d'impact n'est pas rigide mais est assuré par l'ensemble des particules voisines. Si $R_b = R_m$, cette condition est remplie si $L > 9R_m$ (Fig. 2.16). Pour des tailles d'impactant plus grandes, la suppression complète des effets de parois conduirait

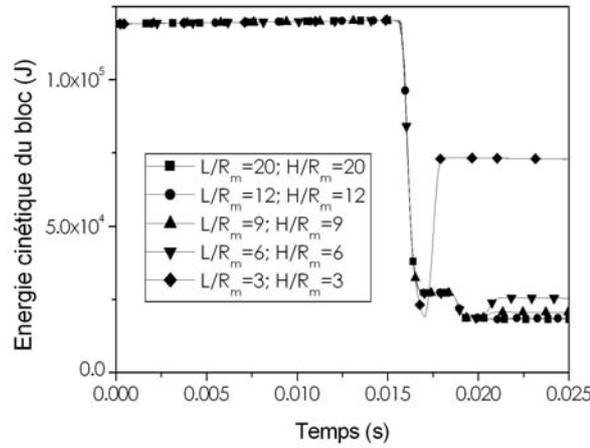


FIG. 2.16 – Influence de la dimension de l'échantillon sur l'évolution de l'énergie cinétique du bloc au cours de l'impact pour $R_b = R_m$.

à l'utilisation d'échantillons très larges ce qui augmenterait le nombre de particules ainsi que le temps de calcul de façon rédhibitoire.

Cependant, même si, localement, l'influence des parois latérales de l'échantillon peut être non négligeable, cette influence est atténuée par le protocole d'analyse statistique défini dans la section 2.3.3. Ainsi, les fonctions de répartition des énergies cinétiques réfléchies obtenues pour une distance minimale entre les points d'impact et les parois latérales de $L_{min} = 15R_m$ et de $L_{min} = 40R_m$ (Fig. 2.17) sont quasiment identiques. On peut donc considérer que la valeur de $L_{min} = 15R_m$ est suffisante pour assurer une faible influence des parois latérales sur les résultats de l'analyse statistique des énergies cinétiques réfléchies.

2.4.2 Influence des caractéristiques de l'éboulis

L'influence des caractéristiques du sol impacté est étudiée par comparaison entre les résultats d'une série de simulations d'impacts sur un sol de référence et de séries de simulations d'impacts sur des sols pour lesquels seulement une des caractéristiques du sol de référence a été modifiée.

Quelles que soient les caractéristiques du sol impacté, 100 simulations sont réalisées dans les conditions incidentes suivantes :

- $R_b = R_m$ ou $R_b = 2R_m$ ou $R_b = 5R_m$ ou $R_b = 10R_m$,
- $V^{in} = 20 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$.

Les caractéristiques du sol de référence ont été définies dans la section 2.2 :

- module de cisaillement : $G_{ref} = 40 \text{ GPa}$,
- coefficient de Poisson : $\nu = 0.25$,
- angle de frottement local : $\varphi = 30^\circ$,
- densité des particules du sol : $\rho_{ref} = 2650 \text{ kg/m}^3$,

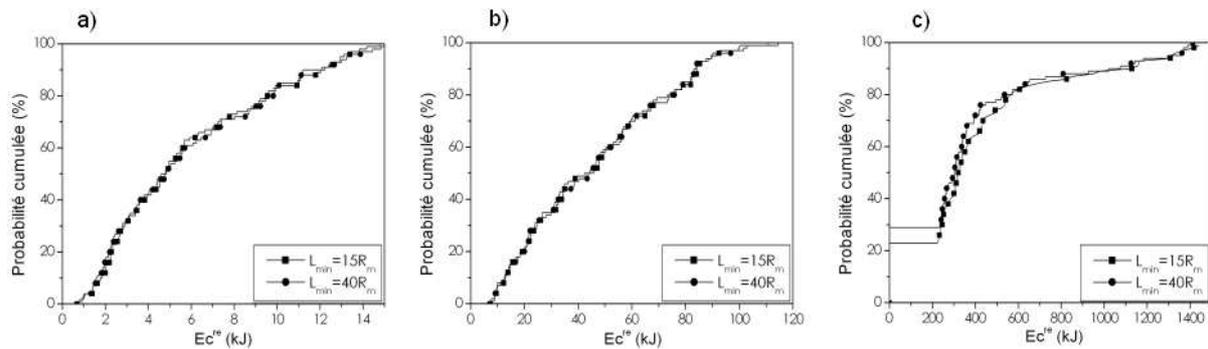


FIG. 2.17 – Fonction de répartition de l'énergie cinétique réfléchie Ec^{re} pour une distance minimale L_{min} de $15R_m$ et $40R_m$ et pour des rayons de bloc impactant de a) $R_b = R_m$, b) $R_b = 2R_m$, c) $R_b = 5R_m$ ($V^{in} = 20 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$).

- poly-dispersité : forte (facteur 10 en volume - Fig. 2.2),
- porosité : milieu dense (porosité=0,206 - Tab. 2.2.3),
- forme des particules : sphères,
- profondeur de l'échantillon : $H = 12,5R_m$.

100 simulations d'impact sont réalisés, successivement, pour des sols pour lesquels seulement une caractéristique a été modifiée par rapport à celles du sol de référence. Les caractéristiques modifiées sont, successivement :

- le module de cisaillement : $G = 10G_{ref}$,
- le coefficient de Poisson : $\nu = 0$,
- l'angle de frottement local : $\varphi = 0^\circ$,
- la densité des particules du sol : $\rho = 0,5\rho_{ref}$,
- la poly-dispersité du milieu : faible (10% en volume - donc, considéré comme monodisperse),
- la porosité : milieu lâche (porosité=0,251 - Tab. 2.2.3),
- la forme des particules : clumps,
- la profondeur de l'échantillon : $H = 6R_m$.

Cette étude paramétrique montre que les paramètres liés au comportement élastique du matériau (module de cisaillement G , coefficient de Poisson ν) et la densité des particules ρ influent très faiblement sur les résultats quelle que soit la taille de l'impactant (Fig. 2.18).

Au contraire, les résultats (Fig. 2.18 ; Fig. 2.19) montrent clairement que le rebond du bloc est très différent lorsque la taille relative de l'impactant par rapport à celle des pierres constitutives de l'éboulis varie. Toutes les analyses devront donc être menées pour différentes valeurs de ce rapport de taille.

De plus, l'introduction d'une dissipation énergétique par frottement (angle de frottement local φ non nul) modifie fortement les valeurs des quantités réfléchies (Fig. 2.19). Les résultats sont également fortement influencés par la porosité ainsi que par la poly-dispersité du milieu impacté (Fig. 2.19). Enfin, les résultats confirment la forte influence de la profondeur de l'échantillon et de la forme des particules (Fig. 2.19).

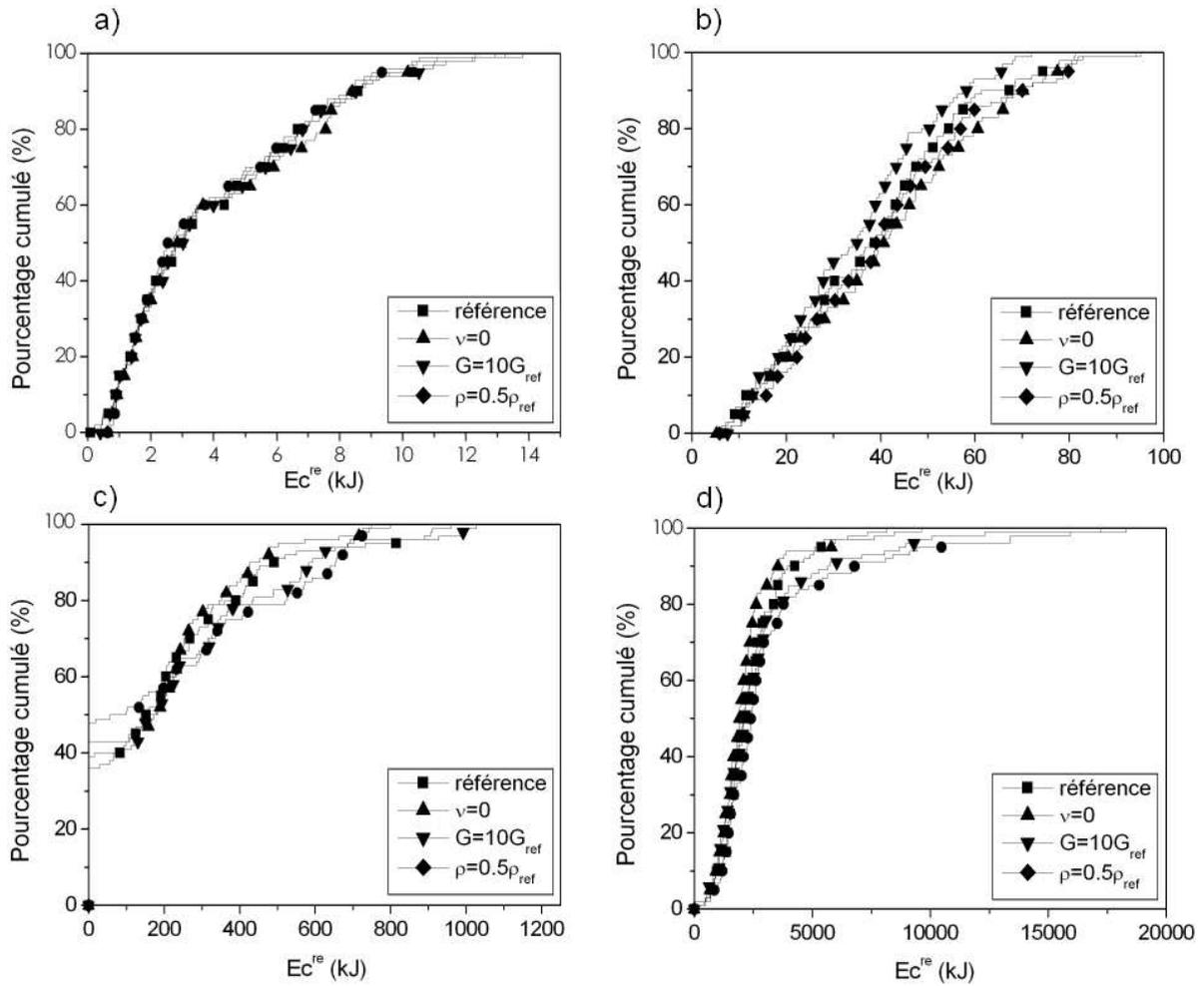


FIG. 2.18 – Fonction de répartition des énergies cinétiques réfléchies obtenues pour différents jeu de paramètres de l'échantillon de sol (100 simulations d'impact ; rayons de bloc impactant de a) $R_b = R_m$, b) $R_b = 2R_m$, c) $R_b = 5R_m$, d) $R_b = 10R_m$; $V^{in} = 20 \text{ m/s}$; $\alpha^{in} = 45^\circ$; $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$; $H = 12.5R_m$). Seul les paramètres cités en légende ont été modifiés par rapport à ceux caractérisant l'échantillon de sol servant de référence.

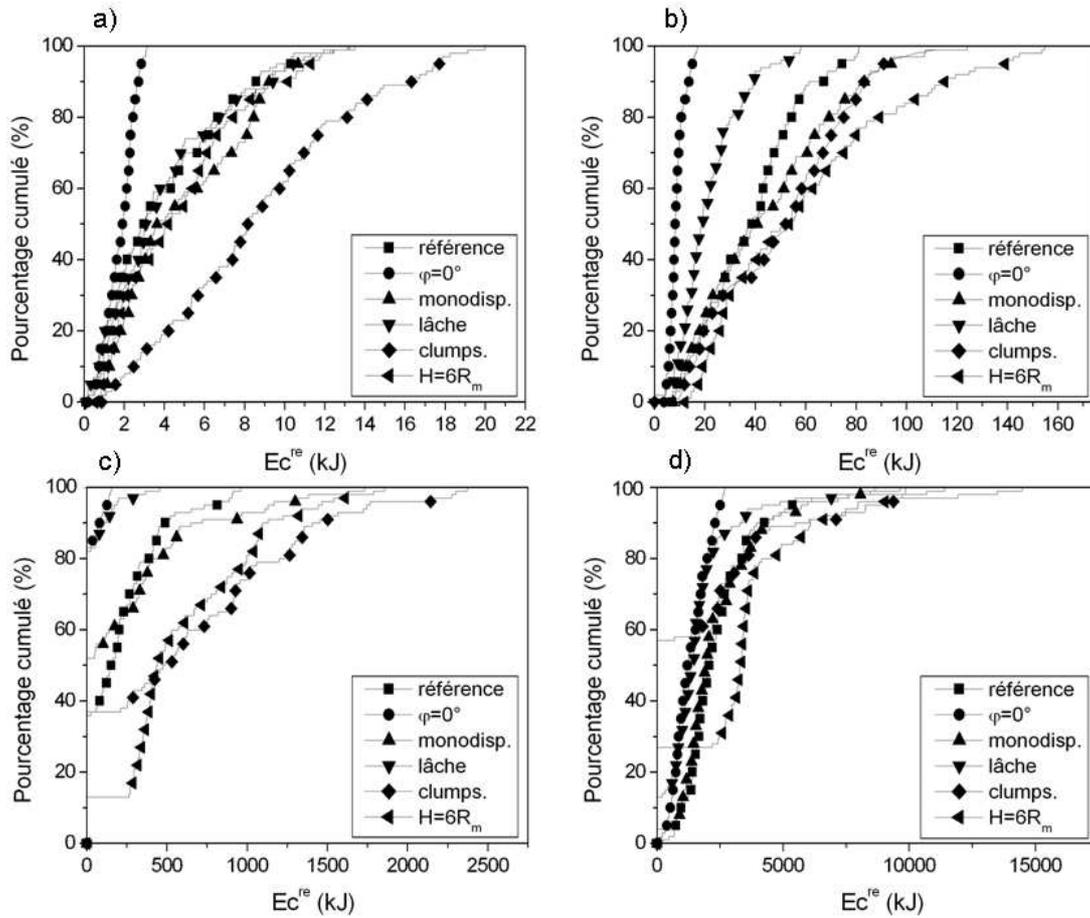


FIG. 2.19 – Fonction de répartition des énergies cinétiques réfléchies obtenues pour différents jeu de paramètres de l'échantillon de sol (100 simulations d'impact ; rayons de bloc impactant de a) $R_b = R_m$, b) $R_b = 2R_m$, c) $R_b = 5R_m$, d) $R_b = 10R_m$; $V^{in} = 20 \text{ m/s}$; $\alpha^{in} = 45^\circ$; $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$; $H = 12.5R_m$). Seul les paramètres cités en légende ont été modifiés par rapport à ceux caractérisant l'échantillon de sol servant de référence.

Cette étude paramétrique met donc en évidence la nécessité d'étudier en détail l'influence de la granulométrie, de la porosité, de la profondeur du sol, de la forme des particules et des dissipations énergétiques pour différentes valeurs du rapport de taille R_b/R_m .

2.5 Simulations d'essais d'impact sur milieux granulaires modèles

Dans l'optique d'évaluer la pertinence de la modélisation numérique définie, des simulations d'impact sont menées dans des configurations correspondant à celles de plusieurs campagnes expérimentales d'impact issues de la littérature. Les prédictions du modèle sont comparées aux résultats de ces campagnes d'essais.

2.5.1 Collision d'une bille sur un empilement granulaire

La comparaison des prédictions du modèle numérique avec les résultats d'une série d'essais d'impact d'une bille sphérique sur un assemblage granulaire bi-dimensionnel (Rioual, 2002) et tri-dimensionnel (Beladjine, 2007) est tout d'abord faite. Dans cette étude expérimentale, l'assemblage granulaire est composé de billes ayant approximativement la même taille que la bille impactante.

Les expériences menées par Rioual (2002) et Beladjine (2007) consistent en l'impact d'une bille de PVC sur un milieu granulaire monodisperse composé également de billes de PVC. Les billes constitutives de l'assemblage et la bille impactant l'assemblage ont un diamètre de $5,9 \text{ mm}$ et un densité de 1860 kg/m^3 . Leur angle de frottement local est faible (compris entre 6° et 10°). La profondeur et la largeur du milieu sont très grandes devant la taille des particules de manière à supprimer tout effet des parois latérales et de fond.

Dans ces essais, les paramètres cinématiques incidents variables sont l'angle d'incidence α^{in} et la vitesse incidente V^{in} . La vitesse de rotation incidentes est nulle ($\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$).

Les valeurs des angles d'incidence explorées sont comprises entre 0° et 80° . Par ailleurs, la gamme de vitesses incidentes V^{in} est définie comparativement au rayon R_b de l'impactant par l'intermédiaire du nombre de Froude Fr (Rioual, 2002) :

$$Fr = \frac{V^{in}}{\sqrt{2gR_b}} \quad (2.6)$$

où g est l'accélération de la pesanteur.

La gamme de vitesses utilisée dans ces essais est de $50 < Fr < 250$.

Au cours de cette campagne expérimentale, 100 essais d'impact ont été réalisés pour chaque jeu de paramètres cinématiques incidents de l'impactant de façon à fournir un nombre de résultats représentatif de la variabilité du phénomène de rebond.

Les résultats des essais menés par Rioual (2002) et Beladjine (2007) sont comparés à des résultats de simulations utilisant le modèle numérique de l'impact par la méthode des éléments discrets défini dans les sections 2.2 et 2.3.

Le modèle numérique du milieu par la méthode des éléments discrets utilisé (cf. 2.2) est un assemblage polydisperse de sphères de rayon moyen $0,3 \text{ m}$ pour lequel 95% des particules en volume est compris dans un intervalle centré sur le volume moyen et tel que le rapport volumique entre la plus

grosse particule et la plus petite particule de l'intervalle soit de 10 (Fig. 2.2). La profondeur du modèle numérique du milieu impacté est de $12,5R_m$. La loi de contact utilisée est la loi de Hertz-Mindlin. Et, les propriétés mécaniques des particules du milieu sont :

- densité de la roche : $\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$
- module de cisaillement : $G = 40 \text{ GPa}$
- coefficient de Poisson : $\nu = 0.25$
- angle de frottement local : $\varphi = 30^\circ$

Pour cette étude comparative, le choix est fait de ne pas modéliser un assemblage granulaire tel que celui décrit dans les essais menés par Rioual (2002) et Beladjine (2007) mais un assemblage similaire à celui décrit dans la section 2.2. Cela permet de tester à la fois la pertinence du modèle réalisé ainsi que sa robustesse pour étudier des phénomènes à des échelles différentes.

Un assemblage dense de particules (porosité 0,206 - Tab. 2.1) est utilisé. Ce choix est justifié par le fait que l'angle de frottement local des billes utilisées lors des essais est très faible (compris entre 6° et 10°) et que le mode de génération de l'assemblage lors des essais est le dépôt sous gravité (Rioual, 2002; Beladjine, 2007).

Le rayon de l'impactant utilisé lors des simulations est égal au rayon moyen des particules du modèle numérique de sol : $R_b = 0,3 \text{ m}$.

Il est également important de noter que la gamme de vitesses incidentes explorée dans le protocole de simulation (Tab. 2.3 - $10 \text{ m/s} < V^{in} < 25 \text{ m/s}$ - $4 < Fr < 10$) est très différente de celle utilisée lors des essais de Rioual (2002) et Beladjine (2007) ($50 < Fr < 250$). Au contraire, la gamme de variation de l'angle d'incidence ($0^\circ \leq \alpha^{in} \leq 75^\circ$) est très similaire à la gamme explorée lors des essais ($0^\circ \leq \alpha^{in} \leq 80^\circ$). Et, le nombre d'impacts pour des conditions incidentes fixées choisi dans notre protocole de simulation correspond à celui utilisé lors des essais de Rioual (2002) et Beladjine (2007) : 100 essais d'impact ont été réalisés pour chaque jeu de paramètres cinématiques incidents de l'impactant.

Les différences entre les essais de Rioual (2002) et Beladjine (2007) et les simulations réalisées en utilisant le modèle numérique de l'impact par la méthode des éléments discrets sont notables. En particulier, la taille des particules, la courbe granulométrique du milieu impacté, la gamme de vitesses incidentes et les caractéristiques mécaniques des particules sont très différentes entre les simulations et les essais.

Malgré ces différences, il est possible de comparer les résultats obtenus par l'intermédiaire de plusieurs grandeurs adimensionnelles. En particulier, le coefficient de restitution normale R_n (Eq. 1.3), le coefficient de restitution R_v (rapport entre la vitesse réfléchiée et la vitesse incidente - Eq. 1.1) et l'angle réfléchi α^{re} peuvent être comparés pour différentes valeurs de l'angle d'incidence α^{in} . L'angle réfléchi α^{re} est défini par la relation :

$$\alpha^{re} = \arccos\left(\frac{V_n^{re}}{V^{re}}\right) \quad (2.7)$$

En dépit des différences entre les essais et les simulations considérés, la comparaison entre les résultats des essais et des simulations (Fig. 2.20, Fig. 2.21, Fig. 2.22) met clairement en avant la pertinence du modèle numérique développé dans ce contexte. En effet, pour le coefficient de restitution normale R_n , le coefficient de restitution R_v et l'angle réfléchi α^{re} , les résultats des simulations sont très fortement similaires aux résultats des essais menés par Rioual (2002) et Beladjine (2007).

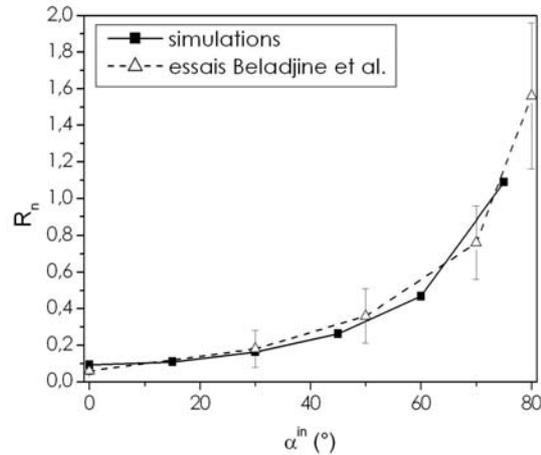


FIG. 2.20 – Valeurs du coefficient de restitution normal R_n obtenues lors des essais menés par Beladjine (2007) et par application du protocole de simulation défini.

Cela suggère que le protocole de simulation défini puisse être utilisé pour modéliser l’impact d’un bloc sphérique sur un milieu granulaire composé de particules sphériques lorsque la taille de l’impactant et la taille des particules du milieu impacté sont du même ordre de grandeur.

2.5.2 Pénétration d’un objet cylindrique dans un milieu granulaire

Puisque le rayon de l’impactant peut varier jusqu’à une valeur de l’ordre de $10R_m$, les prédictions du modèle numérique défini sont également comparées aux résultats d’une campagne d’essai de pénétration d’un cylindre de rayon $R_b \simeq 9R_m$ et de hauteur h dans un assemblage granulaire composé de particules cylindriques de rayon moyen R_m et de hauteur h (Ciamarra et al., 2004).

Dans ces essais, la particule impacte l’échantillon de sol perpendiculairement à sa surface. L’impactant et les particules du milieu impacté sont des cylindres de nylon. La vitesse incidente v_0 de l’impactant varie de $1,12 \text{ m/s}$ à $3,63 \text{ m/s}$ ce qui correspond à une gamme de nombre de Froude Fr allant de 1,7 à 5,5. L’échantillon de sol est composé de particules cylindriques de rayon moyen $R_m = 0.242 \text{ cm}$; et, deux types de particules de tailles légèrement différentes sont utilisées de façon à éviter l’apparition de structures cristallines (c’est à dire, ordonnées) au sein du milieu. La largeur de l’échantillon impacté est d’environ $420R_m$, sa profondeur est approximativement égale à $120R_m$ et son épaisseur est $1,1h$.

Le but de cette comparaison est d’évaluer si la procédure numérique définie permet de modéliser de façon pertinente l’évolution de l’enfoncement du projectile dans le milieu impacté et de sa vitesse normale à la surface du sol.

Il est nécessaire de se placer dans une configuration similaire à celle définie dans Ciamarra et al. (2004) pour obtenir une comparaison quantitative entre les résultats de ces essais et les prédictions du modèle numérique. Le modèle numérique défini dans la section 2.2 est donc modifié de façon à réaliser une comparaison quantitative avec les résultats expérimentaux obtenus par Ciamarra et al. (2004). Les principales caractéristiques granulométriques du milieu (tailles moyenne, minimale et maximale), la

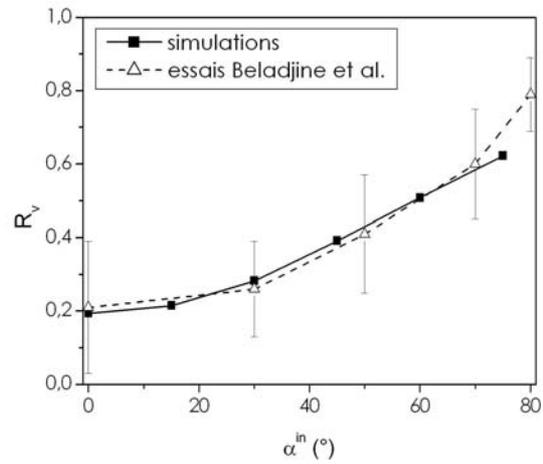


FIG. 2.21 – Valeurs du coefficient de restitution R_v obtenues lors des essais menés par Beladjine (2007) et par application du protocole de simulation défini.

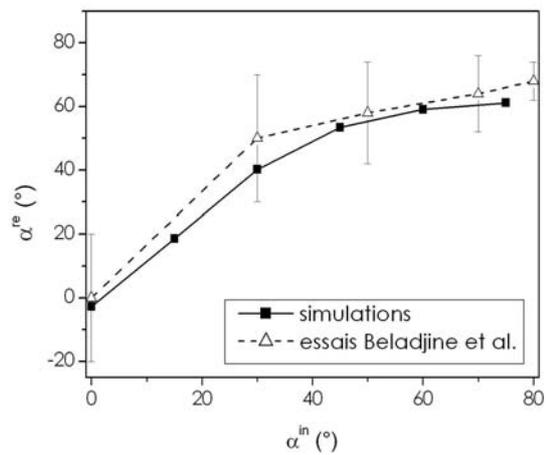


FIG. 2.22 – Valeurs de l'angle réfléchi α^{re} obtenues lors des essais menés par Beladjine (2007) et par application du protocole de simulation défini.

taille de l'échantillon et de l'impactant ainsi que les vitesses incidentes sont donc définis dans le modèle numérique du milieu par la méthode des éléments discrets aux mêmes valeurs que celles des essais. Enfin, la porosité du modèle numérique du milieu impacté est de 0,205 ce qui correspond environ à la porosité de l'assemblage de particules cylindriques utilisé lors des essais (porosité=0,19 ± 0,02 - Ciamarra et al. (2004)).

Cependant, des différences importantes persistent entre les caractéristiques du milieu impacté lors des essais et le modèle numérique utilisé dans cette étude comparative. En particulier, l'assemblage modélisé est composé de sphères et non de cylindres. De plus, le modèle numérique du milieu impacté est un assemblage poly-disperse et non bi-disperse ; et, le matériau constitutif des particules est différent dans le modèle numérique (roche¹) et dans les essais (nylon).

Malgré ces différences, la comparaison entre les prédictions du modèle numérique défini et les résultats des essais menés par Ciamarra et al. (2004) montre que les évolutions de la pénétration $y(t)$ et de la vitesse normale à la surface du sol $V_y(t)$ du projectile obtenus dans les essais (Fig. 2.23) sont prédites de façon très satisfaisante par les simulations (Fig. 2.24).

En particulier, trois phases successives sont observées : l'impact du projectile, la pénétration du projectile et l'arrêt du projectile (Fig. 2.23 ; Fig. 2.24). De plus, la forte décélération du projectile lors de la phase d'impact, la forme parabolique de la courbe $y(t)$ lors de la phase de pénétration et la faible dépendance entre le temps d'arrêt du projectile et la vitesse incidente sont aussi observés dans les deux cas.

Malgré le bon accord qualitatif et quantitatif entre les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle numérique, de légères différences quantitatives existent pour les valeurs de pénétration maximale du projectile ainsi que pour celles du temps d'arrêt du bloc. La cause de ces légères différences est certainement la différence de forme entre les particules utilisés lors des essais (cylindres) et lors des simulations (sphères). Néanmoins, ces différences peuvent également être dues soit aux différences de granulométrie, soit aux différences de matériau constitutif des particules, soit à la formulation de la loi de contact.

2.6 Résumé - Conclusions

L'utilisation de la méthode des éléments discrets a permis le développement d'un modèle numérique d'ébouilissement et d'une procédure de simulation de l'impact d'un bloc sur ce type de sol.

Les simulations d'impacts utilisant ce modèle numérique montrent clairement la variabilité des vitesses de l'impactant après rebond en fonction de la configuration locale du sol au voisinage du point d'impact, y compris lorsque les caractéristiques de l'ébouilissement sont clairement définies en accord avec les données collectées dans la littérature. La prise en compte de cette variabilité a rendu nécessaire le développement d'un protocole de simulation d'une série d'impacts permettant d'assurer une représentativité des résultats obtenus. Des indicateurs statistiques (fonction de répartition des quantités réfléchies, en particulier) ont également été définis de manière à analyser de manière pertinente les résultats obtenus en appliquant ce protocole.

L'application de ce protocole de simulation et d'analyse des résultats pour l'étude de sensibilité

¹Le comportement de la roche au voisinage des points de contact est modélisé par la loi de contact de Hertz-Mindlin ($\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$, $G = 40 \text{ GPa}$, $\nu = 0.25$, $\varphi = 30^\circ$).

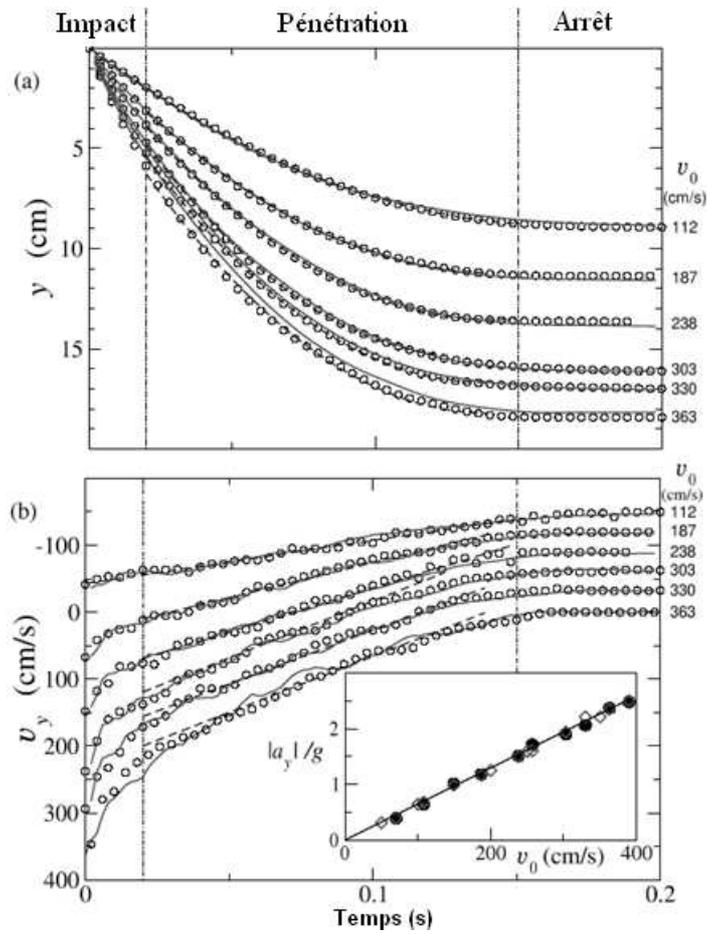


FIG. 2.23 – D'après Ciamarra et al. (2004) : évolution de la pénétration $y(t)$ et de la vitesse normale à la surface du sol $V_y(t)$ du projectile pour différentes vitesses incidentes v_0 (sur le graphe $V_y(t)$, les ordonnées des courbes $v_0 < 363 \text{ cm/s}$ ont été décalées successivement de 30 cm/s pour des raisons de clarté). Les résultats expérimentaux sont représentés par les symboles "o" (les traits pleins représentent des résultats de simulations numériques menés par Ciamarra et al. (2004)).

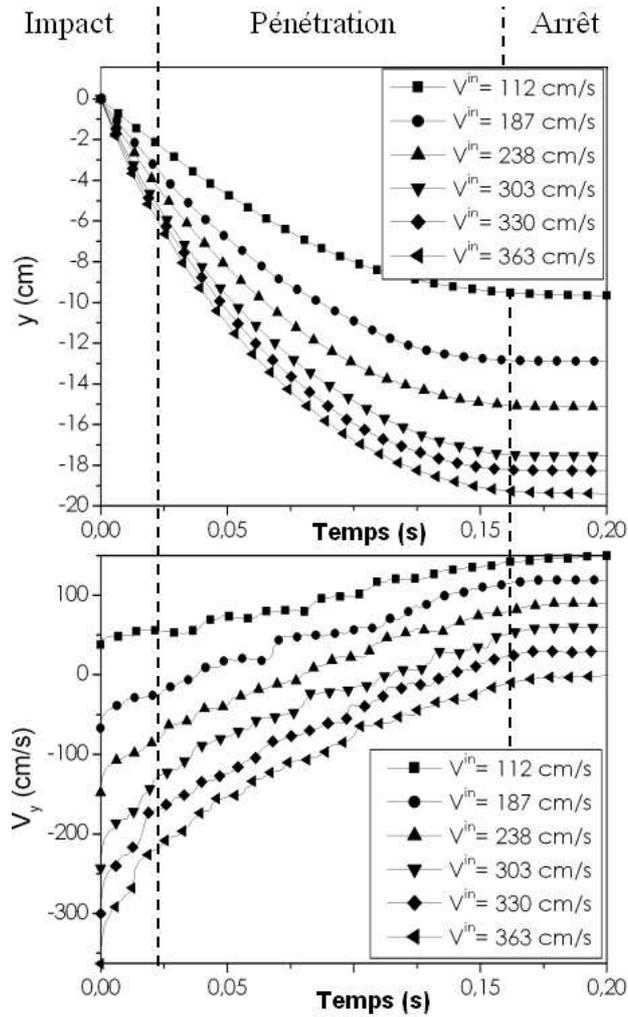


FIG. 2.24 – Résultats de simulation obtenus pour l'évolution de la pénétration $y(t)$ et de la vitesse normale à la surface du sol $V_y(t)$ du projectile pour différentes vitesses incidentes V^{in} (sur le graphe $V_y(t)$, les ordonnées des courbes $V^{in} < 363$ cm/s ont été décalées successivement de 30 cm/s pour des raisons de clarté).

des résultats de simulation aux caractéristiques du sol met en avant les paramètres influant fortement sur le rebond du bloc. Ces paramètres sont la dissipation d'énergie au droit des contacts, la porosité du sol et, par voie de conséquence, sa granulométrie. La profondeur du sol et la forme des particules influent également de manière significative. Le rapport entre la taille de l'impactant et celle des particules constitutives du sol étant aussi un paramètre très important, les analyses devront être faites, dans la mesure du possible, pour différentes valeurs de ce rapport.

Enfin, la comparaison des prédictions numériques aux résultats d'essais d'impact sur des matériaux modèles a montré la pertinence de la modélisation pour prédire l'impact d'une particule sur un milieu granulaire modèle.

Dans l'optique d'évaluer la capacité du protocole de simulation à modéliser l'impact dans un contexte plus proche de celui correspondant aux chutes de blocs sur un éboulis (matériau rocheux, formes non sphériques, gamme de vitesses d'impact spécifiques,...), une campagne d'essais à échelle réduite d'impacts sur un milieu composé de pierres de formes quelconques est donc menée. En particulier, deux aspects essentiels de la complexité de l'impact en situation réelle sont considérés : la forme des particules et le comportement mécanique du matériau constitutif des particules.

Chapitre 3

Validation du modèle numérique d'impact

3.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est l'évaluation de la capacité du modèle numérique développé à prédire de façon pertinente le rebond du bloc dans le contexte complexe de la chute de blocs.

Une campagne expérimentale d'essais à échelle réduite d'impacts d'un bloc sur un milieu grossier composé de roches calcaires est tout d'abord menée dans l'optique de réaliser une étude comparative entre les résultats expérimentaux obtenus et les prédictions du modèle numérique. Lors de cette étude comparative, une attention particulière est apportée à la définition des paramètres du modèle numérique influant fortement sur les résultats de simulation. Ces paramètres sont la forme des particules, la granulométrie du sol, la porosité et la dissipation d'énergie au droit des contacts.

Bien que la taille de l'impactant et la profondeur du sol aient une influence importante, ces paramètres ne seront pas étudiés dans ce chapitre car l'objectif est de caractériser la capacité du modèle à traduire le comportement du sol au cours de l'impact. Seuls les paramètres de caractérisation du sol sont donc étudiés pour des conditions incidentes (taille de l'impactant) et des conditions aux limites (profondeur du sol) données.

Enfin, certaines améliorations sont apportées au modèle numérique initial de façon à permettre la modélisation de la dégradation des propriétés mécaniques de la roche au voisinage des points de contact dans l'optique d'évaluer l'influence de ces phénomènes sur le rebond de l'impactant.

3.2 Essais d'impacts à échelle réduite

3.2.1 Procédure expérimentale

La campagne expérimentale à mener a pour objectif d'évaluer la capacité du modèle numérique à prédire le rebond d'un bloc sur un sol ayant des caractéristiques correspondant à celles couramment rencontrées dans le contexte des chutes de blocs.

Les essais réalisés doivent permettre d'explorer la gamme de variation des conditions incidentes de l'impactant (Tab. 2.3). L'exploration pertinente de cette gamme de variation exige le développement d'un protocole expérimental permettant la définition de conditions incidentes contrôlées et reproductibles.

De plus, les essais à mener doivent fournir des résultats en nombre suffisant pour permettre une

représentativité statistique de la variabilité des vitesses réfléchies du bloc. Cette forte contrainte de représentativité implique la réalisation d'un nombre important d'essais.

Dans ce contexte, la mise en œuvre d'essais en grandeur réelle semble complexe. Le choix est donc fait de développer un dispositif d'essai d'impacts à échelle réduite.

De plus, le nombre important d'essais à réaliser rend l'étude expérimentale de l'influence de caractéristiques du sol et de l'impactant difficilement envisageable. Les essais réalisés sont donc des essais à échelle réduite d'impact, pour des conditions cinématiques incidentes variables, d'un impactant de taille donnée sur un éboulis donné.

Montage expérimental

Les essais à échelle réduite consistent en l'impact d'un objet quasi-sphérique sur un milieu grossier composé de pierres dont la taille est du même ordre de grandeur que celle de l'impactant. Cette configuration permet d'obtenir une variabilité importante des conditions locales d'impact.

Le milieu impacté est un assemblage de pierres déposées dans un récipient rigide. Le matériau choisi pour les pierres constitutives du sol est le calcaire car il s'agit d'un matériau rocheux très répandu. Aucun processus de compaction du milieu n'est réalisé. Les propriétés du sol seront définies de façon détaillée dans la section 3.2.2.

L'impactant est un galet de 6,8 cm de diamètre équivalent¹ (Fig. 3.1). La forme quasi-sphérique de cet impactant est en accord avec celle choisie pour les simulations. Cette forme permet également de simplifier la localisation automatique de l'impactant lors du traitement des images. Afin que l'impactant puisse être utilisé pour tous les essais sans se fracturer, le choix est fait d'utiliser un impactant en granit car il s'agit d'un matériau rocheux très résistant de densité équivalente à celle du calcaire.

Les différences de comportement entre le matériau de l'impactant (granit) et celui des pierres constitutives de l'éboulis (calcaire) peuvent influencer sur les résultats. L'étude paramétrique menée sur le modèle numérique dans la section 2.4.2 a montré la faible influence du module de cisaillement, du coefficient de Poisson et de la densité de la roche sur les résultats de simulation. Les différences des valeurs de ces paramètres entre l'impactant et les pierres constitutives de l'éboulis ne sont donc a priori pas déterminantes. Au contraire, la différence de résistance entre ces deux matériaux peut avoir une influence non négligeable. Etant donné que le calcaire est bien moins résistant que le granit, on peut considérer que les essais sont réalisés sous l'hypothèse que la détérioration de l'impactant est négligeable devant celle des pierres du sol.

Le récipient contenant les pierres du sol est un bac parallélépipédique de 1 m de côté et de 0,5 m de hauteur (Fig. 3.2). Les dimensions de ce récipient ont été déterminées de façon à supprimer l'influence des parois sur la base des résultats numériques obtenus dans le chapitre précédent (cf. section 2.4.1). L'ossature du bac est une structure métallique très rigide à l'intérieur de laquelle ont été fixés des panneaux de bois de 1 cm d'épaisseur pour assurer une rigidité suffisante des parois.

Le choix est également fait de se rapprocher dans un premier temps d'une modélisation bi-dimensionnelle. La largeur de l'échantillon de sol est réduite à 110 % de la plus grande dimension de la plus grande particule du milieu (Fig. 3.2). Dans cette configuration, le réarrangement des pierres du sol est donc toujours possible lors de l'impact mais leur mouvement n'est possible que dans un plan. L'influence de cette hypothèse sera abordée par comparaison de simulations en 2D et en 3D dans le chapitre 5.

¹Le diamètre équivalent d'un objet est le diamètre de la sphère de même volume que l'objet considéré.



FIG. 3.1 – Impactant utilisé lors des essais.

Conditions cinématiques incidentes

Le dispositif de lancement de l'impactant doit permettre d'explorer la gamme de variation des conditions incidentes du bloc. Il n'est cependant pas possible de faire varier tous les paramètres incidents étant donné le nombre d'essais à réaliser dans chaque configuration.

Les études expérimentales d'impact d'une bille sur un milieu granulaire (cf. section 1.3.2 - Rioual (2002); Beladjine (2007)) ayant montré la prépondérance de l'influence de l'angle d'incidence devant celle de la vitesse incidente, la vitesse incidente est fixée. De plus, bien que la vitesse de rotation ait une influence non négligeable, ce paramètre est également fixé car la conception d'un dispositif permettant de faire varier de manière contrôlée la vitesse de rotation est très difficile.

Le seul paramètre cinématique incident variable est donc l'angle d'incidence. Bien qu'elles soient fixées, les valeurs de la vitesse incidente et de la vitesse de rotation doivent aussi être contrôlées afin de réaliser tous les essais dans des conditions similaires et reproductibles.

L'impactant est projeté à l'aide d'un dispositif de lancement fonctionnant sur le principe d'une arbalète (Fig. 3.2). Le bloc est maintenu par deux languettes en métal à l'intérieur d'un tube conducteur coulissant entre deux rails. Un tendeur élastique fixé entre le socle du dispositif et le tube conducteur permet de bander l'arbalète. Une simple ficelle, fixée à un crochet placé en arrière du tube, assure le blocage de l'arbalète en tension avant le tir. Le déclenchement se fait par section nette de la ficelle. Une fois la ficelle sectionnée, le tube contenant l'impactant coulisse sur les rails, puis, est arrêté par une butée. L'arrêt brutal du tube provoque l'éjection de l'impactant dans la direction des rails sans vitesse de rotation.

Le dispositif de lancement est monté sur un axe. Cet axe est inséré dans des trous percés dans deux montants obliques situés de part et d'autre du récipient (Fig. 3.2). Ce montage permet de faire varier l'angle d'incidence et d'ajuster précisément le point d'impact pour que le bloc impacte toujours le sol approximativement au milieu du récipient.

Le contrôle des vitesses incidentes du bloc est assuré par la calibration de la vitesse de sortie de l'impactant en fonction de la tension de l'élastique actionnant le tube conducteur. La nullité de la vitesse de rotation du bloc en sortie du dispositif est également vérifiée à chaque essai. Et, l'angle d'incidence peut varier de 0° à 90° .

La valeur des vitesses incidentes est définie de façon à ce que le rapport entre l'énergie cinétique incidente et l'énergie nécessaire à l'élévation de l'impactant d'une hauteur égale à son diamètre soit du même ordre de grandeur pour les essais à échelle réduite et pour les conditions de simulation en grandeur réelle définies dans le chapitre 2. Le respect de ce critère de similitude est assuré par la conservation du



FIG. 3.2 – Dispositif expérimental.

nombre de Froude Fr (Eq. 2.5.1).

Ce critère de similitude simple (Rioual, 2002; Beladjine, 2007) n'intègre pas la totalité des règles de similitude à respecter étant donné la complexité du système étudié. En particulier, il ne prend pas en compte la complexité du comportement mécanique de la roche et ne permet donc pas d'assurer la conservation du rapport entre la contrainte maximale appliquée sur les particules du sol au cours de l'impact et la contrainte à la rupture du matériau.

Malgré ce désavantage non négligeable, le critère de similitude basé sur l'utilisation du nombre Froude est utilisé en première approximation. Pour respecter ce critère, les vitesses incidentes doivent être comprises entre 3 m/s et 9 m/s lors des essais à échelle réduite. La tension de l'arbalète sera donc définie de façon à obtenir une vitesse d'éjection de l'impactant de 6 m/s.

Le respect des règles de similitude n'étant pas assuré, les comparaisons avec les simulations seront faites en deux temps. Une première phase de comparaison entre les résultats des essais et les prédictions d'un modèle numérique à échelle réduite sera d'abord réalisée. Puis, les résultats des essais seront comparés aux prédictions du modèle numérique en grandeur réelle pour estimer l'influence du changement d'échelle.

Dispositif de mesure

Le dispositif de mesure est développé dans l'optique de déterminer les vitesses incidentes et réfléchies de l'impactant à partir de sa trajectoire au cours de l'essai.

Chaque essai d'impact est filmé à l'aide de deux caméras (Fig. 3.3). Dans le plan d'incidence du bloc, défini comme le plan dans lequel se situe la vitesse incidente du bloc et passant par le point d'impact (plan yz), l'impact est filmé à l'aide d'une caméra rapide à une fréquence de 500 images par seconde. L'impact est également filmé à l'aide d'une caméra vidéo à une fréquence de 25 images par seconde dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence passant par le point d'impact (plan xz).

Les films issus de la caméra rapide sont traités de façon à obtenir l'évolution des vitesses de l'impactant dans le plan incident. Étant donné la résolution des images et la fréquence d'acquisition de la caméra, il est possible de déterminer avec précision les composantes de la vitesse normale à la surface du sol et tangentielle à celle-ci dans le plan de la caméra rapide.

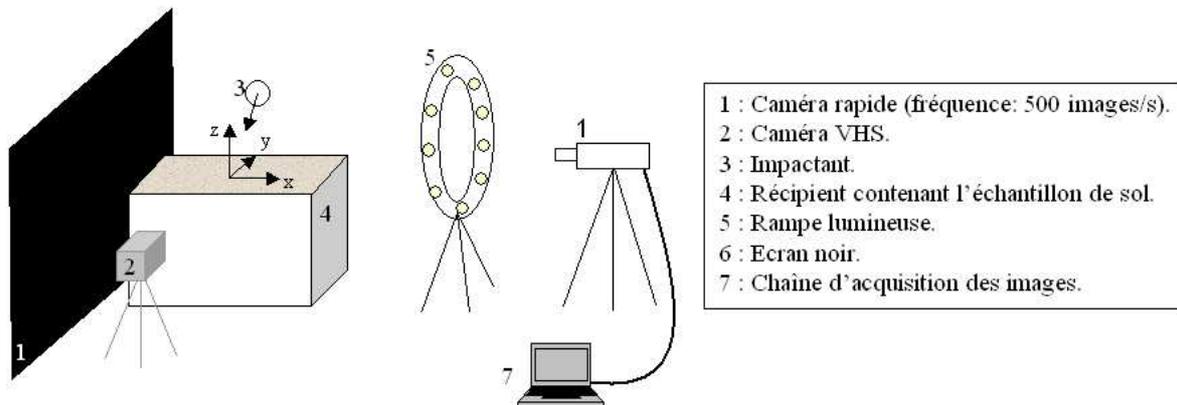


FIG. 3.3 – Dispositif de mesure de la trajectoire de l'impactant.

Le dispositif de mesure ne permet pas de déterminer précisément la trajectoire du bloc en 3D car la fréquence d'acquisition de la caméra vidéo n'est pas assez élevée (25 images/s). Seule une évaluation de la déviation du bloc lors de l'impact peut être faite suite au traitement et à l'analyse des images issues des films à la caméra vidéo. A priori, les essais en grandeur réelle montrent que cette déviation est faible (Berger et Dorren, 2006). Cependant, si la déviation s'avère trop importante, une correction pourra être apportée aux mesures réalisées à l'aide de la caméra rapide.

La qualité de la mesure de la position du bloc dépend fortement de la qualité des films réalisés. En particulier, les images obtenues doivent être fortement contrastées et l'éclairage doit être homogène. Pour obtenir un contraste important, le bloc impactant est peint en blanc et le milieu, ainsi que le dispositif expérimental, sont peints en noir. Un fond noir est également ajouté. De plus, une rampe d'éclairage circulaire est positionnée de façon à obtenir, dans le champ de la caméra rapide, une luminosité importante et une répartition uniforme de la lumière.

La verticalité et la perpendicularité des caméras sont réglées à l'aide d'un système de mire. Avant chaque essai, une mire d'étalonnage (Fig. 3.4) est également filmée pour déterminer la taille d'un pixel des images.

Protocole d'essai

De manière à explorer la gamme de variation des angles d'incidence du bloc impactant, 6 valeurs équiréparties de l'angle d'incidence sont choisies au sein de la gamme de variation de l'angle d'incidence (Tab. 2.3 - $0^\circ \leq \alpha^{in} < 75^\circ$).

Les essais à mener doivent fournir des résultats assez nombreux pour permettre une représentativité statistique de la variabilité des vitesses réfléchies du bloc. Pour chaque angle incident considéré, n essais sont donc réalisés.

L'éboulis est remanié avant chaque essai pour garantir la variabilité des propriétés locales du sol au niveau du point d'impact pour chaque essai.

Chaque essai consiste au réglage de l'angle d'incidence, puis à la mise en mouvement de la partie mobile du dispositif de lancement. A l'instant de lancement du bloc, les deux caméras sont actionnées jusqu'à la fin de l'impact. Enfin, les films de chaque essai sont stockés.

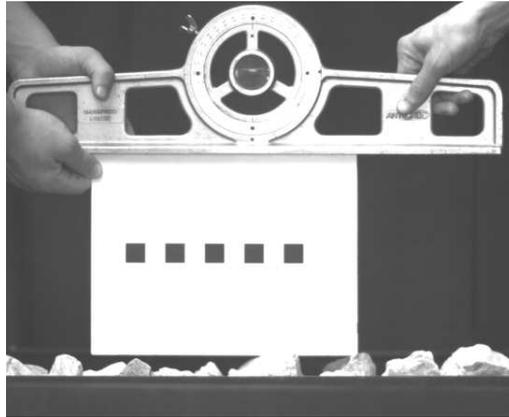


FIG. 3.4 – Film de la mire d’étalonnage. Cette mire représente 5 carrés noirs de 20 mm de côté.

La première étape de la campagne d’essai est la détermination du nombre minimal n d’essais nécessaires pour obtenir une représentativité statistique de la variabilité des vitesses réfléchies pour des conditions incidentes fixées. Puis, plusieurs séries d’essais sont réalisées. Chaque série est composée de n essais pour chacun des 6 angles d’incidence choisis.

3.2.2 Caractérisation du milieu impacté

Les pierres constitutives de l’échantillon de sol impacté proviennent de la carrière Socafi située à Domène dans l’Isère (38). Ce sont des granulats concassés de calcaire. Les mesures des principales caractéristiques du sol impacté sont faites sur un échantillon représentatif de 100 kg de matériau.

Densité des pierres constitutives

La densité est le rapport entre la masse d’un corps homogène et la masse du même volume d’eau à 3,98°C. Si l’eau utilisée n’est pas à une température de 3,98°C, on parle de densité relative par rapport à l’eau à température ambiante.

Pour mesurer la densité des pierres, l’échantillon représentatif de sol est tout d’abord pesé. La masse mesurée est la masse totale des pierres de l’échantillon. Les pierres de l’échantillon sont ensuite immergées dans un volume défini d’eau contenu dans une éprouvette graduée. La différence entre le volume occupé après et avant immersion des pierres correspond au volume total des pierres immergées. La densité est enfin calculée en faisant le rapport entre la masse et le volume des pierres mesurés.

Cinq mesures de densité ont été réalisées. Les valeurs mesurées sont comprises entre $\rho = 2600 \text{ kg/m}^3$ et $\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$. Ces résultats sont en accord avec les valeurs classiques pour le calcaire.

Angularité et élanement des pierres constitutives

Différents indices de forme (Krumbein, 1941; Rittenhouse, 1943) peuvent être définis pour quantifier la sphéricité (Fig. 3.5) et l’angularité (Fig. 3.6) des roches étudiées en fonction de leur forme générale. Différentes classes (Fig. 3.7) peuvent également être attribuées aux pierres constitutives de l’éboulis en

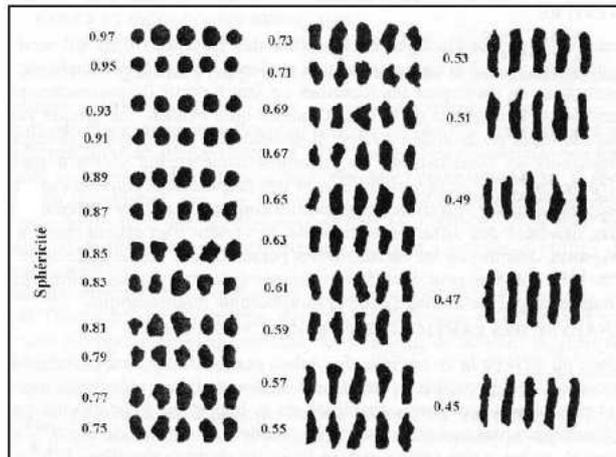


FIG. 3.5 – Définition de classes de sphéricité des pierres en fonction de leur forme générale d'après Rittenhouse (1943).

fonction d'une estimation qualitative de leur angularité et de leur origine (Barton et Kjaernsli, 1981). L'utilisation de ces indices est cependant très subjective.

Pour décrire l'angularité des pierres (Fig. 3.8), il est également possible de compter le nombre de sommets ou de faces les composant. Les sommets des pierres étant peu marqués, le choix est fait de compter le nombre de faces. Une face n'est comptabilisée que si elle représente plus de $N\%$ de la surface totale du bloc. Les résultats de cette description, réalisée pour 288 blocs de l'échantillon de sol, montrent que, avec $N = 10\%$, les pierres ont en moyenne 6 faces (Fig. 3.9).

Selon Marsal (1973), la forme d'une pierre constitutive d'un sol est définie par la mesure de ses dimensions selon trois axes perpendiculaires, donnant par ordre décroissant la longueur L , la profondeur h et la largeur l de la pierre considérée. L'élanement est défini comme le rapport de la longueur L sur la largeur l d'une pierre. Ce paramètre est représentatif de la sphéricité des pierres constitutives du sol étudié.

L'élanement a été calculé pour 62 pierres constitutives du sol impacté. Les résultats de ces mesures fournissent la distribution de l'élanement des pierres du sol (Fig. 3.10). La moyenne de la distribution de l'élanement est de 2,5 et son écart type est de 0,75.

Courbe granulométrique

Les pierres constitutives de l'échantillon de sol ont été choisies pour que la moyenne de leur diamètre équivalent soit d'environ 5 cm et pour que la gamme de variation de leur volume soit de 10. De cette façon, les caractéristiques générales du modèle numérique de sol défini dans la section 2.2 sont a priori conservées.

Pour obtenir une courbe granulométrique de l'échantillon de sol, une analyse granulométrique est réalisée. Cette analyse a nécessité des adaptations de la méthode classique de tamisage à sec après lavage (AFNOR, 1996), notamment, car les tamis nécessaires à l'analyse granulométrique des matériaux grossiers ne sont pas des instruments communément utilisés.

La taille maximale des tamis disponibles au laboratoire étant de 10 mm, nous avons fabriqué et

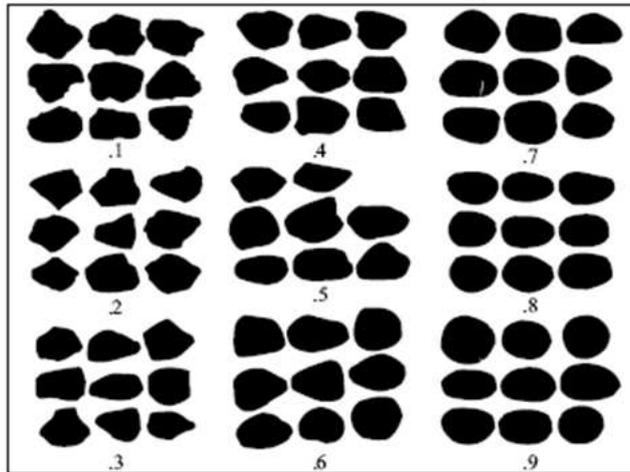


FIG. 3.6 – Définition de classes d’angularité des pierres en fonction de leur forme générale d’après Krumbein (1941).

Classe	Origine	Rondeur
8 } 7 }	Carrière	Très aigu et anguleux Aigu et anguleux
6	Eboulis	Anguleux
5		Assez anguleux
4 } 3 }	Glaci-fluvial	Un peu anguleux
2 }		Assez arrondis
1 }	Fluvial	Arrondis Très arrondis

FIG. 3.7 – Définition de classes de pierres en fonction d’estimations qualitatives de l’angularité et de l’origine des pierres considérées d’après Barton et Kjaernsli (1981).



FIG. 3.8 – Pierres constitutives de l’échantillon de sol.

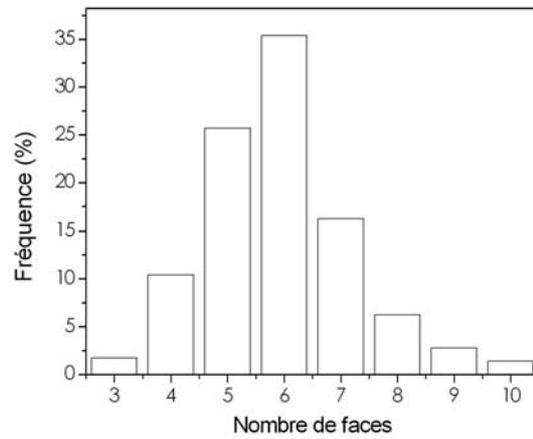


FIG. 3.9 – Distribution du nombre de faces des pierres de l'échantillon de sol. La surface d'une face est supérieure à 10% de la surface totale des pierres.

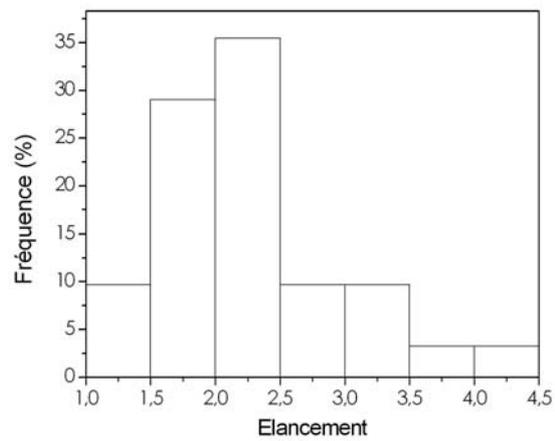


FIG. 3.10 – Distribution de l'élancement des pierres de l'échantillon de sol.



FIG. 3.11 – Tamisage à sec de l'échantillon de sol.

utilisé des tamis à mailles carrées de grandes dimensions dont les ouvertures respectives sont de 90, 70, 55, 30, 25 et 13 mm (Fig. 3.11). Il est important de noter qu'aucun processus de vibration des tamis n'a été réalisé durant l'analyse granulométrique car la mise en place de ces processus pour des tamis de grandes tailles tels que ceux utilisés s'avère complexe.

L'application de ce protocole d'analyse granulométrique permet d'obtenir la courbe granulométrique de l'échantillon de sol impacté (Fig. 3.12).

La granulométrie du sol est également caractérisée à l'aide de deux paramètres (Philipponat et Hubert, 2002) :

- le coefficient d'uniformité C_u
- le coefficient de courbure C_c

$$C_u = \frac{D_{60}}{D_{10}} \quad (3.1)$$

$$C_c = \frac{D_{30}^2}{D_{10}D_{60}} \quad (3.2)$$

où D_{10} (resp. D_{30} , D_{60}) est la taille de la maille du tamis à travers lequel passent 10% (resp. 30%, 60%) en masse des pierres de l'échantillon.

Le coefficient C_u représente l'étalement de la courbe granulométrique, un C_u élevé témoignant d'une granulométrie étendue. Le coefficient de courbure C_c représente la forme de la courbe granulométrique. Un C_c compris entre 1 et 3 permet d'identifier un sol bien gradué. Dans le cas contraire, le sol est mal gradué.

L'échantillon de sol présente un coefficient d'uniformité $C_u = 1,66$ et un coefficient de courbure $C_c = 0,97$. La granulométrie de l'échantillon est donc resserrée et il s'agit d'un sol plutôt mal gradué.

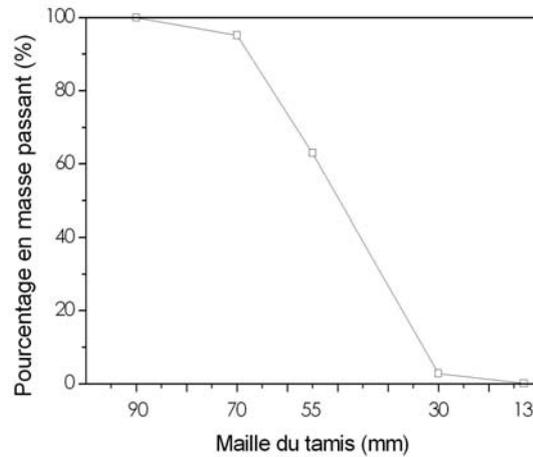


FIG. 3.12 – Courbe granulométrique de l'échantillon de sol.

Porosité

Bien que la porosité de l'échantillon ne puisse pas être comparée à celle du modèle numérique de sol car celui-ci est bi-dimensionnel, il est important de déterminer ce paramètre afin d'estimer si le sol est dense ou lâche. La porosité est le pourcentage volumique de vide dans un sol. Pour déterminer cette grandeur, il faut mesurer, pour un échantillon donné, le volume occupé par l'échantillon ainsi que le volume réel des pierres constitutives de cet échantillon.

Pour cela, un récipient de volume V_t connu est rempli de pierres constitutives de l'éboulis. Les pierres ayant servi au remplissage du récipient sont ensuite pesées. Le volume réel V_r des pierres est calculé à partir de leur masse totale puisque leur densité est connue. La porosité p est enfin calculée par la relation :

$$p = \frac{V_t - V_r}{V_t} \quad (3.3)$$

Il est important de noter que, lors de cette mesure de la porosité, le protocole de génération du sol est comparable à celui utilisé lors des essais. Il s'agit d'un simple dépôt sous l'action de la gravité. La porosité mesurée est donc représentative de celle de l'échantillon de sol impacté lors des essais.

La détermination de la porosité selon ce protocole a été réalisée 5 fois. Les résultats obtenus sont, dans tous les cas, comparables. On peut en déduire que la porosité moyenne de l'échantillon de sol est de l'ordre de 40%. La comparaison de cette valeur avec celles obtenues pour différents sols grossiers (Marsal, 1973) tend à montrer que l'échantillon de sol est dans un état lâche.

3.2.3 Mesure de la cinématique de l'impactant

Le traitement des images issues des films à la caméra rapide et à la caméra vidéo permet de déterminer la trajectoire du bloc au cours de l'impact. Les données obtenues sont analysées, dans un deuxième temps, afin de déterminer les vitesses incidentes et réfléchies de l'impactant.

Etalonnage de la taille des images

Les images issues des films à la caméra rapide sont représentées par des matrices de 1024 lignes par 1280 colonnes ; celles des films vidéo par des matrices de 480 lignes par 720 colonnes. Chaque coefficient de ces matrices représente un pixel. Les images étant en niveaux de gris, la valeur de chaque pixel est comprise entre 0 et 255. La valeur 0 correspond à un pixel de couleur noire et la valeur 255 à un pixel de couleur blanche.

Pour quantifier le déplacement du bloc, la taille d'un pixel de chacune de ces images doit être connue. Avant chaque essai, une mire quadrillée (Fig. 3.4) est donc filmée à l'aide de chacune des caméras utilisées pour déterminer la taille d'un pixel dans les deux cas. Les images de ces mires permettent également de vérifier que les distorsions des images sont négligeables.

L'image de la mire est seuillée afin d'obtenir l'image d'un quadrillage noir sur un fond blanc. L'opération de seuillage consiste à construire une image en noir et blanc, appelée image binaire, à partir d'une image en niveaux de gris. Pour cela, une valeur seuil comprise entre 1 et 255 est choisie. Tous les pixels ayant une valeur supérieure à cette valeur seuil sont transformés en pixels blancs. Au contraire, tous les pixels ayant une valeur inférieure à cette valeur sont transformés en pixels noirs. La matrice représentative d'une image binaire est de la même taille que la matrice d'une image similaire en niveaux de gris. Par contre, les valeurs correspondant à chaque pixel sont soit 0 si le pixel est noir, soit 1 si le pixel est blanc.

Un algorithme de comptage permet de calculer l'aire totale des carreaux noirs de l'image seuillée de la mire. Cette valeur en $pixel^2$ est comparée à l'aire réelle de ces carreaux en mm^2 . Cette comparaison permet de calculer le facteur de conversion F_c permettant de passer d'une longueur en $pixel$ sur l'image à une longueur réelle en mm .

Traitement des images issues des films à la caméra rapide

Un algorithme de traitement d'images automatisé réalisé à l'aide du logiciel Matlab est utilisé pour analyser les images issues des films à la caméra rapide. Cet algorithme permet un traitement automatique de la totalité des images d'un essai. Pour chaque image, ce traitement permet d'obtenir la position du centre de gravité de l'impactant ainsi que le déplacement de trois points de l'impactant entre l'image considérée et l'image suivante.

Le positionnement du centre de gravité est déterminé dans l'optique de calculer l'évolution de la vitesse de translation du bloc dans le plan de la caméra. La mesure du déplacement de trois points de l'impactant d'une image à l'autre a pour but de déterminer l'évolution de la vitesse de rotation de l'impactant dans le plan de la caméra.

Les données d'entrée de l'algorithme sont les images issues d'un film à la caméra rapide, le facteur de conversion F_c et la fréquence d'acquisition f_a de la caméra ($f_a = 500 \text{ images/s}$).

Préalablement au traitement de chaque essai, une image de fond est créée. Cette image correspond à la première image du film traité pour laquelle le bloc a été supprimé.

Pour chaque image de l'essai, le traitement débute par la soustraction de l'image de fond à l'image considérée (Fig. 3.13). Cela permet d'isoler l'impactant. L'image en niveau de gris de l'impactant isolé est ensuite seuillée (Fig. 3.14) de manière à obtenir une image en noir et blanc. L'image obtenue est celle d'un impactant blanc sur fond noir (Fig. 3.15). Le calcul des coordonnées du centre de gravité de cet objet blanc permet d'obtenir les coordonnées du centre de gravité de l'impactant à chaque image.

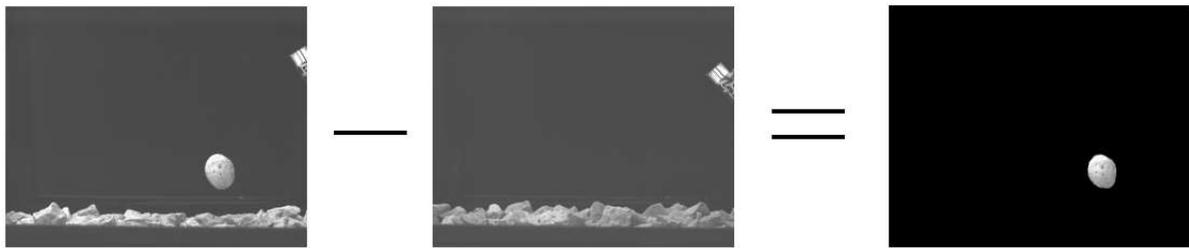


FIG. 3.13 – Soustraction d’une image de fond à chaque image traitée pour isoler l’impactant.

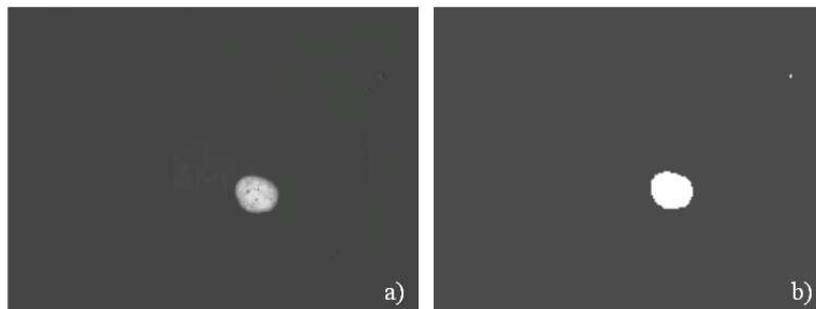


FIG. 3.14 – Seuillage de l’image en niveau de gris (a) de l’impactant pour définir une image binaire de l’impactant (b).

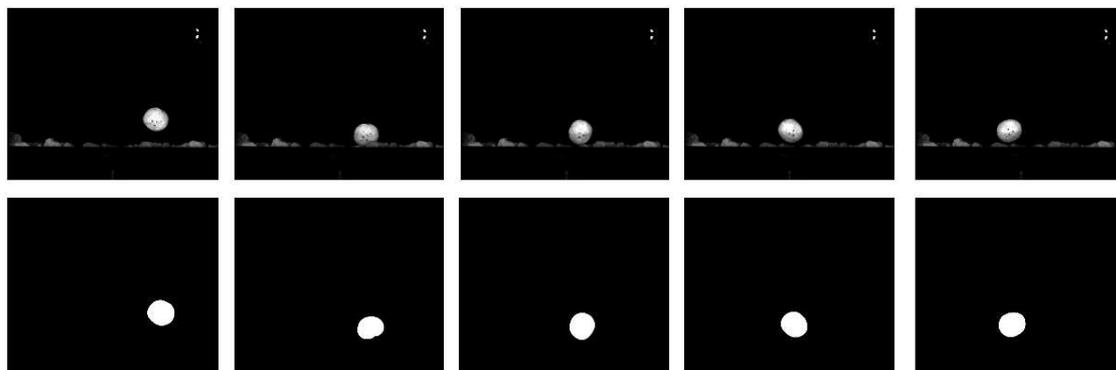


FIG. 3.15 – Images brutes (haut) et traitées (bas) issues du film à la caméra rapide d’un essai.

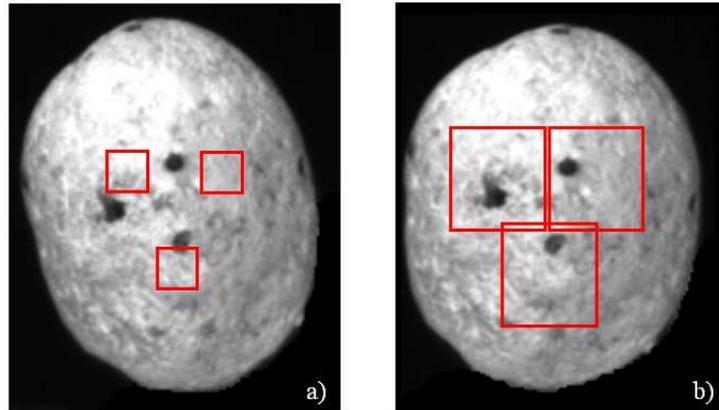


FIG. 3.16 – Recherche de la position de zones définies à l'image i (a) sur des zones de recherche définies à l'image $i + 1$ (b).

L'image est ensuite recentrée sur le centre de gravité de l'impactant de façon à évaluer la rotation de l'impactant autour de son centre de gravité perpendiculairement au plan d'incidence de la caméra rapide. Pour cela, trois zones carrées (Fig. 3.16) de 20 pixels de côté dont le centre est situé à une distance fixe $d_G = 45 \text{ pixels}$ du centre de gravité de l'impactant sont identifiées sur l'image. La position de chacune de ces trois zones est recherchée dans l'image $i + 1$ suivant l'image i considérée. Cette recherche est réalisée sur une zone carrée de l'image $i + 1$ centrée sur le même point que la zone correspondante définie à l'image i (Fig. 3.16). La taille des zones de recherche est de 80 pixels. Cette valeur est suffisante car la rotation du bloc est assez faible d'une image à l'autre.

La détermination de la position de la zone définie à l'image i dans la zone de recherche correspondante à l'image $i + 1$ (Fig. 3.16) est basée sur la recherche du point assurant le maximum de corrélation entre la zone définie à l'image i et un sous-domaine de même taille de la zone de recherche à l'image $i + 1$. Cet algorithme de détection permet de connaître la position du centre des trois zones définies à l'image i et à l'image $i + 1$.

Les données disponibles à l'issue du traitement sont les coordonnées du centre de gravité de l'impactant à chaque image et le déplacement de trois points de l'impactant à chaque image. A partir de ce jeu de données, il est possible de calculer l'évolution de la vitesse du bloc et de sa vitesse de rotation dans le plan de la caméra rapide.

Traitement des images issues des films à la caméra vidéo

Le traitement des films vidéo est plus complexe que celui des films à la caméra rapide car les images issues de films vidéo sont entrelacées². Chaque image, enregistrée tous les $1/25^{\text{ème}}$ de seconde, est composée de deux trames. Chaque trame correspond à la moitié des lignes d'une image : la trame paire (resp. impaire) est composée des lignes paires (resp. impaires) de l'image. Les deux trames ne sont pas enregistrées au même instant. La trame paire est enregistrée $1/50^{\text{ème}}$ de seconde après la trame impaire. Dans les mouvements rapides, tels que les essais filmés ici, cet entrelacement des images est

²L'entrelacement est une technique destinée à réduire l'impression de scintillement sur un écran à faible fréquence de balayage (50 à 60 Hz).

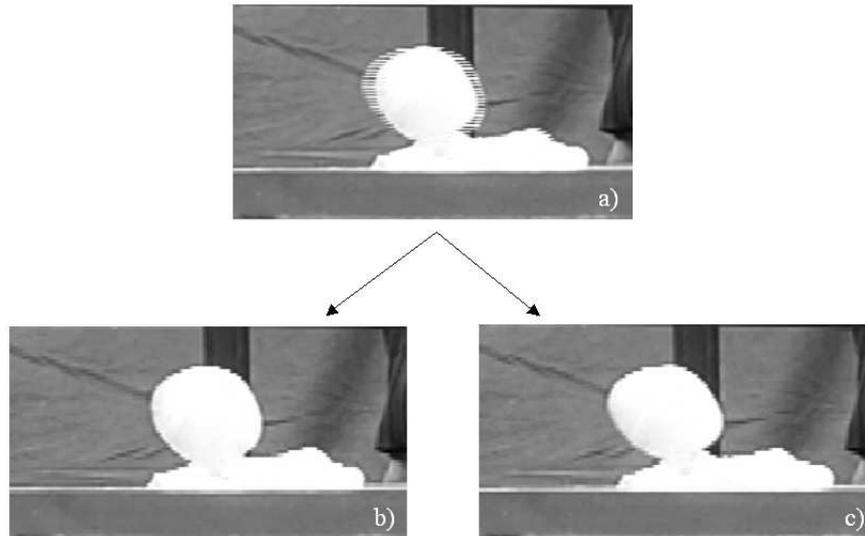


FIG. 3.17 – Traitement des images issues de films à la caméra vidéo : deux images correspondant à la trame impaire (b) et à la trame paire (c) sont définies à partir de l’image vidéo initiale (a).

très préjudiciable.

Le traitement des films consiste tout d’abord à désentrelacer les images (Fig. 3.17). Cette opération permet de doubler la fréquence d’acquisition des images : 50 images par seconde sont alors disponibles. Cependant, la définition de ces images est plus faible. Puis, l’évolution du déplacement horizontal de l’impactant dans le plan de la caméra vidéo est déterminée par un traitement identique à celui réalisé pour les images issues des films à la caméra rapide. L’analyse de chaque essai permet d’obtenir le déplacement horizontal de l’impactant dans le plan perpendiculaire au plan incidence.

Etant donné la faible fréquence d’acquisition de la caméra vidéo (25 images/s), on dispose en général de peu d’images (de 5 à 15 images) entre le moment où le bloc est éjecté du dispositif de lancement et celui où il quitte le champ de la caméra. L’analyse des films VHS ne permet donc pas de quantifier le déplacement du bloc dans le plan de la caméra vidéo de façon précise.

Détermination des vitesses incidentes et réfléchies de l’impactant

Les données dont nous disposons pour le calcul des vitesses incidentes et réfléchies du bloc sont le déplacement du bloc en 3D et sa rotation dans le plan d’incidence.

Le déplacement vertical du bloc et sa rotation dans le plan incident ne dépendent que de l’analyse des images à la caméra rapide. Par contre, le déplacement horizontal du bloc est fonction de l’analyse des films à la caméra rapide et à la caméra vidéo. Enfin, les rotations du bloc hors du plan d’incidence ne sont pas mesurées. Il est seulement possible de les évaluer à partir des films à la caméra rapide par analyse qualitative du déplacement des points de repère tracés sur l’impactant (Fig. 3.18).

L’évolution des coordonnées du centre de gravité de l’impactant au cours de l’impact dans le plan d’incidence permet de tracer sa trajectoire dans ce plan. Avant et après impact, les trajectoires des blocs dans le plan d’incidence sont en général bien représentées par deux paraboles correspondant au vol libre du bloc (Fig. 3.19). Au contraire, la trajectoire durant l’impact est très irrégulière à la fois à cause du



FIG. 3.18 – Zoom d’images brutes issues du film à la caméra rapide d’un essai. Lors de l’impact, l’impactant est caché par les pierres de l’éboulis. Le mouvement des points marqués sur l’impactant met en évidence la rotation de l’impactant hors du plan d’incidence.

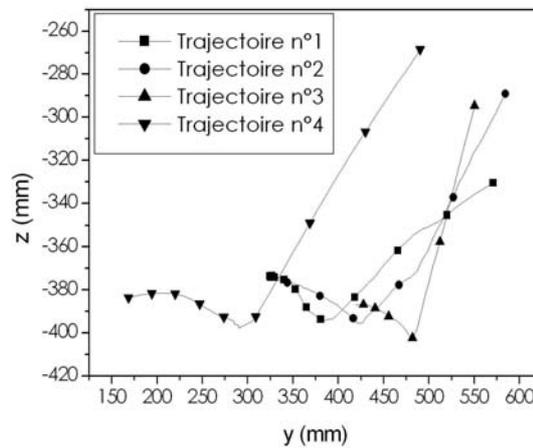


FIG. 3.19 – Trajectoires de l’impactant dans le plan incident au cours de quatre essais.

mouvement complexe du bloc en interaction avec le sol et à cause de difficultés à obtenir une analyse d’image précise durant l’impact. En effet, durant l’impact, le bloc est très souvent caché sur les films par les pierres situées devant le plan d’incidence (Fig. 3.18). De plus, l’étape de soustraction du fond peut occasionner la suppression d’une partie de l’impactant lorsque celui-ci est en contact avec le sol (Fig. 3.15).

Ainsi, la présence d’un contact entre l’impactant et une pierre du sol est difficile à détecter à partir de l’analyse de sa trajectoire dans le plan d’incidence (Fig. 3.19). La définition du début et de la fin de l’impact ne peut donc pas être faite en fonction du déplacement du bloc.

Le calcul de l’évolution des vitesses de l’impactant au cours de l’essai permet de définir plus facilement le début et la fin de l’impact car ces grandeurs varient fortement au moment de l’impact.

La composante verticale de la vitesse de l’impactant entre deux images est calculée par la formule élémentaire :

$$V_z(i \rightarrow i + 1) = F_c f_a (z(i + 1) - z(i)) \quad (3.4)$$

où $V_z(i \rightarrow i + 1)$ est la composante verticale de la vitesse de l’impactant entre les images i et $i + 1$, $z(i)$ (resp. $z(i + 1)$) est la position verticale de l’impactant à l’image i (resp. $i + 1$), F_c est le facteur de conversion permettant de passer d’une longueur en *pixel* sur l’image à une longueur réelle en *mm* et f_a

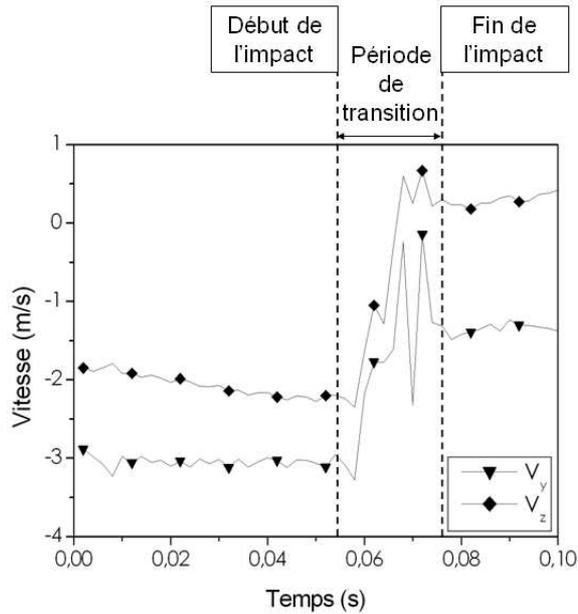


FIG. 3.20 – Evolution des composantes horizontale V_y et verticale V_z de la vitesse de l'impactant dans le plan incident au cours d'un essai.

est la fréquence d'acquisition de la caméra.

De même, la composante horizontale de la vitesse de l'impactant dans le plan incident entre deux images est calculée par la formule :

$$V_y(i \rightarrow i + 1) = F_c f_a (y(i + 1) - y(i)) \quad (3.5)$$

où $V_y(i \rightarrow i + 1)$ est la composante horizontale de la vitesse de l'impactant dans le plan incident entre les images i et $i + 1$; $z(i)$ (resp. $z(i + 1)$) est la position horizontale de l'impactant dans le plan incident à l'image i (resp. $i + 1$).

Ces calculs de vitesse permettent d'obtenir des résultats bruts pour lesquels les variations sont mises en exergue (Fig. 3.20). Avant et après impact, l'évolution de la composante verticale de la vitesse du bloc est linéaire et celle de la composante horizontale de cette vitesse est constante. Ces deux grandeurs présentent de plus une variation brutale au cours de l'impact.

La définition du début et de la fin de l'impact est faite à partir de l'évolution de la composante verticale de la vitesse. En effet, la variation de cette grandeur au cours de l'impact est très marquée. De plus, cette grandeur est mesurée avec précision car elle n'est calculée qu'à partir de données issues de l'analyse des films à la caméra rapide.

L'impact est matérialisé par un saut sur la courbe d'évolution de la composante verticale de la vitesse de l'impactant (Fig. 3.20). Ce saut de vitesse s'accompagne d'une période de transition. Le dernier instant avant cette période de transition sera donc choisi comme début de l'impact et l'instant successif à cette période sera défini comme étant la fin de l'impact (Fig. 3.20).

Les composantes de la vitesse incidente sont les moyennes des vitesses mesurées pour les 10 points de mesure précédant le début de l'impact et les composantes de la vitesse réfléchie sont les moyennes

des vitesses pour les 10 points de mesure postérieurs à la fin de l'impact. L'analyse de plusieurs essais met en évidence que l'utilisation de 10 points de mesure donne lieu à une erreur moyenne sur les vitesses faible.

La composante tangentielle de la vitesse réfléchie de l'impactant dans le plan perpendiculaire au plan incident est calculée à partir des images issues des films vidéo. Dans ce cas, seulement une image correspond à l'impact car la fréquence d'acquisition de la caméra vidéo est faible (25 images/s). La composante tangentielle de la vitesse incidente de l'impactant dans le plan de la caméra vidéo est, par définition, nulle. La composante tangentielle de la vitesse réfléchie dans ce plan est calculée sur l'ensemble des images disponibles après impact car, si le frottement de l'air est négligé, la vitesse tangentielle de l'impactant est constante après impact. Le nombre de points de mesure disponibles pour ce calcul est, selon les essais, compris entre 2 et 10. L'erreur sur le calcul de cette composante est donc grande étant donné le nombre réduit de points, la qualité médiocre des images vidéo et les imprécisions liées à leur traitement.

Enfin, le calcul de la vitesse de rotation dans le plan incident est fait à partir des mesures du déplacement de trois points A_1 , A_2 et A_3 de l'impactant d'une image à l'autre (Fig. 3.21) sur les films à la caméra rapide. Pour chaque couple de points A_1A_2 , A_1A_3 et A_2A_3 , la rotation $\theta(i \rightarrow i + 1)$ (Fig. 3.21) de l'impactant entre les images i et $i + 1$ dans le plan incident est calculée par la relation :

$$\cos(\theta(i \rightarrow i + 1)) = \frac{\overrightarrow{A_j A_k(i)} \cdot \overrightarrow{A_j A_k(i + 1)}}{\| \overrightarrow{A_j A_k(i)} \| \| \overrightarrow{A_j A_k(i + 1)} \|} \quad (3.6)$$

où $\overrightarrow{A_j A_k(i)}$ (resp. $\overrightarrow{A_j A_k(i + 1)}$) est le vecteur associé au couple de points $A_j A_k$ à l'image i (resp. $i + 1$).

La vitesse de rotation $\Omega(i \rightarrow i + 1)$ entre les images i et $i + 1$ est ensuite calculée à partir de $\theta(i \rightarrow i + 1)$:

$$\Omega(i \rightarrow i + 1) = f_a \theta(i \rightarrow i + 1) \quad (3.7)$$

où f_a est la fréquence d'acquisition de la caméra.

La vitesse de rotation réfléchie Ω_r est la moyenne de la valeur de la vitesse de rotation $\Omega(i \rightarrow i + 1)$ pour les 10 images postérieures à la fin de l'impact. De plus, les valeurs de la vitesse de rotation réfléchie obtenues en utilisant chaque couple de points A_1A_2 , A_1A_3 et A_2A_3 sont moyennées afin de déterminer la valeur finale de la vitesse de rotation réfléchie Ω_r .

Il est important de noter que les autres composantes de la vitesse de rotation ne sont pas calculées. Elles semblent, après visionnage des films à la caméra rapide, négligeables pour des incidentes rasantes. Par contre, lorsque l'incidence est plus normale à la surface du sol, d'importantes rotations sont possibles hors du plan d'incidence.

Erreurs de mesure

Les erreurs de mesure sur chacune des composantes du vecteur vitesse réfléchi et incident de l'impactant sont calculées de manière globale. Pour chaque grandeur g mesurée, on considère que la mesure de cette grandeur est la moyenne \bar{g} des valeurs obtenues pour les p points de mesure. L'erreur Δg sur la mesure de la grandeur g peut être reliée à l'écart type σ_g associé à la valeur \bar{g} . En effet, la variation des

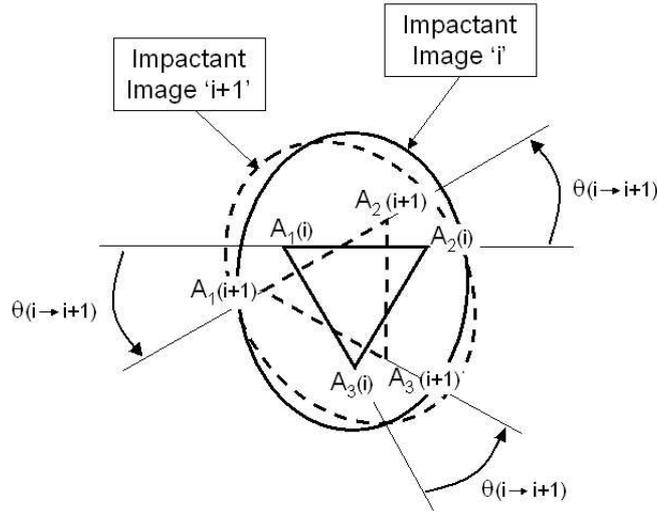


FIG. 3.21 – Principe du calcul de l'angle de rotation $\theta(i \rightarrow i + 1)$ de l'impactant dans le plan d'incidence entre les images i et $i + 1$.

mesures autour de la valeur moyenne \bar{g} , caractérisée par σ_g , est due aux actions couplées de toutes les sources d'erreurs possibles.

La moyenne \bar{g} est calculée à partir de p mesures g_i par la relation :

$$\bar{g} = \frac{1}{p} \sum_i g_i \quad (3.8)$$

L'écart type σ_g associée à cette valeur moyenne \bar{g} est :

$$\sigma_g = \sqrt{\frac{1}{p} \sum_i (g_i - \bar{g})^2} \quad (3.9)$$

L'erreur Δg sur la mesure de la grandeur g est reliée à l'écart type σ_g par la relation :

$$\Delta g = \frac{1}{\sqrt{p}} \sigma_g \quad (3.10)$$

Cette méthode est appliquée pour le calcul de l'erreur réalisée sur la mesure de chacune des grandeurs mesurées (vitesses de translation et de rotation incidentes et réfléchies). L'erreur sur chaque grandeur tracée à partir de ces mesures est déterminée par application des méthodes de calcul d'erreur classiques à partir des erreurs de mesure Δg .

De plus, afin de mettre en évidence la variabilité des grandeurs étudiées, les fonctions de répartition de ces grandeurs sont en général déterminées et tracées. Il est intéressant de noter que les erreurs de mesure sur les fonctions de répartition des mesures \bar{g} de ces grandeurs g sont composées à la fois des erreurs de mesures Δg calculées selon la méthode définie précédemment et d'une erreur $\Delta F(\bar{g})$ liée à l'estimation d'une fonction de répartition F à l'aide d'un nombre fini de N valeurs. Cette erreur d'estimation de

la fonction de répartition³ F se reporte sur chaque valeur estimée additionnellement à l'erreur de mesure Δg définie précédemment. Elle est calculée pour chaque valeur \bar{g} ayant une probabilité cumulée $F(\bar{g})$ estimée par la valeur $\hat{F}(\bar{g})$ par l'expression :

$$F(\bar{g}) = \hat{F}(\bar{g}) \pm \Delta F(\bar{g}) \quad (3.11)$$

Avec

$$\Delta F(\bar{g}) = 2\sqrt{\frac{\hat{F}(\bar{g})(1 - \hat{F}(\bar{g}))}{N}} \quad (3.12)$$

Afin de ne pas alourdir les courbes de résultats, les erreurs ne seront données explicitement dans la suite que lorsqu'elles seront indispensables, c'est à dire seulement pour les comparaisons entre les résultats expérimentaux et les prédictions issues du modèle numérique.

3.2.4 Résultats expérimentaux

Nombre minimal d'essais nécessaires à la représentativité statistique des résultats

Avant de réaliser une campagne d'essai standard selon le protocole défini dans la section 3.2.1, il est nécessaire de déterminer le nombre minimal d'essais à réaliser pour des conditions incidentes constantes (angle d'incidence α^{in} fixé). Ce nombre minimal n_{min} correspond au nombre d'essais permettant d'assurer une représentativité des résultats par rapport à la variabilité des vitesses réfléchies.

Pour déterminer le nombre n_{min} , la moyenne et l'écart-type des composantes des vitesses réfléchies mesurées à la caméra rapide sont calculées pour un nombre croissant d'essais. Le nombre minimal d'essais assurant la représentativité statistique des résultats correspond au nombre d'essais à partir duquel les valeurs de ces moyennes et écart-types se stabilisent.

Afin de déterminer le nombre n_{min} , une série de 45 essais est réalisée pour un angle d'incidence $\alpha^{in} = 45^\circ$. Les conditions d'essais sont celles décrites dans la section 3.2.1. Seules les vitesses incidentes et réfléchies mesurées par analyse des films à la caméra rapide sont étudiées car ces grandeurs sont mesurées de façon précise alors que les autres mesures ne constituent qu'une évaluation des grandeurs considérées.

Les résultats montrent que des valeurs stables des moyennes et écart-types de la composante normale (V_z^{re}) et de la composante tangentielle (V_y^{re}) de la vitesse réfléchie sont obtenues pour un nombre minimal $n_{min} = 15$ essais (Fig. 3.22). Il sera donc nécessaire de réaliser au moins 15 essais pour chaque angle d'incidence α^{in} considéré afin d'assurer la représentativité des résultats.

Evaluation de la déviation du bloc

Les paramètres classiquement étudiés en analyse trajectographique sont fonction de la composante normale et de la composante tangentielle à la surface du sol de la vitesse de l'impactant. La composante normale à la surface du sol de la vitesse réfléchie est mesurée par analyse des films réalisés à la caméra rapide. Cette mesure est directement exploitable.

³La fonction de répartition d'une variable aléatoire X est la fonction F qui, à tout réel x associe $F(x) = P[X \leq x]$ où $P[X \leq x]$ est la probabilité que $X \leq x$.

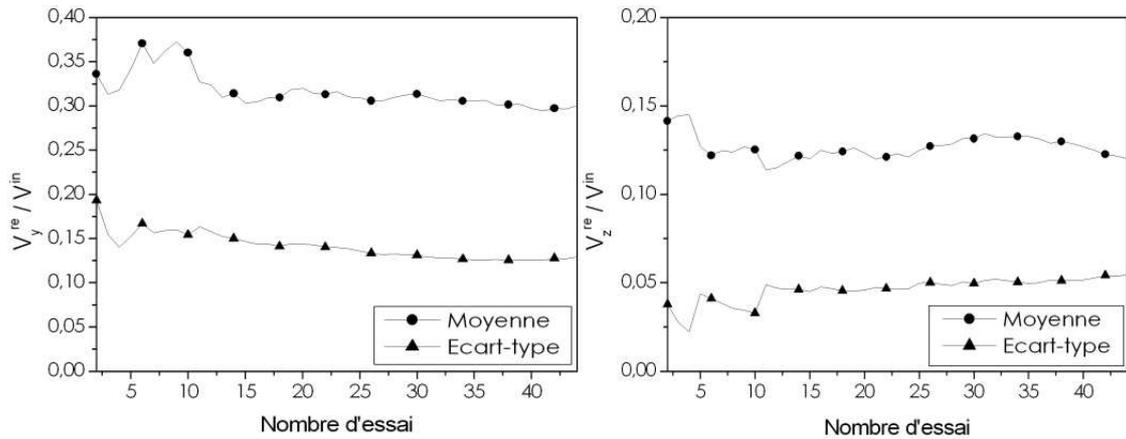


FIG. 3.22 – Influence du nombre d’essais réalisés sur la moyenne et l’écart-type de la composante normale V_z^{re} et de la composante tangentielle V_y^{re} de la vitesse réfléchie de l’impactant adimensionnées par la vitesse incidente V^{in} .

	V_y^{re}	V_t^{re}
Moyenne	0,33	0,35
Ecart-type	0,15	0,15
Coefficient d’asymétrie	-0,04	-0,12

TAB. 3.1 – Moyennes, écart-types et coefficients d’asymétrie de la composante horizontale V_y^{re} de la vitesse réfléchie dans le plan incident et de la composante tangentielle V_t^{re} de la vitesse réfléchie totale pour une série d’essais standard.

Au contraire, la composante V_t^{re} tangentielle à la surface du sol de la vitesse réfléchie n’est pas égale à la composante horizontale V_y^{re} mesurée dans le plan de la caméra rapide. Pour déterminer la vitesse V_t^{re} , il est nécessaire de connaître également la composante horizontale V_x^{re} de la vitesse réfléchie selon l’axe \vec{x} horizontal et perpendiculaire au plan de la caméra rapide. La composante V_t^{re} est liée aux deux composantes horizontales V_x^{re} et V_y^{re} par la relation :

$$V_t^{re} = \sqrt{(V_x^{re})^2 + (V_y^{re})^2} \quad (3.13)$$

La valeur de la composante V_x^{re} de la vitesse réfléchie est évaluée par analyse des films de la caméra vidéo selon le protocole défini dans la section 3.2.3.

Pour une série d’essais réalisée selon le protocole défini dans la section 3.2.1 avec $n_{min} = 15$ essais, l’analyse des films à la caméra rapide et à la caméra vidéo permet donc de comparer les composantes V_y^{re} et V_t^{re} .

La comparaison entre la composante tangentielle V_t^{re} de la vitesse réfléchie totale et la composante V_y^{re} dans le plan de la caméra rapide montre que ces deux vitesses ne sont pas significativement différentes. En effet, leurs moyennes, écart-types, coefficients d’asymétrie (Tab. 3.1) et leurs fonctions de répartition (Fig. 3.23) sont quasiment identiques.

Etant donné les importantes erreurs de mesure sur les valeurs de la composante V_x^{re} de la vitesse

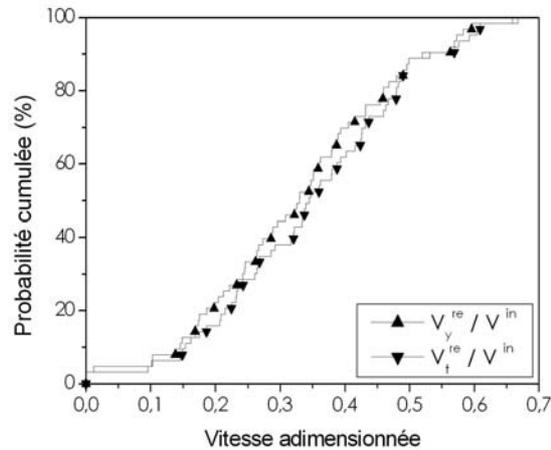


FIG. 3.23 – Fonctions de répartition de la composante horizontale V_y^{re} de la vitesse réfléchie dans le plan incident et de la composante tangentielle V_t^{re} de la vitesse réfléchie totale adimensionnées par la vitesse incidente V^{in} pour une série d'essais standard.

réfléchi, il semble préférable d'assimiler la vitesse tangentielle réfléchie totale V_t^{re} à sa composante dans le plan de la caméra rapide V_y^{re} . En effet, l'utilisation de la mesure de V_x^{re} apporte une correction très peu significative de la valeur de la composante tangentielle de la vitesse réfléchie et entraîne une forte augmentation de l'erreur de mesure.

Vitesses réfléchies

Les résultats obtenus lors de cette campagne d'expérimentation à échelle réduite fournissent des informations intéressantes concernant les aspects du rebond de l'impactant classiquement étudiés en trajectographie.

Tout d'abord, on n'observe le rebond du bloc que pour 87% des essais. Le pourcentage d'essais donnant lieu au rebond de l'impactant est, de plus, fonction de l'angle d'incidence α^{in} (Fig. 3.24) : pour les incidences normales ($\alpha^{in} \rightarrow 0^\circ$), le nombre d'essais donnant lieu au rebond est moins important que pour les incidences rasantes. Il est néanmoins remarquable que, pour les incidences classiquement rencontrées lors d'analyses trajectographiques ($45^\circ < \alpha^{in} < 90^\circ$), le pourcentage de rebond de l'impactant semble relativement constant. Dans ce cas, sa valeur est toujours supérieure à 90%.

De plus, les valeurs des coefficients de restitution R_t et R_n mesurées lors des essais mettent en évidence une importante variabilité de ces coefficients (Fig. 3.25).

Les valeurs obtenues expérimentalement (Fig. 3.25) sont dans une gamme de variation tout à fait en accord avec les résultats expérimentaux classiques ($0,2 < R_n < 0,5$ - $0,4 < R_t < 0,9$ - Tab. 1.1) bien que les essais révèlent un pourcentage important de valeurs faibles de ces coefficients. Ce nombre important de valeurs faibles induit que les moyennes des coefficients mesurées (Tab. 3.2) sont un peu faibles par rapport aux valeurs classiquement mesurées pour l'impact d'un bloc sur un sol grossier. Ces nombreuses valeurs faibles induisent également une importante variabilité des résultats qui se traduit par des valeurs très importantes des écart-types associés aux coefficients R_t et R_n (Tab. 3.2) par rapport

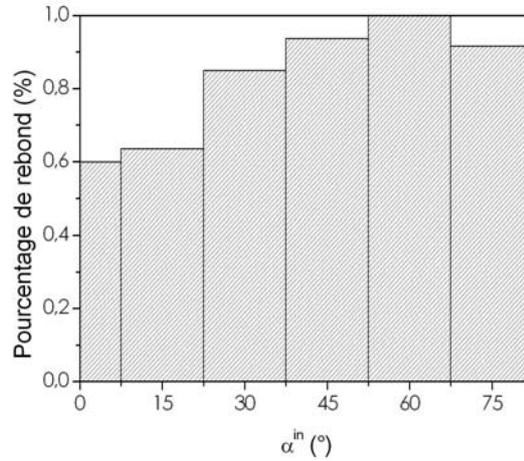


FIG. 3.24 – Pourcentage d’essais donnant lieu au rebond de l’impactant en fonction de l’angle d’incidence α^{in} pour une série d’essais standard.

	R_n	R_t
Moyenne	0,15	0,43
Ecart-type	0,13	0,30

TAB. 3.2 – Moyennes et écart-types des coefficients de restitution R_n et R_t obtenus pour une série d’essais standard.

aux valeurs classiquement utilisées (écart-type(R_n) \approx 0, 05 ; écart-type(R_t) \approx 0, 1 ; Dudt et Heidenreich (2001); Guzzetti et al. (2002); Frattini et al. (2008)) lors des analyses trajectographiques.

Les différences observées sont en premier lieu dues aux différences entre les conditions d’essais définies et les conditions d’essais classiques. Ainsi, la largeur du milieu impacté lors des essais étant faible (110% de la taille maximale des pierres constitutives du sol), les réarrangements des particules du sol au cours de l’impact sont plus difficiles au sein de ce sol qu’au sein des sols rencontrés sur le terrain. De plus, pour les essais réalisés, comme la taille du bloc est du même ordre de grandeur que celle des particules du sol, la surface du milieu impacté est fortement variable à l’échelle du bloc impactant. Cela modifie totalement les conditions locales d’impact par rapport aux situations classiques où la surface du sol est peu variable à l’échelle du bloc car le bloc est de taille plus importante que les particules du sol.

Les différences observées peuvent également s’expliquer par le fait que la gamme d’angles incidence utilisée lors des essais ($0^\circ \leq \alpha^{in} < 90^\circ$) est notablement différente de celle utilisée classiquement lors des mesures des coefficients de restitution ($\alpha^{in} \simeq 50^\circ$). Pour le coefficient R_t , les différences de gammes d’angles d’incidence entre les essais réalisés et les essais classiques a peu d’influence car les valeurs de ce coefficient varient peu en fonction de l’angle d’incidence (Fig. 3.26). Par contre, ces différences tendent à privilégier les faibles valeurs de R_n lors des essais réalisés car les valeurs du coefficient R_n sont plus faibles pour les incidences normales ($\alpha^{in} \rightarrow 0^\circ$ - Fig. 3.26).

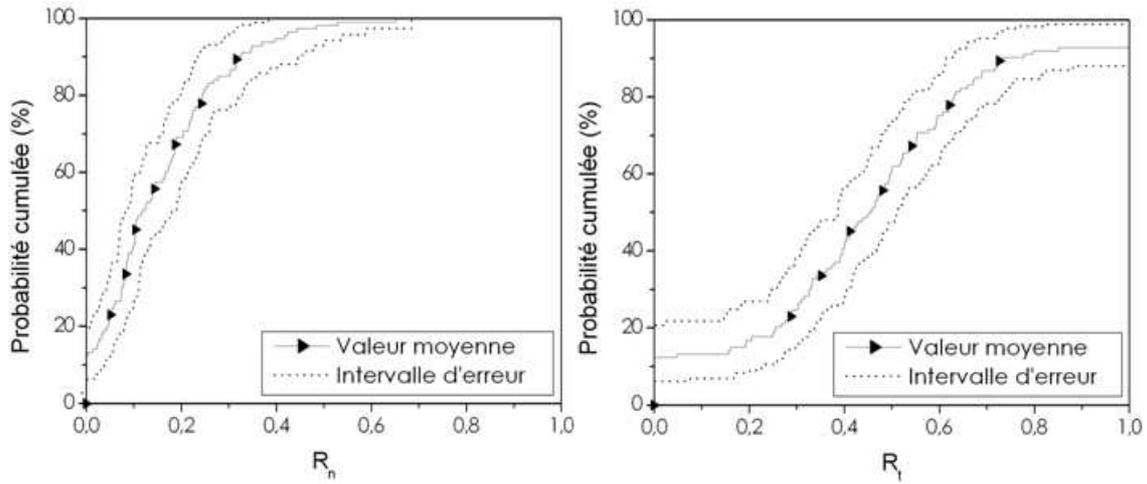


FIG. 3.25 – Fonctions de répartition des coefficients de restitution normal R_n et tangentiel R_t pour une série d’essais standard.

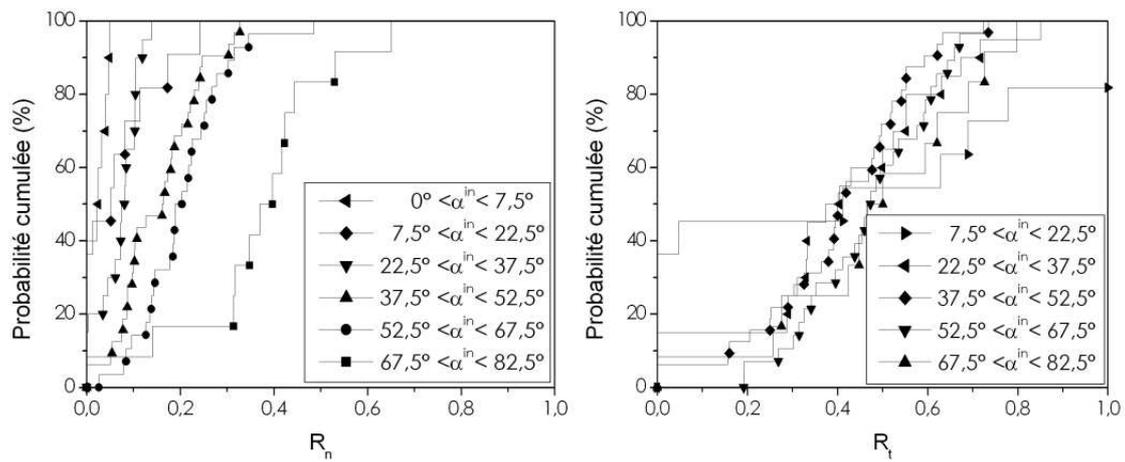


FIG. 3.26 – Fonctions de répartition des coefficients de restitution normal R_n et tangentiel R_t pour différentes valeurs de l’angle d’incidence α^{in} pour une série d’essais standard.

3.3 Comparaison et consolidation du modèle numérique de sol

Les résultats de la campagne d'essais sont utilisés pour évaluer la pertinence du modèle numérique de sol ainsi que l'influence des paramètres de simulation prépondérants identifiés dans le chapitre 2 (porosité, forme des particules, courbe granulométrique, dissipation d'énergie au droit des contacts). Les influences de la porosité, de la forme des particules et de la courbe granulométrique seront investiguées dans cette section. Et, l'influence de la dissipation d'énergie au droit des contacts sera abordée dans la section 3.3.3.

Afin de limiter le nombre de paramètres différents entre les essais et les simulations et afin de supprimer tout éventuel effet d'échelle, des simulations à échelle réduite sont tout d'abord menées dans un contexte identique à celui des essais. Cette étape permet la calibration des paramètres de simulation sur les données expérimentales. Les propriétés mécaniques et géométriques principales du modèle numérique du sol sont définies en adéquation avec celles du milieu impacté lors des essais. Le seul paramètre calibré par comparaison aux résultats expérimentaux est la porosité pour laquelle nous ne disposons pas d'informations pertinentes car les simulations sont menées en 2D alors que la porosité mesurée est tri-dimensionnelle.

Dans un second temps, les résultats expérimentaux sont comparés aux prédictions de simulations à échelle réelle sur un sol similaire à celui des essais. L'objectif de cette étude est d'évaluer les différences induites par le passage de l'échelle réduite à l'échelle réelle et de comparer les résultats des essais aux prédictions réalisées dans le cadre général défini au chapitre 2.

Pour la comparaison entre les résultats obtenus lors des essais à échelle réduite et les résultats de simulations à échelle réduite et en grandeur réelle, le choix est fait de comparer les fonctions de répartition des composantes du vecteur vitesse mesurées adimensionnées par la vitesse incidente du bloc. La fonction de répartition de la vitesse de rotation du bloc dans le plan de la caméra rapide adimensionnée par le rapport V^{in}/R_b sera également utilisée. L'utilisation de grandeurs adimensionnées lors de cette étude permet de comparer directement les résultats obtenus lors des essais à échelle réduite aux prédictions de simulations à échelle réduite et en grandeur réelle quelle que soit l'énergie cinétique incidente.

3.3.1 Simulations à échelle réduite

Modélisation numérique des essais

Le modèle numérique de sol utilisé est similaire au modèle décrit dans la section 2.2. La loi de contact utilisée est la loi de Hertz-Mindlin. Les propriétés mécaniques des particules du sol sont également identiques :

- densité de la roche : $\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$
- module de cisaillement : $G = 40 \text{ GPa}$
- coefficient de Poisson : $\nu = 0.25$
- angle de frottement local : $\varphi = 30^\circ$

Les pierres constitutives du milieu expérimental étant de formes complexes (cf. section 3.2.2), des "clumps" sont utilisés pour ces simulations. Leur forme est identique à celle décrite dans la section 2.2.1 ce qui permet de modéliser chaque pierre du sol par une particule de forme élancée.

La longueur et l'élanement des particules sont, dans un premier temps, modifiées afin de traduire le plus précisément possible les caractéristiques du milieu expérimental mesurées dans la section 3.2.2.

La granulométrie de l'échantillon numérique de sol est également définie en accord avec la granulométrie mesurée. Cette étape de modélisation est complexe car la courbe granulométrique expérimentale ne fournit pas de données sur la répartition des volumes des pierres constitutives du sol. Les données disponibles portent sur la répartition d'une longueur représentative de la taille des pierres de l'éboulis. Cette longueur représentative correspond, pour chaque pierre, à la taille de la maille du tamis en dessous duquel la pierre considérée est piégée. Cette grandeur représentative peut être interprétée de différentes manières selon que les pierres ont tendance à franchir les mailles selon leur plus faible section, leur plus grande section ou dans une position intermédiaire.

Dans le protocole classique de tamisage à sec après lavage, les tamis sont vibrés lors de l'analyse granulométrique, les pierres ont donc tendance à franchir les mailles selon leur plus faible section. Au contraire, lors de l'analyse granulométrique menée pour caractériser le milieu impacté lors des essais, aucun processus de vibration des tamis n'a été réalisé. De plus, lors de cette analyse granulométrique, étant donné le nombre réduit de pierres lors du tamisage, les pierres ont en général eu tendance à se positionner en appui sur leur face la plus importante ce qui a induit leur passage dans les mailles du tamis selon leur section maximale. L'hypothèse est donc faite que les pierres ont eu tendance à franchir les mailles selon leur plus grande section. Cette hypothèse présente l'avantage de permettre l'identification directe entre la taille des mailles des tamis et la longueur des pierres constitutives du sol.

La pertinence de cette hypothèse sera évaluée en comparant les résultats obtenus sous cette hypothèse à ceux obtenus en considérant un franchissement des mailles selon une section moyenne. L'hypothèse d'un franchissement des mailles selon une section moyenne permet d'associer la taille des mailles à une longueur moyenne L_{moy} définie comme la moyenne de la longueur L et de la largeur l de chaque pierre : $L_{moy} = (L + l)/2$.

Dans l'hypothèse d'un franchissement des tamis par les pierres selon leur section maximale, la distribution de la longueur L des clumps (resp. de la longueur L_{moy} dans le cas d'un franchissement selon une section moyenne) est modélisée par une loi normale dont la moyenne et l'écart-type sont calibrés de manière à traduire au mieux la courbe granulométrique du milieu expérimental (Fig. 3.27). Cette procédure de calibration permet d'obtenir une forte adéquation entre la granulométrie du milieu expérimental et celle du modèle numérique de sol pour des valeurs de la moyenne et de l'écart-type de la distribution de la longueur des clumps de 55 mm et de 12 mm (Fig. 3.27). Cependant, il est intéressant de remarquer que le modèle numérique de sol contient a priori plus de particules de faible taille que le milieu expérimental.

La distribution de la largeur des clumps est déterminée par calibration de l'élanement des clumps. L'élanement est défini de façon à ce que la distribution de ce paramètre soit similaire à celle du milieu expérimental (Fig. 3.28). La valeur de l'élanement de chaque pierre du modèle numérique est donc tiré dans une loi normale dont la moyenne est 2,25 et l'écart-type est 0,75.

L'impactant est une sphère de rayon $R_b = 3,4$ cm, correspondant au rayon équivalent de l'impactant utilisé lors des essais. La définition des conditions incidentes est similaire à celles décrite dans le chapitre 2. En particulier 100 simulations sont menées pour chacune des valeurs de l'angle d'incidence. Les conditions cinématiques incidentes sont également identiques à celles des essais :

- la vitesse incidente V^{in} est fixée à $V^{in} = 6$ m/s,
- la vitesse de rotation incidente est nulle ($\omega^{in} = 0$ rad/s),

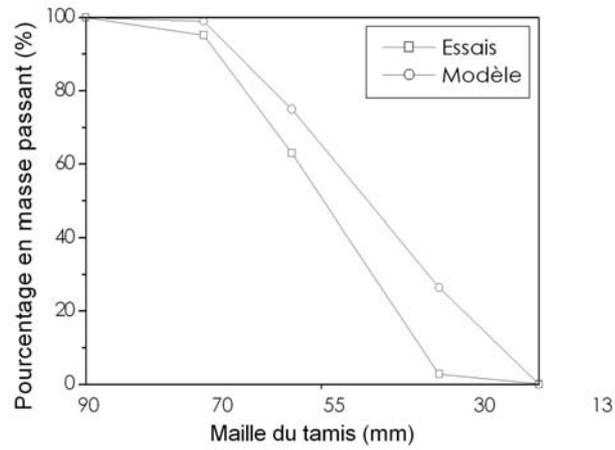


FIG. 3.27 – Courbes granulométriques obtenues pour le milieu expérimental et pour le modèle numérique du sol.

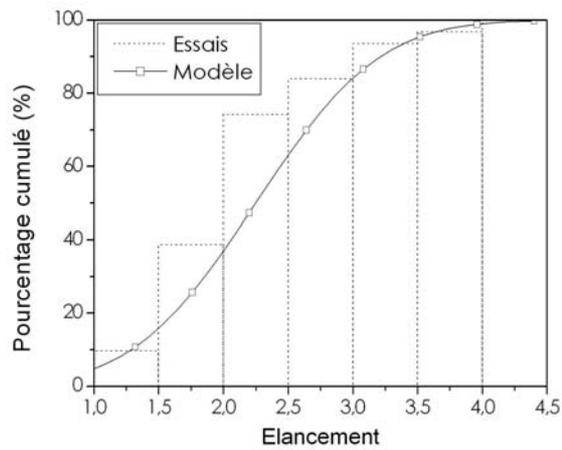


FIG. 3.28 – Calibration de l'élongement des particules du modèle numérique de sol par rapport à l'élongement des pierres constitutives du milieu expérimental.

- l'angle d'incidence α^{in} peut varier de 0° à 75° (comme dans la section 2.3, 6 valeurs discrètes sont choisies dans cette gamme de variation : 0° , 15° , 30° , 45° , 60° et 75°).

Bien que la porosité du milieu expérimental ait été mesurée, il n'est pas possible de calibrer directement ce paramètre par rapport à cette mesure car les simulations sont réalisées en 2D. Ce paramètre est donc tout d'abord calibré de façon à obtenir la meilleure adéquation entre les résultats des essais et les prédictions des simulations. L'influence de la valeur de la porosité sur les prédictions du modèle numérique est ensuite étudiée par comparaison entre les résultats de simulations réalisées pour différentes porosités du modèle numérique de sol.

Comparaison des résultats d'essais aux prédictions du modèle à échelle réduite

La calibration de la porosité du modèle numérique de sol permet d'obtenir une adéquation satisfaisante entre les prédictions du modèle numérique et les résultats expérimentaux pour une valeur de la porosité 2D de 0,235.

L'adéquation est particulièrement bonne pour la composante tangentielle et la composante normale de la vitesse réfléchie car la fonction de répartition des résultats de simulation est, en grande majorité, comprise à l'intérieur du domaine défini par l'intervalle d'erreur sur les résultats expérimentaux (Fig. 3.29, Fig. 3.30).

La prédiction de la vitesse de rotation présente des différences plus notables avec les résultats expérimentaux (Fig. 3.31) bien que les ordres de grandeur soient conservés. Cette grandeur est légèrement sur-estimée dans les simulations. Cette sur-estimation est en premier lieu due au fait que la vitesse de rotation mesurée ne représente pas la totalité de la vitesse de rotation de l'impactant mais seulement sa vitesse de rotation dans le plan de la caméra rapide. De plus, la différence de forme entre l'impactant quasi-sphérique utilisé lors des essais et l'impactant sphérique utilisé lors des simulations peut avoir une influence non négligeable sur les résultats.

Il est également intéressant de noter que les prédictions des simulations sont fortement reproductibles. En effet, ces prédictions sont quasiment identiques (Fig. 3.32) pour deux modèles numériques du sol (Sol n°1 et Sol n°2) ayant des caractéristiques identiques à l'exception de l'arrangement géométrique de leurs particules constitutives.

Au contraire, l'hypothèse sur l'interprétation de la longueur représentative associée à la taille des mailles des tamis revêt une importance non négligeable (Fig. 3.33).

La comparaison entre les résultats obtenus pour un franchissement des tamis selon une section moyenne (longueur L_{moy}) et selon une section maximale (longueur L) montre tout d'abord que l'hypothèse de franchissement des tamis par les pierres selon leur section maximale fournit des résultats en meilleure adéquation avec les essais (Fig. 3.33). De plus, le choix de la longueur représentative associée à la taille des mailles des tamis modifie fortement les résultats obtenus car il conditionne le volume moyen des particules du sol. Il conditionne donc également le rapport entre la taille moyenne des particules et la taille de l'impactant qui est un paramètre influant fortement sur les échanges énergétiques au cours de l'impact, comme il sera discuté en détail dans le chapitre 4.

Enfin, l'influence de la porosité sur les prédictions du modèle numérique est importante pour la composante normale et faible pour la composante tangentielle (Fig. 3.34) : plus le milieu est dense, plus la valeur de la composante normale de la vitesse réfléchie est élevée. Cela peut s'expliquer par le fait

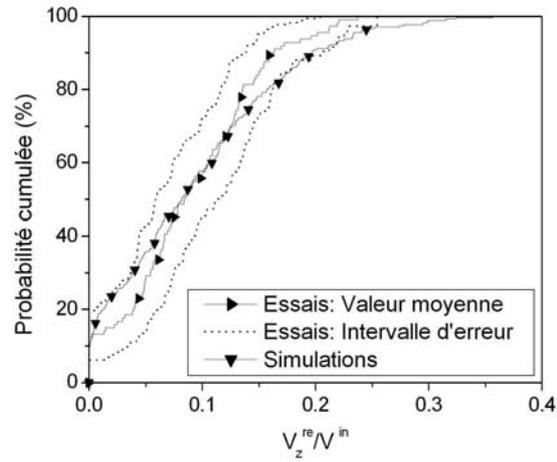


FIG. 3.29 – Comparaison entre les prédictions des simulations à échelle réduite et les résultats expérimentaux pour la fonction de répartition de la composante normale V_z^{re} de la vitesse réfléchie adimensionnée par la vitesse incidente V^{in} .

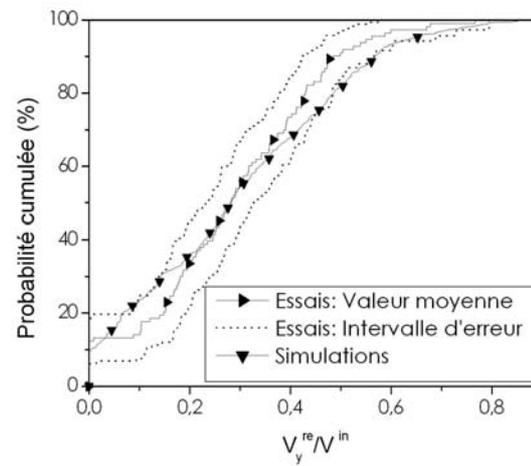


FIG. 3.30 – Comparaison entre les prédictions des simulations à échelle réduite et les résultats expérimentaux pour la fonction de répartition de la composante tangentielle V_y^{re} de la vitesse réfléchie adimensionnée par la vitesse incidente V^{in} .

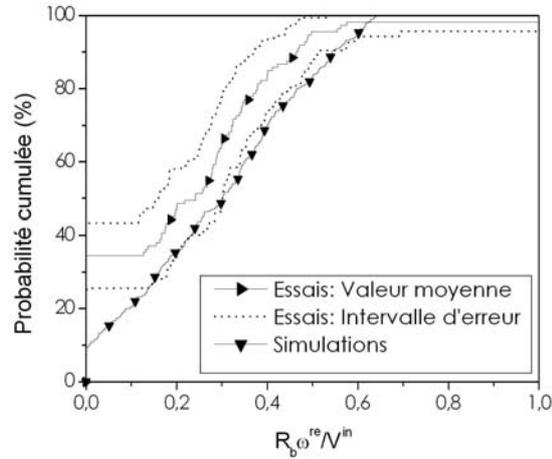


FIG. 3.31 – Comparaison entre les prédictions des simulations à échelle réduite et les résultats expérimentaux pour la fonction de répartition de la vitesse de rotation ω^{re} adimensionnée par le rapport V^{in}/R_b .

qu'un milieu dense se déforme moins qu'un milieu lâche ce qui permet une dissipation et une diffusion moindres de l'énergie.

3.3.2 Simulations en grandeur réelle

Les résultats expérimentaux sont également comparés aux prédictions de simulations en grandeur réelle. L'objectif de cette étude est d'évaluer les différences induites par le passage de l'échelle réduite à l'échelle réelle et de comparer les résultats des essais aux prédictions réalisées dans le cadre général défini au chapitre 2.

Modélisation numérique en grandeur réelle

Le modèle numérique en grandeur réelle du sol impacté est similaire à celui du modèle numérique à échelle réduite. En particulier, les propriétés mécaniques des particules ainsi que la loi de contact sont identiques.

La porosité du sol choisie est celle pour laquelle les prédictions du modèle à échelle réduite traduisent au mieux les résultats expérimentaux : la porosité 2D du modèle numérique de sol en grandeur réelle est donc de 0,235.

Les dimensions de l'échantillon de sol, la taille de l'impactant et des pierres constitutives du sol sont définies de façon à conserver les proportions entre ces différentes grandeurs. Les dimensions du modèle numérique en grandeur réelle sont donc toutes définies par transformation homothétique des dimensions du modèle à échelle réduite. Le rapport d'homothétie est défini de façon à ce que le rayon de l'impactant soit, en grandeur réelle, de $R_b = 0,4\text{ m}$.

Afin d'explorer une gamme de vitesse correspondant à des nombres de Froude de l'ordre de celui utilisé dans les essais à échelle réduite ($Fr = 7,5$), les simulations en grandeur réelle sont réalisées pour

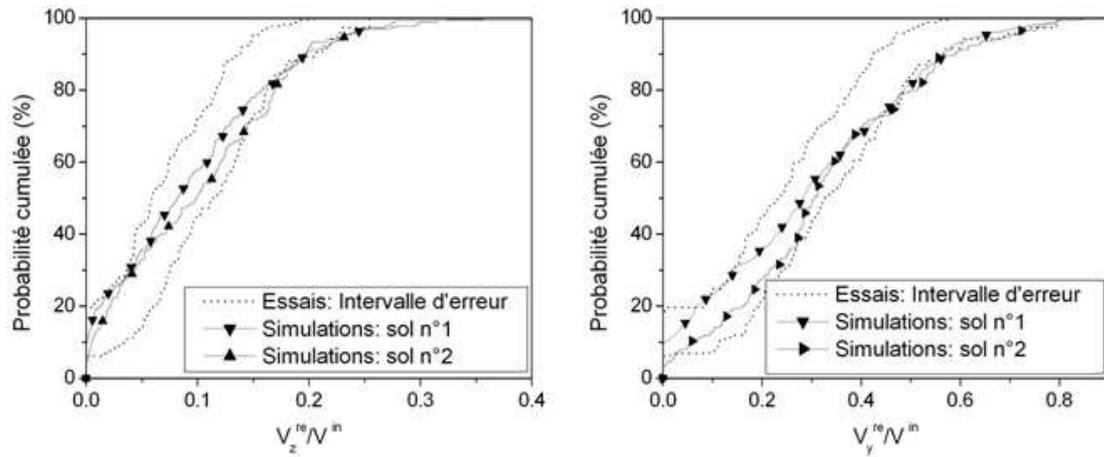


FIG. 3.32 – Influence de l'arrangement géométrique des particules du modèle numérique de sol sur les prédictions des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in} .

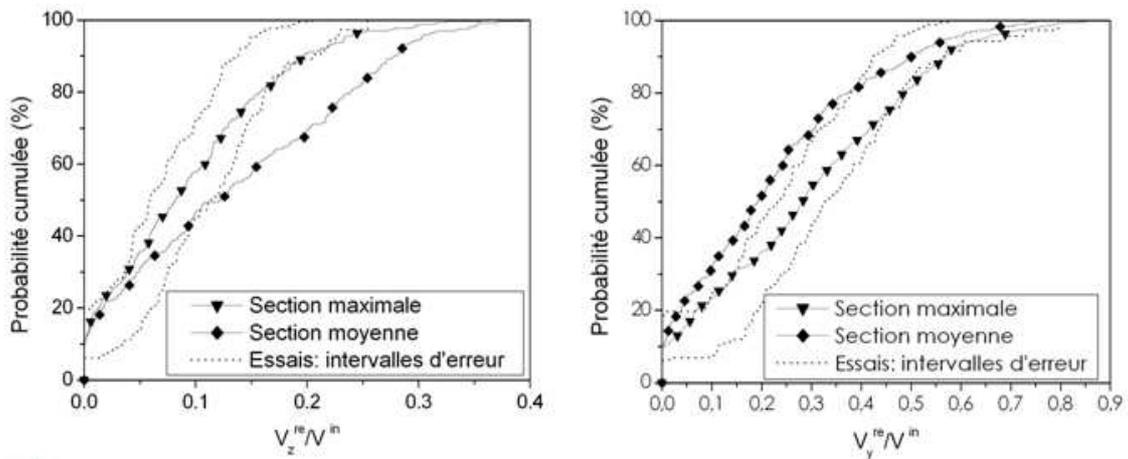


FIG. 3.33 – Influence de l'interprétation de la longueur représentative associée à l'analyse granulométrique du sol sur les prédictions des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in} .

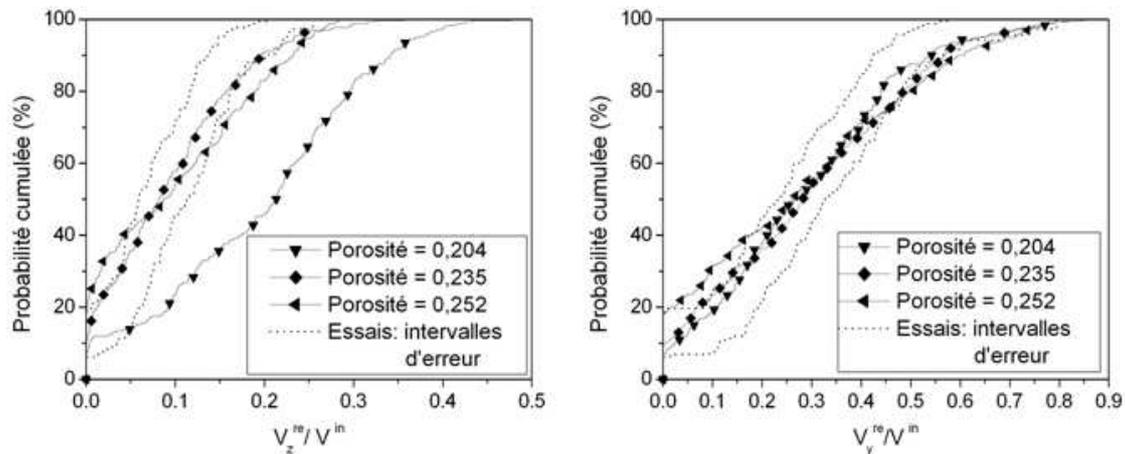


FIG. 3.34 – Influence de la porosité du modèle numérique de sol sur les prédictions des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in} .

des nombres de Froude de 3,5 - 5 et 7,5, c'est à dire pour des vitesses incidentes V^{in} de 10 m/s, 15 m/s et 20 m/s.

Les autres conditions cinématiques incidentes sont identiques à celles définies pour les simulations à échelle réduite : $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$, $0^\circ \leq \alpha^{in} < 75^\circ$.

Comparaison des prédictions du modèle en grandeur réelle avec les résultats expérimentaux

Le premier objectif de la comparaison entre les essais à échelle réduite et les simulations en grandeur réelle est l'évaluation de la pertinence d'une augmentation homothétique des longueurs et d'une augmentation des vitesses en accord avec le nombre de Froude Fr pour passer d'un modèle à échelle réduite à un modèle en grandeur réelle.

Quelle que soit la vitesse incidente, les prédictions des simulations en grandeur réelle (Fig. 3.35, Fig. 3.36) sont en moins bonne adéquation avec les résultats expérimentaux que celles obtenues pour les simulations à échelle réduite (Fig. 3.29, Fig. 3.30, Fig. 3.31). Bien que la composante tangentielle du vecteur vitesse réfléchi soit bien prédite par le modèle en grandeur réelle (Fig. 3.35), les prédictions de la composante normale (Fig. 3.35) et de la vitesse de rotation (Fig. 3.36) sont en moins bon accord avec les résultats expérimentaux que celles obtenues pour les simulations à échelle réduite (Fig. 3.29, Fig. 3.31).

Ces résultats montrent qu'il est difficile de définir un critère de similitude permettant d'assurer une adéquation complète entre les essais à échelle réduite et les simulations en grandeur réelle. Néanmoins, les gammes de variation similaires obtenues pour les vitesses adimensionnées en grandeur réelle et à échelle réduite tendent à montrer que le respect de critères de similitude simples, tels que la conservation du nombre de Froude Fr couplée à une transformation homothétique des grandeurs caractéristiques des essais réalisés, permet d'assurer une représentativité minimale des résultats.

Les différences observées sont certainement dues au fait que ce type de critère de similitude ne prend pas en compte les différences de transferts énergétiques, en particulier de dissipation d'énergie

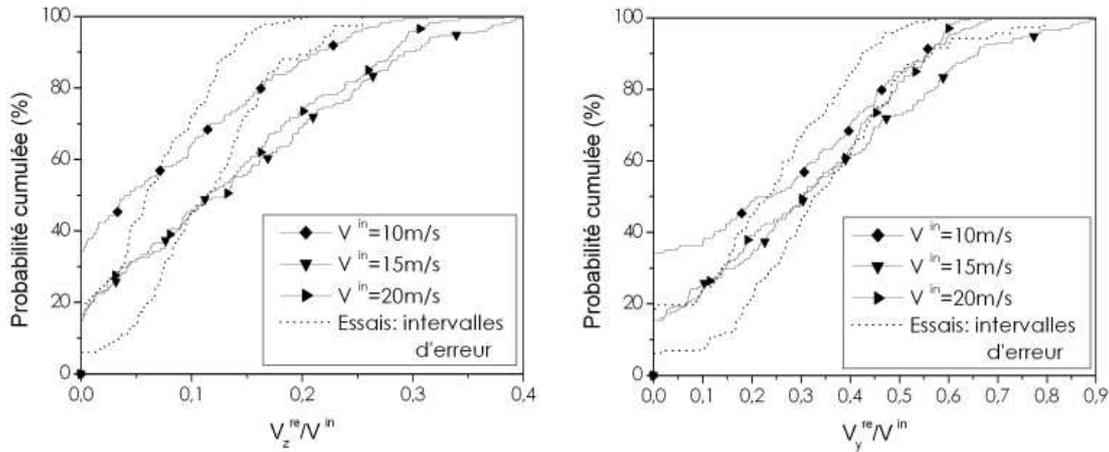


FIG. 3.35 – Influence de la vitesse incidente V^{in} sur les prédictions par des simulations en grandeur réelle des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in} .

par frottement, entre les essais (et les simulations) à échelle réduite et les simulations en grandeur réelle.

Le second objectif de la comparaison des résultats d'essais à échelle réduite aux prédictions de simulations en grandeur réelle est d'évaluer la possibilité de prédiction des essais par des simulations d'impact sur un milieu type ayant les caractéristiques les plus simples possibles.

Dans cette optique, l'influence de la granulométrie du sol est tout d'abord étudiée par comparaison entre les résultats de simulations menées en utilisant le milieu défini dans la section précédente (Granulométrie 1 - Fig. 3.27) et un milieu de caractéristiques identiques excepté une courbe granulométrique différente. La courbe granulométrique du second milieu est celle définie dans le chapitre 2 (Granulométrie 2 - Fig. 2.2).

Cette comparaison met en évidence que l'influence de la granulométrie du sol semble moins importante que celle de la porosité, et de la taille relative entre l'impactant et les pierres constitutives du sol (Fig. 3.38). Bien que ce paramètre puisse avoir une influence plus importante lorsque les courbes granulométriques sont radicalement différentes (c'est à dire, pour des granulométries très resserrées ou très étendues), son influence peut être négligée dans un premier temps.

Enfin, la comparaison des prédictions obtenues pour des milieux de caractéristiques similaires⁴ (définies dans le chapitre 2) composés soit de clumps soit de sphères montre que l'influence de la forme des particules sur les résultats doit absolument être intégrée car les différences entre les prédictions obtenues dans ces deux cas sont importantes (Fig. 3.37).

En conclusion, malgré la simplicité du critère de similitude utilisé, le modèle numérique en grandeur réelle développé permet d'assurer une représentativité correcte des essais à échelle réduite. Par conséquent, il est possible d'utiliser ce modèle numérique pour la simulation de l'impact d'un bloc rocheux sur un éboulis si certaines précautions sont prises. En particulier, la porosité du sol doit être calibrée et le rapport entre la taille de l'impactant et la taille des pierres constitutives du sol ainsi que la forme des particules doivent être clairement définis. Au contraire, la connaissance détaillée de la granulométrie du

⁴porosité : 0,236 ; $H = 12,5R_m$; Granulométrie 2 - Fig. 2.2 ; loi de contact de Hertz-Mindlin ($\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$, $G = 40 \text{ GPa}$, $\nu = 0.25$, $\varphi = 30^\circ$).

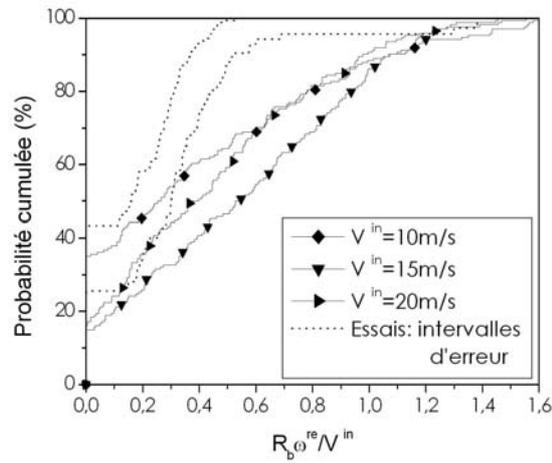


FIG. 3.36 – Influence de la vitesse incidente V^{in} sur les prédictions par des simulations en grandeur réelle de la fonction de répartition de la vitesse de rotation ω^{re} adimensionnée par le rapport V^{in}/R_b .

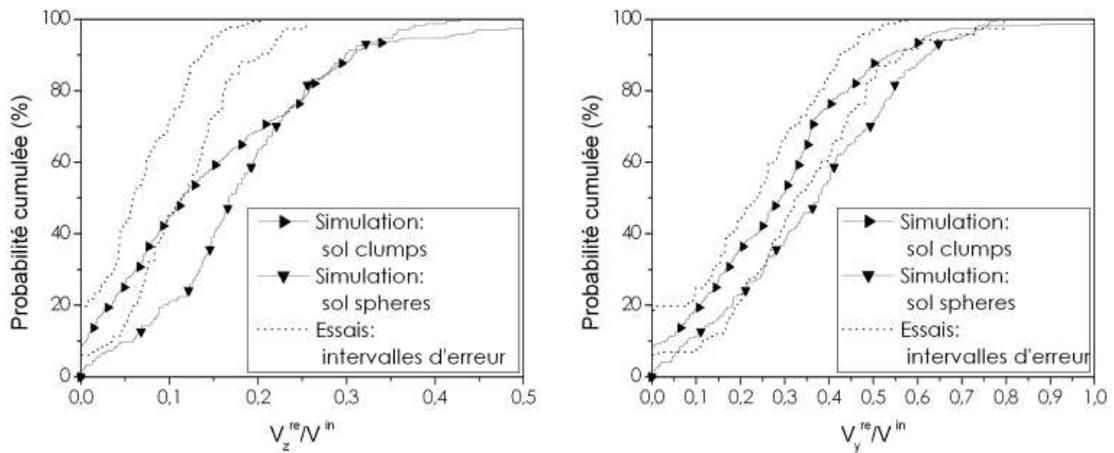


FIG. 3.37 – Influence de la forme des particules sur les prédictions par des simulations en grandeur réelle des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in} .

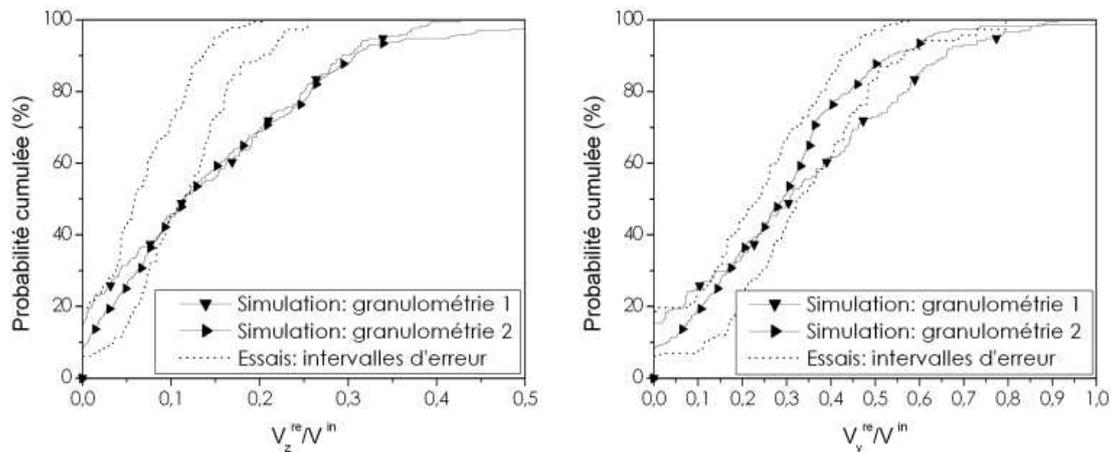


FIG. 3.38 – Influence de la granulométrie du sol impacté sur les prédictions par des simulations en grandeur réelle des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in} .

sol n'est, dans ce cas, pas déterminante.

3.3.3 Influence de la dégradation locale des propriétés du matériau aux points de contact

Il semble que, pour les essais à échelle réduite réalisés, l'influence de l'attrition et de la fracturation des pierres constitutives du sol ne soit pas prépondérante. En effet, un modèle numérique ne prenant pas en compte ces aspects est suffisant pour obtenir une adéquation satisfaisante entre les résultats expérimentaux et les résultats de simulation.

Cependant, dans le cas général, ces phénomènes jouent certainement un rôle non négligeable. Leur influence est donc étudiée en modifiant le modèle numérique de sol défini au chapitre 2 de façon à prendre en compte, de façon simplifiée, ces phénomènes.

La dégradation locale des propriétés mécaniques du matériau au voisinage des points de contact est généralement associée à l'abrasion de la surface de contact au cours du contact. Cependant, cette dégradation peut également être due à une fracturation locale du matériau au voisinage des points de contact. Ce mode de fracturation est privilégié lorsque les particules sont de formes irrégulières ou lorsque le confinement du matériau est non négligeable (Liu et al., 2005).

Le choix est fait de ne pas intégrer la fracturation des particules par les approches de remplacement des particules lorsqu'elles sont fracturées ou de création d'agglomérats de particules par des liens cohésifs décrites dans la section 1.4.5. En effet, ces approches de modélisation sont généralement associées à des hypothèses fortes concernant les modes de fracturation telles que l'utilisation du tenseur des contraintes moyen comme un indicateur de l'état de contraintes au sein de la particule ou la définition de directions préférentielles de fracturation, par exemple. De plus, l'intégration de ces approches de modélisation de la fracturation conduit à augmenter de façon importante le temps de calcul. Cette augmentation n'est pas acceptable dans le cadre de notre étude car il n'est alors pas possible de réaliser un nombre suffisant de simulations de manière à assurer la représentativité statistique des résultats pour un temps de calcul raisonnable.

Afin de prendre en compte de manière simplifiée la dégradation locale des propriétés mécaniques du matériau au voisinage des points de contact (abrasion, propagation de fissures, fracturation locale...) tout en limitant l'augmentation du temps de calcul, le modèle de contact est modifié de manière à introduire une plastification du matériau au niveau des points de contact. L'introduction de cette possibilité de plastification est privilégiée à l'introduction d'une dissipation visqueuse à la fois car ce comportement semble plus adapté au matériau rocheux et car il est plus aisé de définir une valeur limite à partir de laquelle la plastification a lieu.

Modélisation numérique de la dégradation locale des propriétés du matériau

Plusieurs modèles élasto-plastiques de contact sont exposés dans la littérature (Walton et Braun, 1986; Thornton et Ning, 1998; Lim et Stronge, 1999; Bertrand et al., 2006). Ces modèles interviennent en général seulement sur la composante normale de la force de contact.

Le modèle de contact développé ici est très similaire à la loi développée par Thornton et Ning (1998). De façon similaire à la loi de contact de Thornton et Ning (1998), la loi de contact développée est identique à la loi de Hertz-Mindlin (Mindlin et Deresiewicz, 1953) lorsque la force limite correspondant à la plastification du matériau F^{lim} n'est pas atteinte (Fig. 3.39). Par contre, lorsque cette valeur est atteinte, une relation linéaire existe entre la force de contact et l'interpénétration des sphères (Fig. 3.39). La décharge du contact est élastique et suit également la loi de Hertz-Mindlin (Fig. 3.39).

Ainsi, lors de la charge du contact tant que la force limite F^{lim} n'est pas atteinte ou lors de la décharge du contact quelle que soit la valeur de la force normale F_n , la formulation incrémentale de la loi de contact est celle de la loi de Hertz-Mindlin (Mindlin et Deresiewicz, 1953). Cette formulation permet de relier l'incrément de force de contact normal dF_n à l'incrément de déplacement normal du_n par la relation :

$$dF_n = \frac{3}{2} K_n \sqrt{u_n} du_n \quad (3.14)$$

avec :

$$K_n = \frac{2\sqrt{2\bar{R}_p\bar{G}}}{3(1-\bar{\nu})} \quad (3.15)$$

où K_n est la raideur normale dépendant de la moyenne harmonique \bar{R}_p des rayons des particules en contact, de la moyenne arithmétique des modules de cisaillement \bar{G} et des coefficients de Poisson $\bar{\nu}$ des particules en contact.

Par contre, lors de la charge du contact et dès que la valeur F^{lim} est atteinte pour une interpénétration normale u_n^{lim} , l'incrément de force normale de contact dF_n est défini par la relation incrémentale :

$$dF_n = \alpha^{lim} \frac{3}{2} K_n \sqrt{u_n^{lim}} du_n \quad (3.16)$$

avec,

$$F^{lim} = \frac{3}{2} K_n (u_n^{lim})^{3/2} \quad (3.17)$$

où α^{lim} est un coefficient tel que $0 < \alpha^{lim} \leq 1$.

L'introduction d'un coefficient α^{lim} constitue la majeure différence entre la loi développée et la loi de Thornton et Ning (1998). Dans la loi de Thornton et Ning (1998), le coefficient α^{lim} est fixé à la valeur $\alpha^{lim} = 1$. La dissipation plastique n'est alors calibrée que par l'intermédiaire du paramètre F^{lim} .

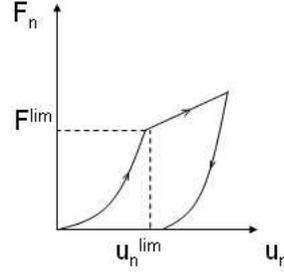


FIG. 3.39 – Relation entre la force normale de contact F_n et l'interpénétration normale au contact u_n pour la loi de contact élasto-plastique développée.

Au contraire, dans la loi développée, l'introduction d'un coefficient α^{lim} , tel que $0 < \alpha^{lim} \leq 1$, permet de calibrer la dissipation plastique par l'intermédiaire de deux paramètres : F^{lim} et α^{lim} .

La seconde différence majeure entre ces deux lois est la définition de la composante tangentielle de la force de contact. En effet, dans le modèle de Thornton et Ning (1998), la modélisation de la composante tangentielle de la force de contact n'est pas abordée alors que, pour la loi développée, cette composante existe et est reliée à la composante normale par la relation définie dans la loi de Hertz-Mindlin (Eq. 2.3).

Par conséquent, lors de la charge ou de la décharge du contact et quelle que soit la valeur de F_n , la formulation incrémentale de la loi développée permet de relier l'incrément de force tangentielle dF_t à l'incrément de déplacement tangentielle du_t et à la force normale F_n par la relation :

$$dF_t = K_t du_t \xi(F_n \tan \varphi - F_t) \quad (3.18)$$

avec :

$$K_t = 2 \frac{(3\bar{G}^2(1-\bar{\nu})\bar{R}_p)^{1/3}}{2-\bar{\nu}} F_n^{1/3} \quad (3.19)$$

où φ est l'angle de frottement local et K_t est la raideur tangentielle. ξ est la fonction de Heaviside : $\xi(x) = 1$ si $x > 0$ et $\xi(x) = 0$ si $x < 0$.

La limite supérieure de la valeur de la force F^{lim} peut être estimée grâce aux essais de rupture par écrasement de grains réalisés par Marsal (1973). Ces essais ont permis de définir la force moyenne F^{rupt} conduisant à la rupture d'une pierre de diamètre équivalent \bar{d} en fonction des propriétés du matériau rocheux :

$$F^{rupt} = \eta \bar{d}^\lambda \quad (3.20)$$

où η et λ sont des constantes caractéristiques du matériau considéré. Les essais de Marsal (1973) fournissent des valeurs moyennes pour η et λ de l'ordre de $100 \text{ kg/cm}^\lambda$ et de 1, 5. Etant donné que le diamètre équivalent⁵ moyen des particules du modèle numérique de sol est de l'ordre de $\bar{d} = 60 \text{ cm}$, la force de rupture est d'environ $F^{rupt} = 500 \text{ kN}$. Cette valeur constitue une limite supérieure pour la valeur de F^{lim} .

Cette estimation étant très sommaire, des simulations sont menées pour plusieurs valeurs de la force F^{lim} de l'ordre de $1 \times 10^5 \text{ N}$ et telles que $F^{lim} < F^{rupt}$.

⁵Le diamètre équivalent d'un objet est le diamètre de la sphère de même volume que l'objet considéré.

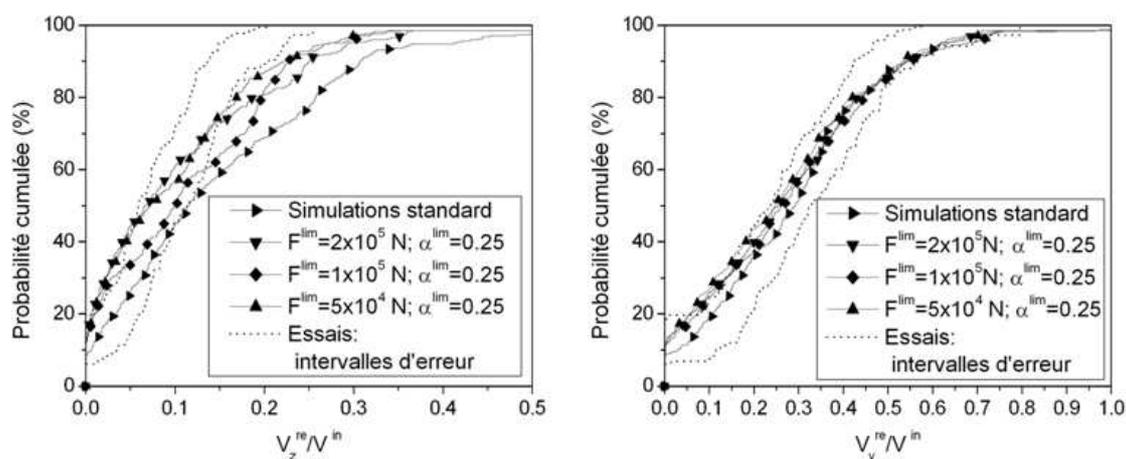


FIG. 3.40 – Influence de la force seuil F^{lim} sur les prédictions par des simulations en grandeur réelle des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in} .

Influence de la prise en compte de la dégradation locale des propriétés du matériau

Cette étude est basée sur la comparaison de résultats de simulations menées en utilisant la loi de contact de Hertz-Mindlin classique et la loi de contact de type Hertz-Mindlin avec dissipation plastique dans la direction normale définie dans la section précédente.

Pour ces simulations, les paramètres ont été choisis dans l'optique de comparer les résultats obtenus aux résultats expérimentaux à échelle réduite. Le modèle numérique de sol utilisée pour les simulations a des caractéristiques identiques à celles du milieu utilisé lors des simulations en grandeur réelle réalisées dans la section 3.3.2⁶ et sa courbe granulométrique correspond à la granulométrie 2 utilisée lors de ces essais. Cette courbe granulométrique a été définie dans le chapitre 2 (Fig. 2.2).

Etant donné que l'utilisation de la loi de contact de type Hertz-Mindlin avec dissipation plastique dans la direction normale augmente considérablement le temps de simulation, les simulations ne sont menées que pour une vitesse incidente de $V^{in} = 15m/s$, c'est à dire pour un nombre de Froude correspondant approximativement à celui utilisé lors des essais à échelle réduite. Par contre, différentes valeurs de la force seuil F^{lim} et du coefficient α^{lim} ont été explorées.

Les simulations mettent tout d'abord clairement en avant que l'introduction d'une dissipation plastique normale influe de manière significative sur la composante normale de la vitesse réfléchie alors que la composante tangentielle est peu affectée par ce changement (Fig. 3.40, Fig. 3.41).

De plus, dans la configuration explorée, les variations des vitesses réfléchies dues aux variations des valeurs de la force limite F^{lim} et du coefficient α^{lim} sont du même ordre de grandeur (Fig. 3.41, Fig. 3.40).

Enfin, il est intéressant de noter qu'il est possible de calibrer les paramètres F^{lim} et α^{lim} de la loi avec dissipation plastique développée de façon à ce que les prédictions du modèle soient en accord avec les résultats des essais à échelle réduite (3.40 ; Fig. 3.41).

Il est donc possible de calibrer le modèle numérique de manière à reproduire les résultats des essais

⁶porosité : 0,236 ; $H = 12,5R_m$; loi de contact de Hertz-Mindlin ($\rho = 2650 kg/m^3$, $G = 40 GPa$, $\nu = 0.25$, $\varphi = 30^\circ$).

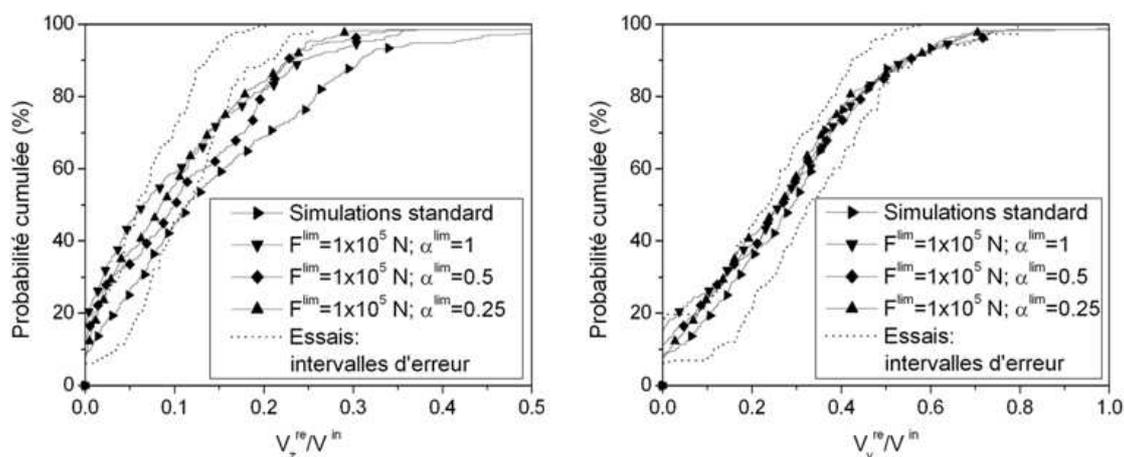


FIG. 3.41 – Influence du coefficient α^{lim} sur les prédictions par des simulations en grandeur réelle des fonctions de répartition des composantes normale V_z^{re} et tangentielle V_y^{re} adimensionnées par la vitesse incidente V^{in} .

à échelle réduite de deux façons :

- soit en calibrant seulement la porosité du sol (cf. section 3.3.1),
- soit en calibrant les paramètres F^{lim} et α^{lim} de la loi de contact avec dissipation plastique pour une porosité donnée.

Afin de conserver un modèle numérique le plus simple possible et un temps de calcul raisonnable, le choix est fait de privilégier une calibration du modèle par l'intermédiaire de la porosité seulement.

3.4 Résumé - Conclusions

La campagne d'essais d'impact à échelle réduite exposée dans ce chapitre a permis de fournir des résultats intéressants concernant les aspects du rebond du bloc classiquement étudiés dans le contexte de l'analyse trajectographique. Les résultats d'essais ont, en particulier, mis en évidence la forte variabilité des coefficients de restitution mesurés en fonction des caractéristiques locales du sol au voisinage du point d'impact et de l'angle d'incidence.

La comparaison entre les résultats des essais à échelle réduite et les prédictions de simulations à échelle réduite met en évidence que le modèle numérique permet de prédire de façon satisfaisante le rebond du bloc suite à une calibration de la porosité du modèle numérique de sol.

Il est également possible d'obtenir une représentativité satisfaisante des résultats d'essais par des simulations en grandeur réelle en utilisant un critère de similitude simple.

Enfin, la prise en compte de la dégradation locale des propriétés du matériau par l'intermédiaire d'une loi de contact avec dissipation plastique dans la direction normale permet de prédire de façon satisfaisante les résultats des essais à échelle réduite pour une porosité donnée.

L'étude comparative menée dans ce chapitre montre donc que l'utilisation du modèle numérique développé est pertinente pour prédire le rebond de l'impactant. Néanmoins, certaines précautions doivent être prises.

Ainsi, certains paramètres du sol doivent être clairement définis. Ces paramètres sont le rapport entre la taille de l'impactant et la taille des pierres constitutives du sol ainsi que la forme générale des particules. La connaissance de la granulométrie n'est, dans ce cas, pas déterminante pour assurer la pertinence du modèle numérique.

Il est également nécessaire de calibrer soit la porosité du modèle numérique de sol soit les paramètres de la loi de contact avec dissipation plastique pour une porosité donnée. Dans la suite de ce travail, la calibration de la porosité est privilégiée à l'utilisation d'une loi de contact avec dissipation plastique car le modèle numérique est alors explicatif des résultats expérimentaux pour un nombre de paramètres plus réduit et pour un temps de calcul raisonnable.

Dans le chapitre suivant, le modèle numérique de sol est utilisé afin d'étudier en détail l'influence des conditions cinématiques incidentes et de la taille de l'impactant sur le rebond. Cette étude a pour objectif principal de mettre en évidence les phénomènes physiques régissant le rebond du bloc pour un sol donné. La connaissance détaillée des phénomènes physiques régissant l'impact permettra, dans un second temps, de constituer une base de données de résultats de simulations à partir de laquelle nous développerons une loi stochastique d'impact.

Chapitre 4

Phénomènes en jeu au cours de l'impact

4.1 Objectif

La connaissance détaillée des processus physiques associés au rebond du bloc est indispensable pour définir une loi d'impact représentative de ces processus ainsi que pour interpréter les résultats obtenus à l'aide de cette loi. L'objectif de ce chapitre est donc d'utiliser le modèle numérique d'impact développé au chapitre 2 et validé au chapitre 3 pour mettre en évidence les phénomènes physiques en jeu au cours de l'impact. Le but de cette étude est l'explicitation des causes du rebond du bloc pour un type de sol donné en fonction de la profondeur du sol, de la taille de l'impactant et des conditions cinématiques incidentes.

La démarche adoptée est d'étudier, grâce au modèle numérique, les échanges énergétiques ayant lieu au cours de l'impact pour des conditions d'impact variées. Cette étude permet de mettre à jour les transferts énergétiques entre l'impactant et le sol ainsi qu'au sein du sol en fonction des conditions d'impact. L'analyse de ces échanges énergétiques va conduire à l'identification de différents régimes d'impact ainsi qu'à la caractérisation des phénomènes physiques prépondérants qui leur sont associés.

4.2 Caractéristiques du modèle numérique de sol

En accord avec les résultats du chapitre 3, le modèle numérique utilisé pour cette étude est le modèle défini au chapitre 2. Ce modèle assure en effet une prédiction pertinente du rebond du bloc pour un nombre réduit de paramètres explicatifs et pour un temps de calcul raisonnable.

L'étude porte sur l'influence de la profondeur H de l'échantillon, du rayon de l'impactant R_b et des paramètres cinématiques incidents sur les échanges énergétiques au cours de l'impact. Cette étude est menée pour un type de sol donné.

La courbe granulométrique du sol utilisé est définie dans la section 2.2.1 (Fig. 2.2). De plus, selon les critères définis dans la section 2.2.3 (Tab. 2.1), le sol utilisé est dense. Sa porosité est donc de 0,206 lorsque les particules constitutives sont sphériques et de 0,171 lorsqu'il s'agit de clumps. La loi de contact utilisée est la loi de Hertz-Mindlin. Et, les propriétés mécaniques des particules du sol sont :

- densité de la roche : $\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$,
- module de cisaillement : $G = 40 \text{ GPa}$,
- coefficient de Poisson : $\nu = 0.25$,

- angle de frottement local : $\varphi = 30^\circ$.

Dans le cas général, les particules constitutives du sol sont des sphères. Des clumps sont cependant utilisés dans la section 4.5.4 afin d’apporter un élément de comparaison.

Le protocole de simulation des impacts ainsi que la gamme de variation des paramètres cinématiques incidents (Tab. 2.3) sont identiques à ceux définis dans le chapitre 2. Les gammes de variation de la vitesse incidente V^{in} ($10 \text{ m/s} \leq V^{in} \leq 25 \text{ m/s}$) et de l’angle d’incidence α^{in} ($0^\circ \leq \alpha^{in} \leq 75^\circ$) sont explorées dans leur totalité. Au contraire, afin de réduire le nombre de paramètres variables, la vitesse de rotation incidente est fixée à une valeur nulle : $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$. Et, le rapport R_b/R_m entre le rayon de l’impactant et le rayon moyen des particules du sol est étudié sur une gamme de valeurs allant de 0.3 à 15.

Les transferts énergétiques au cours de l’impact sont étudiés dans le cadre statistique défini dans la section 2.3.3. Pour chaque jeu de paramètres, une série de $N = 100$ simulations sera réalisée selon le protocole défini précédemment. Pour chaque grandeur étudiée, l’exploitation des résultats porte sur l’analyse de la moyenne des valeurs de cette grandeur dans l’optique d’identifier, grâce à la caractérisation des transferts énergétiques moyens entre le bloc et le sol, les phénomènes physiques prépondérants lors de l’impact.

4.3 Définition des grandeurs énergétiques en jeu au cours de l’impact

Cette étude étant basée sur l’analyse des transferts énergétiques entre le sol et l’impactant ainsi qu’au sein du sol, il est tout d’abord nécessaire de définir de manière détaillée l’ensemble des grandeurs énergétiques en jeu au cours de l’impact.

Les énergies à déterminer à chaque pas de temps sont :

- l’énergie cinétique de l’impactant $E_{c,b}$,
- l’énergie cinétique totale des particules de l’échantillon $E_{c,s}$,
- l’énergie potentielle gravitationnelle totale des particules de l’échantillon $E_{p,s}$,
- l’énergie de déformation élastique totale $E_{d,s}$,
- l’énergie dissipée par frottement depuis le début de la simulation $E_{f,s}$.

Ces grandeurs sont définies et calculées à chaque pas de temps de façon à vérifier la conservation de l’énergie. La conservation de l’énergie au cours de la simulation implique que la somme des énergies en jeu reste égale à une valeur constante C au cours de la simulation :

$$E_{c,b} + E_{c,s} + E_{p,s} + E_{d,s} + E_{f,s} = C \quad (4.1)$$

Il est important de noter que, dans le modèle numérique de sol défini dans le chapitre 2, la seule source de dissipation de l’énergie est le frottement. Ce bilan énergétique n’est donc plus valable si une dissipation plastique selon la direction normale au contact (cf. section 1.4.3 et 3.3.3) ou une dissipation visqueuse (cf. section 1.4.3) est introduite dans le modèle numérique suite à la modification de la loi de contact. Il est alors nécessaire d’ajouter, dans le bilan énergétique (Eq. 4.1), un terme associé à la dissipation plastique ou visqueuse introduite.

L’énergie cinétique du bloc est définie par la relation :

$$E_{c,b} = \frac{1}{2}M_b V_b^2(t) + \frac{1}{2}I_b \omega_b^2(t) \quad (4.2)$$

où M_b est la masse du bloc, $V_b(t)$ est la vitesse du bloc au temps t , I_b est le moment d'inertie du bloc et $\omega_b(t)$ est la vitesse de rotation du bloc au temps t .

Les expressions de l'énergie potentielle gravitationnelle des particules de l'échantillon, de l'énergie cinétique des particules de l'échantillon, de l'énergie dissipée par frottement et de l'énergie de déformation élastique sont établies pour un domaine (D) composé de $N_b(t)$ particules et de $N_c(t)$ contacts.

Lorsque le domaine (D) correspond à la totalité de l'échantillon de sol, ces expressions permettent de calculer l'énergie cinétique totale $E_{c,s}$, l'énergie potentielle gravitationnelle totale $E_{p,s}$, l'énergie de déformation élastique totale $E_{d,s}$ et l'énergie dissipée par frottement depuis le début de la simulation $E_{f,s}$.

La relation permettant le calcul de l'énergie potentielle gravitationnelle totale $E_p(D)$ sur un domaine (D) composé de $N_b(t)$ particules est :

$$E_p(D) = \sum_{j=1}^{N_b(t)} M_j g y_j(t) \quad (4.3)$$

où M_j est la masse de la $j^{\text{ème}}$ particule du domaine (D), g est l'accélération de la pesanteur et $y_j(t)$ est la coordonnée verticale de la $j^{\text{ème}}$ particule du domaine (D) au temps t . L'origine de l'axe vertical (y) est fixée au niveau moyen de la surface de l'échantillon de sol en début de simulation.

L'énergie cinétique totale $E_c(D)$ sur le domaine (D) s'exprime de la manière suivante :

$$E_c(D) = \sum_{j=1}^{N_b(t)} \left(\frac{1}{2} M_j V_j^2(t) + \frac{1}{2} I_j \omega_j^2(t) \right) \quad (4.4)$$

où $V_j(t)$ est la vitesse de la $j^{\text{ème}}$ particule du domaine (D) au temps t , I_j est le moment d'inertie de la $j^{\text{ème}}$ particule du domaine (D) et $\omega_j(t)$ est la vitesse de rotation de la $j^{\text{ème}}$ particule du domaine (D) au temps t .

L'hypothèse est faite que l'incrément de déplacement tangentiel $du_{t,j}(t)$ au niveau du $j^{\text{ème}}$ contact du domaine (D) peut être décomposé en une composante élastique $du_{t,j}^e(t)$ et une composante plastique $du_{t,j}^p(t)$ telles que :

$$du_{t,j}^p(t) = du_{t,j}(t) - du_{t,j}^e(t) \quad (4.5)$$

avec

$$du_{t,j}^e(t) = -\frac{dF_{t,j}(t)}{K_t} \quad (4.6)$$

Ainsi, l'énergie $E_f(D)$ dissipée par frottement au niveau de chacun des $N_c(t)$ contacts du domaine D peut être définie au temps t de façon incrémentale par l'expression :

$$dE_f(D) = -\sum_{j=1}^{N_c(t)} (F_{t,j}(t) du_{t,j}^p(t)) \quad (4.7)$$

De la même manière, l'énergie de déformation élastique $E_d(D)$ associée aux $N_c(t)$ contacts du domaine D est définie par la relation :

$$dE_d(D) = - \sum_{j=1}^{N_c(t)} (F_{n,j}(t) du_{n,j}(t) - F_{t,j}(t) du_{t,j}^e(t)) \quad (4.8)$$

où $F_{n,j}(t)$ (resp. $F_{t,j}(t)$) est la composante normale (resp. tangentielle) de la force de contact associée au $j^{\text{ème}}$ contact du domaine (D) au temps t ; $du_{n,j}(t)$ est l'incrément de déplacement normal associé au $j^{\text{ème}}$ contact du domaine (D) au temps t .

4.4 Echanges énergétiques au cours de l'impact

4.4.1 Echange énergétique initial

L'impact du bloc sur le sol est composé, dans le cas général, d'une succession d'interactions entre l'impactant et les particules du sol. Chaque interaction est caractérisée par une variation de l'énergie cinétique de l'impactant. Dans l'exemple de la figure 4.1, l'évolution de l'énergie cinétique de l'impactant au cours du temps met ainsi en évidence deux interactions successives entre l'impactant et le sol.

La phase initiale de l'impact se limite à la première de ces interactions. Cette phase initiale est très importante car une grande partie de l'énergie cinétique incidente de l'impactant est alors transmise au sol (Fig. 4.1).

Cependant, même si l'énergie cinétique incidente E_c^{in} du bloc est fortement réduite au cours de cette phase, l'énergie cinétique E_c^f du bloc à la fin de la phase initiale n'est pas nulle dans le cas général.

L'analyse de la phase initiale porte essentiellement sur l'étude du transfert d'énergie de l'impactant vers le sol au cours de cette phase. Dans cette optique, l'évolution de la réduction adimensionnelle d'énergie cinétique du bloc au cours de la phase initiale $(E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in}$ en fonction des conditions cinématiques incidentes et de la taille de l'impactant est étudiée. Cette grandeur est le rapport de la réduction de l'énergie cinétique du bloc au cours de la phase initiale $E_c^{in} - E_c^f$ sur l'énergie cinétique incidente du bloc E_c^{in} . La réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc $(E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in}$ représente le pourcentage de l'énergie cinétique incidente du bloc transféré au sol au cours de la phase initiale.

Pour étudier les transferts d'énergie au cours de la phase initiale, il est tout d'abord nécessaire d'analyser l'énergie dissipée au cours de cette phase. Cette analyse montre que l'énergie dissipée ne joue pas un rôle prépondérant au cours de cette phase : moins de 1% de l'énergie cinétique incidente est dissipé quelles que soient les conditions incidentes.

Influence de la vitesse incidente V^{in}

La moyenne de la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc $((E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in})$ est quasiment identique quelle que soit la valeur de la vitesse incidente V^{in} (Fig. 4.2). Le transfert énergétique initial est donc faiblement influencé par la vitesse incidente dans la gamme de vitesse explorée.

La vitesse incidente du bloc est représentative de l'énergie incidente et, par conséquent, de l'intensité de chargement du sol. Cette vitesse caractérise également la vitesse de chargement du sol. Le transfert

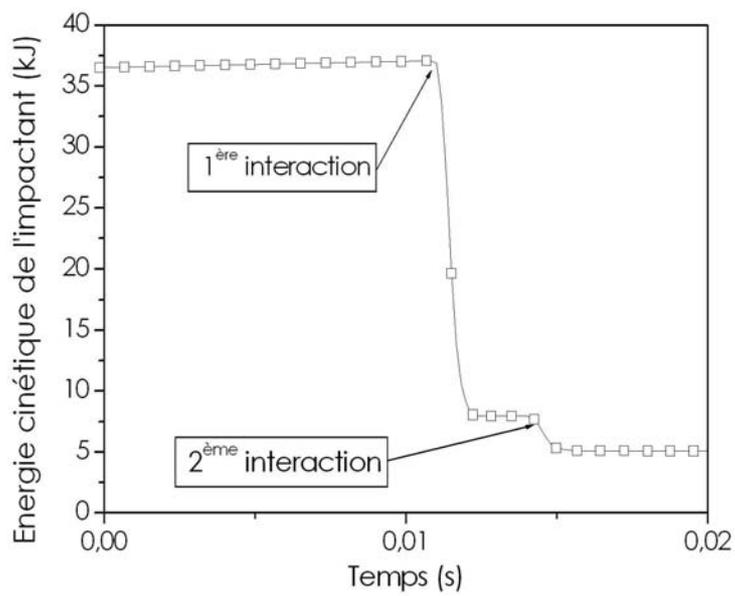


FIG. 4.1 – Evolution de l'énergie cinétique de l'impactant au cours d'un impact. Cette évolution met en évidence deux interactions successives entre l'impactant et le sol. La première interaction correspond à la phase initiale au cours de laquelle une grande partie de l'énergie cinétique incidente de l'impactant est transmise au sol.

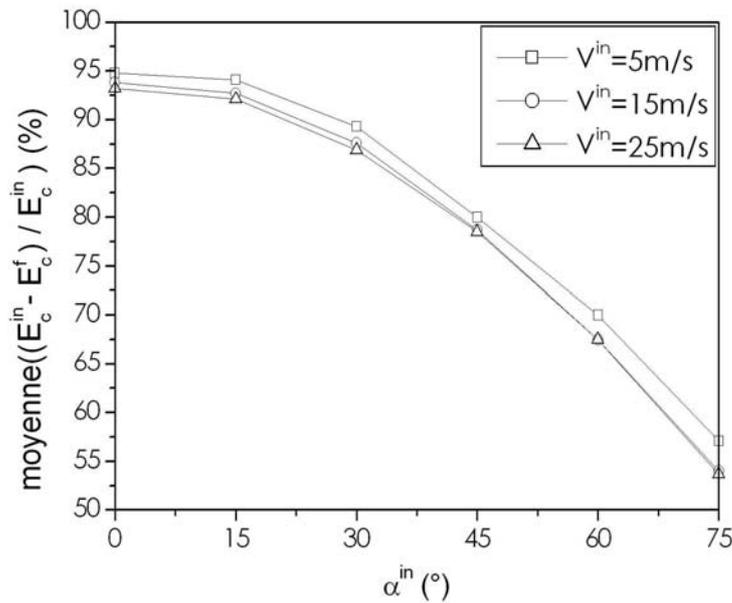


FIG. 4.2 – Evolution de la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc au cours de la phase initiale en fonction de l'angle d'incidence α^{in} pour différentes vitesses incidentes V^{in} ($R_b = 1, 33R_m$).

énergétique initial du bloc vers le sol est donc peu fonction de l'intensité et de la vitesse de chargement du sol.

La faible dépendance à l'intensité du chargement est certainement liée au fait que l'énergie dissipée par frottement est faible quelles que soient les conditions incidentes durant la phase initiale. La faible dépendance à la vitesse de chargement est, quant à elle, une conséquence de la loi de contact choisie. Cette loi n'est pas fonction de la vitesse de chargement car aucun amortissement de type visqueux n'est introduit.

Influence de l'angle d'incidence α^{in}

La moyenne de la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc $((E_c^{in} - E_c^f) / E_c^{in})$ lors de la phase initiale dépend fortement de l'angle d'incidence α^{in} : elle est largement supérieure pour un impact normal à la surface du sol ($\alpha^{in} = 0^\circ$) que pour un impact rasant ($\alpha^{in} = 75^\circ$) (Fig. 4.2). Ce résultat peut être interprété par une étude locale (à l'échelle du contact).

Comme la taille de l'impactant est de l'ordre de grandeur de la taille des particules du sol, les irrégularités de la topographie de la surface du sol entraînent de fortes variations de l'angle d'impact local α_c lorsque le point d'impact varie (Fig. 4.3). L'importante variabilité de l'angle d'impact local α_c induit une forte variabilité de l'angle d'incidence local α_L en fonction du point d'impact (Fig. 4.3).

Par ailleurs, l'angle d'incidence local α_L varie en fonction de l'angle d'incidence α^{in} (Fig. 4.4) : lorsque l'angle d'incidence α^{in} augmente, la moyenne de l'angle d'incidence local α_L augmente également. Mais, la variabilité des valeurs de α_L reste identique car cette variabilité est essentiellement due

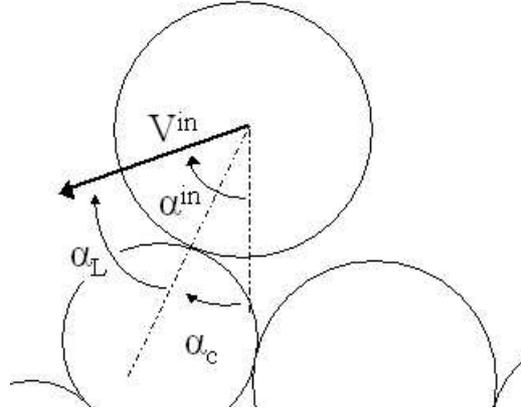


FIG. 4.3 – Définition de l'angle d'impact local α_c et de l'angle d'incidence local α_L .

aux variations de l'angle d'impact local α_c (Fig. 4.4) en fonction de la topographie de la surface du sol.

L'évolution de la moyenne de la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc $(E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in}$ en fonction de l'angle d'incidence α^{in} est une conséquence de la dépendance de $(E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in}$ à l'angle d'incidence local α_L . En effet, il existe une forte dépendance entre la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc $(E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in}$ et l'angle d'incidence local α_L (Fig. 4.5). Cette dépendance est essentiellement due au fait que l'angle α_L conditionne la répartition de l'énergie cinétique incidente entre les composantes normale et tangentielle au contact de la vitesse incidente de l'impactant.

Si l'angle d'incidence local α_L est faible ($\alpha_L \rightarrow 0$), la composante de la vitesse incidente selon la direction normale à la surface de contact est prépondérante. Le choc entre l'impactant et la particule du sol impacté est donc quasiment élastique car aucune dissipation n'est introduite dans la loi de contact selon la direction normale à la surface de contact. Par conséquent, le transfert de l'énergie cinétique incidente à la particule du sol impactée est quasi intégral $((E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in} \rightarrow 1$ - Fig. 4.5).

Au contraire, lorsque la valeur de l'angle d'incidence local α_L est importante ($\alpha_L \rightarrow \pm 90^\circ$), la réduction moyenne d'énergie cinétique au cours de l'impact $(E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in}$ est bien plus faible (Fig. 4.5). Dans ce cas, la composante tangentielle à la surface de contact de la vitesse incidente est prépondérante devant la composante normale à la surface contact. Cela entraîne l'occurrence de glissement dès les premiers instants du contact et favorise la conservation de l'énergie cinétique incidente par l'impactant.

Lorsque la valeur de l'angle d'incidence α^{in} est faible ($\alpha^{in} \simeq 0^\circ$), la moyenne de l'angle d'incidence local α_L est également faible ($\alpha_L \simeq 0^\circ$ - Fig. 4.4). Dans la majorité des cas, l'impact est donc normal et le transfert de l'énergie cinétique incidente à la particule du sol impactée est quasi intégral ce qui induit que $(E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in} \rightarrow 1$ (Fig. 4.5). L'augmentation de l'angle d'incidence α^{in} ($\alpha^{in} \rightarrow 75^\circ$) entraîne une augmentation de la moyenne de l'angle d'incidence local α_L (Fig. 4.4) et, par voie de conséquence, une diminution de la moyenne de la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc $(E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in}$ (Fig. 4.5). Cela explique le fait que la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc $(E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in}$ est largement supérieure pour un impact normal à la surface du sol ($\alpha^{in} = 0^\circ$) que pour un impact rasant ($\alpha^{in} = 75^\circ$) (Fig. 4.2).

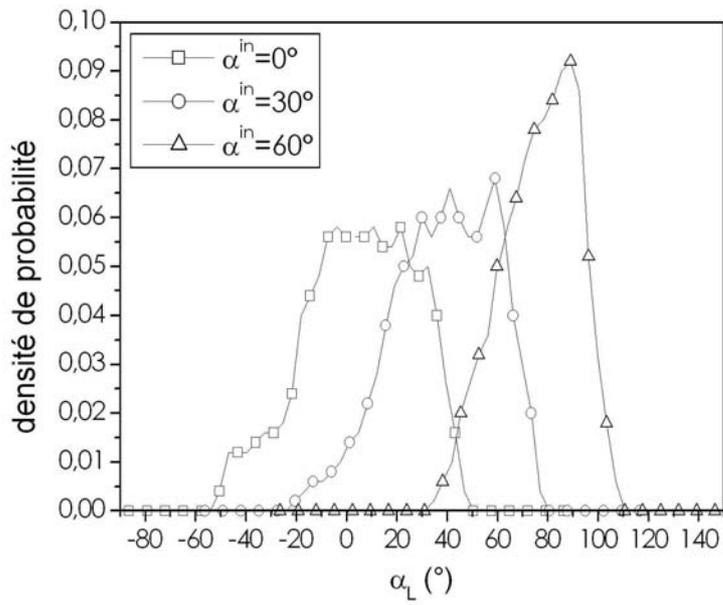


FIG. 4.4 – Evolution de l'angle d'incidence local α_L en fonction de l'angle d'incidence α^{in} .

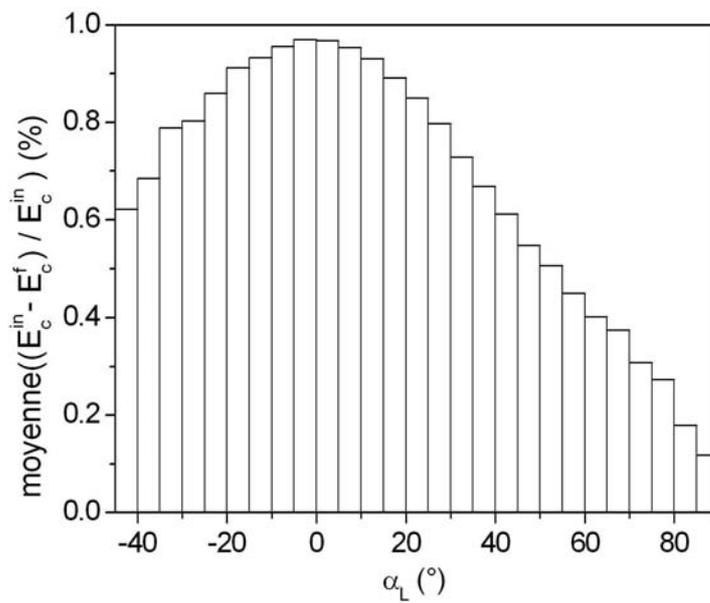


FIG. 4.5 – Evolution de la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc au cours de la phase initiale en fonction angle d'incidence local α_L quel que soit l'angle d'incidence α^{in} ($R_b = 1, 33R_m$).

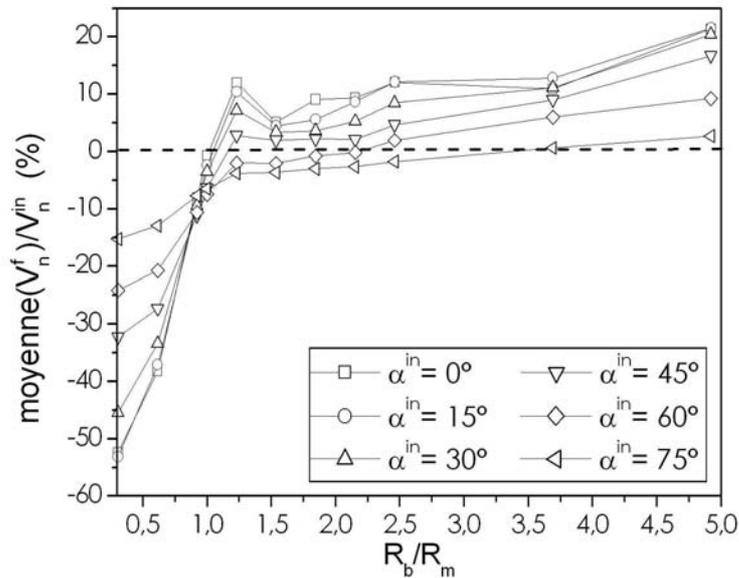


FIG. 4.6 – Evolution du rapport V_n^f/V_n^{in} en fonction du rapport de taille R_b/R_m .

Influence du rayon de l'impactant R_b

Les résultats de simulation mettent également en exergue la forte influence du rapport R_b/R_m entre le rayon de l'impactant et le rayon moyen des particules du sol au cours de la phase initiale. Le rapport de taille R_b/R_m influe non seulement sur la quantité d'énergie transférée (Fig. 4.7) mais aussi sur la composante V_n^f normale à la surface du sol de la vitesse de l'impactant à la fin de la phase initiale (Fig. 4.6).

Si la taille de l'impactant est plus faible que la taille moyenne des particules du sol ($R_b/R_m < 1$), la composante normale de la vitesse de l'impactant change, dans la majorité des cas, de sens au cours de la phase initiale d'interaction. En effet, le rapport entre la vitesse normale V_n^f à la fin de la phase initiale et la vitesse normale V_n^{in} au début de cette phase est négatif en moyenne.

Pour des valeurs intermédiaires du rapport de taille R_b/R_m ($1 < R_b/R_m < 3,5$), le même comportement est observé pour les incidences rasantes ($\alpha^{in} = 75^\circ$). Au contraire, pour les angles d'incidence plus faibles, le rapport V_n^f/V_n^{in} est positif ce qui signifie que la composante normale de la vitesse de l'impactant ne change pas de sens.

Pour les rapports de taille les plus grands ($R_b/R_m > 3,5$), le signe de la vitesse normale ne change pas au cours de la phase initiale quelle que soit l'incidence.

Enfin, conformément aux résultats observés dans la section précédente, la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc $(E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in}$ diminue fortement lorsque α^{in} augmente, quel que soit le rapport de taille R_b/R_m (Fig. 4.7). Cette relation entre le transfert d'énergie cinétique $(E_c^{in} - E_c^f)/E_c^{in}$ et l'angle d'incidence α^{in} semble cependant s'atténuer lorsque le rapport de taille R_b/R_m augmente.

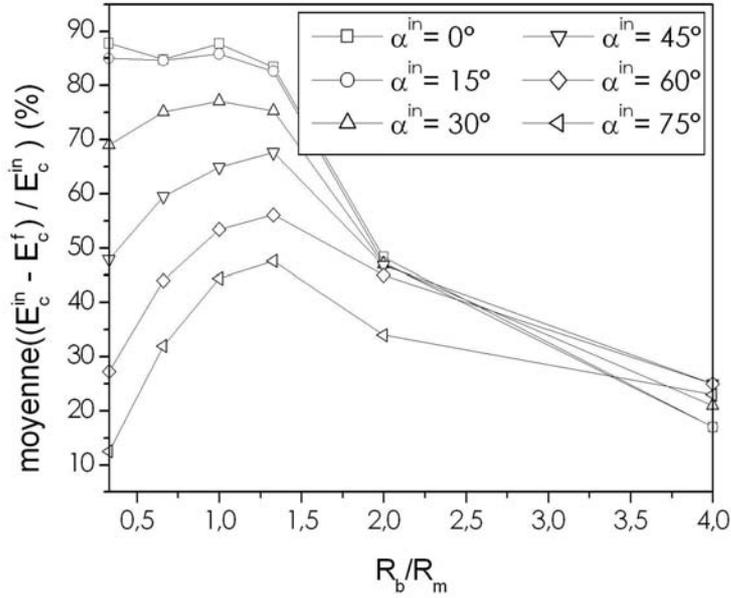


FIG. 4.7 – Evolution de la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc au cours de la phase initiale en fonction du rapport de taille R_b/R_m .

Modélisation du transfert d'énergie au cours de la phase initiale

Les transferts énergétiques au cours de la phase initiale peuvent être expliqués par un modèle simple utilisant la théorie classique du choc - voir par exemple Frémond (1995). Ce modèle rend compte de l'impact normal d'une particule élastique, modélisant l'impactant, sur une autre particule élastique initialement à l'arrêt, modélisant la particule du sol impactée. Etant donné la rapidité et l'intensité de la force d'impact par rapport aux forces en présence avant impact et par rapport à la rigidité des particules du sol, l'hypothèse est faite que la particule impactée est libre de se mouvoir durant la phase initiale. Ses conditions d'appui sont libres.

Puisque les particules sont élastiques, l'énergie cinétique est conservée durant la phase initiale d'interaction :

$$\frac{1}{2}M_b(V_b^{in})^2 = \frac{1}{2}M_b(V_b^f)^2 + \frac{1}{2}M_p(V_p^f)^2 \quad (4.9)$$

où V_b^{in} et V_b^f sont les vitesses de l'impactant au début et à la fin de la phase initiale d'interaction ; M_b est la masse de l'impactant ; M_p est la masse de la particule impactée et V_p^f est la vitesse de la particule impactée à la fin de la phase initiale.

La théorie classique du choc permet de définir une relation entre la variation de quantité de mouvement de l'impactant au cours de la phase initiale et l'impulsion $\Pi_{p \rightarrow b}$ appliquée par la particule impactée sur l'impactant :

$$M_b(V_b^{in} - V_b^f) = \Pi_{p \rightarrow b} \quad (4.10)$$

Une relation similaire permet d'exprimer la variation de quantité de mouvement de la particule impactée en fonction de l'impulsion $\Pi_{b \rightarrow p}$ appliquée par l'impactant sur la particule impactée :

$$-M_p V_p^f = \Pi_{b \rightarrow p} \quad (4.11)$$

Le principe d'action-réaction impliquant que $\Pi_{p \rightarrow b} = -\Pi_{b \rightarrow p}$, la combinaison des équations 4.10 et 4.11 permet d'exprimer V_p^f en fonction de V_b^f et V_b^{in} :

$$V_p^f = \frac{M_b}{M_p}(V_b^f - V_b^{in}) \quad (4.12)$$

Par ailleurs, l'équation 4.9 est ré-écrite de façon à exprimer V_p^f en fonction de V_b^f et V_b^{in} :

$$(V_p^f)^2 = -\frac{M_b}{M_p}((V_b^f)^2 - (V_b^{in})^2) \quad (4.13)$$

La combinaison des équations 4.12 et 4.13 conduit à une expression reliant la vitesse V_b^f du bloc après impact à la vitesse V_b^{in} du bloc avant impact en fonction des masses des deux particules en interaction :

$$\frac{V_b^f}{V_b^{in}} = \frac{\frac{M_b}{M_p} - 1}{\frac{M_b}{M_p} + 1} \quad (4.14)$$

En faisant les hypothèses que les deux particules sont de densités égales et que la taille de la particule impactée est la taille moyenne des particules du sol, le rapport V_b^f/V_b^{in} peut s'exprimer en fonction de R_b et R_m :

$$\frac{V_b^f}{V_b^{in}} = \frac{\frac{R_b^3}{R_m^3} - 1}{\frac{R_b^3}{R_m^3} + 1} \quad (4.15)$$

Cette relation permet d'expliquer le changement de signe de la vitesse normale du bloc lorsque $R_b/R_m < 1$ car le rapport V_b^f/V_b^{in} est négatif dans ce cas.

La réduction adimensionnelle d'énergie cinétique de l'impactant ΔE_c est définie par :

$$\Delta E_c = \frac{(E_c^{in} - E_c^f)}{E_c^{in}} \quad (4.16)$$

Si les particules sont de même densité, cette réduction adimensionnelle d'énergie ΔE_c est seulement fonction de V_b^f et de V_b^{in} :

$$\Delta E_c = 1 - \left(\frac{V_b^f}{V_b^{in}}\right)^2 \quad (4.17)$$

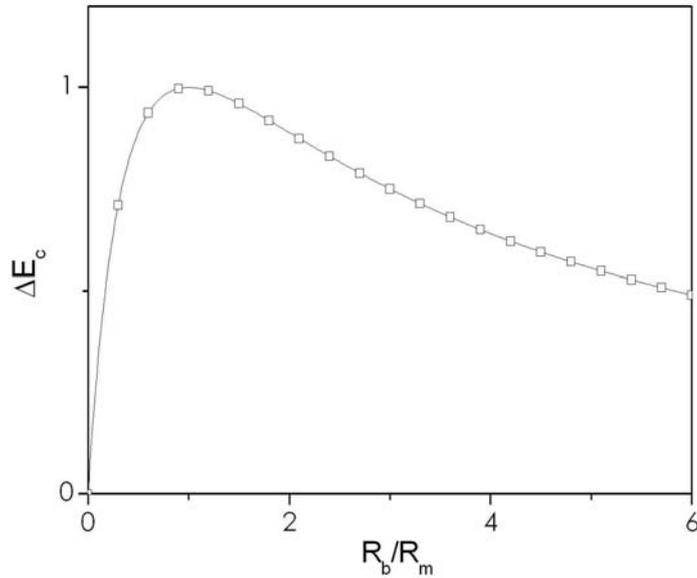


FIG. 4.8 – Evolution théorique de la réduction adimensionnelle de l'énergie cinétique du bloc ΔE_c en fonction du rapport de taille R_b/R_m .

En introduisant l'expression de V_b^f/V_b^{in} (Eq. 4.15) dans cette expression, la réduction d'énergie ΔE_c s'écrit :

$$\Delta E_c = \frac{4 \frac{R_b^3}{R_m^3}}{\left(\frac{R_b^3}{R_m^3} + 1\right)^2} \quad (4.18)$$

Le tracé de ΔE_c en fonction de R_b/R_m met en avant le fait que, tant que la taille de l'impactant est inférieure à la taille moyenne des particules du sol, la réduction d'énergie cinétique de l'impactant augmente quand la taille de l'impactant augmente (Fig. 4.8). Cette dépendance s'inverse si la taille de l'impactant est supérieure à la taille moyenne des particules du sol.

Ces résultats (Fig. 4.8) sont en accord avec les résultats de simulation (Fig. 4.7). Le modèle simple développé permet donc d'expliquer de façon qualitative l'influence du rapport de taille R_b/R_m sur les échanges énergétiques au cours de la phase initiale. Cependant, l'utilisation de ce modèle ne permet aucune interprétation quant à l'influence de l'angle d'incidence sur les échanges énergétiques car l'hypothèse d'une incidence locale normale est faite.

4.4.2 Propagation d'une onde de compression

Le transfert d'énergie initial du bloc vers le sol est la cause d'une sollicitation dynamique et transitoire du sol. L'énergie totale du sol $E_{t,s}$, c'est à dire la somme de l'énergie cinétique totale $E_{c,s}$ et

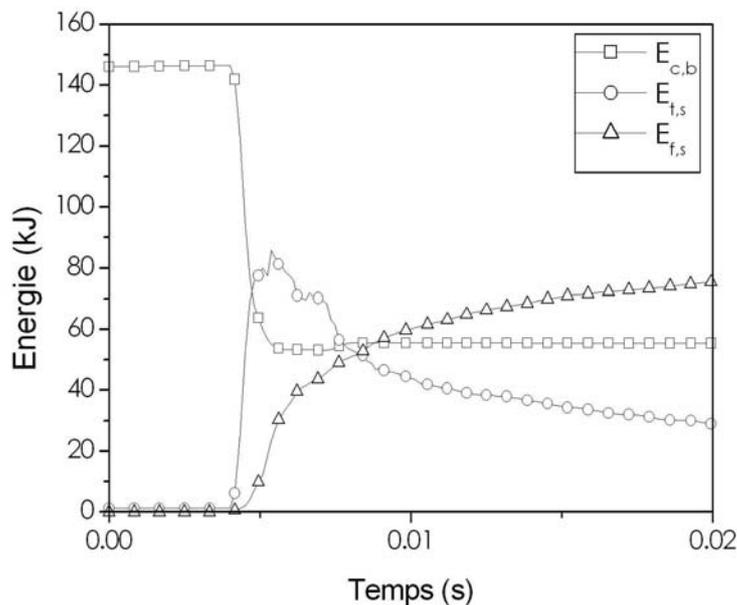


FIG. 4.9 – Evolution de l'énergie du bloc $E_{c,b}$, de l'énergie totale du sol $E_{t,s}$ et de l'énergie dissipée au cours du temps $E_{f,s}$.

de l'énergie de déformation totale $E_{d,s}$ du sol, augmente donc brutalement et fortement dès le premier contact entre le bloc et le sol (Fig. 4.9).

L'énergie transférée au sol est dissipée progressivement dans le sol à partir du moment où elle est introduite au sein de l'échantillon (Fig. 4.9). Etant donné les hypothèses associées au modèle numérique, la dissipation n'est due qu'aux frottements qui ont lieu entre les particules en contact. Le décalage entre le pic d'énergie cinétique des particules du sol et l'augmentation de l'énergie dissipée au sein du milieu (Fig. 4.9) confirme que l'énergie est peu dissipée au début de l'interaction entre l'impactant et les particules du sol, en particulier durant la phase initiale. En effet, dans les premiers instants de l'impact, les contacts entre particules sont très brefs au voisinage du point d'impact ce qui limite fortement l'énergie dissipée par frottement.

Il est également intéressant de noter que les fluctuations de l'énergie gravitationnelle totale sont négligeables devant les autres énergies en jeu car les variations de hauteur des particules au cours des simulations sont faibles.

De façon à étudier la propagation de l'énergie au sein de l'échantillon de sol durant l'impact, les énergies définies dans la section 4.3 sont calculées à chaque pas de temps pour la totalité de l'échantillon. Ces énergies sont également calculées sur des domaines correspondant à des couronnes de sol concentriques centrées autour du point d'impact (Fig. 4.10).

Les phénomènes décrits dans cette section ont été observés quelles que soient les conditions cinématiques incidentes du bloc impactant et pour plusieurs échantillons de sol.

Le début de l'interaction entre le bloc et le sol est caractérisé par une augmentation brutale de l'énergie de déformation totale au sein de l'échantillon (Fig. 4.11). L'énergie transférée au sol est princi-

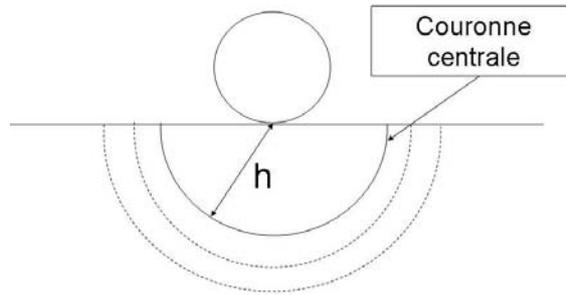


FIG. 4.10 – Couronnes concentriques de mesure des énergies au sein de l'échantillon.

palement convertie en énergie de déformation puisque les dissipations énergétiques par frottement sont très faibles durant la phase initiale d'impact.

Le pic d'énergie de déformation totale du sol est directement suivi par un pic de l'énergie cinétique totale de l'échantillon au niveau du point d'impact (Fig. 4.11).

La phase initiale se compose donc de deux phases successives :

- une phase de compression associée au pic d'énergie de déformation du sol au voisinage du point d'impact (Fig. 4.12),
- une phase de restitution associée au pic d'énergie cinétique totale du sol au voisinage du point d'impact (Fig. 4.13).

L'observation d'un pic de l'énergie cinétique du sol au voisinage du point d'impact montre que le transfert d'énergie initial induit un mouvement des particules du sol au voisinage du point d'impact. Le déplacement de ces particules induit lui aussi un déplacement des particules adjacentes ce qui entraîne un pic d'énergie de déformation (Fig. 4.12) ainsi qu'un pic d'énergie cinétique (Fig. 4.13) au niveau de la couronne de sol adjacente.

Il existe un décalage temporel entre les pics d'énergie observés au niveau de deux couronnes adjacentes. Ce décalage temporel est caractéristique de la propagation d'une onde de compression. Ce phénomène a déjà été observé et expliqué sur la base de développements expérimentaux, numériques et analytiques pour une colonne de billes (Coste et Falcon, 1997; Campbell, 2003) ainsi que pour un milieu bi-dimensionnel (Sadd et al., 1997; Hostler et Brennen, 2005; Somfai et al., 2005).

La vitesse de propagation de l'onde de compression peut être évaluée en mesurant le décalage temporel Δt entre les pics d'énergie observés au niveau de deux couronnes adjacentes (Fig. 4.14). En effet, l'onde de compression parcourt une distance d_c correspondant à la distance entre les diamètres internes des couronnes adjacentes durant le temps Δt . La vitesse de propagation de l'onde c est donc approximativement le rapport de la distance d_c sur le temps Δt : $c = d_c / \Delta t$. Bien que la vitesse de propagation varie fortement en fonction de la configuration du sol au voisinage du point d'impact et des conditions cinématiques incidentes du bloc, les valeurs trouvées sont toujours de l'ordre de 1000 m/s.

Le passage de l'onde de compression au niveau d'une couronne s'accompagne d'une chute significative du nombre de coordination N_c au sein de la couronne considérée (Fig. 4.15). Ce phénomène a lui aussi été décrit pour des colonnes de billes (Campbell, 2003) et des milieux bi-dimensionnels (Hostler et Brennen, 2005). Cette chute du nombre de coordination est due au fait que, comme la force appliquée sur les particules au passage de l'onde est bien plus grande que les forces entre particules du sol avant

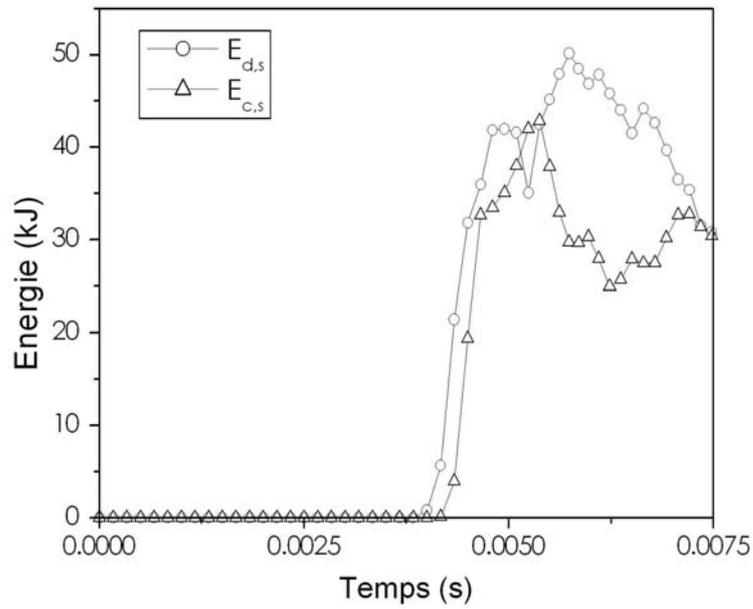


FIG. 4.11 – Pic d'énergie de déformation totale du sol $E_{d,s}$ et d'énergie cinétique totale du sol $E_{c,s}$.

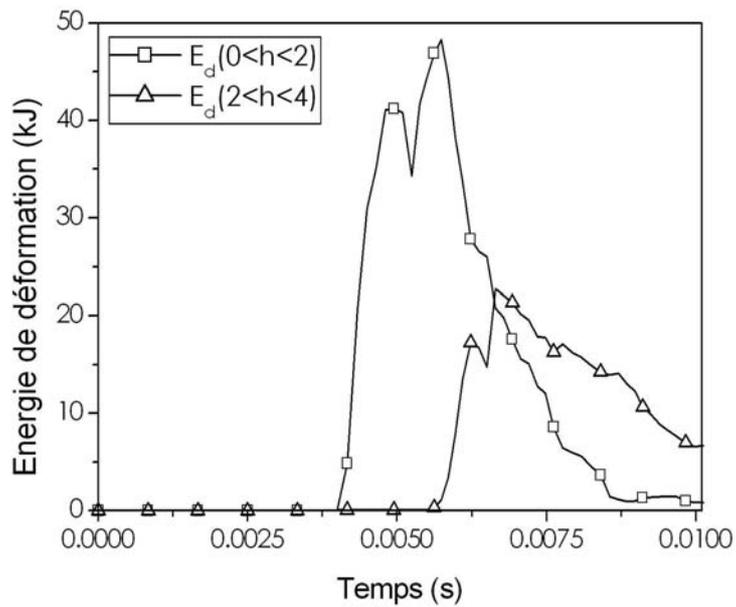


FIG. 4.12 – Décalage temporel des pics d'énergie de déformation du sol observés au niveau de deux couronnes concentriques.

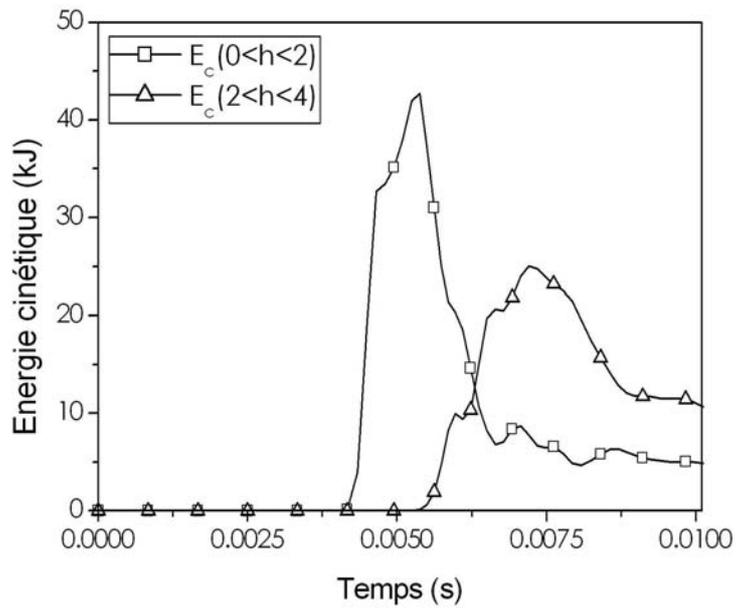


FIG. 4.13 – Décalage temporel des pics d'énergie cinétique du sol observés au niveau de deux couronnes concentriques.

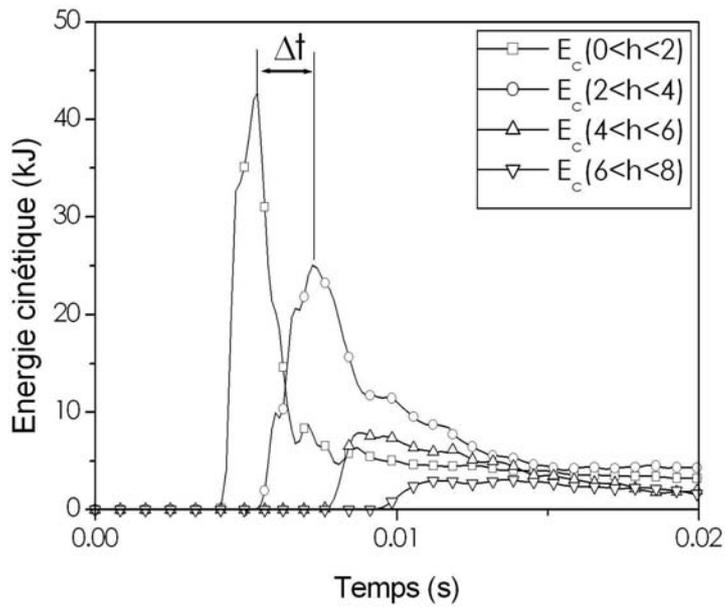


FIG. 4.14 – Décalage temporel des pics d'énergie cinétique du sol observés au niveau de quatre couronnes concentriques.

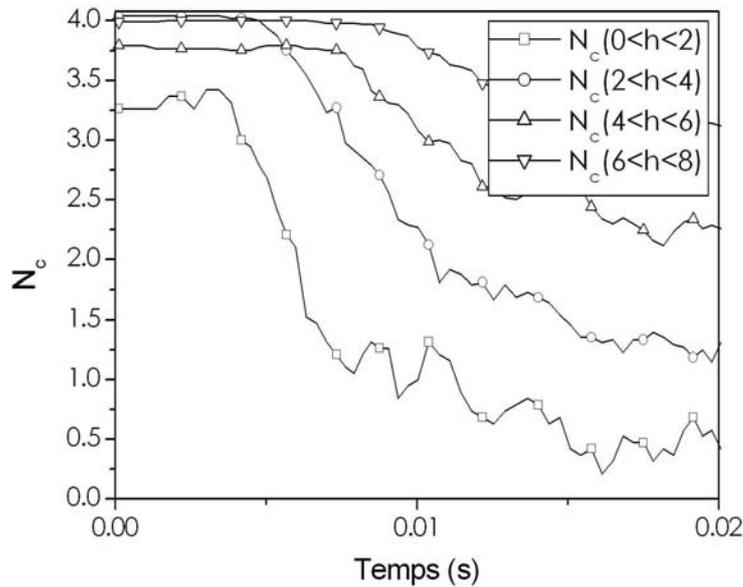


FIG. 4.15 – Evolution du nombre de coordination N_c au sein de 4 couronnes concentriques au cours du temps.

impact, l'introduction de cette force perturbatrice entraîne une réorganisation totale du réseau de forces.

Avant le passage de l'onde de compression, le sol est en équilibre et le réseau de forces de contact est composé de deux phases : une phase forte et une phase faible (Radjai et al., 1998). Un contact fait partie de la phase forte si la force de contact qui lui est associée est supérieure à la force moyenne de contact au sein de l'échantillon. Dans le cas contraire, le contact fait partie de la phase faible.

Au début de l'interaction entre le sol et le bloc, la phase forte est brusquement concentrée au niveau de la zone d'impact puisque la force perturbatrice est bien plus grande que les forces de contact au sein du sol. Lors de la propagation de l'onde de compression, les forces de contact au niveau du front de l'onde de compression sont grandes par rapport aux forces en tout autre lieu de l'échantillon (Fig. 4.16). La phase forte est donc concentrée au niveau du front d'onde. De plus, le passage de l'onde de compression entraîne l'ouverture des contacts (Campbell, 2003) ce qui induit une forte chute du nombre de coordination juste après le passage de l'onde.

La localisation de la phase forte au niveau du front d'onde et la forte chute du nombre de coordination au passage de l'onde sont une preuve de la fluidisation du sol suite au passage de l'onde de compression. Après propagation de l'onde, la fluidisation du milieu persiste, en général, durant un laps de temps plus long que la durée de l'impact. Il est néanmoins important de noter que la fluidisation du milieu au passage de l'onde est plus marquée dans les simulations que dans la réalité car, dans le modèle numérique, certaines sources de dissipation sont omises. Dans les cas réels, l'énergie est également dissipée par attrition des contacts, propagation de fissures et fracturation des particules.

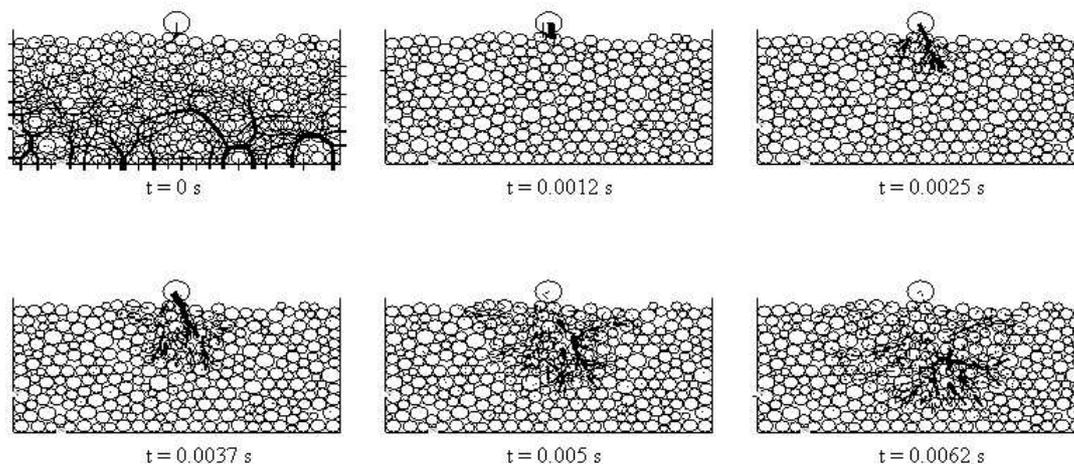


FIG. 4.16 – Propagation de l’onde de compression (les forces de contact sont représentées par des traits noirs ayant une épaisseur fonction de leur intensité).

4.4.3 Influence des conditions aux limites

En pratique, étant donné que le sol n’est pas infini, le rebond de l’impactant est fortement influencé par la présence d’un substratum au dessous de l’éboulis impacté. Le modèle numérique considéré permet l’étude de l’influence de la présence d’un substratum rigide sous l’échantillon de sol car le substratum peut être modélisé par la paroi inférieure de l’échantillon de sol.

Le déplacement de l’onde de compression de la surface du sol vers le fond de l’échantillon est clairement identifiable. Au contraire, une fois que l’onde a atteint le fond de l’échantillon, les transferts énergétiques au sein de l’échantillon sont plus difficiles à identifier car le milieu est fortement fluidisé. Cependant, l’influence de la réflexion de l’énergie sur le fond de l’échantillon peut être évaluée par une méthode indirecte.

Les effets de la réflexion d’énergie sur le fond sont mis en évidence en comparant l’impact du bloc dans les mêmes conditions sur un échantillon avec et sans paroi inférieure. L’état initial de l’échantillon de sol sans paroi inférieure est exactement le même que celui de l’échantillon avec paroi inférieure sauf que le fond de l’échantillon est supprimé au début de la simulation d’impact. La seule différence entre les deux simulations est la présence du fond de l’échantillon.

Compte tenu de la brièveté du phénomène, la propagation de l’onde de compression vers le bas de l’échantillon n’est pas altérée par la chute des particules du sol vers le bas due à l’absence de fond. Ainsi, cet artefact permet de simuler, pour une temps de calcul raisonnable, le cas d’un impact sur un milieu semi-infini, sans devoir introduire un nombre très élevé de particules lié à une hauteur de l’échantillon très grande.

Pour une hauteur d’échantillon donnée, la suppression du fond a une influence très différente en fonction du rapport de taille R_b/R_m (Fig. 4.17). Si $R_b/R_m < 2$, la suppression du fond de l’échantillon n’entraîne pas de changements significatifs sur l’énergie cinétique réfléchie E_c^{re} . Par contre, si $R_b/R_m > 2$, l’énergie cinétique réfléchie est bien plus faible si le fond est supprimé.

Cela montre que, si la taille de l’impactant est faible, la réflexion d’énergie sur le fond de l’échan-

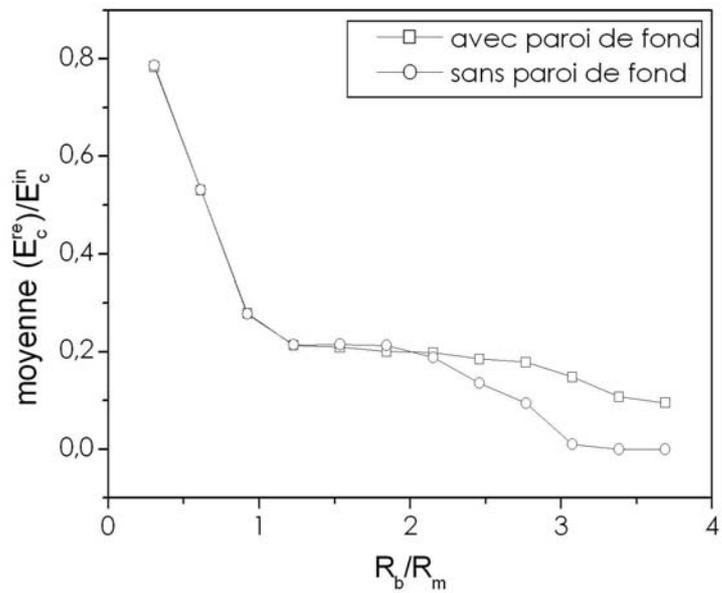


FIG. 4.17 – Evolution du rapport moyen de l'énergie cinétique réfléchie sur l'énergie cinétique incidente E_c^{re}/E_c^{in} en fonction du rapport de taille R_b/R_m pour des échantillons avec et sans paroi de fond ($V^{in} = 20 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$, $H/R_m = 25$).

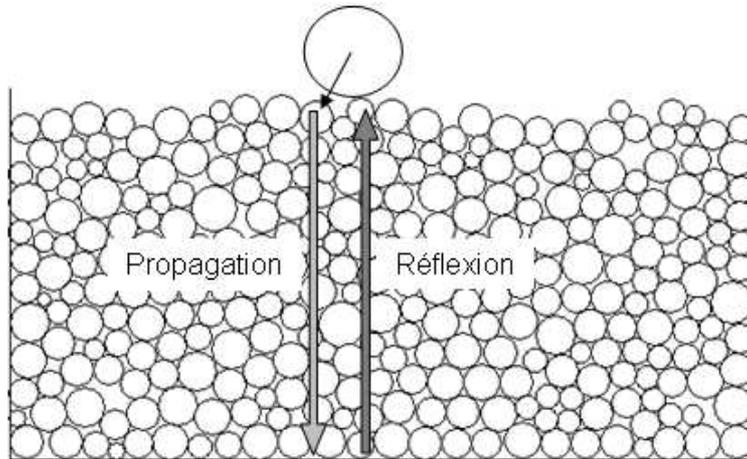


FIG. 4.18 – Aller-retour de l'onde de compression au sein de l'échantillon.

tillon influe très peu sur le rebond de l'impactant. Lorsque la taille de l'impactant augmente, l'influence de la réflexion d'énergie sur le fond augmente jusqu'à être prépondérante pour les grandes tailles d'impactants.

Cela s'explique par le fait que, si la taille de l'impactant est assez grande et si la réflexion d'énergie sur le fond est possible, un second échange énergétique entre le sol et l'impactant peut entraîner une augmentation de l'énergie réfléchie de l'impactant après aller-retour de l'onde de compression au sein de l'échantillon (Fig. 4.18). Ainsi, l'influence du fond de l'échantillon n'est plus négligeable si l'onde de compression peut atteindre à nouveau le point d'impact avant la fin du contact entre le sol et l'impactant.

Pour des faibles tailles d'impactant ($R_b/R_m < 1$), le second échange énergétique n'est pas possible car la durée de l'impact est plus courte que le temps d'aller-retour de l'onde au sein de l'échantillon. Le rebond de l'impactant n'est alors dû qu'à l'échange énergétique initial entre le sol et le bloc puisque, comme le montre la figure 4.6, la vitesse normale de l'impactant s'inverse au cours de la phase initiale dans ce cas.

Si $1 < R_b/R_m < 2$, la suppression du fond de l'échantillon n'influe que très faiblement sur l'énergie réfléchie de l'impactant. Dans ce cas, comme l'existence d'une phase forte de contact permet le développement d'"effets d'arche" au sein de l'échantillon, la rigidité du milieu au voisinage du point d'impact est suffisante pour assurer le rebond du bloc.

Par contre, si la taille de l'impactant est grande ($R_b/R_m > 2$), le rebond du bloc n'est possible que si la paroi du fond est présente ce qui montre que le rebond est essentiellement dû au second échange énergétique du sol vers le bloc.

Cette étude montre donc clairement que l'influence des conditions aux limites et de la taille de l'impactant sont liées. Une étude conjointe de ces deux paramètres est donc indispensable.

4.5 Conditions d'existence du rebond

Les résultats de la section précédente montrent clairement que le rebond de l'impactant dépend à la fois de l'échange énergétique initial entre le bloc et le sol, de la propagation de l'onde de compression

au sein de l'échantillon et de la réflexion de cette onde sur le fond de l'échantillon.

Une investigation détaillée est donc menée dans cette section, conduisant à caractériser différents régimes d'impact et à définir leur domaine de validité en fonction des conditions cinématiques incidentes, de la taille de l'impactant et de la profondeur de l'échantillon de sol. Le but de cette étude est la définition de domaines d'existence du rebond en fonction des conditions incidentes quelles que soient les conditions locales d'impact.

L'influence de la vitesse de rotation incidente ω^{in} n'est pas explorée dans cette étude de façon à limiter le nombre de paramètres variables ($\omega^{in} = 0 \text{ rad/s}$). La vitesse incidente V^{in} est comprise entre 5 m/s et 40 m/s . L'angle d'incidence α^{in} varie de 0° à 75° . Le rapport de taille R_b/R_m est étudié sur une gamme de valeurs allant de 0.3 à 15. Et, la hauteur H est comprise entre $5R_m$ et $25R_m$.

La variabilité de la réponse du sol est explorée en effectuant une série d'impacts dans les mêmes conditions en $N = 100$ points d'impact différents de façon à assurer la représentativité statistique des résultats (cf. section 2.3.3). Quel que soit le jeu de paramètres étudié, les mêmes points d'impact sont utilisés de façon à réduire au maximum les effets de la configuration locale des particules sur les résultats.

4.5.1 Définition d'un critère global de rebond

Pour un point d'impact donné, l'existence du rebond est définie comme étant l'occurrence d'un changement de signe de la composante normale de la vitesse de l'impactant. Dans l'optique de s'affranchir de l'effet des conditions locales d'impact, un critère global de rebond ne dépendant pas de la configuration locale du sol au voisinage du point d'impact est également défini pour un jeu de paramètres de simulation $(H, R_b, V^{in}, \alpha^{in})$.

Si, pour un jeu de paramètres $(H, R_b, V^{in}, \alpha^{in})$, un pourcentage supérieur à une valeur seuil S des simulations réalisées donne lieu à un rebond du bloc, alors, le jeu de paramètres $(H, R_b, V^{in}, \alpha^{in})$ est associé à l'existence du rebond du bloc. Dans le cas contraire, le jeu de paramètres $(H, R_b, V^{in}, \alpha^{in})$ est associé à l'arrêt du bloc. La figure 4.19 permet d'illustrer la définition du critère global de rebond choisie, pour un rapport de taille R_b/R_m variable, pour H, V^{in} et α^{in} fixes et pour une valeur seuil $S = 75\%$.

4.5.2 Diagramme d'existence du rebond de l'impactant

La définition d'un critère global d'existence du rebond de l'impactant permet d'associer chaque jeu de paramètre $(H, R_b, V^{in}, \alpha^{in})$ à l'arrêt ou au rebond de l'impactant. L'ensemble des jeux de valeurs $(H^*, R_b^*, V^{in*}, \alpha^{in*})$ pour lesquels exactement $S\%$ des simulations donnent lieu à un rebond de l'impactant constitue une surface délimitant le domaine d'arrêt et le domaine de rebond dans l'espace $(H, R_b, V^{in}, \alpha^{in})$.

La représentation de cette surface est, pour des conditions cinématiques incidentes données (V^{in*}, α^{in*}) , une courbe d'équation $H^* = f(R_b^*)$, délimitant le domaine d'arrêt et le domaine de rebond dans le sous-espace associé (H, R_b) (Fig. 4.20). Le domaine de rebond ' R' ' est situé au dessous cette courbe alors que le domaine d'arrêt ' A' ' est au-dessus de celle-ci.

Quelles que soient les conditions cinématiques incidentes (V^{in*}, α^{in*}) , la courbe délimitant le domaine ' R' ' et le domaine ' A' ' (Fig. 4.20) passe par un minimum correspondant au couple de valeurs (H_{min}^*, R_{min}^*) . Cette courbe est aussi systématiquement caractérisée par une asymptote verticale d'équa-

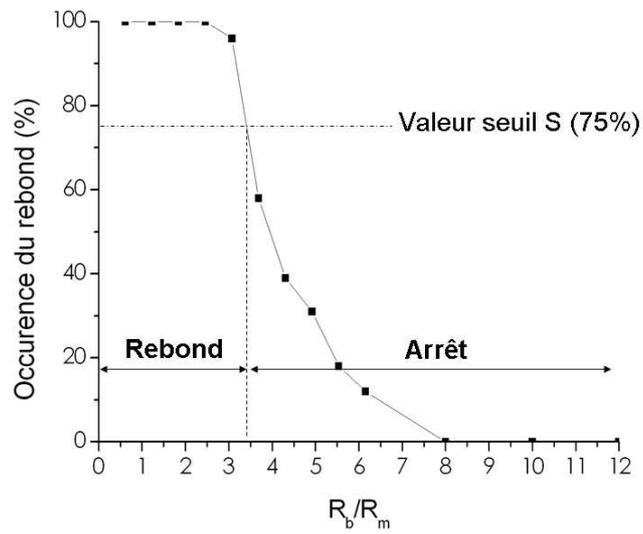


FIG. 4.19 – Définition d'un critère global de rebond pour R_b/R_m variable, (H , V^{in} , α^{in}) fixes et $S = 75\%$.

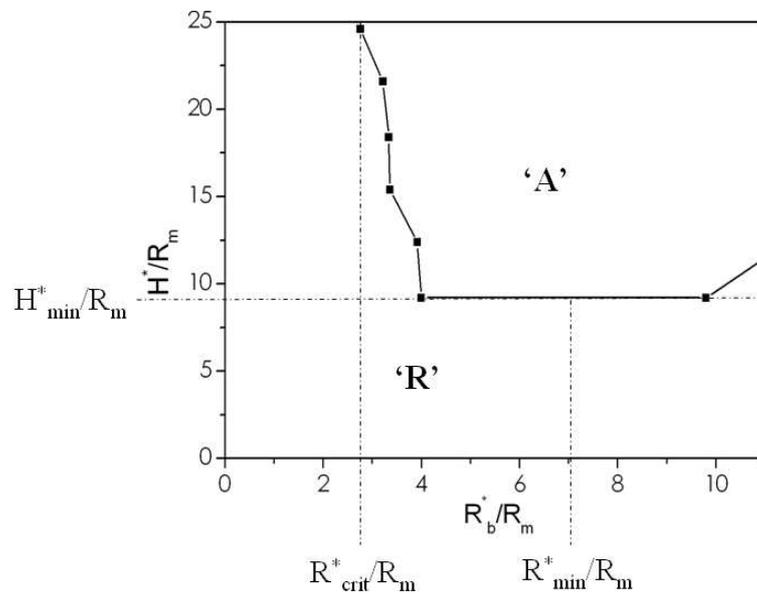


FIG. 4.20 – Diagramme d'existence du rebond de l'impactant ($V^{in} = 40 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$, $S = 75\%$).

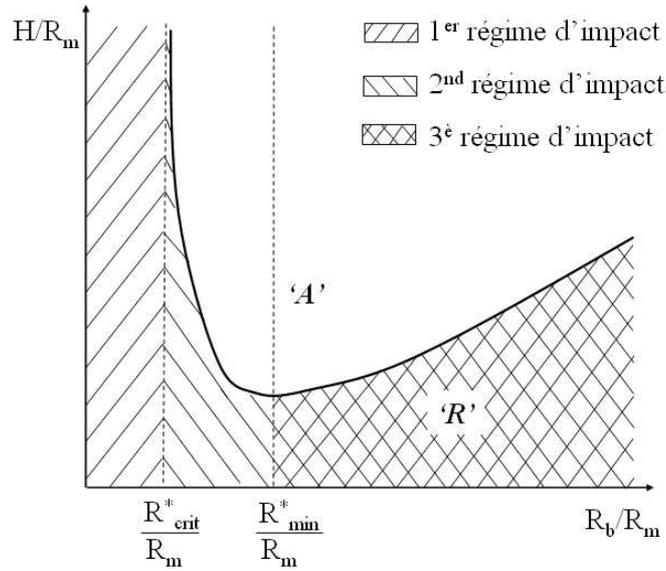


FIG. 4.21 – Définition des trois régimes d'impact.

tion $R_b^*/R_m = R_{crit}^*/R_m$. Si la taille de l'impactant est inférieure à R_{crit}^* , le rebond est observé quelle que soit la profondeur H de l'échantillon de sol.

Trois régimes d'impact peuvent être définis sur la base de ces résultats (Fig. 4.21). Le premier régime d'impact correspond au cas où $R_b^* < R_{crit}^*$. Dans ce régime d'impact, l'impactant rebondit sur le sol quelles que soient les conditions d'impact. Le second régime d'impact est défini par des tailles d'impactant telles que $R_{crit}^* < R_b^* < R_{min}^*$. Ce régime est caractérisé par une décroissance de la courbe d'équation $H^* = f(R_b^*)$. Enfin, le troisième régime d'impact est associé aux tailles d'impactant telles que $R_b^* > R_{min}^*$. Contrairement au second régime, le troisième régime d'impact est caractérisé par une croissance de la courbe délimitant les domaines 'R' et 'A'. Il est important de noter que, pour le second et le troisième régime d'impact, le rebond n'est observé, pour R_b donné, que pour des profondeurs d'échantillon inférieures à H^* .

La présence d'une valeur asymptotique R_{crit}^* peut être mise en évidence en utilisant le modèle défini dans la section 4.4.1. L'équation 4.15 montre que, pour des tailles d'impactant correspondant approximativement au domaine de validité du premier régime d'impact ($R_b/R_m < 1$), la composante normale de la vitesse de l'impactant s'inverse systématiquement durant la phase initiale d'impact. Donc, quelle que soient les conditions initiales (en particulier, quelle que soit la profondeur H de l'échantillon), le rebond existe si le rayon de l'impactant est inférieur à une valeur critique ($R_b < R_m$).

Au contraire, pour le second et le troisième régime d'impact, l'échange énergétique initial entre le sol et le bloc ne conduit pas directement au rebond. L'impactant continue de pénétrer dans le sol après la phase initiale. L'énergie cinétique est par conséquent transférée progressivement au sol par une succession d'interactions entre l'impactant et les particules du sol. Ces interactions successives entraînent la propagation d'ondes de compression successives au sein du milieu. Le rebond n'est alors possible que si un second transfert énergétique s'opère des particules du sol vers l'impactant.

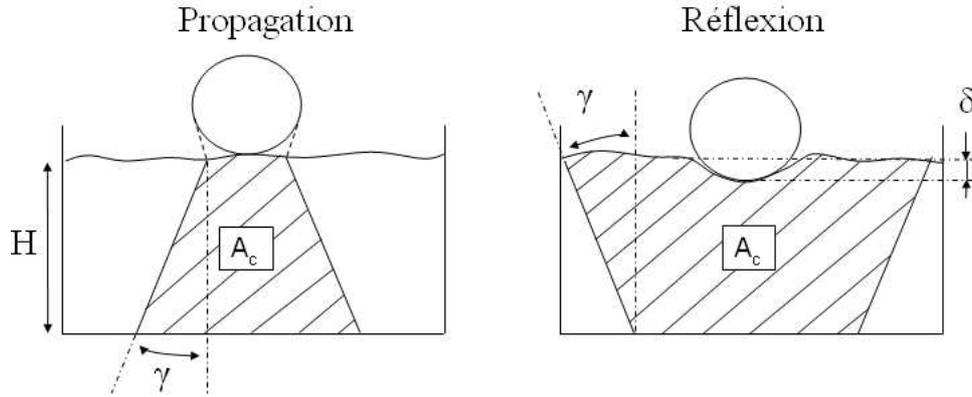


FIG. 4.22 – Cône de propagation de l'onde compression au cours de l'aller-retour de l'onde.

4.5.3 Modèle explicatif des conditions d'existence du rebond du bloc

Un modèle explicatif de l'occurrence de rebond est développé en 2D pour des tailles d'impactant correspondant au deuxième ou au troisième régime d'impact. Ce modèle se base sur le fait que le rebond est alors dû à un second échange énergétique des particules du sol vers l'impactant.

Définition du modèle

On considère, en première approximation, que la totalité de l'énergie cinétique incidente est transférée au sol lors de l'échange énergétique initial. L'énergie initialement transférée au milieu est donc égale à l'énergie cinétique incidente de l'impactant.

La courbe délimitant le domaine de rebond R' et le domaine d'arrêt A' dans le sous-espace (R_b, H) correspond au cas où l'énergie initialement transférée au sol, c'est à dire l'énergie cinétique incidente E_c^{in} , est exactement égale à l'énergie dissipée E_{diss} au sein de l'échantillon durant l'aller-retour de l'onde de compression ($E_c^{in} = E_{diss}$). En effet, si l'énergie dissipée est inférieure à l'énergie initialement transmise, un second échange énergétique peut avoir lieu ce qui entraîne le rebond de l'impactant. Dans le cas contraire, l'impactant s'arrête car l'énergie transférée initialement a été intégralement dissipée.

En 2D, l'énergie cinétique incidente de l'impactant E_c^{in} est reliée à la taille de l'impactant par la relation : $E_c^{in} = aR_b^2$ où $a = \frac{\pi}{2}\rho(V^{in})^2$ est une valeur constante.

Au cours de la propagation de l'onde de compression, l'énergie est transférée le long des chaînes de forces de contact et la dissipation d'énergie a lieu au niveau des points de contact. L'énergie totale dissipée au cours de l'aller-retour de l'onde de compression est donc reliée au nombre de contacts chargés au passage de l'onde. Une analyse qualitative des simulations met en évidence que la majorité des chaînes de contact chargées durant la propagation de l'onde est localisée à l'intérieur d'un cône situé sous l'impactant. Le nombre de contacts chargés dépend donc de l'aire du cône ainsi défini (Fig. 4.22). Cette aire est estimée sur la base de considérations géométriques simples.

Comme le montre la figure 4.23, l'ouverture du cône initialement chargée λ inclue tous les points de contact potentiels entre l'impactant la surface du sol. Le paramètre λ dépend fortement du rayon de l'impactant R_b et de la configuration locale des particules du sol (Fig. 4.23). La relation la plus simple permettant de traduire ces deux influences est (Fig. 4.24) : $\lambda = 2(R_b - \beta R_m)$. Le paramètre β appartient

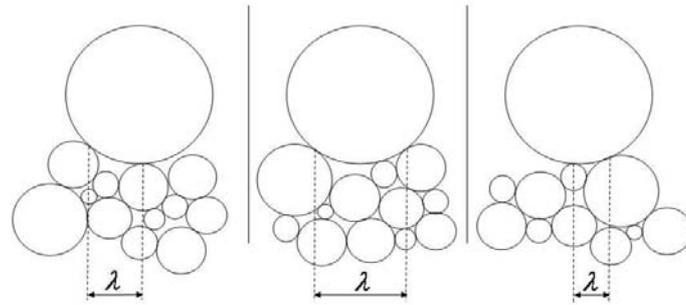


FIG. 4.23 – Influence de la configuration locale des particules du sol sur le paramètre λ .

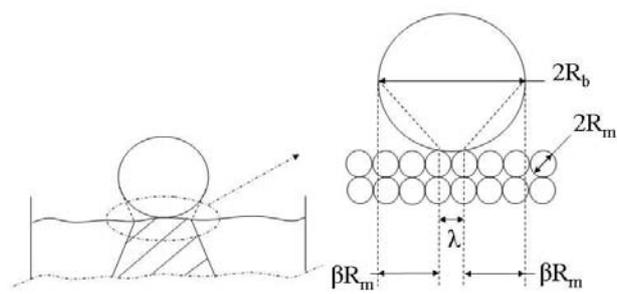


FIG. 4.24 – Caractérisation géométrique de la surface chargée λ .

au domaine de variation $[0, \frac{R_b}{R_m}]$ et rend compte de manière simplifiée de la variabilité de la configuration locale des particules du sol.

Les particules du sol chargées durant la propagation et la réflexion de l'onde sont situées à l'intérieur d'un "cône tronqué". L'ouverture supérieure du cône est égale à λ et son angle caractéristique est fixé à une valeur constante γ (Fig. 4.22). La hauteur de ce cône est $2H - \delta$ car l'onde parcourt une distance H durant la propagation vers le fond de l'échantillon alors que, lors du retour vers l'impactant, l'onde ne doit parcourir qu'une distance $H - \delta$ où δ est la pénétration maximale de l'impactant dans le sol (Fig. 4.22).

L'aire A_c de ce cône est donc :

$$A_c = 2(2H - \delta)(R_b - \beta R_m) + (2H - \delta)^2 \tan \gamma \quad (4.19)$$

La définition d'une expression pertinente permettant de relier l'énergie dissipée au cours d'un contact en fonction de sa localisation et de la force de contact est une tâche difficile. Néanmoins, comme le modèle développé a pour but la mise en évidence des phénomènes physiques prépondérants, le choix d'une expression la plus simple possible est retenu. On suppose donc que l'énergie dissipée est la même quel que soit le contact considéré. L'énergie totale dissipée E_{diss} est donc proportionnelle au nombre de contacts chargés et, par conséquent, à l'aire A_c du cône de propagation :

$$E_{diss} = b[2(2H - \delta)(R_b - \beta R_m) + (2H - \delta)^2 \tan \gamma] \quad (4.20)$$

où b est un paramètre constant.

L'égalité entre l'énergie cinétique incidente et l'énergie dissipée ($E_c^{in} = E_{diss}$) conduit à l'équation :

$$(2H - \delta)^2 b \tan \gamma + (2H - \delta) 2b(R_b - \beta R_m) - a R_b^2 = 0 \quad (4.21)$$

Si on considère la variable $(2H - \delta)$, l'équation 4.21 est un polynôme d'ordre 2. La solution positive de cette équation peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{H^*}{R_m} = \frac{\delta^*}{2R_m} + \frac{1}{2 \tan \gamma} \left(\frac{R_b^*}{R_m} - \beta \right) \left(\sqrt{1 + \frac{a \tan \gamma}{b} \frac{(\frac{R_b^*}{R_m})^2}{(\frac{R_b^*}{R_m} - \beta)^2}} - 1 \right) \quad (4.22)$$

Cette expression est de la forme :

$$\frac{H^*}{R_m} = f\left(\frac{R_b^*}{R_m}\right) \quad (4.23)$$

avec

$$f(x) = \frac{\delta^*}{2R_m} + \frac{1}{2 \tan \gamma} (x - \beta) \left(\sqrt{1 + \frac{a \tan \gamma}{b} \frac{x^2}{(x - \beta)^2}} - 1 \right). \quad (4.24)$$

Le domaine de définition de f est $\frac{R_b^*}{R_m} \in]\beta, \infty[$.

Si $\frac{R_b^*}{R_m} \rightarrow \beta$, la solution (Eq. 4.22) tend vers une valeur finie :

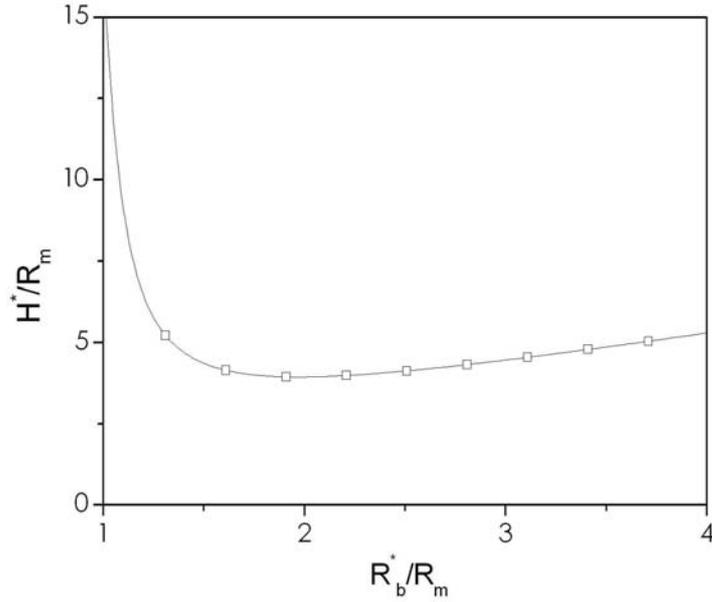


FIG. 4.25 – Courbe caractéristique de la fonction f ($a = 2 \times 10^5, b = 5 \times 10^4, \beta = 1, \gamma = 0, 2^\circ$).

$$\frac{H^*}{R_m} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{a}{b \tan \gamma}} \beta + \frac{\delta^*}{2R_m} \quad (4.25)$$

Et, si $\frac{R_b^*}{R_m} \gg \beta$, un développement en série entière permet d'obtenir une expression réduite de la fonction f :

$$\frac{H^*}{R_m} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{a}{b \tan \gamma}} \frac{R_b^*}{R_m} + \frac{\delta^*}{2R_m} \quad (4.26)$$

La courbe (Fig. 4.25) caractéristique de la fonction f pour $\frac{R_b^*}{R_m} \in]\beta, \infty[$ est fortement similaire à la courbe de délimitation des domaines de rebond et d'arrêt de l'impactant obtenue par traitement des résultats de simulation (Fig. 4.20).

Tout d'abord, une asymptote oblique existe lorsque $\frac{R_b^*}{R_m} \rightarrow \infty$ et la courbe passe par une valeur minimale.

Par contre, dans le cas général, il n'existe pas d'asymptote verticale pour les faibles valeurs de $\frac{R_b^*}{R_m}$. Cependant, la valeur limite définie pour $\frac{R_b^*}{R_m} \rightarrow \beta$ (Eq. 4.25) dépend fortement du paramètre γ . Cette valeur tend vers l'infini pour les faibles valeurs de γ . Par conséquent, si l'onde de compression est très directionnelle ($\gamma \rightarrow 0$), une asymptote verticale existe.

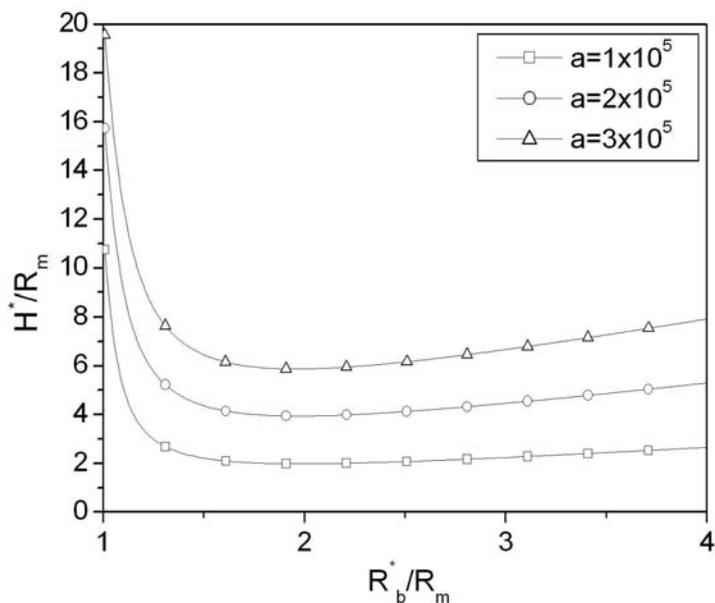


FIG. 4.26 – Evolution de la courbe caractéristique de la fonction f en fonction de a ($b = 5 \times 10^4, \beta = 1, \gamma = 0, 2^\circ$).

Analyse critique du modèle

Il est intéressant de noter que l'augmentation du paramètre a associé à l'énergie cinétique incidente entraîne une augmentation de la hauteur limite H^* permettant le rebond pour un rayon donné de l'impactant (Fig. 4.26). Au contraire, l'augmentation du paramètre b associé à l'énergie dissipée induit une diminution de la hauteur H^* (Fig. 4.27). Enfin, les paramètres β et γ étant aussi associés à l'énergie dissipée, leur augmentation donne aussi lieu à une diminution de la hauteur H^* (Fig. 4.28, Fig. 4.29).

Pour le troisième régime d'impact, d'autres paramètres entrent également en jeu. En particulier, la pénétration de l'impactant dans le milieu devient très importante. En effet, l'importante énergie cinétique incidente entraîne une grande déformation du milieu impacté ce qui a pour conséquence une pénétration substantielle de l'impactant. Dans ce cas, les processus frictionnels de dissipation de l'énergie ne sont plus suffisants pour dissiper la totalité de l'énergie incidente.

Pour une profondeur d'échantillon H^* donnée, la profondeur de pénétration atteint une valeur limite δ_{lim} lorsque le rayon de l'impactant augmente (Fig. 4.30). Le rebond du bloc n'est alors possible que si l'épaisseur de la couche compactée de sol située sous l'impactant atteint une valeur $h_c = H^* - \delta_{lim}$ fonction de l'épaisseur de l'échantillon de sol H .

Considérons l'exemple (Fig. 4.31) pour lequel la hauteur de l'échantillon est fixée $H^* = 12,5R_m$. Pour cette hauteur là, la pénétration de l'impactant est très faible lorsque $R_b/R_m < 4$ (Fig. 4.31). Dans ce cas, on observe le rebond de l'impactant soit suite au transfert énergétique initial soit suite à l'aller-retour de l'onde de compression (premier et second régimes d'impact). Au contraire, lorsque $4 < R_b/R_m < 11$, l'impactant ne rebondit pas sur le sol et la pénétration de l'impactant augmente fortement

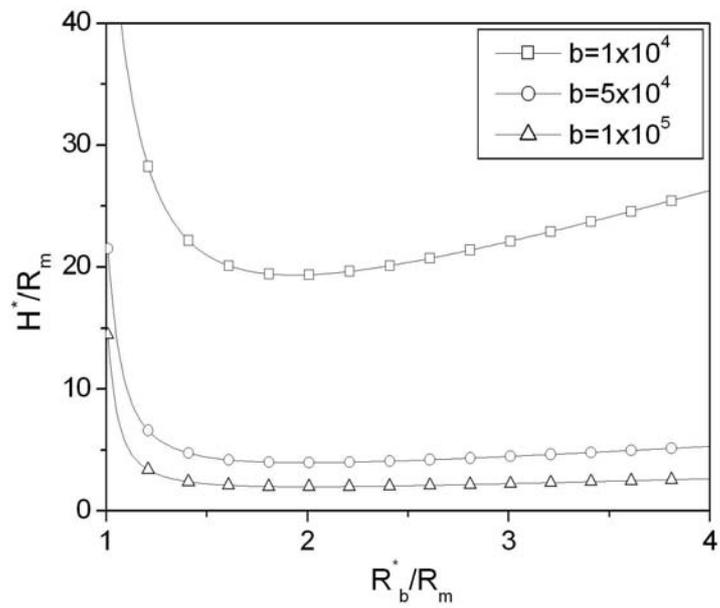


FIG. 4.27 – Evolution de la courbe caractéristique de la fonction f en fonction de b ($a = 2 \times 10^5, \beta = 1, \gamma = 0, 2^\circ$).

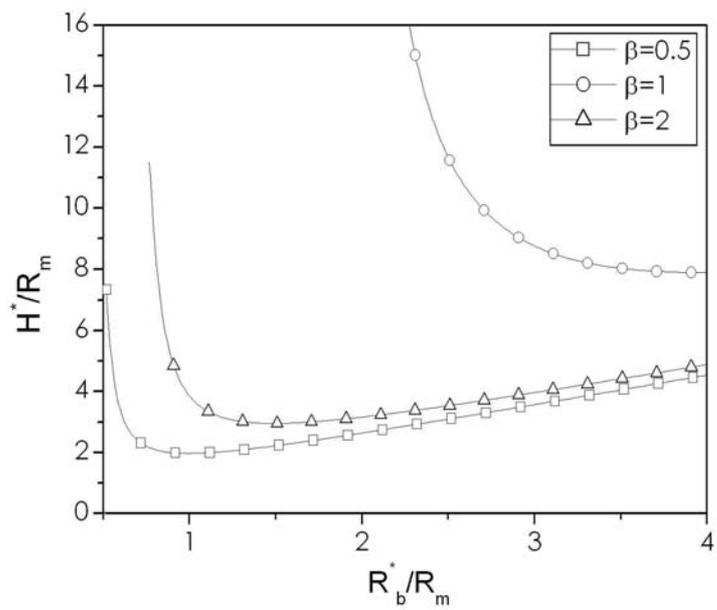


FIG. 4.28 – Evolution de la courbe caractéristique de la fonction f en fonction de β ($a = 2 \times 10^5, b = 5 \times 10^4, \gamma = 0, 2^\circ$).

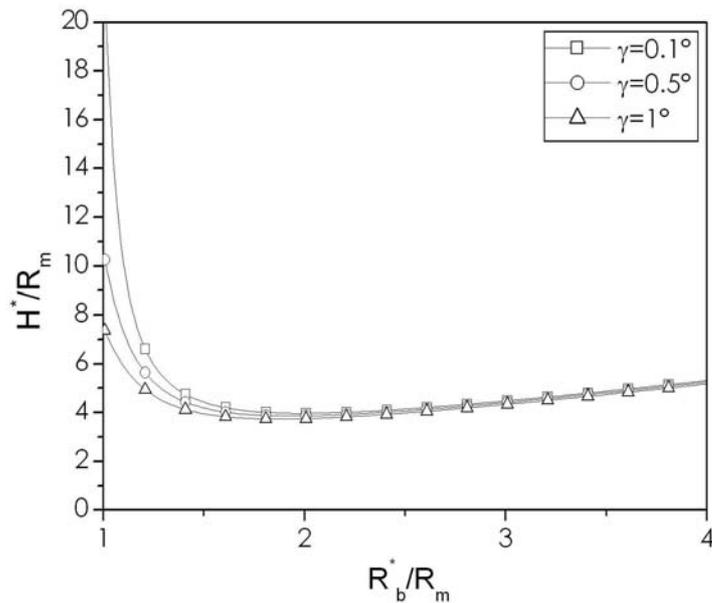


FIG. 4.29 – Evolution de la courbe caractéristique de la fonction f en fonction de γ ($a = 2 \times 10^5, b = 5 \times 10^4, \beta = 1$).

lorsque R_b/R_m augmente (Fig. 4.31). Enfin, dès que $R_b/R_m > 11$, la pénétration de l'impactant atteint une valeur limite $\delta_{lim} = 7,5R_m$ et le rebond de l'impactant est à nouveau observé. Dans ce cas, le rebond du bloc est possible car l'épaisseur limite $h_c = H^* - \delta_{lim} = 5R_m$ de la couche compactée nécessaire à l'existence du rebond est atteinte. Lorsque la valeur limite h_c est atteinte, la compacité de la couche de sol sous l'impactant est assez importante pour assurer le développement de chaînes de forces stables au sein desquelles des forces dans la direction normale au contact peuvent se développer et contribuer au rebond de l'impactant.

Il est enfin intéressant de noter que l'évolution de l'épaisseur limite h_c de la couche compactée indispensable à l'obtention d'un rebond évolue en fonction de la profondeur de l'échantillon de sol H^* (Fig. 4.32) : lorsque la profondeur de l'échantillon augmente, l'épaisseur limite h_c augmente également.

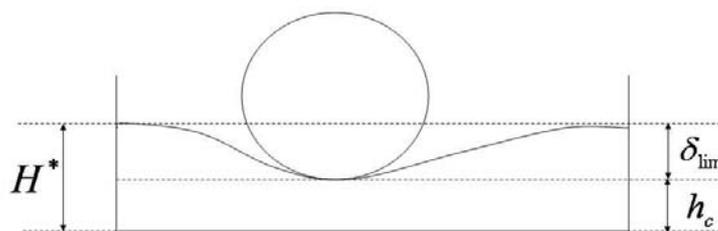


FIG. 4.30 – Pénétration maximale du bloc : définition de δ_{lim} et h_c .

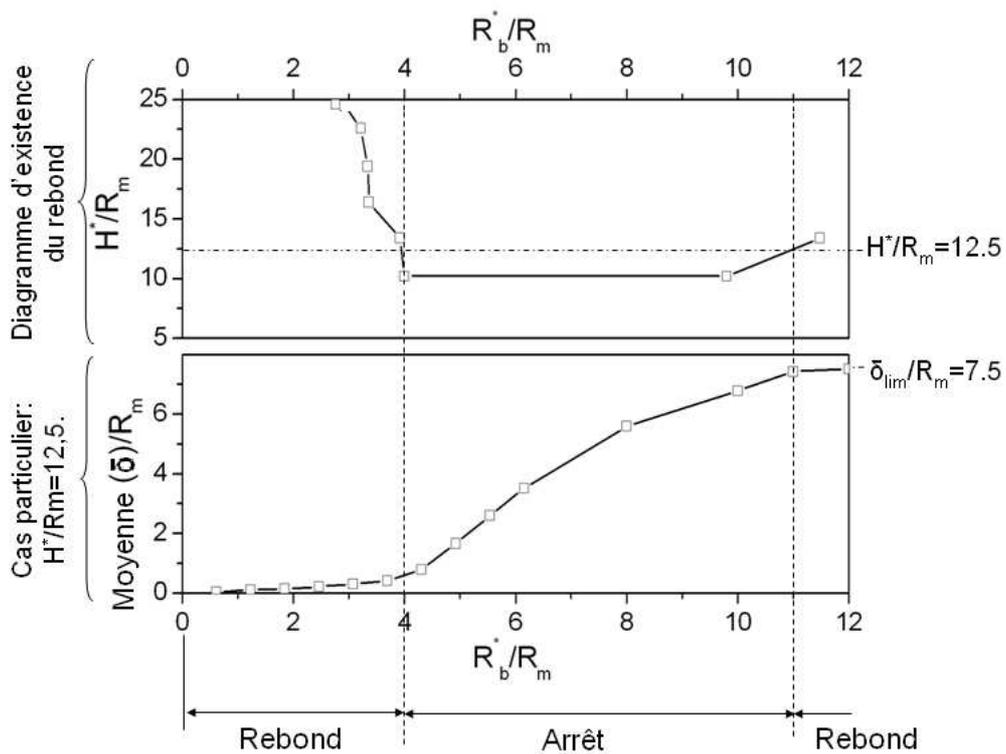


FIG. 4.31 – Evolution de la pénétration de l'impactant δ en fonction du rayon de l'impactant R_b pour une profondeur de l'échantillon de sol de $H^*/R_m = 12.5$ ($V^{in} = 40 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$). Pour $H^*/R_m = 12.5$, le diagramme d'existence du rebond met en évidence que, lorsque R_b augmente, on observe successivement une phase de rebond, une phase d'arrêt et une phase de rebond de l'impactant. La seconde phase de rebond de l'impactant correspond à la formation d'une couche compacte de sol d'épaisseur $h_c = H^* - \delta_{lim} = 5R_m$ sous l'impactant.

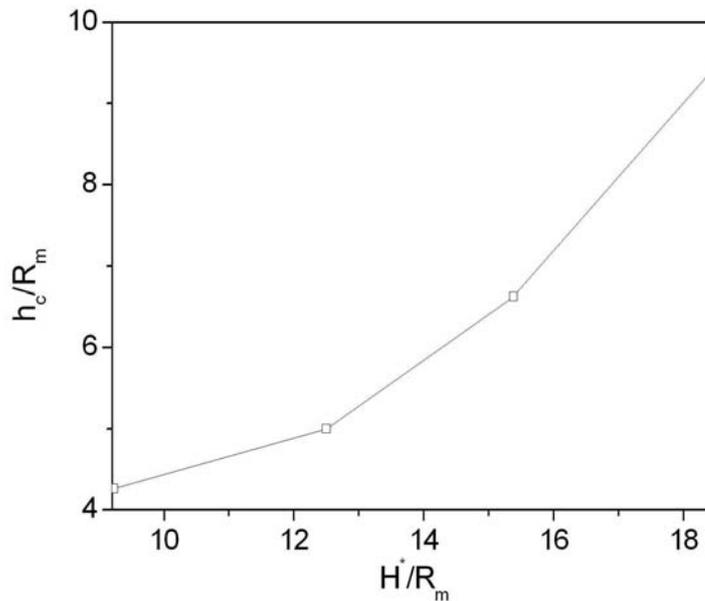


FIG. 4.32 – Evolution de l'épaisseur limite h_c de la couche compactée de sol nécessaire à l'existence du rebond en fonction de la profondeur de l'échantillon H^* ($V^{in} = 40 \text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$).

4.5.4 Influence de V^{in} , α^{in} et de la forme des particules sur l'existence du rebond

Développer un modèle théorique prenant en compte l'influence de l'ensemble des paramètres intervenant au cours du rebond de l'impactant est totalement illusoire. L'influence des principaux paramètres de la simulation (V^{in} , α^{in} , forme des particules) sur l'existence du rebond est donc explorée par l'intermédiaire d'une étude paramétrique.

Les simulations montrent que, lorsque l'énergie cinétique incidente devient grande, c'est à dire pour les grandes tailles d'impactant, les forces de contact ainsi que les interpénétrations entre particules en contact atteignent des valeurs importantes correspondant aux limites de validité des méthodes aux éléments discrets. Les interprétations faites à partir des simulations se baseront donc essentiellement sur les résultats obtenus pour des tailles d'impactant vérifiant $R_b/R_m < 6$.

L'étude paramétrique met tout d'abord en évidence que le paramètre R_{crit}^* (Fig. 4.21) est fortement influencé par la vitesse incidente V^{in} : R_{crit}^* augmente lorsque V^{in} augmente (Fig. 4.33). Au contraire, l'influence de la vitesse incidente sur le couple (R_{min}^*, H_{min}^*) caractérisant le minimum de la courbe est très faible au vu de la précision du tracé de la courbe (Fig. 4.34).

L'influence de la vitesse incidente V^{in} sur R_{crit}^* peut être expliquée par la relation liant la vitesse incidente et la force de contact lors de l'échange énergétique initial. En effet, le paramètre R_{crit}^* étant la limite supérieure du premier régime d'impact, R_{crit}^* est la taille de l'impactant le plus grand pouvant directement rebondir lors de la phase initiale.

Par ailleurs, il existe une relation théorique (Wolf, 1996) permettant de relier, pour la loi de Hertz-Mindlin notamment, la force maximale $F_{n,max}$ selon la direction normale au contact entre l'impactant

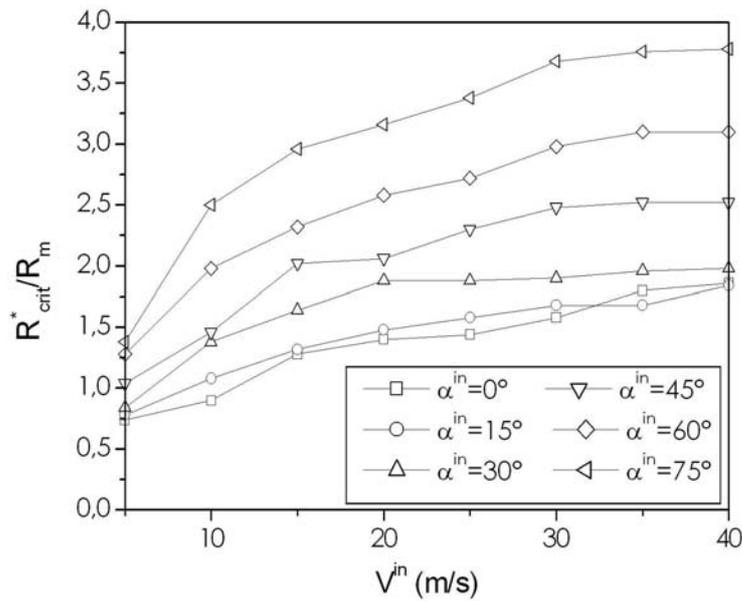


FIG. 4.33 – Evolution de R_{crit}^* en fonction de la vitesse incidente V^{in} et de l'angle d'incidence α^{in} .

et le sol lors de la phase initiale et la vitesse incidente V_n^{in} dans la direction normale au contact (Wolf, 1996) :

$$F_{n,max} \sim K_n^{2/5} R_b^{3/5} (V_n^{in})^{6/5} \quad (4.27)$$

L'équation 4.27 montre que, durant la phase initiale, la force maximum d'interpénétration entre l'impactant et la particule du sol impactée varie de la même manière que la composante normale au contact de la vitesse incidente. Comme V_n^{in} et V^{in} sont reliées par l'intermédiaire de l'angle d'incidence local α_L (Fig. 4.3), $F_{n,max}$ et V^{in} varient eux aussi de la même manière. Par conséquent, lorsque la vitesse incidente V^{in} augmente, la force $F_{n,max}$ augmente elle aussi.

Comme la force maximale appliquée sur l'impactant augmente lorsque la vitesse incidente V^{in} augmente, cela laisse la possibilité à une particule plus grosse d'être propulsée vers le haut, c'est à dire de rebondir. Cela revient à dire que R_{crit}^* augmente lorsque V^{in} augmente (Fig. 4.33).

Enfin, les résultats montrent que l'influence de la forme des particules sur le diagramme d'existence du rebond est importante. En effet, comme un sol composé de particules élancées a une porosité plus faible qu'un sol composé de particules sphériques pour une granulométrie et un processus de déposition donnés (cf. 2.2.3), il y a moins de possibilités de réarrangement des particules au cours de l'impact pour un sol composé de particules élancées. L'énergie dissipée au sein de ce type de milieu est donc plus faible ce qui est confirmé par les valeurs plus fortes de H_{min}^* obtenues pour ce type de sol (Fig. 4.35). Au contraire, les valeurs de R_{crit}^* sont approximativement les mêmes pour les deux types de sol car cette valeur est essentiellement fonction de la taille moyenne (cf. Eq. 4.15) des particules du sol qui est équivalente pour les deux sols.

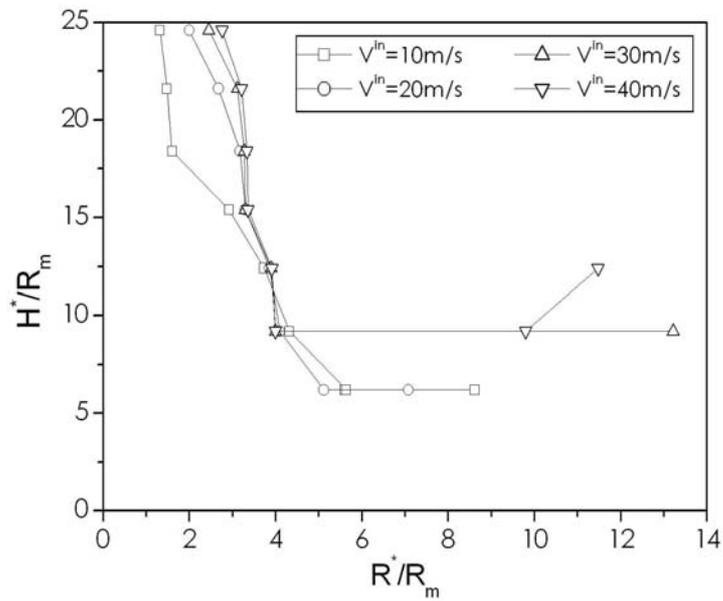


FIG. 4.34 – Evolution du diagramme d'existence du rebond en fonction de la vitesse incidente V^{in} ($\alpha^{in} = 45^\circ$).

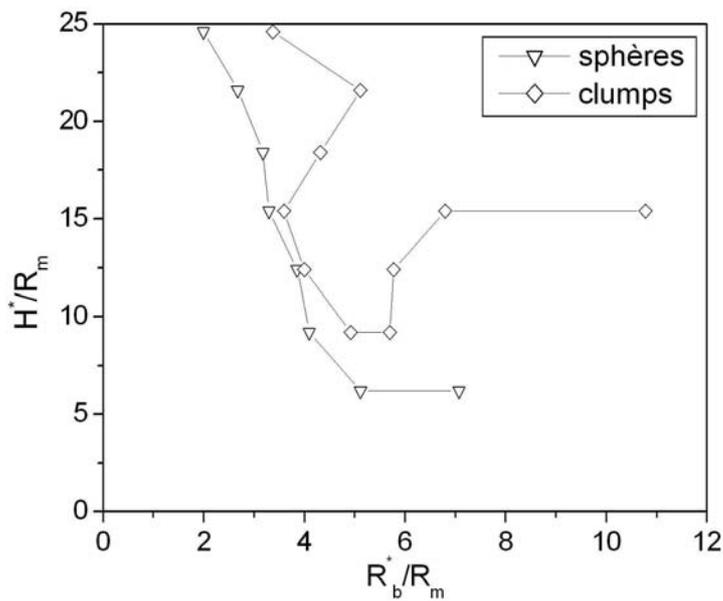


FIG. 4.35 – Evolution du diagramme d'existence du rebond en fonction de la forme des particules du sol ($V^{in} = 20\text{ m/s}$, $\alpha^{in} = 45^\circ$).

4.6 Résumé - Conclusions

L'étude des phénomènes physiques en jeu au cours de l'impact montre tout d'abord que l'interaction entre l'impactant et le sol peut être décomposée en trois phases : le transfert énergétique initial du bloc vers le sol, la propagation d'une onde de compression du point d'impact vers l'intérieur du sol et, la réflexion de l'onde de compression sur le substratum. Les simulations numériques mettent aussi en avant le rôle prépondérant de l'angle local d'incidence, de la profondeur du sol, du rapport de la taille de l'impactant sur la taille des grains et des paramètres cinématiques incidents.

Sur la base de ces observations, les conditions nécessaires au rebond de l'impactant ont été explorées suite à la définition d'un critère global de rebond permettant de s'affranchir des effets de la configuration locale des particules. Ce critère global consiste à associer l'existence du rebond à un jeu de paramètres (conditions cinématiques incidentes, taille d'impactant, profondeur du sol) lorsque, pour ce jeu de paramètres, un pourcentage supérieur à une valeur seuil ($S\%$) des simulations réalisées en différents points d'impact donnent lieu à un rebond de l'impactant. Cette étude a permis la détermination d'un domaine d'existence du rebond fonction de la vitesse incidente, de l'angle d'incidence, de la taille de l'impactant et de la profondeur du sol.

Pour des conditions cinématiques incidentes données (V^{in} et α^{in} fixés), le diagramme d'existence du rebond délimitant les domaines d'arrêt et de rebond de l'impactant met en évidence trois régimes d'impact. Le premier régime d'impact correspond aux faibles tailles d'impactant ($R_b/R_m \leq 1$). Dans ce cas, le rebond de l'impactant est essentiellement conditionné par le transfert énergétique initial. Le second régime d'impact est associé aux tailles d'impactant intermédiaires ($1 < R_b/R_m \leq 6$). Le rebond de l'impactant est dans ce cas la conséquence d'un second transfert d'énergie du sol vers le bloc après aller-retour de l'onde de compression au sein du milieu. Cet apport d'énergie n'est possible que si la totalité de l'énergie cinétique incidente de l'impactant n'est pas dissipée lors de l'aller-retour de l'onde de compression. Enfin, le troisième régime d'impact correspond aux grandes tailles d'impactant ($R_b/R_m > 6$). La pénétration de l'impactant dans le sol devient alors significative et le rebond est le résultat de l'interaction entre l'impactant et une fine couche de sol compacte.

Bien que les résultats obtenus mettent clairement en évidence l'existence de trois régimes d'impact, l'existence de ces trois régimes dans les cas réels reste à confirmer. En effet, les différences entre la modélisation 2D et la réalité 3D sont nombreuses. Dans les cas réels, les réarrangements de particules sont certainement plus nombreux lors de l'impact ce qui déplace les limites entre les régimes d'impact. En particulier, le domaine correspondant au second régime doit être fortement réduit car ce régime est essentiellement lié à la possibilité de propagation d'une onde de compression de long des chaînes de force sans réarrangements importants des particules. En outre, pour les grandes tailles d'impactant, les transferts énergétiques sont également fonction de la propagation de fissures au sein des particules, de l'attrition des contacts et de la fracturation des particules. Cependant, les résultats obtenus fournissent une base de travail permettant de mettre à jour les phénomènes prépondérants en jeu au cours de l'impact.

L'existence de plusieurs régimes d'impact montre clairement qu'il est indispensable de construire, dans un premier temps, un modèle d'impact valable dans un régime d'impact donné ; puis, d'étudier la possibilité de généralisation de ce modèle. Dans cette optique, le modèle numérique de sol est utilisé dans le chapitre suivant pour réaliser une campagne de simulations numériques permettant la définition d'une loi d'impact stochastique dont la validité sera étudiée en fonction des régimes d'impact.

Chapitre 5

Loi stochastique d'impact

5.1 Objectif

Dans le contexte de l'analyse trajectographique, la grande variabilité des propriétés du sol et des conditions incidentes du bloc (Laouafa et Nicot, 2004) ne permettent pas d'envisager une modélisation déterministe pertinente du rebond.

De façon à s'affranchir de cette difficulté, diverses approches stochastiques de modélisation du rebond de l'impactant ont été proposées (Paronuzzi, 1989; Pfeiffer et Bowen, 1989; Dudt et Heidenreich, 2001; Guzzetti et al., 2002; Agliardi et Crosta, 2003; Jaboyedoff et al., 2005; Frattini et al., 2008). Ces approches sont basées sur une modélisation globale de la variabilité des vitesses réfléchies de l'impactant. Elles ne permettent pas de prendre en compte séparément les différentes sources de variabilité. En particulier, les variabilités associées, respectivement, aux variations des propriétés locales du sol et des conditions cinématiques incidentes ne sont pas différenciées.

Le but de ce chapitre est de développer une loi stochastique d'impact capable de différencier les sources de la variabilité des vitesses réfléchies et de quantifier la variabilité associée à chacune d'entre elles.

Pour cela, une campagne extensive de simulations numériques est menée dans le but d'obtenir un nombre important de données pour de nombreuses configurations de propriétés du sol et de conditions incidentes. L'avantage principal de cette approche numérique est de permettre la constitution de jeux de données de tailles importantes pour des conditions d'impact bien maîtrisées. Cette approche est développée afin de pallier aux problèmes de contrôle des conditions expérimentales et de représentativité des jeux de données rencontrés en utilisant les résultats d'essais expérimentaux ou l'observation d'événements passés.

Pour réaliser cette campagne de simulations, le choix est fait d'utiliser le modèle numérique d'impact défini, calibré et analysé dans les chapitres précédents. Les jeux de données constitués grâce aux résultats des simulations sont analysés par l'intermédiaire de méthodes statistiques avancées utilisant l'inférence Bayésienne ainsi que les méthodes MCMC¹ de façon à définir une loi stochastique d'impact.

La loi stochastique d'impact développée est tout d'abord présentée de façon détaillée. L'influence des paramètres prépondérants définis dans les chapitres précédents sur les coefficients de la loi stochastique d'impact est ensuite étudiée. Pour cela, l'influence de la forme des particules et de la taille de

¹Markov Chains Monte Carlo

Paramètre incident	Valeurs explorées
$V^{in}(m/s)$	5 ; 10 ; 15 ; 20 ; 25
$\alpha^{in}(^\circ)$	0 ; 15 ; 30 ; 45 ; 60 ; 75
$\omega^{in}(rad/s)$	-6 ; -3 ; 0 ; 3 ; 6

TAB. 5.1 – Valeurs des paramètres cinématiques incidents explorées lors des campagnes de simulation.

l'impactant est explorée. Par contre, l'influence de la profondeur et de la granulométrie du sol ne sont, dans un premier temps, pas investiguées car ces paramètres sont difficiles à estimer sur le terrain. La pertinence de la loi est ensuite évaluée en analysant les possibilités d'applicabilité de la loi d'impact en 3D. Enfin, les principaux apports de la loi développée par rapport aux lois classiquement utilisées en analyse trajectographique sont exposés.

5.2 Campagne de simulation numérique

Le modèle numérique défini dans le chapitre 2 et validé dans le chapitre 3 est utilisé lors de la campagne de simulations numériques. Plusieurs échantillons de sol sont constitués de façon à explorer l'influence de l'arrangement géométrique des particules de l'échantillon, de la forme des particules constitutives de l'échantillon et de la porosité.

Quel que soit l'échantillon considéré, la courbe granulométrique du sol est celle définie dans la section 2.2.1 (Fig. 2.2). La profondeur de l'échantillon de sol est de $12,5R_m$. La loi de contact utilisée est la loi de Hertz-Mindlin. Et, les propriétés mécaniques des particules du sol sont :

- densité de la roche : $\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$
- module de cisaillement : $G = 40 \text{ GPa}$
- coefficient de Poisson : $\nu = 0.25$
- angle de frottement local : $\varphi = 30^\circ$

Afin d'explorer l'influence de la forme des particules, des échantillons de sol composés de sphères ou de clumps sont constitués. L'influence de la taille de l'impactant R_b est également explorée sur une gamme allant de R_m à $5R_m$.

Le protocole de simulation adopté débute par le choix des caractéristiques du sol et de l'impactant.

Une fois ces paramètres fixés, une série d'impacts est réalisée de façon à explorer différents arrangements géométriques des particules du sol au voisinage du point d'impact ainsi que différentes conditions cinématiques incidentes.

Pour chaque point d'impact, différentes valeurs des paramètres cinématiques incidents ($V^{in}, \alpha^{in}, \omega^{in}$) sont donc explorées. Ces valeurs sont choisies en accord avec les gammes de variation définies dans la section 2.3.1 (Tab. 2.3). Plusieurs simulations sont donc menées, en chaque point d'impact, de façon à explorer l'ensemble des combinaisons possibles des valeurs des conditions cinématiques incidentes choisies (Tab. 5.1).

Afin d'explorer différents arrangements géométriques des particules du sol au voisinage du point d'impact, les simulations définies ci-dessus sont réalisées en plusieurs points d'impact. En accord avec les résultats de l'étude menée dans la section 2.3.3, des simulations sont réalisées en $N = 100$ points

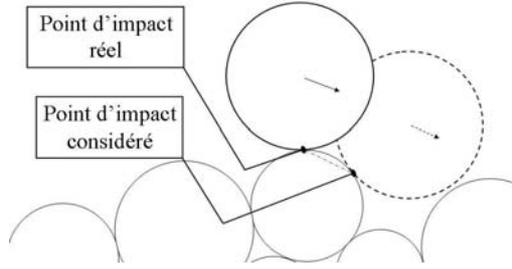


FIG. 5.1 – Définition de points d’impact non réalistes au cours du protocole de simulation. Les flèches indiquent la direction incidente de l’impactant.

d’impact différents distants d’au moins $d_i = R_m/8$.

Le protocole de définition du point d’impact présente l’avantage de découpler totalement la définition du point d’impact et celle des conditions d’incidence du bloc : le bloc est tout d’abord déposé sur le sol, puis, les conditions cinématiques incidentes sont définies. Cela permet de séparer la variabilité des résultats associée aux variations des points d’impact et des conditions cinématiques incidentes.

Cependant, ce protocole présente le désavantage de générer des simulations d’impacts non réalistes. Lors de telles simulations, le point d’impact défini ne correspond pas au point qui serait impacté si le bloc atteignait le sol selon sa direction d’incidence (Fig. 5.1). Il est donc nécessaire de supprimer ces simulations du jeu de résultats. Le nombre de simulations concernées est, en général, faible. Néanmoins, pour les impactants de faible taille ($R_b = R_m$), cela peut conduire à supprimer jusqu’à 10% des simulations.

5.3 Développement d’une loi stochastique d’impact

5.3.1 Expression générale de la loi d’impact

La loi stochastique d’impact est basée sur l’hypothèse que, pour des propriétés de sol et une taille d’impactant données, les paramètres cinématiques réfléchis et incidents de l’impactant sont reliés par l’intermédiaire d’un opérateur stochastique \tilde{f} défini quels que soient le point d’impact et les conditions cinématiques incidentes considérés.

En 2D, la cinématique de l’impactant est définie par un vecteur vitesse généralisé \mathbf{V} . Les composantes du vecteur \mathbf{V} sont la vitesse tangente à la surface de l’échantillon v_t , la vitesse normale à la surface de l’échantillon v_n et la vitesse de rotation ω :

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} v_t & v_n & R_b\omega \end{pmatrix}^t \quad (5.1)$$

Le vecteur incident \mathbf{V}^{in} est relié au vecteur réfléchi \mathbf{V}^{re} par l’opérateur \tilde{f} :

$$\mathbf{V}^{\text{re}} = \tilde{f}(\mathbf{V}^{\text{in}}) \quad (5.2)$$

En faisant l’hypothèse qu’un développement en séries de Taylor de l’opérateur \tilde{f} par rapport aux vitesses incidentes est possible, la relation entre les composantes de \mathbf{V}^{in} et de \mathbf{V}^{re} devient :

$$\begin{aligned}
v_t^{re} &= \sum_{i,j,k}^{\infty} a_{ijk}^1 (v_t^{in})^i (v_n^{in})^j (R_b \omega^{in})^k \\
v_n^{re} &= \sum_{i,j,k}^{\infty} a_{ijk}^2 (v_t^{in})^i (v_n^{in})^j (R_b \omega^{in})^k \\
R_b \omega^{re} &= \sum_{i,j,k}^{\infty} a_{ijk}^3 (v_t^{in})^i (v_n^{in})^j (R_b \omega^{in})^k
\end{aligned} \tag{5.3}$$

où a_{ijk}^1 , a_{ijk}^2 et a_{ijk}^3 sont les coefficients du développement en série de Taylor de \tilde{f} .

Pour un développement en séries de Taylor d'ordre n de \tilde{f} , il est possible de définir un opérateur \mathbf{A} associant le vecteur réfléchi \mathbf{V}^{re} et un vecteur incident \mathbf{T}^{in} :

$$\mathbf{V}^{re} = \mathbf{A} \mathbf{T}^{in} + \mathbf{R}(\mathbf{T}^{in}) \tag{5.4}$$

$$\text{avec } \mathbf{A} = \begin{pmatrix} a_{100}^1 & a_{010}^1 & \dots & a_{ijk}^1 & \dots & a_{0n0}^1 & a_{00n}^1 \\ a_{100}^2 & a_{010}^2 & \dots & a_{ijk}^2 & \dots & a_{0n0}^2 & a_{00n}^2 \\ a_{100}^3 & a_{010}^3 & \dots & a_{ijk}^3 & \dots & a_{0n0}^3 & a_{00n}^3 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{T}^{in} = \begin{pmatrix} v_t^{in} & v_n^{in} & \dots & (v_t^{in})^i (v_n^{in})^j (R_b \omega^{in})^k & \dots & (v_n^{in})^n & (R_b \omega^{in})^n \end{pmatrix}^t.$$

$\mathbf{R}(\mathbf{T}^{in})$ est le reste du développement en séries de Taylor d'ordre n de \tilde{f} . Le reste $\mathbf{R}(\mathbf{T}^{in})$ permet de quantifier la différence entre l'opérateur \tilde{f} et son développement en séries de Taylor d'ordre n .

L'opérateur \mathbf{A} et le reste $\mathbf{R}(\mathbf{T}^{in})$ peuvent prendre des valeurs très différentes en fonction des propriétés locales du sol et des conditions cinématiques incidentes. Etant donné l'importante variabilité de ces paramètres, une approche stochastique est adoptée dans l'optique de définir une loi d'impact capable de séparer la variabilité associée à l'opérateur \mathbf{A} de celle associée au reste $\mathbf{R}(\mathbf{T}^{in})$.

5.3.2 Modélisation stochastique de l'impact

Le développement en séries de Taylor de l'opérateur \tilde{f} (Eq. 5.4) peut être considéré comme une régression linéaire du vecteur réfléchi \mathbf{V}^{re} par rapport au vecteur incident \mathbf{T}^{in} . Ainsi, pour chaque simulation d'impact, le vecteur vitesse réfléchi \mathbf{V}^{re}_{pk} peut être approximé par la variable $\mathbf{A}_p \mathbf{T}^{in}_{pk}$ définie de la façon suivante :

$$\mathbf{V}^{re}_{pk} \sim \mathcal{N}^3(\mathbf{A}_p \mathbf{T}^{in}_{pk}, \Sigma) \tag{5.5}$$

La définition de la variable $\mathbf{A}_p \mathbf{T}^{in}_{pk}$ (Eq. 5.5) implique que le vecteur réfléchi \mathbf{V}^{re}_{pk} est tiré dans une loi normale de dimension 3 définie par un vecteur moyen $\mathbf{A}_p \mathbf{T}^{in}_{pk}$ et une matrice de covariance Σ .

Le vecteur vitesse incident \mathbf{T}^{in}_{pk} varie pour chaque simulation d'impact. Sa valeur est différente en fonction du point d'impact p et du jeu de paramètres cinématiques incidents k considérés. Au contraire, la matrice de covariance Σ est supposée constante quel que soit le point d'impact p et le jeu de paramètres cinématiques incidents k considérés.

Le vecteur $\mathbf{A}_p \mathbf{T}^{in}_{pk}$ quantifie la part de variabilité des vitesses réfléchies associée au développement en série de Taylor d'ordre n de \tilde{f} . Au contraire, la matrice de covariance Σ représente la part de

variabilité de \mathbf{V}^{re} associée au reste $\mathbf{R}(\mathbf{T}^{\text{in}})$.

L'hypothèse est également faite que, si le point d'impact est connu et si le reste $\mathbf{R}(\mathbf{T}^{\text{in}})$ est négligeable, le vecteur vitesse réfléchi \mathbf{V}^{re} peut être exprimé de façon déterministe en fonction du vecteur vitesse incident \mathbf{T}^{in} . En d'autres termes, l'opérateur \mathbf{A}_p est supposé constant pour un point d'impact donné $p \in [1, P]$ quelles que soient les conditions cinématiques incidentes $k \in [1, K]$.

De plus, comme les caractéristiques du sol impacté sont similaires d'un point d'impact à l'autre, les valeurs de l'opérateur \mathbf{A}_p , bien que différentes d'un point p à l'autre, appartiennent à la même loi de probabilité. Pour des points d'impact p variables, les valeurs des coefficients de l'opérateur \mathbf{A}_p sont donc toutes supposées extraites d'une même loi normale de dimension N :

$$\mathbf{A}_p^1 \sim \mathcal{N}^N(\mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha) \quad (5.6)$$

Pour des raisons de commodité d'écriture, l'opérateur \mathbf{A}_p est ré-écrit comme un vecteur \mathbf{A}_p^1 :

$$\mathbf{A}_p^1 = \left(a_{100}^1 \quad a_{010}^1 \quad \dots \quad a_{ijk}^1 \quad \dots \quad a_{0n0}^1 \quad a_{00n}^1 \quad a_{100}^2 \quad \dots \quad a_{00n}^2 \quad a_{100}^3 \quad \dots \quad a_{00n}^3 \right)$$

\mathbf{M}^α et Σ^α sont le vecteur moyen et la matrice de covariance de la loi normale de dimension N permettant de modéliser la variabilité de l'opérateur \mathbf{A}_p^1 . La dimension N correspond au nombre de coefficients de l'opérateur \mathbf{A}_p^1 . Pour un développement en série de Taylor d'ordre 1 de \tilde{f} , N est égal à 9 ; pour un développement en série de Taylor d'ordre 2 de \tilde{f} , N est égal à 27 ; etc.

La formulation analytique complète de la loi stochastique est détaillée dans l'annexe A. Il est néanmoins important de noter que les inconnues de la loi stochastique développée sont \mathbf{M}^α , Σ^α et Σ et que les données d'entrée sont $\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk}$ et $\mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}$.

La détermination des paramètres de la loi (\mathbf{M}^α , Σ^α , Σ) par les méthodes statistiques classiques basées sur la maximisation de la vraisemblance (Fisher, 1934; Neyman et Pearson, 1933) est complexe. Au contraire, ces paramètres peuvent être déterminés de façon relativement aisée en utilisant l'inférence Bayésienne (Bayes, 1763) ainsi que les méthodes MCMC associées (Brooks, 2003; Gilks et al., 2001) (cf. Annexes B et C). Ces algorithmes sont implémentés, par exemple, dans le logiciel libre Winbugs® (Spiegelhalter et al., 2000). Ce logiciel est utilisé pour la détermination des paramètres de la loi stochastique d'impact. Il est important de noter que, moyennant certaines précautions d'utilisation, les résultats obtenus en utilisant les méthodes MCMC sont identiques à ceux obtenus en utilisant les méthodes basées sur la maximisation de la vraisemblance (cf. Annexe B).

5.3.3 Indicateurs de qualité de la loi stochastique d'impact

La qualité de la loi développée est évaluée en estimant la part de la variabilité totale des vitesses réfléchies associée à la variable aléatoire $\mathbf{A}\mathbf{T}^{\text{in}}$, c'est à dire au développement en série de Taylor d'ordre n de \tilde{f} .

Dans cette optique, le rapport R_p^i - représentant le pourcentage de la variabilité totale des vitesses réfléchies expliqué par la variable $\mathbf{A}\mathbf{T}^{\text{in}}$ pour un point p donné et pour la $i^{\text{ème}}$ composante de \mathbf{V}^{re} - est défini de la façon suivante :

$$R_p^i = \frac{V(\mathbf{A}_p \mathbf{T}_{pk}^{\text{in}}(i))}{V(\mathbf{A}_p \mathbf{T}_{pk}^{\text{in}}(i)) + \Sigma(i, i)} \quad (5.7)$$

où $V(\mathbf{A}_p \mathbf{T}_{pk}^{\text{in}}(i))$ est la variance de la $i^{\text{ème}}$ composante de la variable aléatoire \mathbf{AT}^{in} pour p , i donnés et k variable ; $\Sigma(i, i)$ est le $i^{\text{ème}}$ terme diagonal de la matrice de covariance Σ .

Si $R_p^i = 100\%$, la totalité de la variabilité des vitesses réfléchies est expliquée par la variable \mathbf{AT}^{in} . Cette quantité est similaire au coefficient R^2 couramment utilisé pour estimer la qualité d'une régression linéaire.

Des indicateurs globaux sont également définis à partir des valeurs de R_p^i calculées pour $p \in [1, P]$ et $i \in [1, 3]$. Le calcul de la moyenne R^i des valeurs de R_p^i pour i donné et p variables permet ainsi d'estimer le pourcentage moyen de la variabilité des vitesses réfléchies expliquée par la variable \mathbf{AT}^{in} pour la $i^{\text{ème}}$ composante de la vitesse réfléchie. Et, le calcul de la moyenne R de toutes les valeurs de R_p^i permet d'estimer le pourcentage moyen de la variabilité des vitesses réfléchies expliquée par la variable \mathbf{AT}^{in} .

5.4 Formulation de la loi stochastique d'impact

5.4.1 Choix de la loi stochastique d'impact

La loi stochastique d'impact devant être implémentée au sein de logiciels de trajectographie, elle doit satisfaire un compromis entre une description précise du rebond et une formulation concise facilitant l'implémentation de la loi au sein de logiciels trajectographiques classiques.

Afin de définir la formulation de la loi répondant au mieux à ces exigences, plusieurs lois correspondant à des dimensions croissantes du vecteur incident \mathbf{T}^{in} , c'est à dire à des ordres croissants du développement en séries de Taylor de l'opérateur \tilde{f} , ont été comparées.

Le tableau 5.2 résume les valeurs des indicateurs R^i et R obtenues pour différentes lois correspondant à des dimensions croissantes du vecteur \mathbf{T}^{in} dans le cas de l'impact d'un bloc sphérique de rayon $R_b = R_m$ sur un milieu dense composé de sphères ².

Le jeu de données utilisé pour déterminer les indicateurs de qualité R^i et R est identique quelle que soit la loi considérée. Il est composé de résultats de simulations menées pour 150 conditions incidentes différentes (Tab. 5.1) et 100 points d'impact différents.

Les résultats (Tab. 5.2) mettent en évidence que la variabilité des vitesses réfléchies est essentiellement expliquée par la variable aléatoire \mathbf{AT}^{in} quelle que soit la loi utilisée car tous les indicateurs R^i calculés sont supérieurs à 75%.

Comme toutes les lois évaluées fournissent des résultats satisfaisants en terme de précision, la loi la plus concise a été choisie. Cette loi correspond donc à un vecteur incident \mathbf{T}^{in} de dimension 3, c'est à dire à un développement en séries de Taylor de \tilde{f} d'ordre 1. Elle permet d'obtenir en moyenne $R = 86,9\%$ de la variabilité des vitesses réfléchies. Dans la suite de l'exposé, cette loi sera nommée loi stochastique d'impact d'ordre 1.

²Les autres caractéristiques du milieu impacté sont : courbe granulométrique cf. Fig. 2.2 ; profondeur $H = 12,5R_m$; porosité 0,205 ; loi de contact de Hertz-Mindlin ($\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$, $G = 40 \text{ GPa}$, $\nu = 0.25$, $\varphi = 30^\circ$).

Dimension de \mathbf{T}^{in}	Dimension de \mathbf{A}^1_p	R^i	R
3	9	$R^t = 91,4\%$; $R^n = 76,9\%$; $R^\omega = 92,3\%$	86,9%
4	12	$R^t = 93,0\%$; $R^n = 80,0\%$; $R^\omega = 94,3\%$	89,1%
6	18	$R^t = 93,0\%$; $R^n = 80,2\%$; $R^\omega = 94,4\%$	89,2%
9	27	$R^t = 95,1\%$; $R^n = 88,8\%$; $R^\omega = 95,9\%$	93,3%

TAB. 5.2 – Valeurs de R^i et R pour différentes dimensions du vecteur \mathbf{T}^{in} .

5.4.2 Formulation de la loi stochastique d'impact d'ordre 1

Formulation complète

La loi choisie fait intervenir un vecteur incident \mathbf{T}^{in} à trois composantes. Elle correspond donc à un développement en séries de Taylor d'ordre 1 de l'opérateur \tilde{f} . La formulation de la loi stochastique d'impact d'ordre 1 est :

$$\begin{pmatrix} v_t^{re} \\ v_n^{re} \\ R_b\omega^{re} \end{pmatrix} \sim \mathcal{N}^3\left(\begin{pmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ a_4 & a_5 & a_6 \\ a_7 & a_8 & a_9 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} v_t^{in} \\ v_n^{in} \\ R_b\omega^{in} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Sigma_{tt} & \Sigma_{tn} & \Sigma_{t\omega} \\ \Sigma_{tn} & \Sigma_{nn} & \Sigma_{n\omega} \\ \Sigma_{t\omega} & \Sigma_{n\omega} & \Sigma_{\omega\omega} \end{pmatrix} \right) \quad (5.8)$$

Les coefficients a_i sont tirés dans une loi normale de dimension 9 :

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ \dots \\ a_9 \end{pmatrix} \sim \mathcal{N}^9\left(\begin{pmatrix} m_1^\alpha \\ \dots \\ m_9^\alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Sigma_{11}^\alpha & \dots & \Sigma_{19}^\alpha \\ \dots & \dots & \dots \\ \Sigma_{19}^\alpha & \dots & \Sigma_{99}^\alpha \end{pmatrix} \right) \quad (5.9)$$

La loi stochastique d'impact d'ordre 1 permet de séparer les sources de la variabilité des vitesses réfléchies.

La variabilité des paramètres a_i est quantifiée par la matrice de covariance Σ^α . Cette matrice est donc associée aux variations de l'arrangement géométrique des particules du sol au voisinage du point d'impact.

La variabilité du reste $\mathbf{R}(\mathbf{T}^{\text{in}})$ est quantifiée par la matrice de covariance Σ . Cette matrice est donc associée aux variations des conditions cinématiques incidentes.

Formulation simplifiée

Le pourcentage moyen de la variabilité totale des vitesses réfléchies de l'impactant expliqué par chacune des variables \mathbf{AT}^{in} et Σ peut être estimé par le coefficient R . Pour la loi stochastique d'ordre 1, la valeur du coefficient R est de 86,9%. Cela signifie que, en moyenne, 86,9% de la variabilité des vitesses réfléchies de l'impactant est expliqué par la variable \mathbf{AT}^{in} . La variable Σ , associée à $\mathbf{R}(\mathbf{T}^{\text{in}})$, est donc négligeable devant \mathbf{AT}^{in} car elle ne permet d'expliquer, en moyenne, que 13,1% de la variabilité des vitesses réfléchies de l'impactant.

La loi d'impact peut donc être simplifiée en négligeant la variable Σ . Dans ce cas, la variabilité des données est exclusivement associée à l'opérateur \mathbf{A} , c'est à dire à la variation de l'arrangement géométrique des particules du sol au voisinage du point d'impact.

La formulation de la loi stochastique d'impact simplifiée est :

	m_i^α	s_i^α
a_1	0,5012	0,2412
a_2	0,04167	0,2096
a_3	-0,1598	0,0490
a_4	0,2269	0,0971
a_5	-0,07873	0,0640
a_6	-0,03321	0,0428
a_7	-0,4188	0,1130
a_8	-0,04112	0,1809
a_9	0,4439	0,0768

TAB. 5.3 – Valeurs moyennes m_i^α et écart types s_i^α des distributions marginales des coefficients a_i .

$$\begin{pmatrix} v_t^{re} \\ v_n^{re} \\ R_b \omega^{re} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ a_4 & a_5 & a_6 \\ a_7 & a_8 & a_9 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_t^{in} \\ v_n^{in} \\ R_b \omega^{in} \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

où les coefficients a_i sont tirés dans une loi normale de dimension 9 de vecteur moyen \mathbf{M}^α et de matrice de covariance Σ^α (Eq. 5.9).

La variabilité associée à l'opérateur \mathbf{A} est estimée au travers des distributions marginales des coefficients a_i . Ces distributions marginales sont les distributions des coefficients a_i pour lesquelles les contributions des termes extra-diagonaux de la matrice de covariance Σ^α sont négligées.

Ces distributions marginales peuvent être caractérisées par deux paramètres : une valeur moyenne $m_i^\alpha = M_i^\alpha$ et un écart-type $s_i^\alpha = \sqrt{\Sigma_{ii}^\alpha}$. Il est intéressant de noter que les écart-types s_i^α des distributions marginales sont significatifs quel que soit le coefficient a_i considéré (Fig. 5.2 ; Tab. 5.3). La variabilité de chacun des coefficients a_i est donc significative.

En complément de ces distributions marginales, les corrélations entre les coefficients a_i sont estimées par le calcul des coefficients de corrélations linéaires c_{ij}^α ($c_{ij}^\alpha \in [-1; 1]$) définis par la relation :

$$c_{ij}^\alpha = \frac{\Sigma_{ij}^\alpha}{\sqrt{\Sigma_{ii}^\alpha \Sigma_{jj}^\alpha}} \quad (5.11)$$

Les valeurs des coefficients c_{ij}^α calculées sont significativement non nulles. Les termes extra-diagonaux Σ_{ij}^α ne sont pas donc négligeables devant les termes diagonaux Σ_{ii}^α et Σ_{jj}^α (Eq. 5.11). La prise en compte des termes extra-diagonaux Σ_{ij}^α est donc indispensable à une modélisation pertinente de la variabilité des vitesses réfléchies de l'impactant.

5.5 Analyse détaillée de la loi stochastique d'impact

Etant donné la quantité de simulations nécessaires à la détermination des paramètres de la loi stochastique d'impact, une étude exhaustive de l'influence des propriétés du sol et de l'impactant sur ces paramètres est impossible.

Le choix est donc fait d'étudier seulement l'influence des paramètres prépondérants identifiés dans

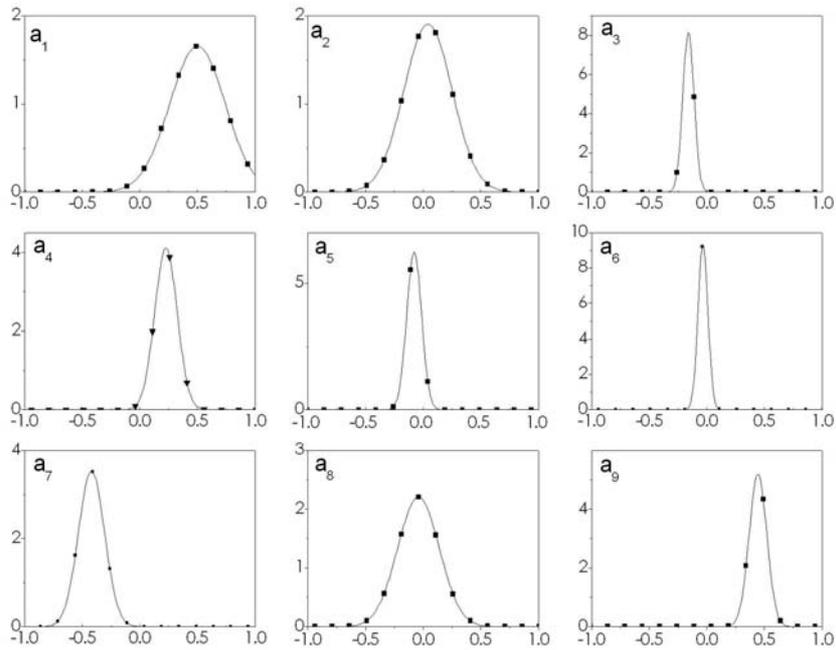


FIG. 5.2 – Distributions marginales des coefficients a_i . L'échelle sur l'axe des ordonnées est différente pour chaque coefficient a_i considéré.

les chapitres 3 et 4. Ces paramètres sont la profondeur du substratum, la porosité, la courbe granulométrique, la forme des particules du sol et la taille de l'impactant.

Parmi ces paramètres, seuls ceux facilement identifiables sur le terrain sont étudiés car ils correspondent aux grandeurs classiquement utilisées par les experts en trajectographie pour caractériser les propriétés du sol et de l'impactant (Pfeiffer et Bowen, 1989; Dudt et Heidenreich, 2001; Guzzetti et al., 2002; Jaboyedoff et al., 2005; Dorren et al., 2004; Frattini et al., 2008). Pour les sols grossiers, tels que les éboulis, les données relevées sur le terrain se limitent à la taille et la forme moyenne des particules constitutives du sol. Par ailleurs, la taille moyenne des blocs potentiellement instables est également évaluée.

L'analyse détaillée de la loi stochastique d'impact sera donc limitée à l'étude de l'influence de la forme des particules du sol et du rapport R_b/R_m de la taille de l'impactant sur la taille moyenne des particules du sol. Cependant, comme la forme des particules est en pratique fortement liée à la porosité du sol (cf. section 2.2.3), l'influence de la porosité est également évaluée en complément de l'influence de la forme des particules afin de séparer les effets de chacun de ces paramètres.

Cette étape d'analyse de la loi d'impact est précédée d'une évaluation de la représentativité de la loi, c'est à dire de sa capacité à prédire la variabilité de la vitesse réfléchi du bloc. Le nombre de simulations nécessaires à cette représentativité est tout d'abord déterminé. L'influence de l'arrangement géométrique des particules de l'échantillon est également explorée afin d'évaluer la possibilité de définir des paramètres de la loi indépendants de ce paramètre, c'est à dire fonctions uniquement des propriétés macroscopiques du sol impacté.

5.5.1 Procédure de comparaison des coefficients a_i de la loi stochastique d'impact

La procédure de comparaison consiste à évaluer les différences entre les coefficients a_i^{ref} de la loi stochastique d'impact obtenus dans un cas de référence correspondant à l'impact d'un bloc de rayon $R_b = R_m$ sur un sol dense composé de sphères³ et les coefficients a_i^{comp} obtenus lorsqu'un des paramètres de la simulation numérique de l'impact est modifié par rapport au cas de référence.

Les paramètres de la simulation numérique susceptibles d'être modifiés sont :

- l'arrangement spatial des particules du sol,
- le nombre de points d'impact,
- la forme des particules,
- la porosité,
- le rapport de taille R_b/R_m .

La procédure de comparaison consiste tout d'abord à vérifier que, dans chaque cas de figure, la loi fournit une estimation satisfaisante des vitesses réfléchies. Il est nécessaire, pour cela, que les indicateurs de qualité R^i et R définis dans la section 5.3.3 soient systématiquement supérieurs à une valeur seuil fixée à 70%.

Une étude complète de la variabilité des valeurs des coefficients a_i^{ref} et a_i^{comp} étant complexe à mener, le choix est fait de se focaliser sur l'analyse des distributions marginales⁴ de ces coefficients. Les moyennes, les écart-types et les formes globales des distributions marginales des coefficients a_i^{ref} et a_i^{comp} sont donc comparés qualitativement.

En complément de cette analyse qualitative, un critère objectif de comparaison C_i est défini pour chaque coefficient a_i . Le critère C_i évalue de façon globale la différence entre la distribution marginale du coefficient a_i^{ref} et la distribution marginale du coefficient a_i^{comp} . Le critère C_i est calculé de la façon suivante :

$$C_i = \frac{P(A \leq a_i^{comp} \leq B) - P(A \leq a_i^{ref} \leq B)}{P(A \leq a_i^{ref} \leq B)} \quad (5.12)$$

avec $P(A \leq a_i^{ref} \leq B) = 95\%$.

Le critère C_i peut être interprété comme étant la différence entre les valeurs les plus probables des coefficients a_i^{ref} et des coefficients a_i^{comp} .

5.5.2 Représentativité de la loi stochastique d'impact

Influence de la taille du jeu de données

Afin d'évaluer les conditions nécessaires à la représentativité de la loi stochastique d'impact, le nombre minimal de simulations permettant l'obtention de valeurs pertinentes des coefficients a_i est quantifié. Les coefficients a_i sont par conséquent déterminés à partir de résultats de simulations réalisées

³Les autres caractéristiques du milieu impacté sont : courbe granulométrique cf. Fig. 2.2 ; profondeur $H = 12,5R_m$; porosité 0,205 ; loi de contact de Hertz-Mindlin ($\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$, $G = 40 \text{ GPa}$, $\nu = 0.25$, $\varphi = 30^\circ$). La taille du jeu de données est : 150 conditions incidentes différentes (Tab. 5.1), 100 points d'impact différents.

⁴Les distributions marginales sont les distributions des coefficients a_i pour lesquelles les contributions des termes extra-diagonaux de la matrice de covariance Σ^α sont négligées.

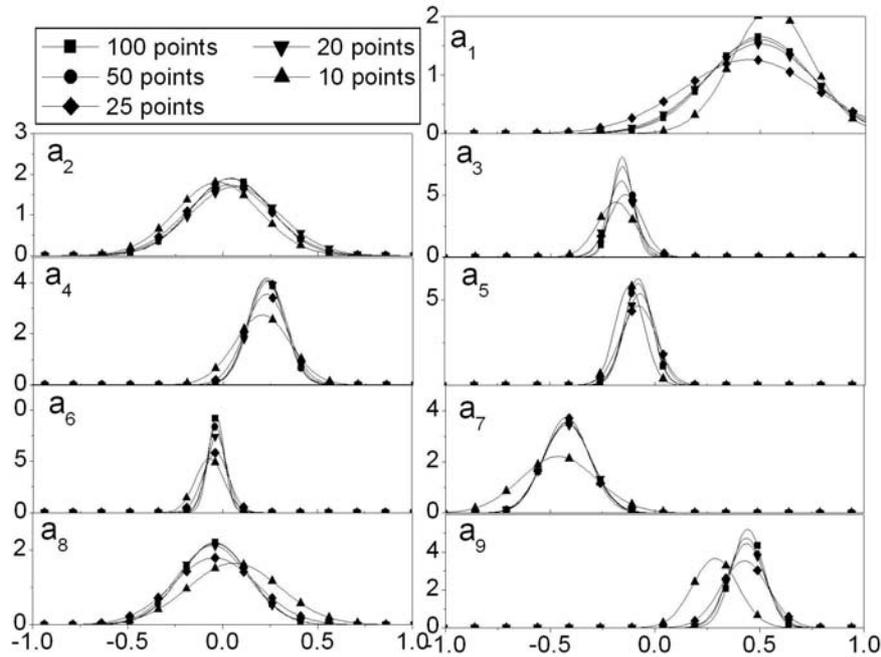


FIG. 5.3 – Influence de la taille du jeu de données utilisé (nombre de points d’impact p) sur les distributions marginales des coefficients a_i . L’échelle sur l’axe des ordonnées est différente pour chaque coefficient a_i considéré.

pour des nombres croissants de points d’impact p dans le cas de l’impact d’un bloc de rayon $R_b = R_m$ sur un sol dense composé de sphères⁵.

Pour chaque nombre de points d’impact p considéré, la pertinence des coefficients a_i obtenus est estimée suite au calcul des critères C_i quantifiant la différence entre les coefficients a_i obtenus pour un nombre maximal de points (100 points d’impact) et ceux obtenus pour le nombre de points d’impact p considéré.

Les résultats de l’analyse des critères C_i montrent que, pour obtenir des valeurs pertinentes des coefficients a_i , il est nécessaire de déterminer ces coefficients à partir de résultats de simulations en $p = 20$ points d’impact différents (Fig. 5.3). En effet, quel que soit i , les valeurs des critères C_i sont inférieures à 10% si $p \geq 20$ (Tab. 5.4). Au contraire, si $p < 20$, les valeurs des coefficients a_3 , a_6 et a_9 obtenues sont moins pertinentes ($C_3 = -18\%$, $C_6 = -17\%$ et $C_9 = -14\%$).

Influence de l’arrangement géométrique des particules de l’échantillon de sol

L’influence de l’arrangement géométrique des particules de l’échantillon de sol sur les coefficients a_i est également explorée. Cette étude permet d’évaluer la possibilité de définir des coefficients a_i indépendants de l’arrangement géométrique des particules de l’échantillon de sol.

⁵Les autres caractéristiques du milieu impacté sont : courbe granulométrique cf. Fig. 2.2; profondeur $H = 12,5R_m$; porosité 0,205; loi de contact de Hertz-Mindlin ($\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$, $G = 40 \text{ GPa}$, $\nu = 0.25$, $\varphi = 30^\circ$). La taille du jeu de données est : 150 conditions incidentes différentes (Tab. 5.1), nombre de points d’impact variable.

	C_1 (%)	C_2 (%)	C_3 (%)	C_4 (%)	C_5 (%)	C_6 (%)	C_7 (%)	C_8 (%)	C_9 (%)
$p = 10$	-9	-2	-18	-4	-9	-17	2	-6	-14
$p = 20$	-1	-3	-9	0	-4	-6	0	0	-4
$p = 50$	0	0	-2	-1	-1	-3	0	0	-2

TAB. 5.4 – Evolution des critères C_i en fonction de la taille du jeu de données utilisé. La taille du jeu de données est définie par le nombre de points d'impact p utilisés pour constituer le jeu de données.

La détermination des coefficients a_i est faite pour quatre échantillons de sols (sol n°1 à sol n°4) dans le cas de l'impact d'un bloc de rayon $R_b = R_m$ sur un sol dense composé de sphères⁶. La seule différence entre ces quatre échantillons de sol est l'arrangement géométrique des particules de l'échantillon.

L'analyse qualitative des distributions marginales des coefficients a_i obtenus (Fig. 5.4) met en évidence que ces distributions sont peu fonctions de l'arrangement géométrique des particules. En effet, les formes globales des distributions marginales obtenues sont similaires pour les quatre échantillons de sol. Les valeurs des coefficients a_i sont donc essentiellement dépendantes des propriétés macroscopiques du sol impacté.

L'analyse des critères C_i (Tab. 5.5), quantifiant la différence entre les coefficients a_i obtenus pour l'échantillon de sol n°1 (référence) et pour chacun des autres échantillons de sol, met en évidence que les coefficients a_3 , a_7 et a_9 sont plus sensibles à l'arrangement géométrique des particules du sol que les autres coefficients a_i (Tab. 5.5). En effet, les valeurs des critères C_3 , C_7 et C_9 sont généralement supérieures à celles des autres critères C_i . Elles peuvent atteindre, respectivement, 17%, 24% et 12% pour différents arrangements géométriques des particules du sol alors que les valeurs des autres critères C_i ne dépassent pas 10%.

De plus, la distribution du coefficient a_5 obtenue pour l'échantillon de sol n°2 est très différente de celles obtenues pour les autres échantillons ($C_5 = 21\%$ pour le sol n°2 alors que $C_5 \leq 5\%$ pour les sols n°3 et n°4 - Tab. 5.5). Cette différence est due au fait que l'arrangement géométrique des particules est localement modifié sur une zone restreinte de l'échantillon de sol n°2. Pour cet échantillon, on observe que, localement, plusieurs petites particules sont situées sur un lit de grosses particules (Fig. 5.5). Cette ségrégation locale de petites particules au dessus d'un lit de grosses particules perturbe fortement les échanges énergétiques au sein du milieu impacté. En effet, lorsque l'onde de compression initiée au niveau du point d'impact atteint la couche constituée de grosses particules, l'énergie est partiellement réfléchiée vers la surface à cause de l'inertie importante des grosses particules. Un supplément d'énergie cinétique est donc transféré vers l'impactant après réflexion de l'onde sur le lit de grosses particules. Ce transfert d'énergie additionnelle entraîne une augmentation locale de la vitesse réfléchiée ce qui induit une modification locale des coefficients a_i (particulièrement du coefficient a_5). Cette modification locale se répercute sur la distribution marginale du coefficient a_5 .

L'importance de la sensibilité de certains coefficients de la loi (a_3 , a_7 et a_9) à l'arrangement géométrique des particules et des modifications locales de l'arrangement géométrique des particules (coefficient a_5 - sol n°2) doivent néanmoins être relativisées. En effet, malgré cette sensibilité des coefficients a_i à l'arrangement spatial des particules, les valeurs des critères C_i restent toutes inférieures à 24% (Tab.

⁶Les autres caractéristiques du milieu impacté sont : courbe granulométrique cf. Fig. 2.2; profondeur $H = 12,5R_m$; porosité 0,205; loi de contact de Hertz-Mindlin ($\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$, $G = 40 \text{ GPa}$, $\nu = 0,25$, $\varphi = 30^\circ$). La taille du jeu de données est : 150 conditions incidentes différentes (Tab. 5.1), 100 points d'impact différents.

	C_1 (%)	C_2 (%)	C_3 (%)	C_4 (%)	C_5 (%)	C_6 (%)	C_7 (%)	C_8 (%)	C_9 (%)
soil n°2	-1	-4	-13	-1	-21	0	-12	-2	-10
soil n°3	-7	3	-17	-5	4	-1	-10	-2	-12
soil n°4	2	4	-15	1	5	-8	-24	4	1

TAB. 5.5 – Evolution des critères C_i en fonction de l'arrangement géométrique des particules constitutives de l'échantillon.

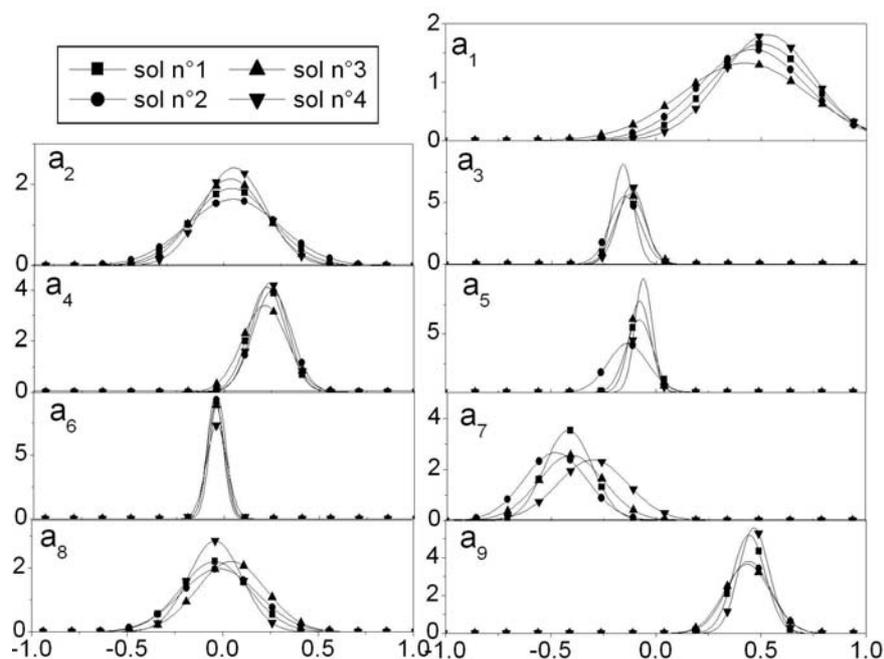


FIG. 5.4 – Influence de l'arrangement géométrique des particules constitutives de l'échantillon sur les distributions marginales des coefficients a_i . L'échelle sur l'axe des ordonnées est différente pour chaque coefficient a_i considéré.

5.5).

Les coefficients obtenus pour un échantillon de sol donné sont donc, dans une large mesure, représentatifs des coefficients a_i obtenus quel que soit l'arrangement géométrique des particules du sol.

5.5.3 Influence de la forme des particules et de la porosité du sol

L'influence de la forme des particules sur les valeurs des coefficients a_i est étudiée en comparant les résultats obtenus pour deux milieux de porosité égale (0,205) composés soit de sphères (sol 'A') soit de clumps (sol 'B') dans le cas de l'impact d'un bloc de rayon $R_b = R_m$ ⁷.

L'analyse des critères C_i (Tab. 5.6), quantifiant la différence entre les coefficients a_i obtenus pour

⁷Les autres caractéristiques du milieu impacté sont : courbe granulométrique cf. Fig. 2.2 ; profondeur $H = 12,5R_m$; loi de contact de Hertz-Mindlin ($\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$, $G = 40 \text{ GPa}$, $\nu = 0.25$, $\varphi = 30^\circ$). La taille du jeu de données est : 150 conditions incidentes différentes (Tab. 5.1), 100 points d'impact différents.

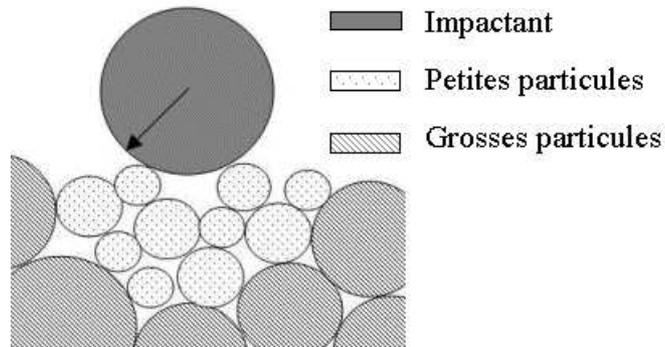


FIG. 5.5 – Ségrégation locale de petites particules au dessus d’un lit de grosses particules.

C_1 (%)	C_2 (%)	C_3 (%)	C_4 (%)	C_5 (%)	C_6 (%)	C_7 (%)	C_8 (%)	C_9 (%)
4	3	-2	-3	-5	1	-19	-6	2

TAB. 5.6 – Critères C_i obtenus par comparaison de résultats issus de simulations pour différentes formes des particules constitutives de l’échantillon et pour des porosités des échantillons de sol égales.

le sol 'A' et le sol 'B', met en évidence que les différences entre les coefficients obtenus dans ces deux cas sont du même ordre de grandeur que celles observées pour différents arrangements géométriques des particules du sol (Tab. 5.5). L’influence de la forme des particules sur les valeurs des coefficients a_i n’est donc pas significative (Fig. 5.6) dans ce cas de figure.

L’influence de la porosité est évaluée en complément de l’influence de la forme des particules. En effet, en pratique, comme les processus de génération des éboulis sont quasiment identiques quelle que soit la forme des particules, un ébouil composé de particules peu élancées et peu anguleuses (assimilables à des sphères) n’a pas la même porosité qu’un ébouil composé de particules rectangulaires élancées (assimilables à des clumps). Les mesures de porosité des échantillons numériques de sol réalisées dans le chapitre 2 (cf. section 2.2.3) confirment cette observation. Elles mettent en évidence que, pour un processus de génération⁸ des échantillons donné, la porosité d’un sol composé de sphères (sol 'A') est de 0,205 alors que celle d’un milieu composé de clumps (sol 'C') est de 0,171.

Pour évaluer l’influence des variations de porosité induites par la modification de la forme des particules sur les valeurs des coefficients a_i , ces coefficients sont déterminés en utilisant les échantillons de sol 'A' et 'C' dans le cas de l’impact d’un bloc de rayon $R_b = R_m$ ⁹.

L’analyse des critères C_i , quantifiant la différence entre les coefficients a_i obtenus pour les sols 'A' et 'C', met en évidence des différences supérieures à celles obtenues pour différents arrangements géométriques des particules pour les coefficients a_3, a_4, a_6, a_8 et a_9 (Tab. 5.5, Tab. 5.7). Cela montre la nette influence des variations de porosité induites par la modification de la forme des particules sur les valeurs des coefficients a_i .

Par conséquent, la détermination de la forme des particules est nécessaire à l’utilisation pertinente

⁸Dépôt sous gravité avec angle de frottement nul lors du dépôt sous gravité.

⁹Les autres caractéristiques du milieu impacté sont : courbe granulométrique cf. Fig. 2.2 ; profondeur $H = 12,5R_m$; loi de contact de Hertz-Mindlin ($\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$, $G = 40 \text{ GPa}$, $\nu = 0.25$, $\varphi = 30^\circ$). La taille du jeu de données est : 150 conditions incidentes différentes (Tab. 5.1), 100 points d’impact différents.

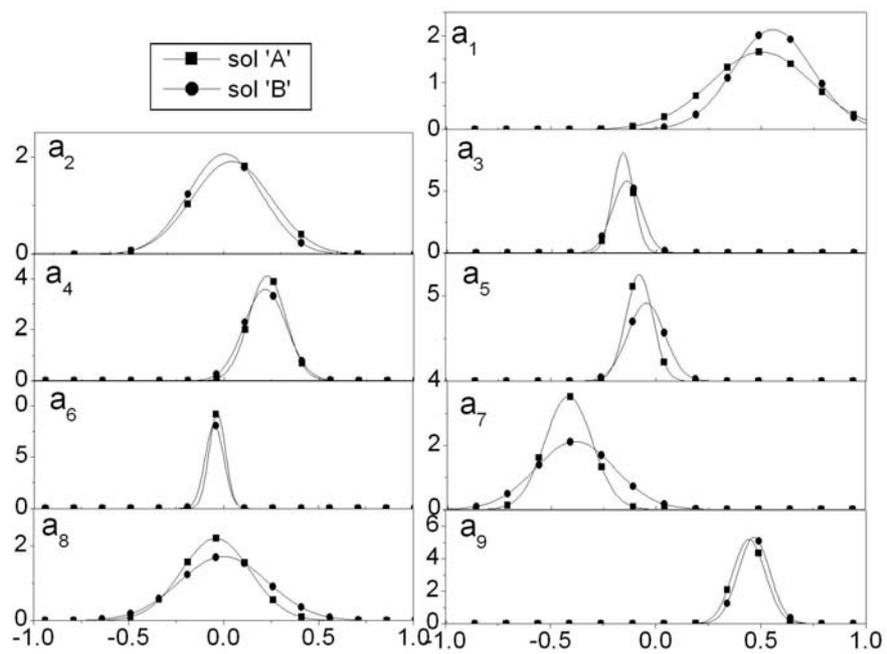


FIG. 5.6 – Influence de la forme des particules constitutives de l'échantillon sur les distributions marginales des coefficients a_i pour des porosités des échantillons de sol égales. L'échelle sur l'axe des ordonnées est différente pour chaque coefficient a_i considéré.

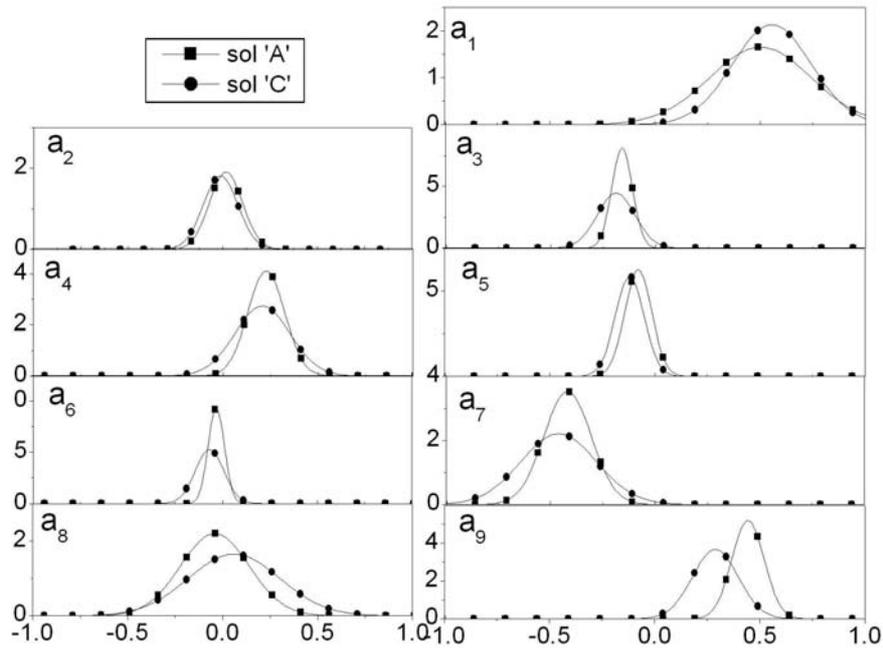


FIG. 5.7 – Influence de la forme des particules constitutives de l'échantillon sur les distributions marginales des coefficients a_i . L'échelle sur l'axe des ordonnées est différente pour chaque distribution des coefficients a_i .

C_1 (%)	C_2 (%)	C_3 (%)	C_4 (%)	C_5 (%)	C_6 (%)	C_7 (%)	C_8 (%)	C_9 (%)
-3	-2	-26	-15	-6	-27	-18	-12	-48

TAB. 5.7 – Critères C_i obtenus par comparaison de résultats issus de simulations pour différentes formes des particules constitutives de l'échantillon.

de la loi développée en raison de la forte influence des modifications de la porosité du sol induites par ce paramètre sur les valeurs des coefficients a_i . Comme les processus de génération des éboulis sont similaires quelle que soit la forme des pierres, on peut considérer que la forme des particules est un indicateur de la porosité du sol. L'utilisation de la forme des particules comme un indicateur de la porosité du sol est essentielle en pratique car la porosité d'un sol est un paramètre très difficile à estimer de manière pertinente sur le terrain.

5.5.4 Influence de la taille de l'impactant

L'analyse de l'influence du rapport de taille R_b/R_m sur les coefficients a_i est menée dans le cas de l'impact d'un bloc sur un sol dense composé de sphères¹⁰.

L'analyse détaillée des distributions marginales des coefficients a_i obtenus pour différentes valeurs

¹⁰Les autres caractéristiques du milieu impacté sont : courbe granulométrique cf. Fig. 2.2; profondeur $H = 12,5R_m$; porosité : 0,205; loi de contact de Hertz-Mindlin ($\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$, $G = 40 \text{ GPa}$, $\nu = 0,25$, $\varphi = 30^\circ$). La taille du jeu de données est : 150 conditions incidentes différentes (Tab. 5.1), 20 points d'impact différents.

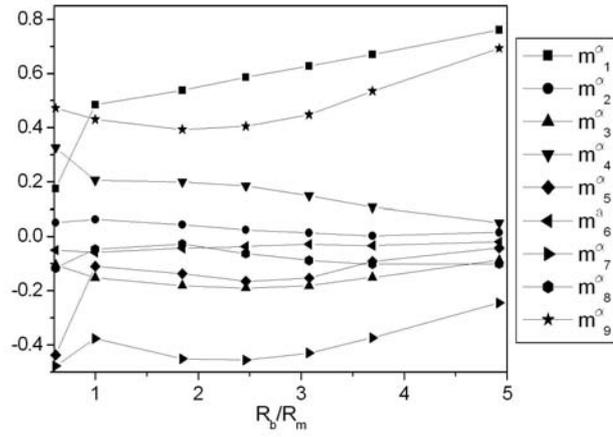


FIG. 5.8 – Influence du rapport de taille R_b/R_m sur les moyennes m_i^α des distributions des coefficients a_i .

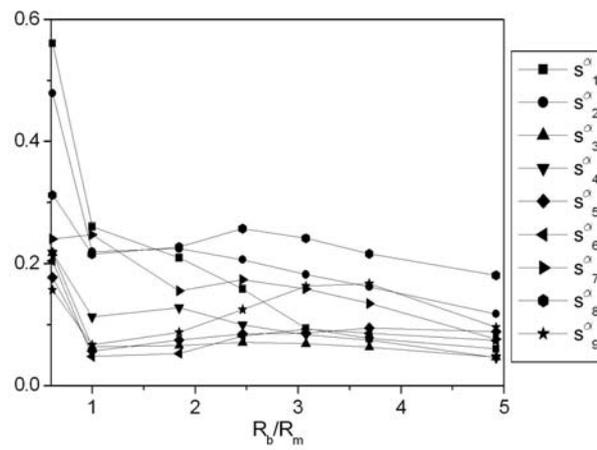


FIG. 5.9 – Influence du rapport de taille R_b/R_m sur les écart-types s_i^α des distributions des coefficients a_i .

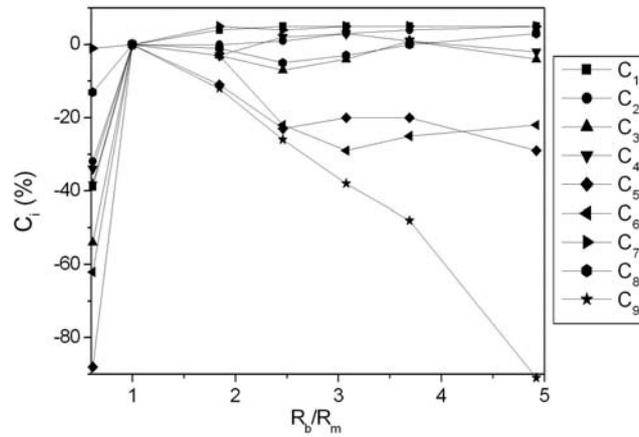


FIG. 5.10 – Influence du rapport de taille R_b/R_m sur les valeurs du critère C_i . Comme le cas de référence correspond à $R_b/R_m = 1$, les valeurs des critères C_i sont toutes nulles pour $R_b/R_m = 1$

de R_b/R_m montre tout d'abord que les moyennes m_i^α (Fig. 5.8) et les écart-types s_i^α (Fig. 5.9) de ces distributions sont très différents selon que le rapport R_b/R_m est inférieur ou supérieur à 1.

Si R_b/R_m est inférieur à 1, les valeurs de m_i^α et s_i^α sont fortement fonctions de R_b/R_m . De plus, les valeurs des écart-types s_i^α sont très fortes car la variabilité de la surface du sol est importante comparativement à la taille de l'impactant.

Si le rapport R_b/R_m est supérieur à 1, ce qui correspond à la majorité des cas pratiques, les variations de m_i^α et s_i^α en fonction de R_b/R_m sont moins marquées (Fig. 5.8, Fig. 5.9).

En complément de cette analyse qualitative, les critères C_i permettent de quantifier, pour chaque rapport de taille R_b/R_m , la différence entre les valeurs des coefficients a_i obtenues pour le rapport de taille de référence $R_b/R_m = 1$ et celles obtenues pour le rapport de taille R_b/R_m considéré.

L'analyse des critères C_i obtenus pour les différentes valeurs de R_b/R_m (Fig. 5.10) met en évidence des variations non négligeables des coefficients a_i en fonction de R_b/R_m . Ces variations sont, en particulier, significatives pour les coefficients a_5 , a_6 et a_9 . En effet, les critères C_5 , C_6 et C_9 atteignent des valeurs supérieures à celles obtenues pour différents arrangement géométriques des particules du sol (supérieures à 24% - Tab. 5.5) lorsque le rapport de taille R_b/R_m augmente (Fig. 5.10).

Il n'est donc pas envisageable, en pratique, d'utiliser les mêmes valeurs des paramètres de la loi quelle que soit la taille de l'impactant. Par conséquent, lors de l'utilisation pratique de la loi stochastique d'impact, il est nécessaire de définir une base de donnée contenant plusieurs jeux de paramètres caractéristiques de la loi stochastique d'impact pour différentes valeurs du rapport R_b/R_m et pour une profondeur représentative du sol impacté.

5.6 Applicabilité de la loi d'impact dans un contexte tri-dimensionnel

Afin d'évaluer l'applicabilité de la loi stochastique d'impact en 3D, des simulations d'impact sont menées en 3D et les coefficients de la loi stochastique d'impact obtenus suite au traitement des résultats

de ces simulations en 3D sont comparés à ceux obtenus à partir de résultats de simulations similaires en 2D.

L'utilisation de la loi stochastique d'impact 2D dans un contexte 3D nécessite la définition d'un protocole d'intégration de cette loi lors du calcul du vecteur vitesse réfléchi en 3D.

Le protocole défini se base sur le fait que, en 3D, la composante normale et la composante tangentielle à la surface du sol de la vitesse incidente permettent de définir un plan incident. Il en est de même pour la composante normale et la composante tangentielle à la surface du sol du vecteur vitesse réfléchi. Les plans incidents et réfléchis ainsi définis sont perpendiculaires à la surface du sol et forment un angle δ^{re} correspondant à la déviation du bloc au cours de l'impact (Fig. 5.11).

En 3D, le vecteur vitesse réfléchi peut donc être déterminé à partir du vecteur vitesse incident en deux étapes consistant au :

- calcul 2D des composantes du vecteur vitesse réfléchi (V_t^{re} , V_n^{re} , ω^{re}) dans le plan réfléchi en fonction des composantes du vecteur vitesse incident (V_t^{in} , V_n^{in} , ω^{in}) dans le plan incident,
- calcul de la déviation du bloc (angle δ^{re}) au cours de l'impact permettant la définition complète du vecteur vitesse réfléchi.

La loi stochastique d'impact est utilisée lors de la première phase du calcul du vecteur vitesse réfléchi afin de déterminer les composantes du vecteur vitesse réfléchi dans le plan réfléchi en fonction des composantes du vecteur vitesse incident dans le plan incident.

Les trois composantes du vecteur vitesse incident (V_t^{in} , V_n^{in} , ω^{in}) dans le plan incident sont caractérisées par l'intermédiaire de trois paramètres définis par rapport au plan d'incidence. Ces trois paramètres sont :

- la norme de la vitesse incidente V_{3D}^{in} (Fig. 5.11),
- l'angle d'incidence α_{3D}^{in} (Fig. 5.11),
- la vitesse de rotation ω_{3D}^{in} pour laquelle le choix est fait de se limiter au cas où l'axe instantané de rotation de l'impactant avant impact est perpendiculaire au plan d'incidence (Fig. 5.11).

De manière similaire, les trois composantes du vecteur vitesse réfléchi (V_t^{re} , V_n^{re} , ω^{re}) dans le plan réfléchi sont caractérisées par la norme de la vitesse réfléchie V_{3D}^{re} , l'angle réfléchi α_{3D}^{re} et la vitesse de rotation réfléchie ω_{3D}^{re} (Fig. 5.11). Il est important de noter que l'axe instantané de rotation du bloc après impact n'est pas forcément perpendiculaire au plan réfléchi.

Pour cette étude, une loi comparative similaire à la loi stochastique développée dans la section 5.4 est définie afin de faciliter la comparaison entre les coefficients de la loi d'impact obtenus à partir de simulations en 2D et en 3D. Cette loi stochastique comparative d'ordre 1 relie les valeurs absolues des composantes du vecteur vitesse réfléchi dans le plan réfléchi (V_t^{re} , V_n^{re} et Ω^{re} - Fig. 5.12) aux valeurs absolues des composantes du vecteur vitesse incident (V_t^{in} , V_n^{in} et Ω^{in} - Fig. 5.12) dans le plan incident par l'intermédiaire de coefficients a_i' :

$$\begin{pmatrix} V_t^{re} \\ V_n^{re} \\ R_b \Omega^{re} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a'_1 & a'_2 & a'_3 \\ a'_4 & a'_5 & a'_6 \\ a'_7 & a'_8 & a'_9 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_t^{in} \\ V_n^{in} \\ R_b \Omega^{in} \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

où les valeurs des coefficients a_i' sont tirées dans une loi normale de dimension 9 de vecteur moyen $\mathbf{M}^{\alpha'}$ et de matrice de covariance $\mathbf{\Sigma}^{\alpha'}$.

Les coefficients a'_i sont déterminés à partir de résultats de simulations en 2D et en 3D afin de comparer les valeurs obtenues dans ces deux cas.

En 2D, les valeurs absolues des composantes des vecteurs vitesse incidents et réfléchis sont définies de la façon suivante :

$$\begin{aligned} V_n^{in} &= |V^{in} \cos \alpha^{in}| & ; & & V_t^{in} &= |V^{in} \sin \alpha^{in}| & ; & & \Omega^{in} &= |\omega^{in}| \\ V_n^{re} &= |V^{re} \cos \alpha^{re}| & ; & & V_t^{re} &= |V^{re} \sin \alpha^{re}| & ; & & \Omega^{re} &= |\omega^{re}| \end{aligned}$$

En 3D, elles sont définies par les relations (Fig. 5.11 ; Fig. 5.12) :

$$\begin{aligned} V_n^{in} &= |V_{3D}^{in} \cos \alpha_{3D}^{in}| & ; & & V_t^{in} &= |V_{3D}^{in} \sin \alpha_{3D}^{in}| & ; & & \Omega^{in} &= |\omega_{3D}^{in}| \\ V_n^{re} &= |V_{3D}^{re} \cos \alpha_{3D}^{re}| & ; & & V_t^{re} &= |V_{3D}^{re} \sin \alpha_{3D}^{re}| & ; & & \Omega^{re} &= |\omega_{3D}^{re}| \end{aligned}$$

Il est important de noter que la loi stochastique définie pour cette étude comparative relie les valeurs absolues des composantes des vecteurs vitesses associées aux plans incident et réfléchi et non les composantes de ces vecteurs vitesses. Cette simplification permet de s'affranchir des problèmes de signes lors de la comparaison des résultats de simulations en 2D et en 3D. Par contre, les résultats obtenus avec cette loi ne sont utilisables que dans le cadre de cette étude comparative et non dans le cadre d'une utilisation prédictive de la loi stochastique d'impact.

Par ailleurs, les valeurs fournies par cette loi ne permettent pas la détermination complète du vecteur vitesse réfléchi en 3D. Pour cela, il est également nécessaire de caractériser la déviation du bloc au cours de l'impact en réalisant, par exemple, une estimation probabiliste de l'angle de déviation δ^{re} (Fig. 5.11).

Les caractéristiques des simulations d'impact en 3D sont définies de façon à favoriser la comparaison avec les simulations d'impact menées en 2D pour un cas de référence correspondant à l'impact d'un bloc de rayon $R_b = R_m$ sur un sol dense composé de sphères¹¹.

Les simulations en 3D consistent en l'impact d'un bloc sphérique de rayon $R_b = R_m$ sur un milieu composé de sphères. La courbe granulométrique (Fig. 2.2), la procédure de déposition des particules de l'échantillon de sol (dépôt sous gravité avec angle de frottement nul lors du dépôt) ainsi que les dimensions générales (longueur $100R_m$, largeur $100R_m$, profondeur $12,5R_m$) de l'échantillon de sol sont identiques à celles du modèle numérique 2D utilisé. De plus, les simulations sont, comme pour les simulations en 2D, réalisées en 100 points d'impact différents.

Pour des raisons pratiques de limitation du temps de calcul, le nombre de valeurs des paramètres incidents explorées en chaque point d'impact est restreint par rapport au nombre de valeurs explorées lors des simulations en 2D (Tab. 5.1) : 3 vitesses incidentes, 3 vitesses de rotation et 3 angles d'incidence sont définis dans la gamme de variation déterminée dans le chapitre 2 (Tab. 2.3). Les valeurs explorées sont résumées dans le tableau 5.8.

Les distributions marginales des coefficients a'_i déterminés à partir des résultats de ces simulations en 2D et en 3D sont fortement similaires (Fig. 5.13).

De plus, les valeurs des critères C'_i , quantifiant la différence entre les coefficients a'_i déterminés à partir de résultats de simulations en 2D et en 3D, mettent en évidence la forte similarité des coefficients

¹¹Les autres caractéristiques du milieu impacté sont : courbe granulométrique cf. Fig. 2.2 ; profondeur $H = 12,5R_m$; loi de contact de Hertz-Mindlin ($\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$, $G = 40 \text{ GPa}$, $\nu = 0,25$, $\varphi = 30^\circ$). La taille du jeu de données est : 150 conditions incidentes différentes (Tab. 5.1), 100 points d'impact différents.

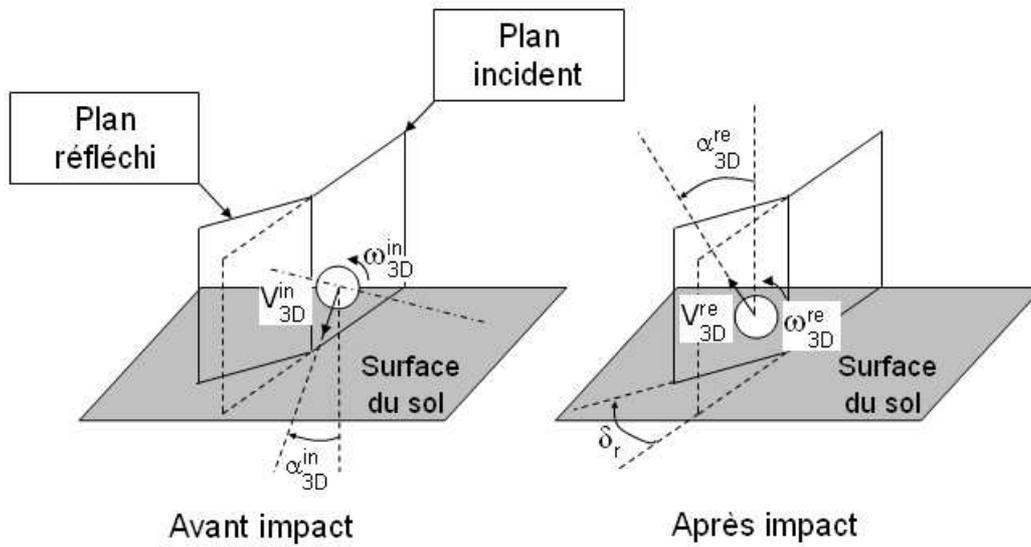


FIG. 5.11 – Définition des paramètres cinématiques V_{3D}^{in} , α_{3D}^{in} et ω_{3D}^{in} (resp. V_{3D}^{re} , α_{3D}^{re} et ω_{3D}^{re}) associés aux plan incident (resp. réfléchi).

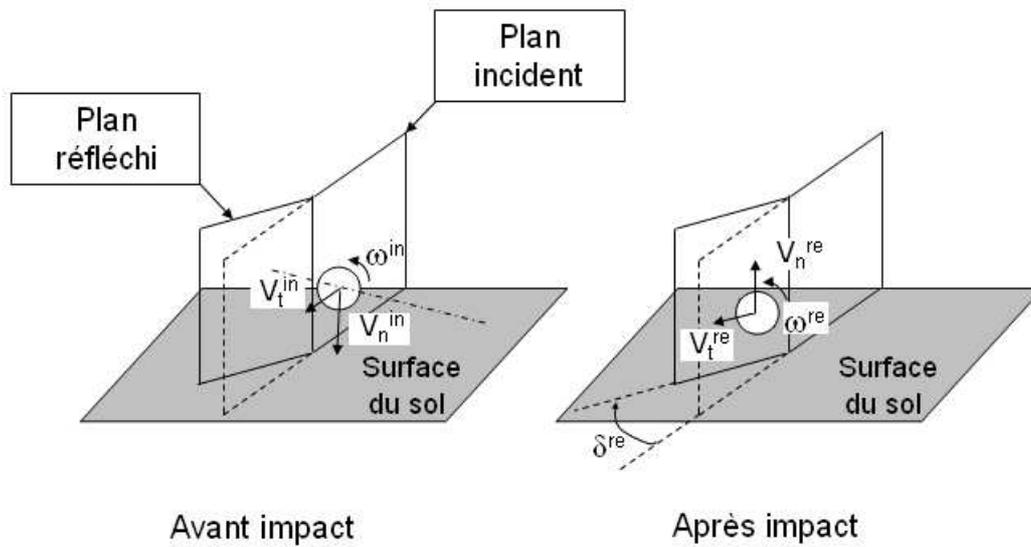


FIG. 5.12 – Définition des composantes V_t^{in} et V_n^{in} (resp. V_t^{re} et V_n^{re}) en 3D dans le plan incident (resp. réfléchi).

Paramètre incident	Valeurs explorées
V_{3D}^{in} (m/s)	5 ; 15 ; 25
α_{3D}^{in} (°)	0 ; 45 ; 75
ω_{3D}^{in} (rad/s)	-6 ; 0 ; 6

TAB. 5.8 – Valeurs des paramètres cinématiques incidents explorées lors des simulations 3D.

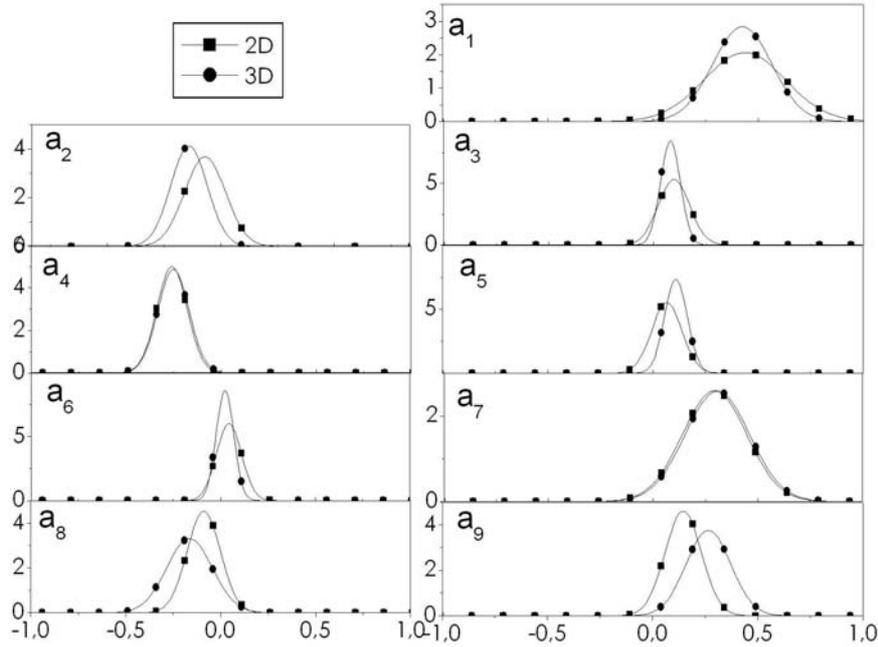


FIG. 5.13 – Distributions marginales des coefficients a'_i obtenus en utilisant des modèles numériques 2D et 3D. L'échelle sur l'axe des ordonnées est différente pour chaque distribution des coefficients a_i .

C'_1 (%)	C'_2 (%)	C'_3 (%)	C'_4 (%)	C'_5 (%)	C'_6 (%)	C'_7 (%)	C'_8 (%)	C'_9 (%)
4	-4	5	0	2	4	0	-18	-28

TAB. 5.9 – Critères C'_i de comparaison des résultats obtenus en utilisant des modèles numériques 2D et 3D.

a'_i obtenus à partir de données 2D et en 3D excepté pour les coefficients a'_8 et a'_9 . En effet, les critères C_i sont tous inférieures à 5% alors que, pour les coefficients a'_8 et a'_9 , $C'_8 = -18\%$ et $C'_9 = -28\%$ (Tab. 5.9). Pour les coefficients a'_8 et a'_9 , les différences observées sont donc significatives

On peut donc considérer que les coefficients de la loi stochastique d'impact déterminés à partir de résultats de simulation 2D sont très pertinents pour assurer une prédiction correcte des composantes translationnelles de la vitesse réfléchie (V_t^{re} et V_n^{re}) dans le plan réfléchi. Cependant, la prédiction pertinente de la vitesse de rotation réfléchie (ω^{re}) n'est pas assurée car cette composante est déterminée à l'aide des coefficients a'_8 et a'_9 pour lesquels des différences significatives sont observées selon que leurs valeurs sont déterminées à partir de simulations en 2D ou en 3D.

5.7 Intérêt et limitations de la loi stochastique d'impact

L'étude détaillée de la loi stochastique d'impact montre que le domaine de validité de cette loi couvre une large gamme de configurations et que l'utilisation de cette loi assure une représentativité des résultats en 3D. Une intégration de la loi développée au sein de logiciels d'analyse trajectographique

peut donc être envisagée.

Il est cependant important de noter que, comme la variabilité des coefficients a_i est modélisé par l'intermédiaire de lois normales, l'utilisation prédictive de la loi stochastique peut, en théorie, conduire à la génération de valeurs aberrantes. Le choix de l'utilisation de lois normales pour modéliser la variabilité des coefficients a_i est donc discutable. Néanmoins, étant donné la faible variabilité des lois normales associées aux coefficients a_i , la génération de telles valeurs constitue en pratique un événement rare.

Les coefficients de restitution R_n et R_t classiquement utilisés pour modéliser l'impact en analyse trajectographique (cf. section 1.2.2 ; Eq. 1.3 et Eq. 1.4) peuvent être comparés à la moyenne $E(\mathbf{V}^{\text{re}})$ des prédictions des vitesses réfléchies obtenues en utilisant la loi stochastique d'impact.

La moyenne $E(\mathbf{V}^{\text{re}})$ est la valeur la plus probable de la vitesse réfléchie prédite par la loi stochastique d'impact. $E(\mathbf{V}^{\text{re}})$ peut s'écrire de la façon suivante :

$$E(\mathbf{V}^{\text{re}}) = \begin{pmatrix} m_1^\alpha v_t^{\text{in}} + m_2^\alpha v_n^{\text{in}} + m_3^\alpha R_b \omega^{\text{in}} \\ m_4^\alpha v_t^{\text{in}} + m_5^\alpha v_n^{\text{in}} + m_6^\alpha R_b \omega^{\text{in}} \\ m_7^\alpha v_t^{\text{in}} + m_8^\alpha v_n^{\text{in}} + m_9^\alpha R_b \omega^{\text{in}} \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

Les coefficients de restitution classiques R_n et R_t peuvent être comparés à la composante tangentielle et à la composante normale de la moyenne $E(\mathbf{V}^{\text{re}})$ divisées, respectivement, par la composante tangentielle v_t^{in} et la composante normale v_n^{in} de la vitesse incidente :

$$\begin{pmatrix} R_t \\ R_n \end{pmatrix} = \mathbf{C} + \mathbf{D} = \begin{pmatrix} m_1^\alpha \\ m_5^\alpha \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_2^\alpha \frac{v_n^{\text{in}}}{v_t^{\text{in}}} + m_3^\alpha \frac{R_b \omega^{\text{in}}}{v_t^{\text{in}}} \\ m_4^\alpha \frac{v_t^{\text{in}}}{v_n^{\text{in}}} + m_6^\alpha \frac{R_b \omega^{\text{in}}}{v_n^{\text{in}}} \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

Le terme \mathbf{C} montre clairement que la moyenne des prédictions $E(\mathbf{V}^{\text{re}})$ est en partie composée de termes équivalents aux coefficients de restitution classiques. De plus, par l'intermédiaire du terme \mathbf{D} , $E(\mathbf{V}^{\text{re}})$ permet également de traduire la dépendance de chaque composante de la vitesse réfléchie à tous les paramètres cinématiques incidents.

Ainsi, contrairement aux modèles classiques, les coefficients de restitution moyens R_n et R_t prédits par le modèle stochastique ne sont pas constants. Ils dépendent fortement des paramètres cinématiques incidents (Fig. 5.14). Par conséquent, le modèle développé peut être considéré comme une extension des modèles classiques permettant de modéliser la dépendance de chaque composante de la vitesse réfléchie à tous les paramètres cinématiques incidents. En effet, dans la loi stochastique d'impact développée, les vecteurs vitesses incidents et réfléchis sont reliés par une relation matricielle.

De plus, la loi stochastique permet, contrairement aux lois classiques, d'intégrer directement la variabilité des vitesses réfléchies lors de la définition de la loi d'impact. Dans les lois classiques, la variabilité des vitesses réfléchies est prise en compte après la définition de la loi d'impact déterministe (cf. section 1.2.2). Les coefficients de restitution sont donc considérés comme des variables aléatoires indépendantes. Au contraire, dans la loi stochastique d'impact, la variabilité des vitesses réfléchies est prise en compte dès la définition de la loi d'impact. Cela permet de quantifier les corrélations entre les contributions des paramètres cinématiques incidents aux vitesses réfléchies, ce qui n'est pas possible si la variabilité est introduite a posteriori.

Enfin, la loi stochastique développée permet de séparer les contributions des variations des propriétés du sol (opérateur \mathbf{A}) et des conditions cinématiques incidentes (reste $\mathbf{R}(\mathbf{T}^{\text{in}})$) à la variabilité totale des

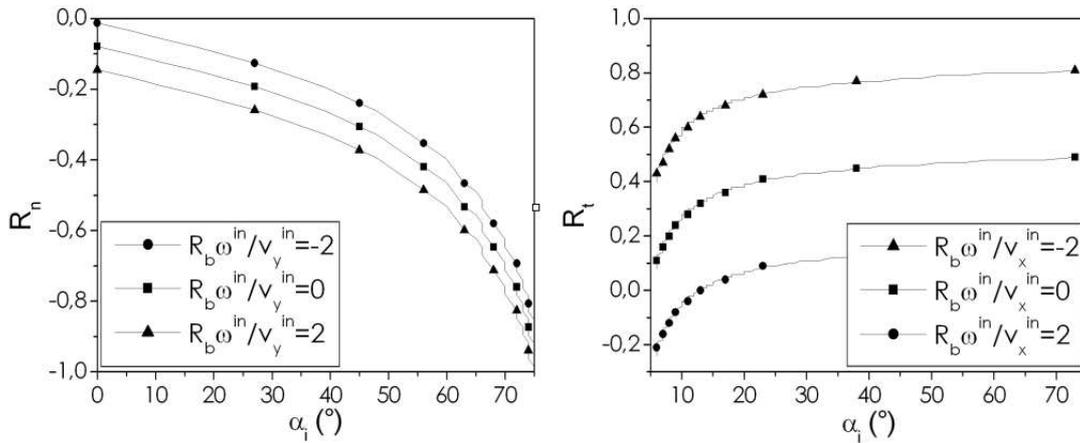


FIG. 5.14 – Coefficients de restitution moyens R_n et R_t prédits par le modèle stochastique pour différents angles d'incidence α^{in} et vitesses de rotation incidentes ω^{in} ($R_b = R_m$).

vitesses réfléchies.

5.8 Résumé - Conclusions

Dans ce chapitre, un protocole de campagne de simulations numériques a été défini sur la base du modèle numérique développé dans les chapitres précédents. Les résultats des campagnes de simulations réalisées selon ce protocole ont permis de constituer plusieurs jeux de données fournissant une quantité importante de résultats de simulation dans des configurations diversifiées.

L'analyse statistique des résultats de simulation a permis de définir une loi stochastique d'impact reliant les vitesses incidentes et réfléchies de l'impactant.

Malgré la légère sensibilité des paramètres de la loi stochastique d'impact à l'arrangement géométrique de l'échantillon numérique de sol utilisé pour leur détermination, on peut considérer que ces paramètres sont principalement fonctions des caractéristiques macroscopiques du sol impacté et de l'impactant.

L'analyse de l'influence de ces caractéristiques sur les paramètres de la loi stochastique d'impact met tout d'abord en évidence que ces paramètres sont fortement fonctions des modifications de la porosité du sol en fonction de la forme des particules. La connaissance de la forme des particules du sol impacté est donc nécessaire à l'utilisation pertinente de la loi développée.

De plus, les valeurs des paramètres de la loi stochastique varient de manière significative en fonction du rapport de taille R_b/R_m . Lors de l'utilisation pratique de la loi stochastique d'impact, il est donc nécessaire de définir une base de donnée contenant plusieurs jeux de paramètres caractéristiques de la loi stochastique d'impact pour différentes valeurs du rapport R_b/R_m et pour une profondeur représentative du sol impacté.

Par ailleurs, la comparaison des paramètres de la loi obtenus à partir de résultats de simulations menées en 2D et en 3D montre que les paramètres de la loi stochastique d'impact déterminés à partir de résultats de simulation 2D sont très pertinents pour assurer une prédiction correcte des composantes translationnelles de la vitesse réfléchie en 3D. Cependant, la prédiction pertinente de la vitesse de rota-

tion réfléchie n'est pas assurée car les paramètres associés à la détermination de cette composante sont significativement différents selon que leurs valeurs sont déterminées à partir de simulations en 2D ou en 3D.

L'étude détaillée de la loi stochastique d'impact montre donc que le domaine de validité de cette loi couvre une large gamme de configurations pour des rapports entre le rayon de l'impactant et le rayon moyen des particules du sol compris entre 1 et 5. De plus, l'utilisation de cette loi pour prédire le rebond de l'impactant en 3D semble pertinente. Une intégration de la loi stochastique d'impact au sein de logiciels d'analyse trajectographique peut donc être envisagée.

La comparaison entre la loi stochastique d'impact et les lois classiquement utilisés en analyse trajectographique met en évidence que la loi développée est une extension des lois classiques capable de modéliser la dépendance de chaque composante de la vitesses réfléchie à tous les paramètres cinématiques incidents. Le cadre stochastique global mis en place permet en outre de modéliser séparément les différentes sources de variabilité des vitesses réfléchies.

Cette loi constitue donc un point de départ cohérent pouvant être intégré dans le contexte de l'analyse trajectographique de façon à caractériser les différents niveaux de risque en différents points d'un site précis. La procédure d'intégration de la loi stochastique d'impact au sein des logiciels d'analyse trajectographique est détaillée dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Application à la trajectographie

6.1 Objectifs

L'utilisation de la loi stochastique d'impact définie dans le chapitre 5 dans le contexte de l'analyse trajectographique nécessite le développement d'une procédure d'intégration de cette loi minimisant le nombre de paramètres à déterminer sur le terrain. Cette procédure doit intégrer les contraintes rencontrées sur le terrain par les modélisateurs et, notamment, les possibilités d'obtention sur le terrain des différentes caractéristiques du sol et de l'impactant nécessaires à la définition de la loi d'impact.

Dans ce chapitre, un protocole d'intégration de la loi stochastique d'impact au sein d'un logiciel de trajectographie est tout d'abord développé. La pertinence de cette procédure d'utilisation de la loi développée dans le contexte de l'analyse trajectographique est ensuite évaluée en comparant les prédictions obtenues en suivant cette procédure aux résultats d'une campagne d'essais en grandeur réelle.

Dans un second temps, la procédure d'analyse trajectographique est utilisée dans l'optique de définir un cadre de travail permettant de mener une analyse probabiliste des conditions de propagation des blocs sur un site. Cette analyse probabiliste doit permettre la caractérisation de l'aléa de propagation des blocs en tout point du site étudié ainsi que l'optimisation du positionnement et du dimensionnement d'ouvrages de protection.

6.2 Intégration de la loi stochastique d'impact dans un modèle de trajectographie 3D

Une procédure d'intégration de la loi stochastique définie dans la section 5.4 au sein d'un logiciel de modélisation 3D des trajectoires potentielles des blocs en chute est tout d'abord développée. Le logiciel choisi pour l'intégration de la loi stochastique d'impact est le logiciel Rockyfor développé par Dorren et al. (2004, 2006). Ce modèle d'analyse trajectographique permet le calcul en 3D des trajectoires (Fig. 6.1), de l'évolution des vitesses et des énergies cinétiques de blocs sphériques en chute.

Dans le logiciel Rockyfor, la première étape de la simulation des trajectoires potentielles des blocs en chute est la définition des conditions de départ des blocs en fonction des données géomorphologiques disponibles pour le site étudié. Lors de cette étape, le diamètre équivalent, la densité et la vitesse initiale des blocs sont définis par le modélisateur.

Le modèle d'analyse trajectographique permet la simulation de la trajectoire des blocs comme une succession de phases de vol libre et d'impact sur le sol. Le roulement des blocs est considéré comme une succession de rebonds et le glissement des blocs n'est pas pris en compte.

La trajectoire de chaque bloc est définie à partir des positions successives du bloc considéré au cours de sa chute dans une repère (X, Y, Z) tel que :

- l'axe X corresponde à la direction Est-Ouest,
- l'axe Y corresponde à la direction Nord-Sud,
- l'axe Z soit vertical.

Les coordonnées X et Y du bloc en chute (Fig. 6.1) sont reliées à un ensemble de cartes raster¹ fournissant les informations nécessaires à la définition de la topographie du terrain (coordonnée Z de la surface du sol - Fig. 6.1) et des caractéristiques du sol nécessaires au calcul du rebond du bloc (tailles moyennes des particules du sol, profondeur, porosité...) en tout point du site étudié. Les différentes cartes raster nécessaires à la modélisation sont définies par l'utilisateur suite à un relevé topographique et à un relevé de différentes données de terrain en tout point du site étudié.

6.2.1 Définition d'une loi d'impact

Le choix est fait d'utiliser directement la loi stochastique d'impact 2D pour modéliser l'impact des blocs sur le sol en 3D. Ce choix, classique en analyse trajectographique (cf. section 1.2.2), est essentiellement motivé par le fait que l'utilisation d'une loi stochastique d'impact 3D conduirait à la définition d'un nombre trop important de paramètres. Par ailleurs, la pertinence de la loi stochastique d'impact 2D pour modéliser des simulations numériques d'impact en 3D a été établie (cf. section 5.6).

En 3D, la composante normale et la composante tangentielle de la vitesse incidente permettent de définir un plan incident. Il en est de même pour la composante normale et la composante tangentielle du vecteur vitesse réfléchi. Les plans incidents et réfléchis ainsi définis sont perpendiculaires à la surface du sol et forment un angle δ^{re} correspondant à la déviation du bloc au cours de l'impact (Fig. 6.2).

La procédure d'intégration de la loi stochastique est basée sur une définition des vitesses avant et après impact dans les plans incidents et réfléchis définis ci-dessus. Cette procédure comporte deux étapes consistant au :

- calcul 2D des composantes du vecteur vitesse réfléchi $(V_t^{re}, V_n^{re}, \omega^{re})$ dans le plan réfléchi en fonction des composantes du vecteur vitesse incident $(V_t^{in}, V_n^{in}, \omega^{in})$ dans le plan incident,
- calcul de la déviation du bloc (angle δ^{re}) au cours de l'impact permettant la définition complète du vecteur vitesse réfléchi de l'impactant.

La loi stochastique d'impact 2D est tout d'abord utilisée afin de déterminer les composantes du vecteur vitesse réfléchi dans le plan réfléchi en fonction des composantes du vecteur vitesse incident dans le plan incident.

Cette loi permet également de déterminer la vitesse de rotation réfléchie de l'impactant en fonction des paramètres cinématiques incidents. Comme la loi ne fournit qu'une information 2D sur la vitesse de rotation, l'hypothèse est faite que la rotation du bloc n'est possible qu'autour d'axes perpendiculaires aux plans incidents et réfléchis, respectivement (Fig. 6.2).

¹Une carte raster est, en analyse trajectographique, un fichier de données associant une (ou plusieurs) grandeur(s) définie(s) par l'utilisateur aux coordonnées horizontales (X, Y) de tous les points d'un site d'étude.

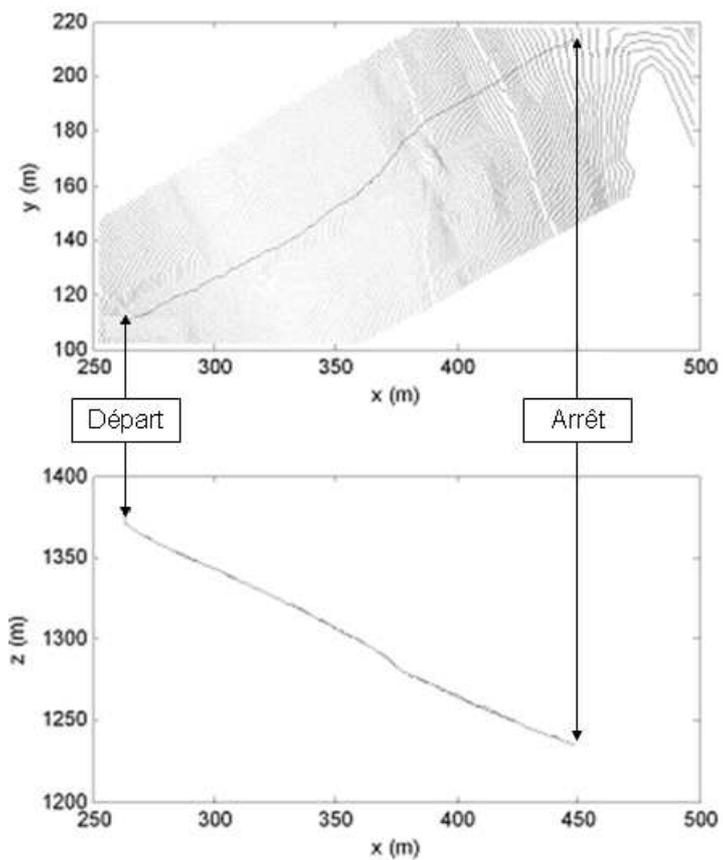


FIG. 6.1 – Calcul d’une des trajectoires possibles du bloc en chute dans le plan horizontal (X, Y) et dans le plan vertical (X, Z) . La topographie du terrain (coordonnée Z de la surface du sol) est définie pour chaque point du plan (X, Y) par l’intermédiaire d’une carte raster.

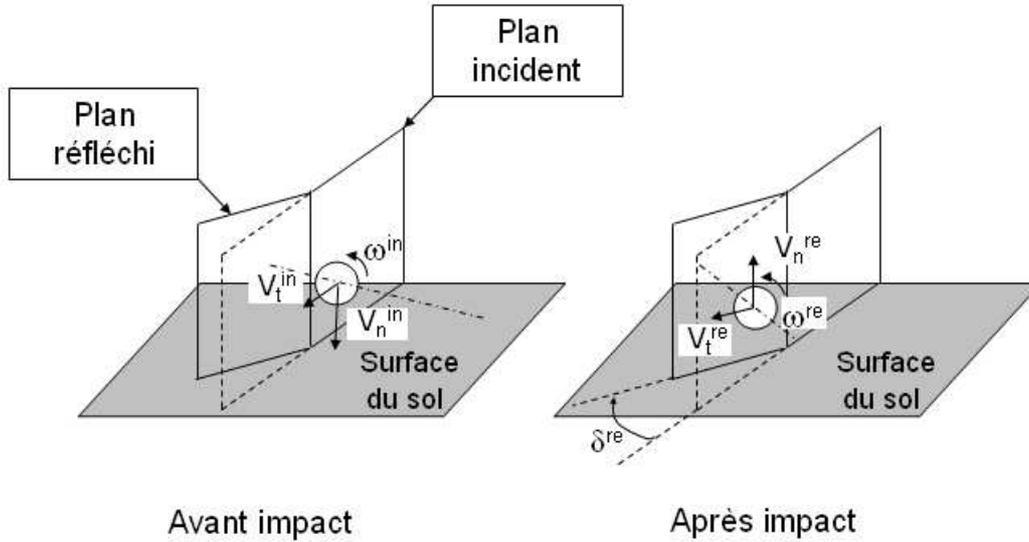


FIG. 6.2 – Définition des plans incidents et réfléchis et des paramètres cinématiques associés.

La formulation simplifiée de la loi stochastique d'impact définie dans la section 5.4 permet de relier la vitesse normale réfléchie V_n^{re} , la vitesse tangentielle réfléchie V_t^{re} et la vitesse de rotation réfléchie ω^{re} aux vitesses incidentes, respectivement notées V_n^{in} , V_t^{in} et ω^{in} par l'intermédiaire de coefficients a_i :

$$\begin{pmatrix} V_t^{re} \\ V_n^{re} \\ R_b \omega^{re} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ a_4 & a_5 & a_6 \\ a_7 & a_8 & a_9 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_t^{in} \\ V_n^{in} \\ R_b \omega^{in} \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

Les paramètres cinématiques incidents et réfléchis utilisés sont explicités dans la figure 6.2. De plus, les valeurs des coefficients a_i sont tirées dans une loi normale de dimension 9 de vecteur moyen M^α et de matrice de covariance Σ^α . Les coefficients de M^α et Σ^α sont déterminés par analyse statistique (cf. chapitre 5) de résultats de simulations 2D obtenus en utilisant le modèle numérique de sol défini dans le chapitre 2.

Les résultats obtenus dans le chapitre 5 ont mis en évidence que les valeurs des coefficients de M^α et Σ^α sont essentiellement fonctions des caractéristiques macroscopiques du sol impacté et de l'impactant. En particulier, la forme des particules, conditionnant la porosité du sol dans le cas d'une génération du sol par dépôt sous gravité des pierres le composant, et le rapport R_b/R_m entre la taille de l'impactant et celle des particules constitutives du sol jouent un rôle non négligeable.

La définition complète en 3D de la vitesse réfléchie de l'impactant requiert également la détermination de l'angle de déviation δ^{re} de l'impactant (Fig. 6.2) au cours de l'impact.

En toute rigueur, l'angle de déviation et les composantes du vecteur vitesse utilisés dans la loi stochastique d'impact étant des paramètres liés, il faudrait analyser et prendre en compte les corrélations entre ces paramètres. Cette démarche conduirait à une importante complexification de la loi d'impact. En première approximation, l'angle de déviation est donc considéré comme étant un paramètre indépendant.

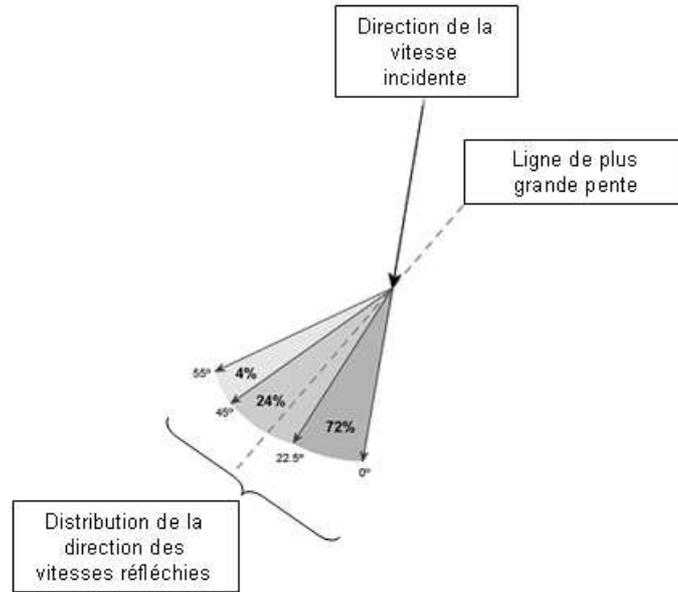


FIG. 6.3 – Distribution des angles de déviation δ^{re} .

A chaque rebond, l'angle de déviation est déterminé de façon probabiliste en fonction de la topographie du terrain. La distribution de l'angle de déviation a été déterminée par Dorren et al. (2006) suite à l'analyse de résultats expérimentaux en grandeur réelle. Cette distribution (Fig. 6.3) est telle que :

- $P(0^\circ < \delta^{re} < 22,5^\circ) = 72\%$,
- $P(22,5^\circ < \delta^{re} < 45^\circ) = 24\%$,
- $P(45^\circ < \delta^{re} < 55^\circ) = 4\%$
- $P(\delta^{re} > 55^\circ) = 0\%$.

De plus, comme ces observations de terrain mettent en évidence que, dans des configurations usuelles, il est quasiment impossible pour un bloc de se déplacer de façon ascendante le long de la pente, l'hypothèse est faite que la déviation du bloc n'est possible que vers la direction de la ligne de plus grande pente du terrain.

6.2.2 Procédure de collecte des données de terrain

Dans le chapitre 5, l'étude de l'influence des données de terrain (caractéristiques du sol et de l'impactant) sur les paramètres de la loi stochastique d'impact n'a été menée que pour les données facilement identifiables sur le terrain. Ces données sont la forme des particules et le rapport R_b/R_m entre la taille de l'impactant et celle des particules constitutives du sol.

La forme des particules est considérée constante en tout point du site d'étude bien que l'influence de cette donnée sur les paramètres de la loi stochastique d'impact soit non négligeable (cf. section 5.5.3). Cette simplification permet de limiter le nombre de données de terrain à relever et de s'affranchir d'une procédure, nécessairement subjective, d'estimation de la forme des particules en tout point du site.

Seul le rapport de taille R_b/R_m est donc estimé en chaque point du site d'étude par une campagne de collecte de données de terrain. La distribution des diamètres équivalents R_b des blocs en chute est

estimée lors de la définition des conditions de départ des blocs. La collecte de données de terrain ne concerne donc que la taille moyenne R_m des particules constitutives du sol. Ce relevé de terrain a pour but la définition d'une carte raster permettant d'associer une valeur de la taille moyenne R_m à chaque couple de coordonnées (X, Y) du site étudié. Pour définir cette carte, le rayon moyen R_m des pierres constitutives du sol est estimé sur le terrain en chaque point du site.

La procédure de collecte des données de terrain rend nécessaire la détermination, préalablement à l'analyse trajectographique, de plusieurs jeux de paramètres de la loi stochastique d'impact pour différentes valeurs du rapport de taille R_b/R_m . En effet, cette procédure conduit, lors des simulations, à calculer le rapport R_b/R_m pour chaque rebond en fonction de la position (X, Y) du bloc. Un jeu de paramètres de la loi stochastique d'impact est alors choisi en fonction de la valeur de R_b/R_m calculée. Ce jeu de paramètres est enfin utilisé pour calculer la vitesse réfléchie du bloc en fonction de sa vitesse incidente.

La détermination des différents jeux de paramètres de la loi stochastique d'impact est faite suite à l'analyse statistique de résultats de simulations 2D obtenus en utilisant le modèle numérique de sol défini dans le chapitre 2. Pour le modèle numérique de sol utilisé, si la forme des particule et le rapport R_b/R_m sont fixés, la vitesse réfléchie de l'impactant est essentiellement fonction de la porosité (cf. chapitre 3) et de la profondeur du sol (cf. chapitre 4). La porosité du sol est conditionnée à la fois par la forme de particules et par les processus ayant conduit à la génération du sol. Dans le but de caractériser le modèle numérique de sol, il est donc nécessaire d'évaluer les processus de génération du sol en tout point du site en complément de l'évaluation de la forme des particules. De plus, il est également nécessaire d'estimer sur le terrain la profondeur moyenne du sol afin de définir le modèle numérique de sol.

6.3 Prédiction de résultats d'essais en grandeur réelle

Afin d'évaluer la pertinence de la procédure d'utilisation de la loi d'impact stochastique, une analyse trajectographique d'un site utilisé pour des essais de chute de blocs en grandeur réelle (Berger et Dorren, 2006) est réalisée. Les prédictions de cette analyse trajectographique sont comparées aux résultats obtenus lors des essais en grandeur réelle.

6.3.1 Essais expérimentaux en grandeur réelle

Le site utilisé lors des essais en grandeur réelle est situé sur la forêt communale de Vaujany (Isère - France - lat. $45^{\circ}12'$, long. $6^{\circ}3'$). Ce site expérimental est un couloir d'avalanche orienté Nord-Ouest d'altitude comprise entre 1200 m et 1400 m. La largeur du site d'étude est de 100 m, sa longueur, mesurée le long de la pente, est de 570 m et sa pente moyenne est de 38° (Fig. 6.4). Le sol est un vaste éboulis composé de pierres de "granit des Sept-Laux" issues du massif cristallin de Belledune. Cet éboulis est la conséquence d'une succession d'avalanches rocheuses, neigeuses et de chutes de blocs.

Chaque essai consiste au lâcher d'un bloc dans la pente d'une hauteur de 5 m à l'aide d'un tractopelle (Fig. 6.5). 100 essais de ce type ont été réalisés au cours de la campagne expérimentale.

Avant chaque essai, le volume du bloc lâché est estimé en mesurant sa longueur, sa largeur et sa hauteur selon trois axes perpendiculaires. Le volume moyen des blocs est de $0,8 \text{ m}^3$ et l'écart-type associé est de $0,15 \text{ m}^3$. La distribution du volume des blocs est exposée dans la figure 6.6.

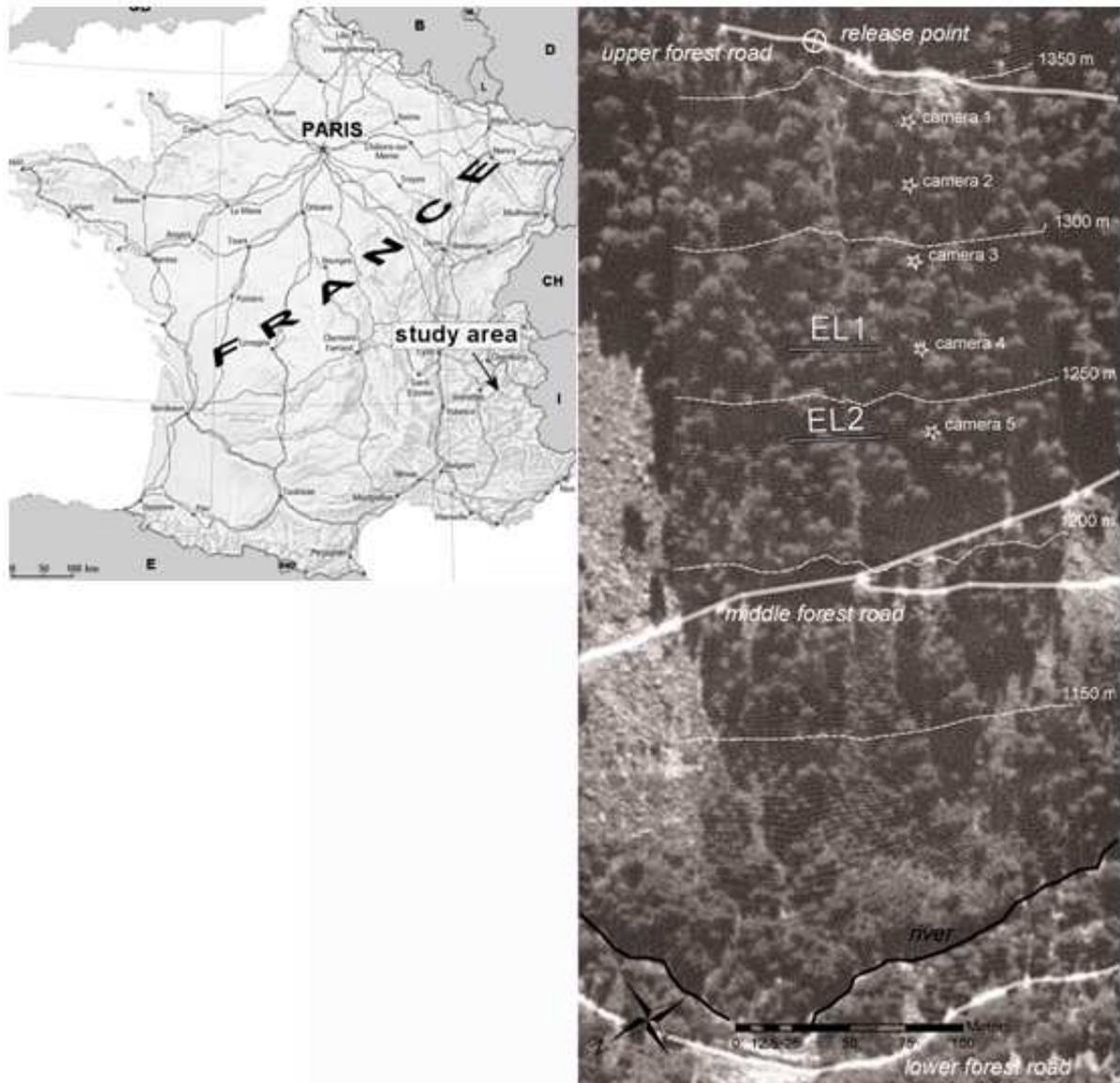


FIG. 6.4 – Description détaillée du site utilisé pour les essais en grandeur réelle.



FIG. 6.5 – a) Blocs utilisés lors des essais en grandeur réelle ; b) Lâcher des blocs à l'aide d'un tracto-pelle.

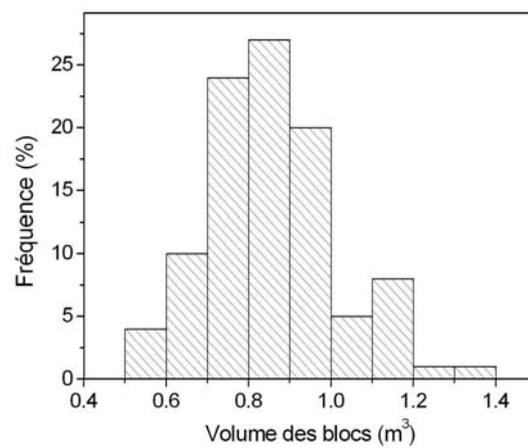


FIG. 6.6 – Distribution du volume des blocs utilisés lors des essais en grandeur réelle.



FIG. 6.7 – Exemple de film de la trajectoire des blocs obtenus lors des essais en grandeur réelle.

Les trajectoires des blocs sont filmées à l'aide de 5 caméras localisées le long de la pente d'essai (Fig. 6.4). Les films des trajectoires sont réalisés de manière à minimiser les diverses erreurs de mesure possibles (Dorren et al., 2006). En particulier, chaque caméra est positionnée à 10 m de hauteur dans des arbres à une distance d'environ 30 m du lieu de passage des blocs afin de faire coïncider au mieux le plan filmé par les caméras avec le plan défini par la trajectoire des blocs.

A la fin de chaque essai, le point d'arrêt du bloc est localisé à l'aide d'un distancemètre laser².

Chaque film obtenu lors des essais (Fig. 6.7) est analysé à l'aide d'un algorithme de traitement d'image utilisant le logiciel Avistep 2.1.1³. Cet algorithme permet d'obtenir, pour chaque image d'un film vidéo, la position et la vitesse d'un objet en mouvement.

Pour cela, les directions horizontales et verticales sont tout d'abord référencées sur la première image du film. Une correspondance entre la distance réelle et, sur le film, de deux points connus de l'image (utilisation d'une mire) est également établie. Puis, les trajectoires des blocs pouvant être considérées parallèles au plan de la caméra, l'analyse 2D de chaque film fournit un extrait de la trajectoire du bloc dans le champ de la caméra (Berger et Dorren, 2006).

L'analyse de cette trajectoire permet de calculer la hauteur maximale de passage H^{max} du centre de gravité du bloc au dessus du sol dans le champ de la caméra.

Les mesures de vitesse réalisées à partir des films ont été simplifiées étant donné la qualité médiocre des films obtenus. En effet, ces films étant réalisés à l'aide de caméras vidéo, les positions successives des blocs ne sont relevées sur le film que tous les 1/25 de secondes. Cette faible fréquence d'acquisition ne permet d'obtenir de façon précise ni l'évolution de la vitesse de translation du bloc ni celle de sa vitesse de rotation au cours du film.

Cependant, si les points d'impact précédant et succédant le point de passage à la hauteur H^{max} sont connus, la vitesse V^{max} associée à H^{max} est estimée, par un calcul analytique simple, à partir des moyennes des vitesses mesurées par analyse des films.

²Le modèle du distancemètre utilisé est Impulse LR 200 (Laser Technology, Inc. - Centennial - Colorado - USA).

³Avistep 2.1.1 est un logiciel développé par M. Delabaere (Saint Denis de la Réunion - France).

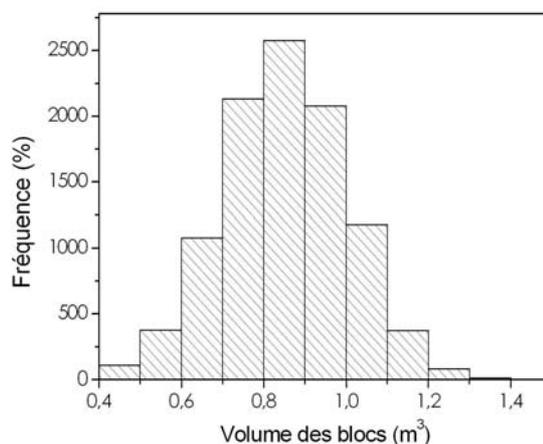


FIG. 6.8 – Distribution du volume des blocs utilisés lors des simulations ($N_b = 10\,000$).

L'estimation de V^{max} permet d'estimer également l'énergie cinétique de translation Ec^{max} associée à H^{max} :

$$Ec^{max} = \frac{1}{2} M_b (V^{max})^2 \quad (6.2)$$

où M_b est la masse du bloc définie comme le produit du volume du bloc estimé en début d'essai par la densité moyenne du granite ($\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$).

Seuls les films obtenus à l'aide des caméras 4 et 5 ont été analysés en détail. L'analyse de ces films a permis la détermination des distributions des hauteurs de passage H^{max} , des vitesses V^{max} et énergies Ec^{max} pour les 100 essais réalisés au niveau de deux zones d'évaluation, notées EL1 et EL2. La zone d'évaluation EL1 (resp. EL2) est localisée à 185 m (resp. 235 m) le long de la pente après le point de lâcher des blocs. Elle correspond au champ de vision de la caméra 4 (resp. caméra 5) (Fig. 6.4).

6.3.2 Analyse trajectographique du site d'essai

Afin d'évaluer la pertinence de la procédure d'intégration de la loi d'impact, une analyse trajectographique du site expérimental est menée dans des conditions similaires aux conditions expérimentales.

Pour cette analyse, les conditions initiales consistent, comme dans les essais en grandeur réelle, en un lâcher des blocs sans vitesse initiale d'une hauteur de 5 m d'un point fixe correspondant à l'emplacement du tracto-pelle utilisé lors des essais.

Les blocs en chute sont modélisés par des sphères dont le volume est choisi par tirage dans une distribution normale de moyenne $0,8 \text{ m}^3$ et d'écart-type $0,15 \text{ m}^3$. La distribution du volume des blocs utilisés pour les simulations (Fig. 6.8) est très proche de la distribution des volumes des blocs mesurés lors des essais (Fig. 6.6).

Le Modèle Numérique de Terrain (MNT) du site expérimental est construit à partir d'un relevé topographique détaillé permettant de définir une carte raster d'une précision de 1 m^2 définissant la hauteur de la surface du sol (coordonnée Z) en tout point du site (de coordonnées horizontales X et Y).

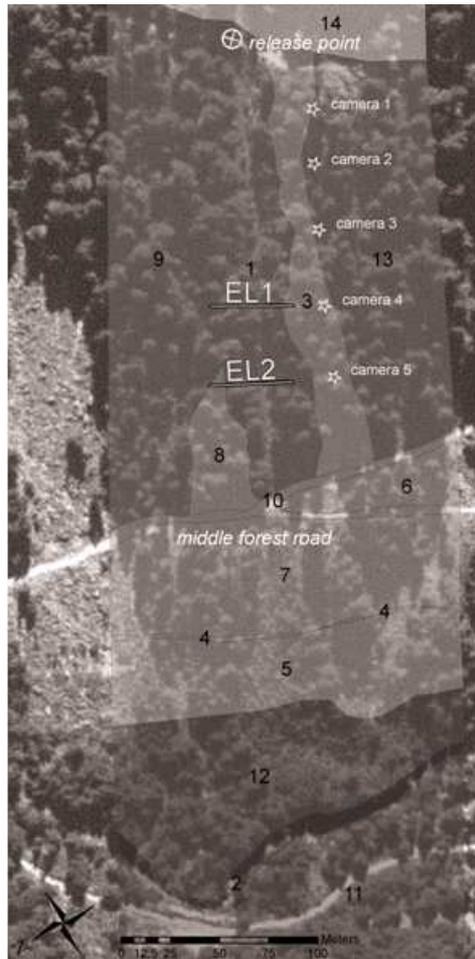


FIG. 6.9 – Définition de 14 zones sur lesquelles la taille moyenne R_m des pierres constitutives de l'éboulis est considérée constante.

Par ailleurs, l'analyse qualitative de la forme des pierres constitutives du sol montre que ces particules sont de forme rectangulaire et que leur élancement est, en général, faible. Les jeux de paramètres de la loi stochastique utilisés lors des simulations sont donc ceux obtenus pour un milieu composé de sphères. En outre, l'analyse géomorphologique du site expérimental met en évidence que le sol du site d'étude a été formé suite à une succession d'avalanches rocheuses, neigeuses et de chute de blocs. L'hypothèse est faite que cette succession de processus gravitaires a conduit à la génération d'un sol dense⁴ de profondeur moyenne $H = 4 \text{ m}$. Enfin, plusieurs jeux de paramètres sont utilisés, correspondant à différentes valeurs du rapport de taille R_b/R_m comprises entre 1 et 5.

La valeur de la taille moyenne R_m des blocs est déterminée pour chaque point du site expérimental. Pour cela, le site d'étude est divisé en 14 zones sur lesquelles les valeurs de R_m sont constantes (Fig. 6.9). Les valeurs de R_m relevées sur le terrain sont détaillées dans le tableau 6.1.

L'analyse trajectographique consiste au lâcher et au calcul des trajectoires de N_b blocs. Pour chaque

⁴La porosité 2D de l'échantillon numérique de sol utilisé pour la détermination des paramètres du modèle stochastique d'impact est de 0,206 (Tab. 2.1).

Zone	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
R_m	0,10	∞	0,18	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,10	0,25	0,05	0,03	0,15	0,15

TAB. 6.1 – Valeurs de la taille moyenne R_m des pierres constitutives de l'éboulis sur les 14 zones de définition.

lâcher, les conditions initiales sont identiques (lâcher sans vitesse initiale d'une hauteur de 5 m). A chaque rebond de l'impactant sphérique, le rapport de taille R_b/R_m est tout d'abord calculé selon la procédure définie dans la section 6.2.2. Puis, un jeu de paramètres de la loi stochastique est choisi en fonction de la valeur de R_b/R_m arrondie à l'unité. En accord avec la procédure définie dans la section 6.2, les composantes normale, tangentielle et de rotation de la vitesse réfléchiée sont enfin calculées à l'aide de la loi stochastique d'impact et l'angle de déviation est également déterminé.

6.3.3 Comparaison des prédictions et des résultats d'essais

Plusieurs analyses trajectographiques ont été menées pour un nombre croissant N_b de blocs lâchés compris entre 100 et 10000.

Pour chaque analyse, les distributions de la vitesse V^{max} , de la hauteur de passage H^{max} et de l'énergie cinétique E_C^{max} sont déterminées au niveau des zones d'évaluation EL1 et EL2 et comparées aux résultats expérimentaux. La répartition spatiale des points d'arrêt des blocs et la fréquence de passage des blocs en tout point du site prédites par les simulations sont également comparées aux points d'arrêt des blocs relevés lors des essais en grandeur réelle.

Prédiction de la cinématique des blocs

Le nombre minimal N_b de simulations nécessaires à l'obtention d'une prédiction pertinente des résultats expérimentaux par le modèle trajectographique est tout d'abord étudié. Ce nombre minimal est défini comme le nombre de simulations pour lequel, quelle que soit la grandeur mesurée au niveau des zones EL1 et EL2, l'erreur relative⁵ par rapport aux résultats de simulations impliquant 10 000 blocs est inférieure à 5%. Ce nombre minimal est de $N_b = 1\ 000$.

La comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle trajectographique pour les distributions des grandeurs mesurées au niveau des zones d'évaluation EL1 et EL2 montre la pertinence de la procédure numérique pour la prédiction des hauteurs de passage ainsi que des vitesses et énergies cinétiques associées (Tab. 6.2, Tab. 6.3). En effet, quelle que soit la grandeur considérée, les erreurs relatives entre les prédictions du modèle trajectographique et les résultats des essais sont inférieures à 21%. La forme générale des distributions obtenues par analyse des résultats de simulation au niveau des zones EL1 et EL2 est également en très bon accord avec les distributions obtenues expérimentalement (Fig. 6.10).

Les valeurs moyennes et les écart-types prédits sont cependant légèrement inférieurs aux valeurs mesurées (Tab. 6.2, Tab. 6.3). Au contraire, les valeurs maximales prédites sont systématiquement supérieures aux valeurs maximales mesurées (Tab. 6.2, Tab. 6.3).

⁵L'erreur relative (ER) entre une valeur comparée et une valeur de référence est la différence entre la valeur comparée et la valeur de référence divisé par la valeur de référence.

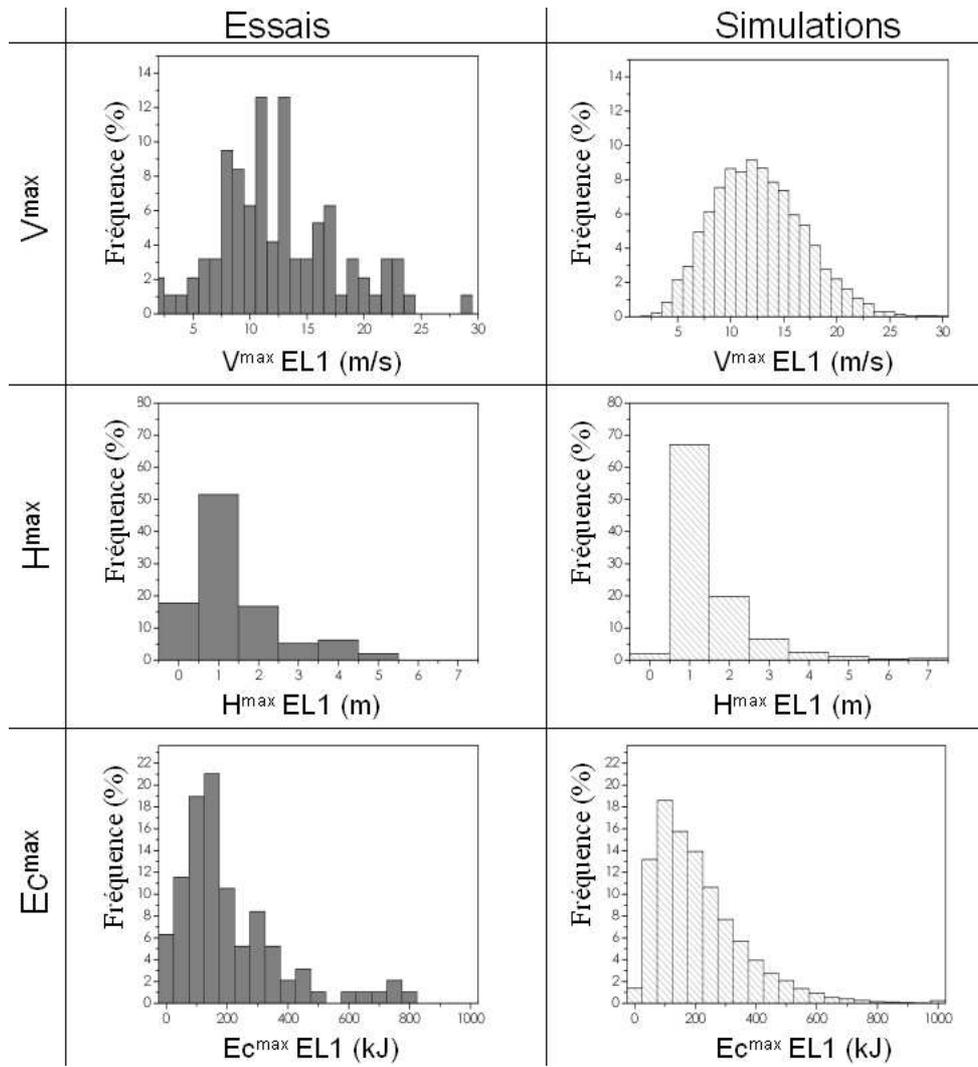


FIG. 6.10 – Distribution des grandeurs mesurées (H^{\max} , V^{\max} et E_C^{\max}) au niveau de la zone d'évaluation EL1 pour les essais et les simulations.

	H^{max} (m)			V^{max} (m/s)			E_C^{max} (kJ)		
	Moy.	Ecart-type	Max.	Moy.	Ecart-type	Max.	Moy.	Ecart-type	Max.
EL1 essais	12,5	5,2	28,1	1,4	1,1	5,0	205	169	786
EL1 simulations	12,7	4,3	30,3	1,4	1,0	11,0	213	152	1332
EL2 essais	13,8	5,5	28,9	1,6	1,4	6,2	245	196	958
EL2 simulations	12,1	5,1	31,8	1,4	1,1	12,7	207	173	1575

TAB. 6.2 – Moyennes, écart-types et valeurs maximales des grandeurs mesurées (H^{max} , V^{max} et E_C^{max}) au niveau des zones d'évaluation EL1 et EL2 lors des essais et pour les simulations.

	ER H^{max}			ER V^{max}			ER E_C^{max}		
	Moy.	Ecart-type	Max.	Moy.	Ecart-type	Max.	Moy.	Ecart-type	Max.
EL1 simulations	2	-17	8	0	-9	120	4	-10	69
EL2 simulations	-12	-7	10	-13	-21	105	-16	-12	64

TAB. 6.3 – Erreur relative (ER) par rapport aux valeurs obtenues lors des essais pour les moyennes, écart-types et valeurs maximales des grandeurs mesurées (H^{max} , V^{max} et E_C^{max}) au niveau des zones d'évaluation EL1 et EL2 pour les simulations.

Les différences observées entre les grandeurs mesurées et celles prédites au niveau des zones d'évaluation EL1 et EL2 (valeurs maximales, en particulier) peuvent être dues au fait que les distributions expérimentales sont définies à partir d'un nombre réduit d'essais ("seulement" 100 essais). Ces distributions ne peuvent donc pas décrire précisément les distributions qui pourraient être obtenues pour un nombre plus important d'essais en grandeur réelle. En particulier, le nombre de blocs lâchés étant relativement faible, les valeurs extrêmes, qui correspondent aux événements rares, ont peu de chances d'être atteintes lors des essais.

Les résultats expérimentaux ne sont donc que des indicateurs des valeurs moyennes, de la variabilité et de la forme globale des distributions des grandeurs mesurées. Par conséquent, les comparaisons entre résultats expérimentaux et prédictions du modèle trajectographique doivent se limiter aux caractéristiques globales des distributions obtenues expérimentalement (dont la valeur maximale ne fait pas partie). Dans la limite de la pertinence de cette comparaison partielle, les prédictions du modèle peuvent être considérées comme étant représentatives des résultats expérimentaux.

Prédiction des zones d'arrêt des blocs

L'évolution du pourcentage des blocs passants en fonction de la distance horizontale par rapport au point de lâcher initial des blocs est représentée, à la fois pour les essais et les simulations, dans la figure 6.11. Cette représentation met en évidence que les prédictions des points d'arrêt par le modèle trajectographique sont globalement représentatives des points d'arrêt observés lors des essais car l'évolution du pourcentage des blocs passants en fonction de la distance horizontale est similaire dans les deux cas.

Il est cependant intéressant de noter que, pour les blocs s'arrêtant juste après le point initial de lâcher ainsi que pour les blocs atteignant des distances très importantes (supérieures à 350 m), les prédictions du modèle sont plus défavorables que les résultats expérimentaux car le pourcentage de blocs passant est légèrement plus élevé pour les prédictions (Fig. 6.11).

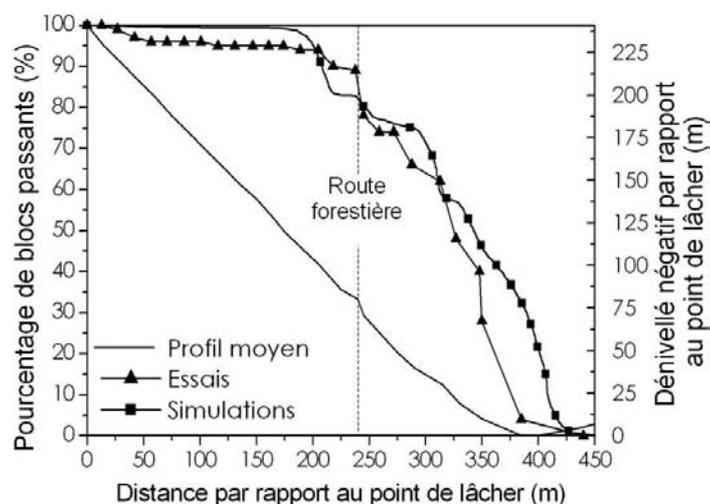


FIG. 6.11 – Evolution du pourcentage de blocs passants en fonction de la distance par rapport au point de lâcher initial des blocs pour les essais et les simulations.

Les différences observées à proximité du point de départ peuvent être expliquées par le fait que, lors des essais, les blocs lâchés n'étaient pas sphériques. Par conséquent, certains blocs ont certainement, juste après le lâcher d'une hauteur de 5 m, tourné de façon à ce qu'une partie importante de leur surface soit en contact avec le sol conduisant au glissement des blocs considérés sur le sol et à leur arrêt prématuré dans les 50 m suivant le lâcher. La figure 6.11 montre que cette situation a vraisemblablement été observée pour environ 5% des blocs lors des essais. En effet, pour les simulations, le pourcentage de blocs passants conserve une valeur de 100% jusqu'à une distance par rapport au point de lâcher des blocs de 175 m, alors que, pour les essais, ce pourcentage est inférieur à 95% dès que la distance par rapport au point de lâcher du bloc est supérieure à 50 m.

Les différences importantes observées pour les distances par rapport au point de départ des blocs (supérieures à 350 m) peuvent également être expliquées par le fait que la pertinence du modèle d'impact est moindre pour les sols composés de particules de faible taille tels que celles rencontrées pour les faibles altitudes sur le site d'essai (distance par rapport au point de lâcher des blocs supérieure à 350 m - Fig. 6.12). En effet, comme le modèle d'impact a été développé pour les sols grossiers, sa pertinence est moindre lorsque le rapport R_b/R_m devient très grand ($R_b/R_m > 10$).

Par ailleurs, les zones atteintes par les blocs lors des simulations sont plus grandes que celles observées lors des essais (Fig. 6.12). Bien que les causes évoquées précédemment jouent un rôle non négligeable, ce résultat est essentiellement dû au fait que les zones prédites par le modèle correspondent à une probabilité d'atteinte de 1/1 000 (1 000 simulations réalisées) alors celles observées correspondent à une probabilité d'atteinte de 1/100 (100 blocs lâchés). En effet, le tracé de la zone correspondant à une probabilité d'atteinte de 1/100 pour les prédictions (Fig. 6.12) met en évidence des zones similaires à celles observées expérimentalement.

La comparaison entre les prédictions du modèle trajectographique et les résultats expérimentaux montre que le modèle de trajectographie permet d'obtenir une prédiction pertinente des trajectoires des blocs, des points d'arrêt et des énergies cinétiques en tout point du site. Le nombre de simulations

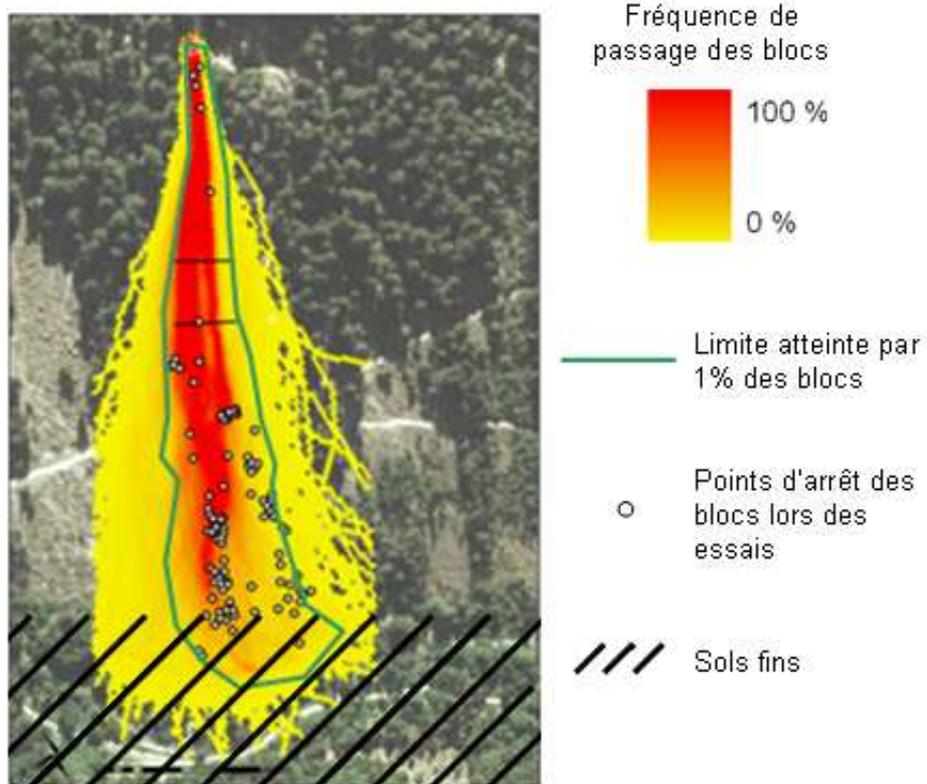


FIG. 6.12 – Carte de fréquence de passage des blocs pour les simulations.

nécessaire à l'obtention de résultats pertinents est, de plus, faible (1 000 simulations au minimum).

Ce faible nombre de simulations est en partie dû au fait que, dans cette étude, les sources de variabilité sont réduites par rapport aux cas réels. En effet, les seules sources de variabilité sont la masse et la forme de l'impactant ainsi que les propriétés locales du sol au voisinage du point d'impact. Contrairement aux cas réels, les conditions cinématiques initiales de détachement du bloc et les points de départ ne sont pas variables.

Intérêts de l'approche développée

La pertinence du modèle trajectographique ayant été mise en évidence, il est possible d'utiliser ce modèle pour étudier certains paramètres qui ne peuvent pas être mesurés sur le terrain.

Le modèle trajectographique permet tout d'abord de déterminer, pour chaque rebond du bloc, la répartition de l'énergie cinétique incidente entre les composantes normale, tangentielle et de rotation de la vitesse incidente.

L'énergie cinétique incidente $E_{c_{tot}}^{in}$ peut être décomposée en une contribution normale $E_{c_n}^{in}$, une contribution tangentielle $E_{c_t}^{in}$ et une contribution de rotation $E_{c_{rot}}^{in}$ définies de la façon suivante :

$$E_{c_{tot}}^{in} = E_{c_n}^{in} + E_{c_t}^{in} + E_{c_{rot}}^{in} \quad (6.3)$$

$$E_{c_n}^{in} = \frac{1}{2} M_b (V_n^{in})^2 \quad (6.4)$$

$$E_{c_t}^{in} = \frac{1}{2} M_b (V_t^{in})^2 \quad (6.5)$$

$$E_{c_{rot}}^{in} = \frac{1}{2} I_b (\omega^{in})^2 \quad (6.6)$$

où I_b est le moment d'inertie du bloc considéré.

La figure 6.13 montre que la contribution tangentielle de l'énergie cinétique incidente est prépondérante car le rapport $E_{c_t}^{in} / E_{c_{tot}}^{in}$ est supérieur à 0,75 dans 93% des cas. Par conséquent, la loi d'impact utilisée doit, en priorité, rendre compte de façon très précise du transfert de la contribution tangentielle $E_{c_t}^{in}$ de l'énergie cinétique incidente pour assurer une prédiction correcte du rebond du bloc.

Le modèle trajectographique permet également de comparer la loi stochastique d'impact aux lois d'impact classiquement utilisées en analyse trajectographique. Ces lois sont généralement basées sur l'utilisation de coefficients de restitution normal R_n et tangentiel R_t .

Le calcul des valeurs des coefficients R_n et R_t pour chaque rebond d'une série de simulations met en évidence la forte variabilité des valeurs de ces coefficients dans les simulations (Fig. 6.14). Cela confirme que la modélisation stochastique de l'impact développée est équivalente à une modélisation des coefficients de restitution comme des variables aléatoires. Cependant, dans la loi stochastique d'impact, les coefficients de restitution sont considérés comme des variables aléatoires dépendantes alors que, dans les lois classiques, ces variables aléatoires sont indépendantes.

On notera que les valeurs des coefficients de restitution R_t (Fig. 6.14) calculées pour chaque rebond lors des simulations sont en accord avec les valeurs expérimentales classiquement relevées dans la littérature (cf. section 1.3.1- Tab. 1.1) : 75% des valeurs de R_t calculées sont comprises entre 0,5 et 0,9.

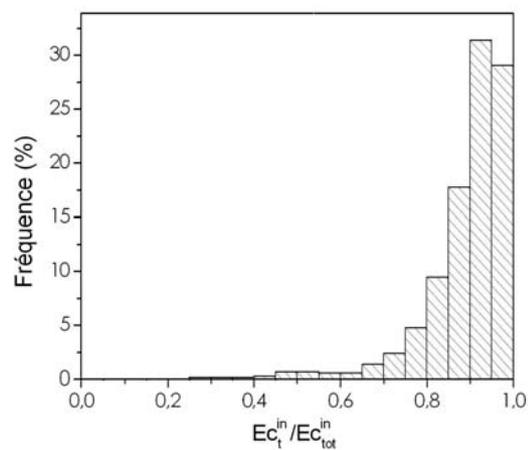


FIG. 6.13 – Distribution du rapport $E_{c_t}^{in} / E_{c_{tot}}^{in}$ sur l'ensemble des rebonds d'une série de simulations.

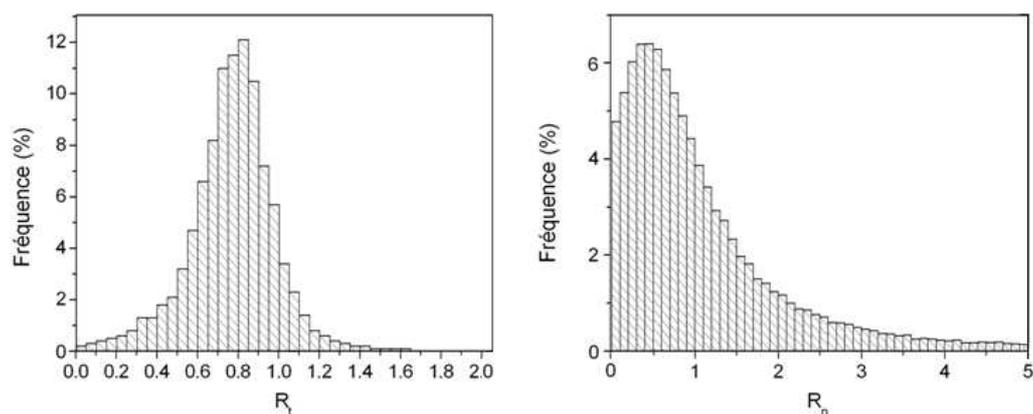


FIG. 6.14 – Distribution des coefficients R_t et R_n sur l'ensemble des rebonds d'une série de simulations.

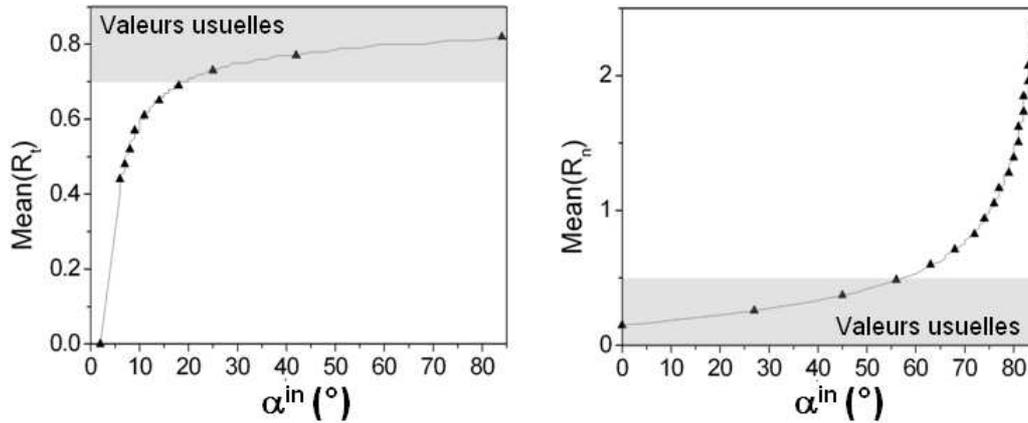


FIG. 6.15 – Evolution des valeurs moyennes des coefficients de restitution R_t et R_n calculées à l’aide de la loi stochastique d’impact en fonction de l’angle d’incidence α^{in} .

Au contraire, les valeurs des coefficients R_n (Fig. 6.14) sont très différentes des valeurs expérimentales classiques. En effet, seulement 36% des valeurs de R_n calculées correspondent aux valeurs expérimentales classiques ($0,25 < R_n < 0,65$ - cf. section 1.3.1- Tab. 1.1) et ces valeurs sont supérieures à 1 dans 46% des cas.

Les différences entre les valeurs des coefficients de restitution classiquement mesurées et celles calculées lors des simulations sont dues à des différences de conditions incidentes, en particulier, d’angles d’incidence, entre les simulations et les essais classiquement menés pour déterminer les coefficients de restitution R_n et R_t .

Dans les simulations trajectographiques réalisées dans ce travail, les valeurs des angles d’incidence sont généralement élevées (98% des valeurs de α^{in} sont supérieures à 50° - Fig. 6.16) ce qui correspond à des incidences majoritairement rasantes. Au contraire, les valeurs classiquement utilisées de R_n et R_t sont, en général, obtenues suite à des campagnes expérimentales menées pour l’impact d’un bloc vertical sur un terrain en pente. Dans ce cas, l’angle d’incidence est d’environ 50° .

Ces différences d’angles d’incidence entre les simulations et les essais classiques de caractérisation de R_n et R_t peuvent avoir des répercussions sur les valeurs des coefficients de restitution obtenues. En effet, la modélisation des couplages entre les différentes composantes de la vitesse incidente et de la vitesse réfléchiée dans le modèle stochastique d’impact met en évidence la dépendance des valeurs de R_n et R_t à l’angle d’incidence α^{in} (Fig. 6.15).

Pour le coefficient R_t , cette dépendance n’a aucune conséquence car R_t dépend peu de l’angle d’incidence pour les fortes valeurs de cet angle ($50^\circ < \alpha^{in} < 90^\circ$ - Fig. 6.15). Les valeurs du coefficient R_t obtenues lors des simulations sont donc similaires à celles classiquement utilisées. Cela confirme le bon accord observé (Fig. 6.14) entre les valeurs moyennes de R_t calculées lors des simulations et les valeurs expérimentales usuelles (75% des valeurs de R_t comprises entre 0,5 et 0,9).

Par contre, pour des incidences rasantes ($\alpha^{in} \rightarrow 90$), les valeurs de R_n sont fortement fonction de l’angle d’incidence α^{in} (Fig. 6.15). Par conséquent, dans les simulations, comme les incidences sont fortement rasantes (98% des valeurs de α^{in} sont supérieures à 50° - Fig. 6.16), les valeurs de R_n sont élevées par rapport aux valeurs usuelles ($Mean(R_n) > 1$ pour $\alpha^{in} > 75^\circ$ - Fig. 6.15). Par contre, dans

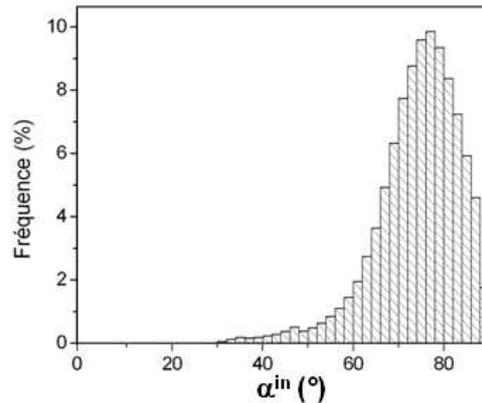


FIG. 6.16 – Distribution des angles d’incidence α^{in} pour tous les rebonds d’une série de simulations.

les conditions classiques de détermination de R_n ($\alpha^{in} \approx 50^\circ$), les valeurs moyennes de R_n calculées en utilisant la loi stochastique conduisent à des valeurs de R_n en accord avec les valeurs expérimentales classiques ($Mean(R_n) \approx 0,4$ pour $\alpha^{in} \approx 50^\circ$ - Fig. 6.15).

Les valeurs de R_n calculées à l’aide de la loi stochastique d’impact sont donc cohérentes bien qu’elles soient différentes des valeurs classiquement mesurées. Par ailleurs, ce résultat met en évidence que les valeurs de R_n doivent être choisies avec attention lorsqu’une loi d’impact classique est utilisée, même si l’importance de ce choix peut être relativisée. En effet, comme la contribution tangentielle de l’énergie cinétique incidente est largement prédominante devant les autres contributions, le choix de R_n est de moindre importance par rapport celui de R_t .

6.4 Intégration du modèle d’impact dans un contexte prédictif global

La validation du protocole d’utilisation de la loi stochastique d’impact dans le contexte de l’analyse trajectographique met en évidence que la modélisation probabiliste du rebond constitue une base solide pour développer une approche probabiliste de caractérisation de l’aléa de propagation des blocs.

Cette approche probabiliste consiste à développer une méthodologie de caractérisation de l’aléa capable de fournir, en tout point du site étudié, les informations nécessaires au zonage du site, au positionnement et au dimensionnement d’ouvrages de protection.

6.4.1 Définition de l’aléa de propagation des blocs

Le risque de chute de blocs $R(I, x_e, y_e)$ pour un enjeu (habitation collectives, individuelles, routes...) situé en un point donné de coordonnées horizontales (x_e, y_e) quelle que soit la hauteur z de passage des blocs, est classiquement défini, pour une intensité d’événement I donnée, comme la conjonction de l’aléa de chute de bloc $A(I, x_e, y_e)$ et de la vulnérabilité de l’enjeu pour l’intensité de l’événement $V(I)$ (Jordaan, 2005). Une telle définition rejoint le cadre général de la théorie de la décision (Berger, 1985).

Le calcul du risque $R(x_e, y_e)$ auquel est soumis un enjeu, quelle que soit l’intensité I de l’événement de chute de bloc, est défini de la façon suivante :

$$R(x_e, y_e) = \int_I R(I, x_e, y_e) dI = \int_I A(I, x_e, y_e) V(I) dI \quad (6.7)$$

La définition de la vulnérabilité $V(I)$ des enjeux en fonction du type d'enjeu et de l'intensité de l'événement de chute de blocs est une question très ouverte autour de laquelle de nombreux travaux de recherche sont menés. Bien que la vulnérabilité soit, en toute rigueur, dépendante de l'aléa $A(I, x_e, y_e)$, la caractérisation de $V(I)$ et de $A(I, x_e, y_e)$ sont généralement réalisées séparément.

La définition de l'aléa de chute de blocs est l'objectif principal de l'analyse trajectographique. L'aléa de chute de blocs $A(Ec, x_e, y_e)$ est la probabilité d'atteinte du point de coordonnées (x_e, y_e) par un bloc avec une énergie cinétique Ec donnée.

Si un seul bloc est impliqué dans chaque événement, l'aléa $A(Ec, x_e, y_e)$ est classiquement défini (Raetzo et al., 2002; Jaboyedoff et al., 2005; Desvarreux, 2007), pour chaque condition de départ D possible, comme le produit de la probabilité de départ du bloc $P(D)$, par la probabilité $P(Ec, x_e, y_e)$ de passage du bloc à l'abscisse (x_e, y_e) avec une énergie Ec :

$$A(Ec, x_e, y_e) = P(D)P(Ec, x_e, y_e) \quad (6.8)$$

Il est important de noter que $P(Ec, x_e, y_e)$ est la probabilité que le bloc passe au point de coordonnées (x_e, y_e) avec une énergie Ec et non qu'il s'arrête au point de coordonnées (x_e, y_e) avec une énergie Ec .

En l'absence de données pertinentes sur la probabilité de départ des blocs $P(D)$, l'hypothèse simplificatrice d'un départ systématique des blocs de chaque zone départ est généralement faite : $P(D) = 1$ quel que soit D . Dans ce cas, l'aléa de chute de bloc $A(Ec, x_e, y_e)$ est égal à la probabilité de passage du bloc $P(Ec, x_e, y_e)$.

6.4.2 Détermination de la probabilité de passage des blocs

La pertinence du protocole d'intégration de la loi stochastique d'impact ayant été mise en évidence, il est possible d'utiliser le modèle trajectographique développé dans la section 6.2 afin de déterminer de manière précise l'aléa de chute de blocs en tout point d'un site donné. Cette démarche est illustrée sur un exemple simple en 2D.

En 2D, il n'est plus nécessaire de faire référence à la coordonnée horizontale y_e , l'aléa de chute de bloc à caractériser est donc $A(Ec, x_e)$. Lorsque l'hypothèse $P(D) = 1$ est faite, l'aléa $A(Ec, x_e)$ est égal à la probabilité de passage du bloc $P(Ec, x_e)$.

Le site étudié est composé d'une zone de pente constante (35°) d'une longueur de 100 m et d'une zone plate d'une longueur de 100 m également (Fig. 6.17). La procédure d'intégration de la loi stochastique d'impact est similaire à celle exposée dans la section 6.2. La taille moyenne des pierres constitutives du sol est de $R_m = 0,25$ m pour la section en pente et de $R_m = 0,1$ m pour la section plate (Fig. 6.17). Une seule source de départ des blocs est considérée. Le diamètre des blocs en chute est fixé à $R_m = 0,5$ m. Chaque bloc est lâché sans vitesse initiale d'une hauteur de 5 m (Fig. 6.17).

La simulation des trajectoires des blocs consiste au lâcher de 10 000 blocs. Les données brutes de simulation des trajectoires permettent d'obtenir, en tout point de chaque trajectoire, la position et le vecteur vitesse du bloc considéré.

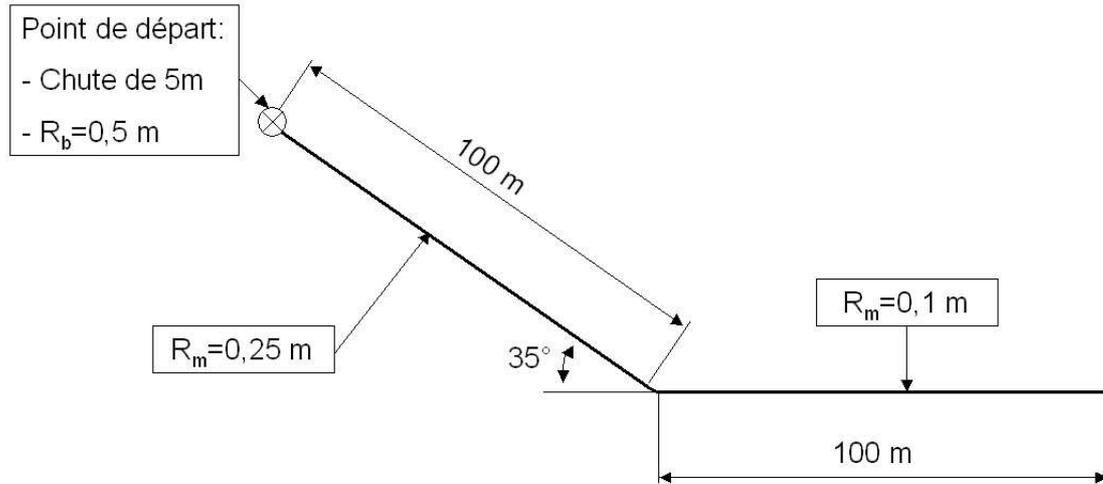


FIG. 6.17 – Description du site d'étude considéré dans l'exemple. L'origine du repère (x, z) est située au point de départ des blocs.

Contrairement aux approches classiques qui fournissent directement une caractérisation globale de l'aléa $P(Ec, x_e)$, l'approche développée se base sur la connaissance d'une information précise au niveau de chaque point du site d'étude : la probabilité $p(Ec, x_e, z)$ de passage d'un bloc en un point de coordonnées (x_e, z) avec une énergie cinétique Ec (Fig. 6.18).

La probabilité $P(x_e, z)$ de passage du bloc en un point de coordonnées (x_e, z) quelle que soit son énergie cinétique Ec de passage est également une information locale intéressante afin d'identifier les zones de passage préférentielles des blocs (Fig. 6.19). La probabilité de passage $P(x_e, z)$ est égale à la somme de toutes les probabilités $p(Ec, x_e, z)$ quelle que soit l'énergie de passage Ec :

$$P(x_e, z) = \int_{Ec} p(Ec, x_e, z) dEc \quad (6.9)$$

En pratique, la distribution de $p(Ec, x_e, z)$ est approximée par une distribution discrète déterminée grâce au traitement des données de simulation à l'aide d'un algorithme de comptage. La distribution $p(Ec, x_e, z)$ est donc approximée par la probabilité $p(Ec, (x_e, (z - \Delta z/2) \leq z < (z + \Delta z/2))$ avec $\Delta z = 1 \text{ m}$ (Fig. 6.18). Par ailleurs, la distribution $p(Ec, x_e, z)$ est déterminée pour des valeurs de x_e comprises entre $x_e = 0 \text{ m}$ (point de lâcher des blocs) et $x_e = 180 \text{ m}$ avec un pas d'échantillonnage de $\Delta x = 1 \text{ m}$.

Les distributions $p(Ec, x_e, z)$ et $P(x_e, z)$ obtenues suite au traitement des données de simulations peuvent être exploitées de différentes façons afin d'obtenir une caractérisation globale de l'aléa dans une optique de zonage, d'implantation et de dimensionnement d'ouvrages de protection.

6.4.3 Détermination des zones à risque

Si $P(D) = 1$, l'aléa $A(Ec, x_e)$ en tout point d'abscisse x_e est caractérisé de façon exhaustive par la distribution $P(Ec, x_e)$ de l'énergie cinétique du bloc lors du passage en ce point (Fig. 6.20) :

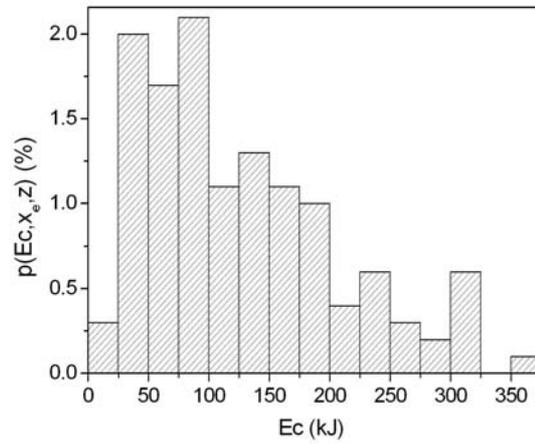


FIG. 6.18 – Distribution de $p(Ec, x_e, z)$ pour $x_e = 104,5 \text{ m}$ et $z = -69,5 \text{ m}$.

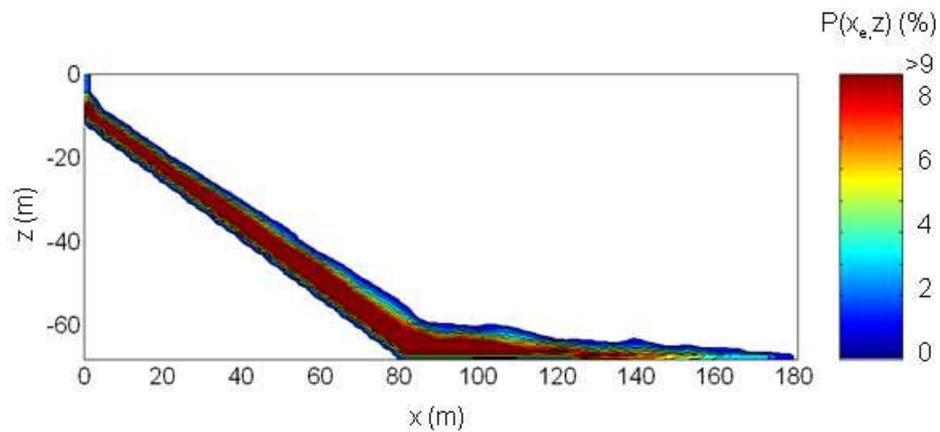


FIG. 6.19 – Distribution spatiale de la probabilité de passage d'un bloc $P(x_e, z)$ en tout point de coordonnées (x_e, z) du site étudié. L'origine du repère (x, z) est située au point de départ des blocs.

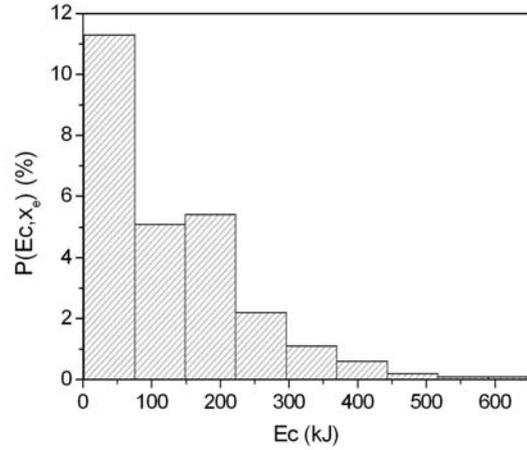


FIG. 6.20 – Distribution de $P(Ec, x_e)$ pour $x_e = 104,5 m$.

$$P(Ec, x_e) = \int_0^\infty p(Ec, x_e, z) dz \quad (6.10)$$

La caractérisation directe de l'aléa à partir de la distribution de $P(Ec, x_e)$ est complexe car cette distribution est fonction de deux variables dépendantes : l'atteinte du point d'abscisse x_e et l'énergie cinétique Ec du bloc lors de son passage en ce point. La caractérisation de l'aléa peut cependant être faite en définissant un (ou plusieurs) estimateur (s) de $P(Ec, x_e)$ prenant en compte les contributions de ces deux variables.

Pour caractériser l'aléa à partir de la connaissance de la distribution de $P(Ec, x_e)$, il est possible de définir un estimateur moyen. Cet estimateur moyen peut être, par exemple, l'indice $Ind(x_e)$ égal à l'espérance $E_{Ec}(P(Ec, x_e))$ de la distribution $P(Ec, x_e)$ au point d'abscisse x_e :

$$Ind(x_e) = E_{Ec}(P(Ec, x_e)) = \int_0^\infty \int_0^\infty Ec p(Ec, x_e, z) dz dEc \quad (6.11)$$

L'indice $Ind(x_e)$ (Fig. 6.21) permet d'estimer l'aléa en tout point du site en tenant compte à la fois de la probabilité de passage au point considéré et des énergies de passage en ce point. De plus, cet indice prend en compte le fait qu'un grand nombre de simulations ne conduisent pas au passage du bloc au point x_e : la valeur $Ec = 0$ est associée à ces simulations. L'indice $Ind(x_e)$ est donc l'énergie cinétique moyenne de passage au point x_e incluant les simulations pour lesquelles l'énergie de passage est nulle en raison du fait que le point d'abscisse x_e n'est pas atteint.

L'interprétation physique de la valeur de l'estimateur $Ind(x_e)$ n'est pas évidente. Il s'agit d'un estimateur permettant de quantifier l'aléa de manière relative : plus la valeur de l'indice $Ind(x_e)$ est grande, plus l'aléa important.

Il est également possible de définir un estimateur moyen $Ec_{moy}(x_e)$ de l'aléa ayant une signification physique plus évidente. Cet estimateur correspond à l'énergie cinétique moyenne lors du passage du bloc en un point donné sachant que le bloc passe en ce point. Dans ce cas, seules les simulations conduisant

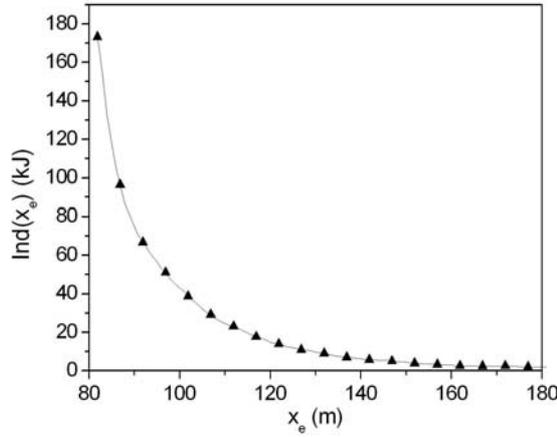


FIG. 6.21 – Evolution de l'estimateur moyen $Ind(x_e)$ en fonction de x_e .

au passage du bloc au niveau du point considéré sont prises en compte :

$$Ec_{moy}(x_e) = \frac{E_{Ec}(P(Ec, x_e))}{P(x_e)} = \frac{\int_0^\infty \int_0^\infty Ec p(Ec, x_e, z) dz dEc}{\int_0^\infty \int_0^\infty p(Ec, x_e, z) dz dEc} \quad (6.12)$$

où $P(x_e)$ est la probabilité d'atteinte du point d'abscisse x_e par un bloc (Fig. 6.23).

L'estimateur $Ec_{moy}(x_e)$ (Fig. 6.22) permet de déterminer l'énergie moyenne de passage en un point d'abscisse x_e : si un enjeu est situé au point d'abscisse x_e , cet enjeu est impacté avec une énergie égale à $Ec_{moy}(x_e)$ en moyenne. Cet estimateur présente l'avantage d'être facilement interprétable physiquement mais il ne fournit aucune information concernant la probabilité d'occurrence de l'événement d'intensité moyenne $Ec_{moy}(x_e)$.

Il est intéressant de noter que l'estimateur $Ec_{moy}(x_e)$ n'est pas forcément décroissant en fonction de la distance x_e par rapport au point de départ des blocs. En particulier, lorsque la distance par rapport au point de lâcher des blocs devient importante ($x_e > 140$ m), les événements pouvant atteindre les points considérés sont en général de forte énergie car l'énergie moyenne d'impact $Ec_{moy}(x_e)$ est élevée. Ainsi, bien que ces événements soient rares (la probabilité d'atteinte $P(x_e)$ est très faible pour $x_e > 140$ m - Fig. 6.23), ce qui n'est pas intégré dans l'estimateur $Ec_{moy}(x_e)$, leur occurrence a des conséquences très importantes.

En pratique, plusieurs classes d'aléa (classiquement : aléa "fort", "moyen" et "faible") sont définies dans l'optique d'associer chaque zone du site à une de ces classes.

Une approche simplifiée de caractérisation de l'aléa pour un site donné consiste à attribuer une classe d'aléa à chaque point d'abscisse x_e en fonction de la valeur de la probabilité de passage des blocs $P(x_e)$ en ce point. La probabilité $P(x_e)$ est définie à partir de la probabilité $p(Ec, x_e, z)$:

$$P(x_e) = \int_0^\infty \int_0^\infty p(Ec, x_e, z) dz dEc \quad (6.13)$$

Le zonage d'un site en utilisant la probabilité $P(x_e)$ consiste à définir, en fonction de plusieurs

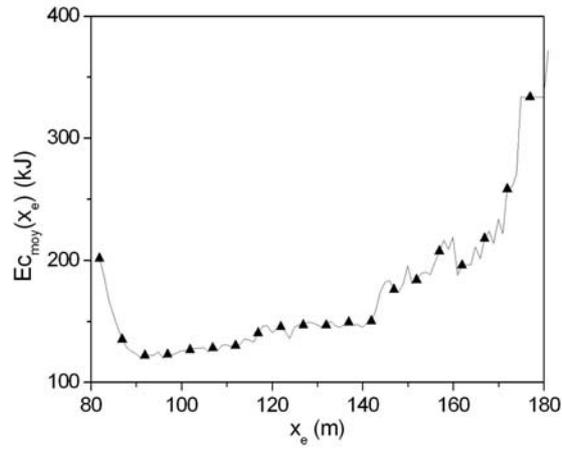


FIG. 6.22 – Evolution de l'estimateur moyen $EC_{moy}(x_e)$ en fonction de x_e .

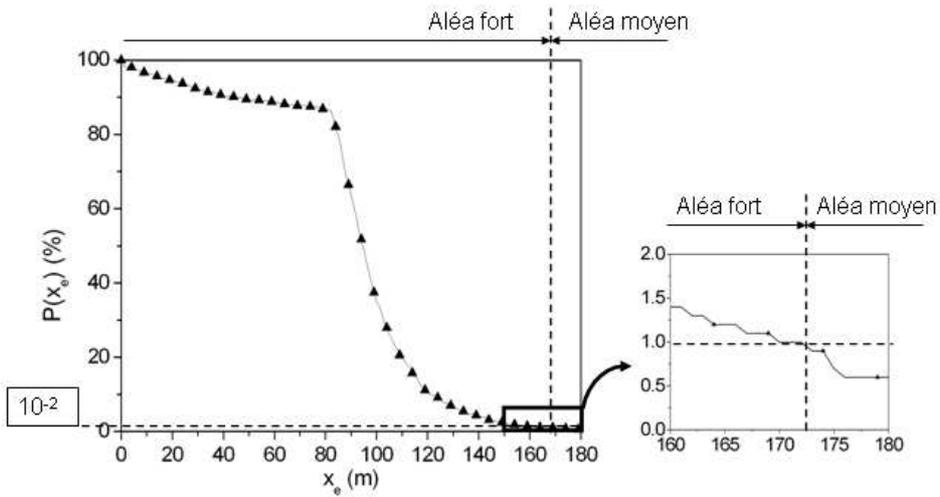


FIG. 6.23 – Evolution de la probabilité $P(x_e)$ en fonction de x_e .

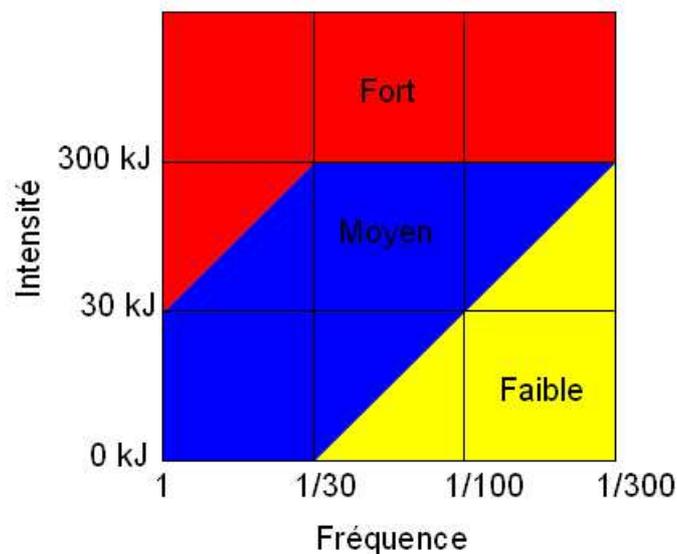


FIG. 6.24 – Classes d'aléa définies dans la réglementation Suisse en fonction de l'intensité et la fréquence des événements de chute de blocs.

valeurs seuils de cette probabilité, des zones du site où l'aléa est "fort", "moyen" ou "faible". Dans ce cas, l'aléa en un point d'abscisse x_e n'est fonction que de la probabilité de passage du bloc $P(x_e)$; il n'est pas fonction de l'énergie cinétique des blocs.

En France, les probabilités seuils associées à ces trois classes d'aléa sont généralement (Desvarreux, 2007) :

- aléa "faible" : $P(x_e) < 10^{-6}$
- aléa "moyen" : $P(x_e) < 10^{-4}$
- aléa "fort" : $P(x_e) < 10^{-2}$

L'application de cette procédure d'attribution de classes d'aléa à l'exemple considéré conduit à l'attribution d'un aléa fort en tout point du site d'abscisse inférieure à 172 m et à l'attribution d'un aléa moyen à tout point tel que $x > 172$ m (Fig. 6.23).

Le principal désavantage de cette définition de l'aléa est qu'elle ne tient pas compte du fait que les dégâts occasionnés par le passage d'un bloc sont fortement fonctions de l'énergie du bloc lors de son passage au point d'abscisse x_e considéré. Ceci est dû au fait que l'énergie du bloc lors de son passage au point d'abscisse x_e n'est pas prise en compte.

Dans le contexte de la trajectographie, différentes approches de caractérisation de l'aléa en fonction de la probabilité d'occurrence et de l'intensité des événements de chute de blocs ont été développées de manière à attribuer des classes d'aléa en tout point des sites étudiés en fonction de ces deux paramètres (Guzzetti et al., 2004; Jaboyedoff et al., 2005).

Dans la réglementation Suisse (Raetzo et al., 2002; Jaboyedoff et al., 2005), par exemple, trois classes d'aléa ("fort", "moyen" et "faible") sont définies en fonction de deux paramètres (Raetzo et al., 2002; Jaboyedoff et al., 2005)(Fig. 6.24) : l'énergie cinétique de passage et la probabilité de passage des blocs.

Pour définir les différentes classes d'aléa, trois classes d'intensité des événements sont distinguées :

	Aléa fort	Aléa moyen	Aléa faible	Aléa résiduel
$E : Ec > 300kJ$	$P(E) > 1/300$			$0 < P(E) \leq 1/300$
$E : 30kJ < Ec \leq 300kJ$	$P(E) > 1/30$	$1/100 < P(E) \leq 1/30$	$P(E) \leq 1/100$	
$E : Ec \leq 30kJ$		$P(E) > 1/30$	$P(E) \leq 1/30$	

TAB. 6.4 – Définition de classes d'aléa selon la réglementation Suisse en fonction de trois probabilités $P(Ec > 300kJ, x_e)$, $P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e)$ et $P(Ec \leq 30kJ, x_e)$.

- les événements d'intensités fortes tels que : $Ec > 300kJ$,
- les événements d'intensités intermédiaires tels que : $30kJ < Ec \leq 300kJ$
- les événements d'intensités faibles tels que : $Ec \leq 30kJ$.

Trois fréquences d'événement sont également définies :

- événements E peu fréquents : $P(E) = 1/300$,
- événements E fréquents : $P(E) = 1/100$
- événements E très fréquents : $P(E) = 1/30$.

La réglementation Suisse se base sur la connaissance de la probabilité $P(Ec_{min} \leq Ec < Ec_{max}, x_e)$ de passage d'un bloc à l'abscisse x_e avec une énergie comprise entre Ec_{min} et Ec_{max} . Cette probabilité peut également être définie en fonction de la probabilité locale $p(Ec, x_e, z)$ privilégiée dans l'approche développée :

$$P(Ec_{min} < Ec \leq Ec_{max}, x_e) = \int_{Ec_{min}}^{Ec_{max}} \int_0^{\infty} p(Ec, x_e, z) dz dEc \quad (6.14)$$

L'application de la réglementation Suisse nécessite donc le calcul, à partir de la probabilité $p(Ec, x_e, z)$ (Eq. 6.14), de l'évolution de trois probabilités d'occurrence en fonction de x_e :

- $P(Ec > 300kJ, x_e)$,
- $P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e)$,
- $P(Ec \leq 30kJ, x_e)$.

Une interprétation simplifiée de la réglementation (Tab. 6.4) consiste à associer un aléa "fort" si des événements d'intensités fortes peuvent avoir lieu peu fréquemment ($P(Ec > 300kJ, x_e) > 1/300$) ou si des événements d'intensités intermédiaires sont observés de façon très fréquente ($P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e) > 1/30$).

De plus, une zone où l'aléa est moyen (Tab. 6.4) est caractérisé par les probabilités d'occurrence : $1/100 < P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e) \leq 1/30$ et $P(Ec \leq 30kJ, x_e) > 1/30$.

Pour que l'aléa soit "faible" sur une zone donnée (Tab. 6.4), il faut que les événements d'intensités intermédiaires soient peu fréquents ($P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e) \leq 1/100$) ; par contre, les événements d'intensités faibles peuvent être plus fréquents ($P(Ec \leq 30kJ, x_e) \leq 1/30$).

Enfin, un aléa résiduel (Tab. 6.4) est également défini afin de caractériser les zones soumises à des événements rares ($0 < P(E) \leq 1/300$) et de très fortes intensités ($Ec > 300kJ$). Cet aléa résiduel est associé à chaque zone si des événements d'intensités fortes peuvent avoir lieu même peu fréquemment ($0 < P(Ec > 300kJ, x_e) \leq 1/300$).

Dans l'exemple traité, l'évolution de ces trois probabilités d'occurrence en fonction de x_e (Fig. 6.25) montre tout d'abord que, si les événements de faible intensité ($Ec \leq 30kJ$) sont considérés, tout point

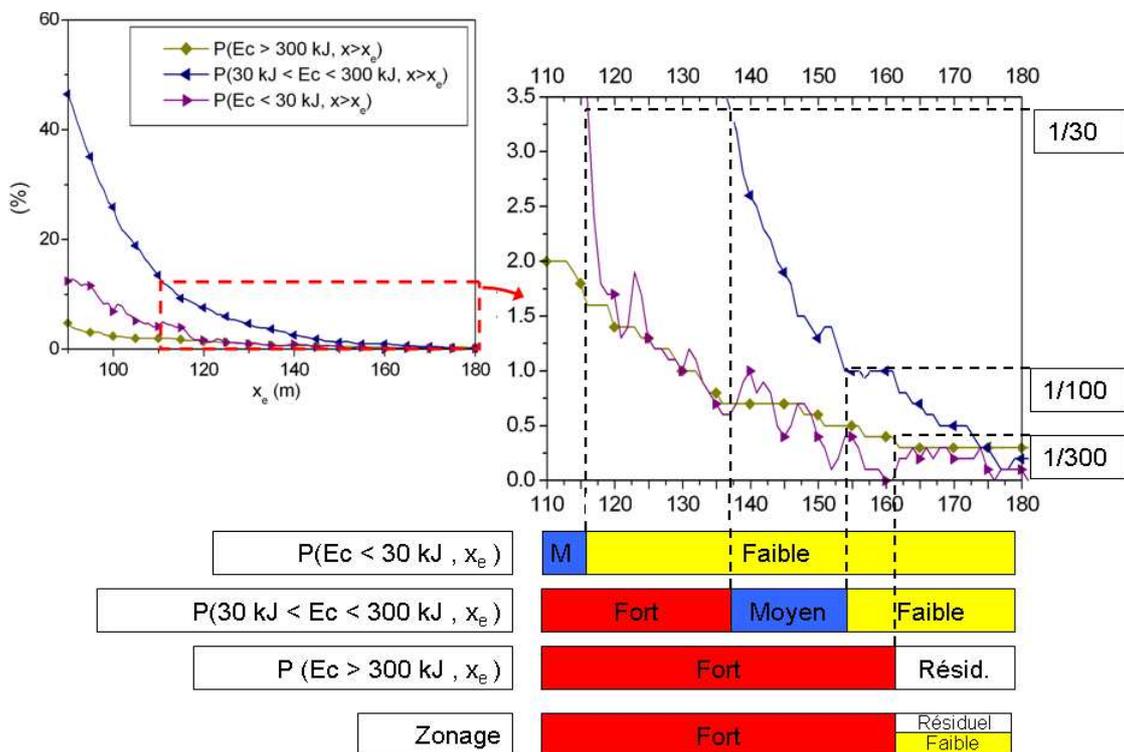


FIG. 6.25 – Evolution des probabilités $P(Ec > 300kJ, x_e)$, $P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e)$ et $P(Ec \leq 30kJ, x_e)$ en fonction de x_e .

du site situé à une distance inférieure à $x_e = 116 \text{ m}$ du point de départ des blocs est associé à un aléa moyen car $P(Ec \leq 30kJ, x_e) > 1/30$. Dans le cas contraire, l'aléa est faible selon ce critère ($P(Ec \leq 30kJ, x_e) \leq 1/30$).

De plus, l'étude des événements d'intensités intermédiaires ($30kJ < Ec \leq 300kJ$) met en évidence une zone d'aléa forte telle que $x_e < 137 \text{ m}$ car, dans ce cas, $P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e) > 1/30$. Ce critère permet également de définir une zone d'aléa moyen pour les abscisses comprises entre $x_e = 137 \text{ m}$ et $x_e = 154 \text{ m}$ car, sur cette zone, $1/100 < P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e) \leq 1/30$. Par voie de conséquence, la zone d'aléa faible est, selon ce critère, telle que $x_e > 154 \text{ m}$ ($P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e) \leq 1/100$).

Enfin, les événements de forte intensité ont une probabilité d'occurrence inférieure à $1/300$ si $x_e > 162 \text{ m}$ ($P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x \geq x_e) > 1/300$). Selon ce critère, la zone d'aléa fort inclut donc l'ensemble des points d'abscisse inférieure à $x_e = 162 \text{ m}$. Cependant, un aléa résiduel persiste quel que soit x_e car $P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e) > 0$ en tout point du site.

La synthèse des zones obtenues selon ces trois critères conduit à définir un zonage du site (Fig. 6.25) tel que la zone d'aléa fort inclut tous les points d'abscisse $x_e < 162 \text{ m}$ et la zone d'aléa faible est associée aux points d'abscisses $x_e > 162 \text{ m}$. Enfin, une zone d'aléa résiduel est également défini sur cette zone ($x_e > 162 \text{ m}$) car la probabilité d'occurrence d'événements de très fortes intensités ($Ec > 300 \text{ kJ}$) n'est jamais nulle sur cette zone.

Selon cette procédure d'attribution des classes d'aléa, on obtient, pour l'exemple considéré, une

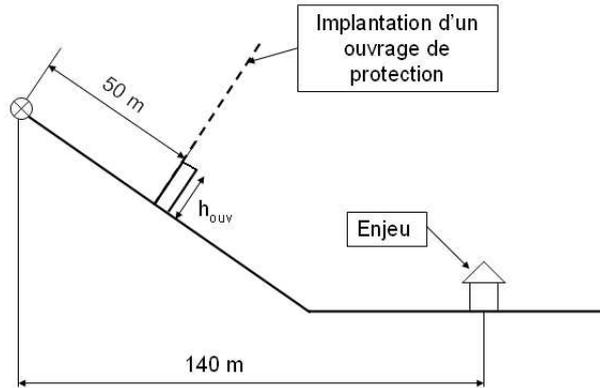


FIG. 6.26 – Localisation de l'enjeu et de la zone d'implantation d'un ouvrage de protection sur le site d'étude.

zone associée à un aléa fort tel que $x_e < 162 \text{ m}$. Cette zone est moins étendue que celle obtenue avec la méthode précédente, utilisée en France. De même, la zone associée à un aléa faible est plus proche du point de départ des blocs en utilisant la réglementation Suisse. L'attribution des classes d'aléa est donc très différente selon si on applique la méthode couramment utilisée en France ou la réglementation suisse. Les importantes différences observées sont dues au fait que ces deux méthodes se basent sur deux définitions différentes de l'aléa de chute de blocs.

6.4.4 Intégration d'ouvrages de protection

L'urbanisation des zones montagneuses étant relativement forte, l'attribution de classes d'aléa est très souvent réalisée sur des sites pour lesquels des enjeux sont déjà en place. Lorsque la caractérisation de l'aléa de chute de bloc donne lieu à l'attribution d'un aléa fort ou moyen sur une zone présentant des enjeux, il est alors indispensable de mettre en place des mesures de protection de ces enjeux.

Le dimensionnement d'un ouvrage de protection s'articule en deux étapes :

- définition de l'efficacité fonctionnelle de l'ouvrage : détermination de la taille et de la forme de l'ouvrage de façon à ce qu'un maximum de blocs puisse être intercepté.
- définition de l'efficacité structurelle de l'ouvrage : dimensionnement de l'ouvrage de façon à ce qu'il résiste à l'impact des blocs.

Dans l'exemple considéré, l'hypothèse est faite que les enjeux sont situés à une position $x_{enj} = 140 \text{ m}$. De plus, le choix est retenu d'intégrer des filets pare-blocs de hauteur h_{ouv} à une distance $d = 50 \text{ m}$ du point de départ des blocs pour protéger ces enjeux (Fig. 6.26).

L'étape de détermination de l'efficacité fonctionnelle consiste ici à définir la hauteur h_{ouv} des filets pare-blocs à implanter. Pour cela, la réglementation suisse est utilisée. Les évolutions des probabilités $P(Ec > 300 \text{ kJ}, x_e, h_{ouv})$, $P(30 \text{ kJ} < Ec \leq 300 \text{ kJ}, x_e, h_{ouv})$ et $P(Ec \leq 30 \text{ kJ}, x_e, h_{ouv})$ à la côte $x_{enj} = 140 \text{ m}$ en fonction de la hauteur h_{ouv} de l'ouvrage implanté sont déterminées (Fig. 6.27).

Lors de cette phase de dimensionnement fonctionnel de l'ouvrage, l'hypothèse est faite que l'efficacité structurelle est assurée quelle que soit la taille de l'ouvrage. On suppose que l'ouvrage est dimensionné pour résister à tout impact d'un bloc quelle que soit l'énergie d'impact.

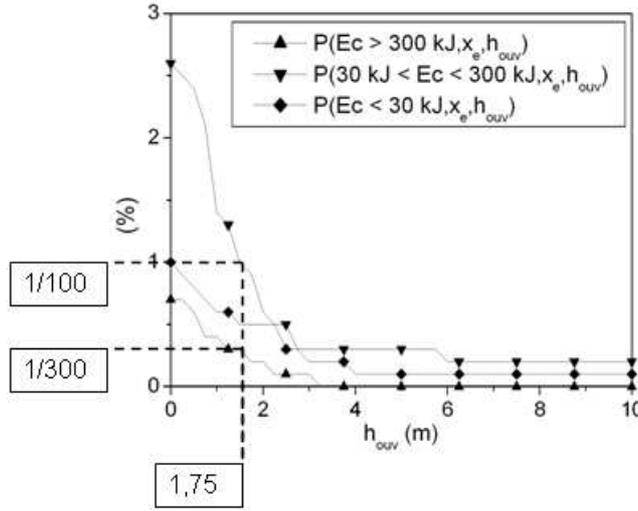


FIG. 6.27 – Evolution des probabilité $P(Ec > 300kJ, x_e, h_{ouv})$, $P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e, h_{ouv})$ et $P(Ec \leq 30kJ, x_e, h_{ouv})$ à la côte $x_{enj} = 140 m$ en fonction de la hauteur h_{ouv} de l'ouvrage implanté à une distance $d = 50 m$ du point de départ des blocs.

Le calcul de l'évolution des probabilités $P(Ec > 300kJ, x_e, h_{ouv})$, $P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e, h_{ouv})$ et $P(Ec \leq 30kJ, x_e, h_{ouv})$ en fonction de la hauteur h_{ouv} de l'ouvrage nécessite de réaliser plusieurs simulations trajectographiques en intégrant des ouvrages de différentes hauteurs h_{ouv} à la distance choisie ($d = 50 m$ du point de départ - Fig. 6.26).

Pour chaque hauteur h_{ouv} considérée, c'est à dire pour chaque simulation des trajectoires avec un ouvrage de hauteur h_{ouv} , la probabilité $p(Ec, x_e, z, h_{ouv})$ est calculée. La connaissance de l'évolution de cette probabilité en fonction de la hauteur h_{ouv} de l'ouvrage permet de déterminer, les probabilités $P(Ec > 300kJ, x_e, h_{ouv})$, $P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e, h_{ouv})$ et $P(Ec \leq 30kJ, x_e, h_{ouv})$ à la côte $x_{enj} = 140 m$:

$$P(Ec_{min} < Ec \leq Ec_{max}, x_e, h_{ouv}) = \int_{Ec_{min}}^{Ec_{max}} \int_0^{\infty} p(Ec, x_e, z, h_{ouv}) dz dEc \quad (6.15)$$

Les résultats montrent tout d'abord que, quelle que soit la hauteur de l'ouvrage, la probabilité $P(Ec \leq 30kJ, x_e, h_{ouv})$ est inférieure à 1/30 (Fig. 6.27). Selon la réglementation suisse, la zone à protéger est associée à un aléa faible par rapport au critère $P(Ec \leq 30kJ, x_e, h_{ouv})$.

De plus, si la hauteur de l'ouvrage est supérieure à $h_{ouv} = 1,75 m$, l'aléa au point d'abscisse $x_e = 140 m$ est également réduit de façon à être classé "résiduel" par rapport au critère $P(Ec > 300kJ, x_e, h_{ouv})$ car $P(Ec > 300kJ, x_e, h_{ouv}) < 1/300$ et "faible" par rapport au critère $P(30kJ < Ec \leq 300kJ, x_e, h_{ouv})$ car la valeur de cette probabilité est inférieure à 1/100 (Fig. 6.27). L'efficacité fonctionnelle de l'ouvrage de protection est donc assurée si $h_{ouv} > 1,75 m$.

Il est intéressant de noter que, dès que $h_{ouv} > 3 m$, l'augmentation de la hauteur du filet ne permet pas une amélioration significative des capacités de l'ouvrage en terme d'arrêt des blocs. En effet, les probabilités calculées tendent toutes vers une valeur asymptotique lorsque h_{ouv} augmente (Fig. 6.27). L'implantation d'un ouvrage de taille supérieure n'apporte alors pas un réel avantage en terme d'effica-

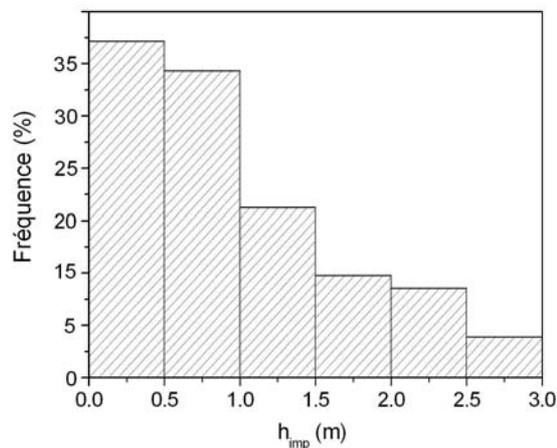


FIG. 6.28 – Distribution des hauteurs de passage des blocs h_{pass} au niveau de l’ouvrage, i.e. des hauteurs auxquelles l’ouvrage sera impacté.

ité fonctionnelle au regard de l’augmentation du coût induite. Une hauteur d’ouvrage de 3 m constitue donc un optimum entre le coût associé à l’augmentation de la taille de l’ouvrage et le bénéfice d’une augmentation de taille d’ouvrage en terme d’arrêt des blocs. Le choix est donc fait d’implanter un ouvrage de hauteur efficace $h_{ouv} = 3 m$.

Une fois la taille de l’ouvrage déterminée, son dimensionnement est réalisé de façon à assurer l’efficacité structurelle de l’ouvrage. Lors de cette étape, la méthode développée permet de définir avec précision les sollicitations auxquelles l’ouvrage sera potentiellement soumis. En particulier, la connaissance détaillée de toutes les composantes de la vitesse - y compris la vitesse de rotation de l’impactant - permet de définir précisément la distribution de l’énergie cinétique impactant l’ouvrage.

L’évolution du pourcentage des blocs impactant l’ouvrage en fonction de la hauteur de l’impact h_{imp} , est tout d’abord déterminée (Fig. 6.28). En complément de la distribution des points d’impact, les distributions des énergies cinétiques d’impact Ec en fonction de la hauteur d’impact h_{imp} (Fig. 6.29) sont définies.

La connaissance des distributions des points d’impact et de l’évolution des distributions de l’énergie cinétique d’impact en fonction du point d’impact permet d’envisager une analyse probabiliste complète de la tenue de l’ouvrage à l’aide de méthodes analytiques ou numériques de dimensionnement de filets pare-blocs (Nicot et al., 2001).

Pour réaliser cette analyse, il est possible de réaliser plusieurs vérifications de la tenue de l’ouvrage pour différents couples de valeurs (h_{imp}, Ec) représentatifs des distributions des points d’impact (Fig. 6.28) et des différentes distributions de l’énergie cinétique d’impact en fonction du point d’impact (Fig. 6.29). Une telle analyse permet de déterminer le pourcentage de chance de tenue de l’ouvrage lorsque les distributions des points d’impact et des énergies cinétiques d’impact en fonction de la position du point d’impact obtenues sont appliquées.

Enfin, la répartition entre les contributions Ec_n normale à l’ouvrage (Fig. 6.30), Ec_t tangentielle à l’ouvrage (Fig. 6.31) et Ec_ω de rotation (Fig. 6.32) de l’énergie cinétique d’impact est une information

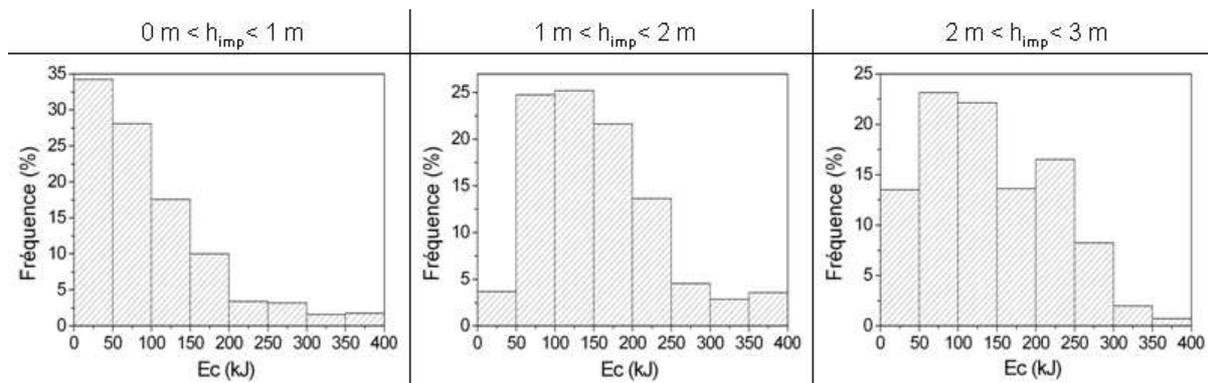


FIG. 6.29 – Distribution des énergies cinétiques d’impact E_c pour différentes hauteurs d’impact h_{imp} .

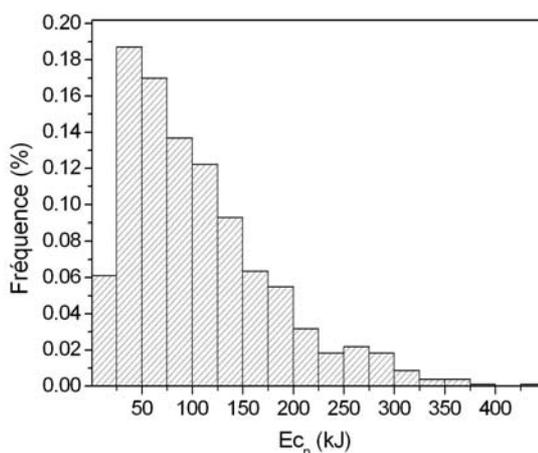


FIG. 6.30 – Distribution de la contribution normale E_{c_n} de l’énergie d’impact.

intéressante. Dans l’exemple considéré, la contribution normale est prépondérante devant la contribution tangentielle et la contribution de rotation (E_{c_n} est de l’ordre de 100 kJ alors que E_{c_t} et E_{c_ω} sont de l’ordre de 10 kJ). Des cas de chargement simples consistant en un impact normal à la surface du filet pare-blocs semblent donc suffisants dans ce cas.

Bien que les contributions tangentielles à l’ouvrage E_{c_t} et de rotation E_{c_ω} de l’énergie d’impact ne soient pas prépondérantes en terme de dimensionnement, il est intéressant de noter que ces énergies conditionnent l’efficacité fonctionnelle de l’ouvrage. En effet, selon leur intensité et la localisation du point d’impact, les composantes tangentielles et de rotation de la vitesse d’impact peuvent conduire au franchissement de l’obstacle car elles favorisent le glissement ou le roulement du bloc le long du filet ce qui peut entraîner le franchissement de la limite supérieure du filet par le bloc.

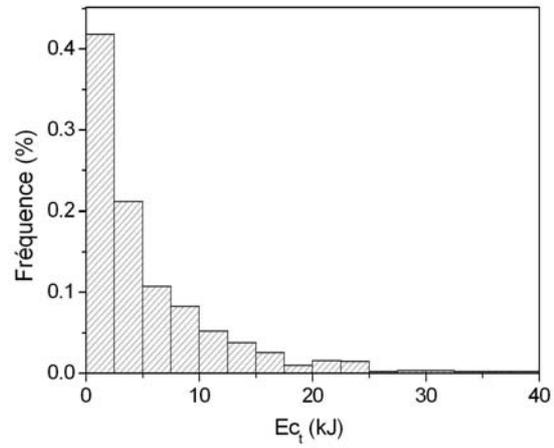


FIG. 6.31 – Distribution de la contribution tangentielle Ec_t de l'énergie d'impact.

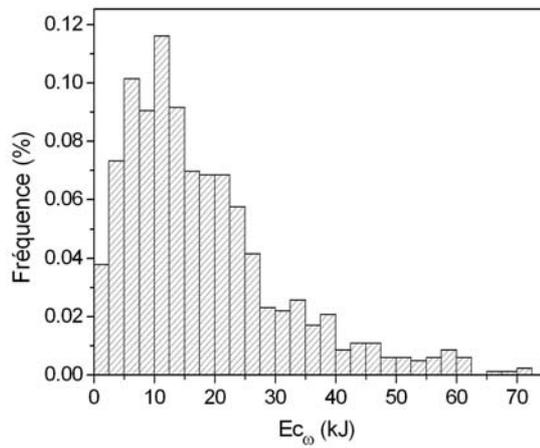


FIG. 6.32 – Distribution de la contribution rotationnelle Ec_ω de l'énergie d'impact.

6.5 Résumé - Conclusions

Dans ce chapitre, une procédure d'intégration de la loi stochastique d'impact dans le contexte de l'analyse trajectographique 3D a été développée. Cette procédure comporte deux étapes. La première étape consiste au calcul 2D des composantes du vecteur vitesse réfléchi en fonction des composantes du vecteur vitesse incident en utilisant la loi stochastique d'impact. La seconde étape permet le calcul de la déviation du bloc au cours de l'impact. L'application de cette procédure permet la détermination complète de la vitesse réfléchie de l'impactant en fonction de son vecteur vitesse incident.

Les comparaisons entre les résultats d'essais en grandeur réelle et les prédictions à partir d'une analyse trajectographique utilisant cette procédure d'intégration de la loi stochastique d'impact met en évidence la pertinence de cette procédure.

L'étude détaillée des résultats de cette analyse trajectographique fournit en outre des éléments de comparaison entre la loi d'impact développé et les approches classiques de modélisation de l'impact. En particulier, cette comparaison met en évidence que la loi stochastique d'impact est une extension des lois classiques capable de modéliser la dépendance de chaque composante de la vitesse réfléchie à tous les paramètres cinématiques incidents dans un cadre de travail stochastique rigoureux.

Sur la base solide de cette approche stochastique de modélisation de l'impact, une approche probabiliste de caractérisation de l'aléa de propagation des blocs a également été développée.

Cette approche est basée sur la connaissance, pour chaque point du site d'étude, de la probabilité de passage d'un bloc en fonction non seulement des coordonnées horizontales de chaque point du site mais aussi de la hauteur de passage des blocs et de l'énergie cinétique des blocs lors de leur passage. Cette information locale est ensuite traitée de façon à réaliser le zonage du site étudié et, éventuellement, l'implantation d'un ouvrage de protection.

Cette approche ouvre de façon naturelle sur le dimensionnement des ouvrages de protection. En effet, elle permet la détermination de la distribution de l'énergie cinétique d'impact d'un ouvrage en fonction des points d'impact. Cette information permet d'envisager une étude probabiliste de l'efficacité structurelle de l'ouvrage implanté consistant à déterminer le pourcentage de chance de tenue de l'ouvrage pour les distributions des conditions de sollicitation (hauteur et énergie d'impact) retenues pour le site considéré.

Par ailleurs, le modèle trajectographique permettant une modélisation précise de toutes les composantes de la vitesse des blocs impactant l'ouvrage, la répartition de l'énergie d'impact entre les différentes composantes du vecteur vitesse en début d'impact est également disponible. La connaissance détaillée de cette répartition permet d'assurer l'efficacité fonctionnelle de l'ouvrage en optimisant sa géométrie de façon à ce que les blocs soient arrêtés.

Conclusion

Ce travail de thèse a été initié dans la perspective d'améliorer significativement les modèles d'impact d'un bloc rocheux sur un sol naturel classiquement utilisés en analyse trajectographique. Les objectifs finaux de ce travail étaient de mettre en exergue les phénomènes en jeu au cours de l'impact et de développer un loi stochastique d'impact apportant une réelle amélioration de la modélisation mécanique du rebond du bloc et permettant de traduire de façon représentative la variabilité des vitesses du bloc après impact.

L'élément central de ce travail de recherche a été la modélisation numérique par la méthode des éléments discrets de l'impact d'un bloc rocheux sur un sol grossier, qui est le type de sol le plus fréquemment rencontré en zones montagneuses. Suite à une phase de calibration et de validation, le modèle numérique de l'impact a été exploité pour analyser en détail les mécanismes conduisant au rebond du bloc. Ce modèle numérique a enfin été utilisé lors de campagnes de simulation extensives conduisant à la définition d'une loi stochastique d'impact et au développement d'un cadre de travail probabiliste global de caractérisation de l'aléa de chute de blocs.

La première phase de ce travail de recherche a débuté par le développement d'un modèle numérique de sol grossier par la méthode des éléments discrets. Ce modèle numérique assure une traduction satisfaisante de la granulométrie du sol, de la forme des particules, des dissipations d'énergie au droit des contacts, de la porosité et des processus gravitaires de génération de ce type de sol. Les simulations d'impact utilisant ce modèle numérique mettent en évidence la variabilité des vitesses de l'impactant après rebond en fonction de l'arrangement géométrique des particules du sol au voisinage du point d'impact. En raison de cette variabilité, un protocole de simulation assurant la représentativité statistique des résultats obtenus et des indicateurs statistiques (fonction de répartition des quantités réfléchies, en particulier) ont été définis de manière à analyser les résultats de simulation de façon pertinente.

La validation de la modélisation numérique de l'impact par la méthode des éléments discrets a été faite par comparaison des prédictions du modèle à des résultats d'essais d'impact à la fois sur des matériaux modèles et sur des sols grossiers. La comparaison des prédictions des simulations aux résultats d'essais d'impact sur des matériaux modèles a montré la pertinence du modèle numérique pour prédire l'impact pour des tailles d'impactant comprises de une à dix fois la taille moyenne des particules du milieu impacté. La comparaison entre les résultats d'essais à échelle réduite d'impact sur un sol grossier et les prédictions du modèle numérique a également mis en évidence la capacité du modèle à prédire le rebond du bloc de manière satisfaisante dans un contexte plus proche de celui correspondant à la chute de blocs sur un terrain naturel. Une telle prédiction du rebond n'est cependant assurée que si certains

paramètres du sol sont clairement définis. Ces paramètres sont le rapport entre la taille de l'impactant et la taille des pierres constitutives du sol ainsi que la forme générale des particules. Par ailleurs, il est indispensable de calibrer la porosité du modèle numérique de sol.

Le modèle numérique de l'impact par la méthode des éléments discrets a été utilisé, lors de la seconde phase de ce travail, pour mettre en exergue les mécanismes conduisant au rebond du bloc. L'étude des phénomènes physiques en jeu au cours de l'impact a été menée pour différentes profondeurs de sol, tailles d'impactant et cinématiques de l'impactant avant impact.

Cette étude montre tout d'abord que l'interaction entre l'impactant et le sol peut être décomposée en trois phases : le transfert énergétique initial du bloc vers le sol, la propagation d'une onde de compression du point d'impact vers l'intérieur du sol et la réflexion de l'onde de compression sur le substratum. Les simulations numériques mettent également en avant le rôle prépondérant de l'angle local d'incidence, de la profondeur du sol et de la taille de l'impactant sur les mécanismes conduisant au rebond ou à l'arrêt du bloc. Il est, en particulier, possible de définir un diagramme d'existence du rebond de l'impactant délimitant les domaines d'arrêt et de rebond en fonction des valeurs de ces paramètres.

Pour des conditions cinématiques incidentes données (vitesse et angle d'incidence fixés), le diagramme d'existence du rebond met en évidence trois régimes d'impact. Le premier régime d'impact correspond aux faibles tailles d'impactant (inférieures à la taille moyenne R_m des particules du sol). Dans ce cas, le rebond de l'impactant est essentiellement conditionné par le transfert énergétique initial. Le second régime d'impact est associé aux tailles d'impactant intermédiaires (comprises entre R_m et $6R_m$). Le rebond de l'impactant est alors la conséquence d'un second transfert d'énergie du sol vers le bloc après aller-retour de l'onde de compression au sein du milieu. Cet apport d'énergie n'est possible que si la totalité de l'énergie cinétique incidente de l'impactant n'est pas dissipée lors de l'aller-retour de l'onde de compression. Enfin, le troisième régime d'impact correspond aux grandes tailles d'impactant (supérieures à $6R_m$). La pénétration de l'impactant dans le sol devient alors significative et le rebond est le résultat de l'interaction entre l'impactant et une fine couche de sol compacte.

Dans un troisième temps, le modèle numérique de l'impact par la méthode des éléments discrets a également été utilisé pour réaliser une campagne extensive de simulations numériques. L'analyse statistique des résultats obtenus suite à cette campagne a permis de définir une loi stochastique d'impact reliant les vitesses de l'impactant après impact aux vitesses avant impact. Cette loi est capable de quantifier la variabilité des vitesses après impact dans des cas de figure très variés. Elle est, notamment, valide pour des rapports du rayon de l'impactant sur le rayon moyen des particules du sol compris entre 1 et 5.

La comparaison entre la loi stochastique d'impact et les lois classiquement utilisées en analyse trajectographique met en évidence que la loi développée est une extension des lois classiques capable de modéliser la dépendance de chaque composante de la vitesse réfléchie à tous les paramètres cinématiques incidents. Le cadre stochastique global mis en place permet en outre de modéliser séparément les principales sources de variabilité des vitesses réfléchies (variations des propriétés locales du sol et des conditions cinématiques incidentes).

Une procédure d'intégration de la loi stochastique d'impact dans le logiciel d'analyse trajectographique 3D Rockyfor a également été développée. A cours de cette procédure, le calcul 2D des composantes du vecteur vitesse après impact en fonction des composantes du vecteur vitesse avant impact en utilisant la loi stochastique d'impact est d'abord mené. Ensuite, le calcul de la déviation du bloc au cours

de l'impact est réalisé ce qui conduit à la détermination complète de la vitesse du bloc après impact. La pertinence de cette démarche est étayée par la bonne adéquation entre les résultats d'essais en grandeur réelle menés au Cemagref de Grenoble et les prédictions d'une analyse trajectographique du site d'essais utilisant cette procédure.

Enfin, suite à la validation de cette procédure d'intégration de la loi stochastique d'impact dans le contexte de l'analyse trajectographique, une approche probabiliste de caractérisation de l'aléa de propagation des blocs a été proposée. Cette approche est basée sur la connaissance, pour chaque point du site d'étude, de la probabilité de passage d'un bloc en fonction de la hauteur de passage des blocs et de l'énergie cinétique des blocs lors de leur passage. Le traitement statistique de cette information conduit à la caractérisation de l'aléa de chute de blocs. Cette méthodologie de caractérisation probabiliste de l'aléa fournit des informations essentielles pour la protection contre les chutes de blocs car elle permet de quantifier, en termes probabilistes, l'aléa de chute de blocs. En utilisant cette méthodologie, il est également possible d'optimiser le positionnement et le dimensionnement des ouvrages de protection de manière à minimiser l'aléa résiduel de chute de blocs lorsque l'ouvrage est implanté.

En termes de perspectives, il semble tout d'abord intéressant de poursuivre les investigations menées sur les mécanismes conduisant au rebond du bloc. En particulier, bien que trois régimes d'impact ont clairement été identifiés pour l'impact sur un milieu bi-dimensionnel au sein duquel seule une dissipation frictionnelle de l'énergie est possible, il serait intéressant d'explorer l'évolution des domaines de validité de ces régimes dans un contexte tri-dimensionnel ainsi que lorsque d'autres sources de dissipation de l'énergie (attrition des contact, rayonnement d'ondes élastique, fracturation des particules du milieu...) sont intégrées dans le modèle numérique.

Par ailleurs, bien que la démarche mise en œuvre dans ce travail soit appliquée au cas de l'impact sur un sol grossier, le cadre formel mis en place est tout à fait adapté au développement de lois d'impact sur d'autres types de sols tels que les sols meubles par exemple. En particulier, la méthode d'analyse statistique basée sur l'inférence Bayésienne reste applicable même si le modèle numérique d'impact est modifié de manière significative afin d'assurer une traduction correcte du comportement du sol.

Enfin, ce travail ouvre des perspectives intéressantes pour la quantification probabiliste de l'aléa de chute de blocs et le dimensionnement probabiliste d'ouvrages de protection. En particulier, il serait intéressant de compléter la méthodologie d'optimisation du positionnement et de la taille d'ouvrages de protection développée dans ce travail par le dimensionnement probabiliste de ces ouvrages de protection. Pour cela, l'approche probabiliste pourrait être couplée aux méthodes analytiques et numériques de calcul de la tenue des ouvrages de protection existantes. Cela permettrait de développer une méthode de dimensionnement probabiliste basée sur la connaissance, grâce à l'approche développée dans ce travail, des distributions des conditions de sollicitation de ces ouvrages. L'objectif de cette méthode de dimensionnement probabiliste des ouvrages de protection serait de déterminer la probabilité de tenue des ouvrages lorsque les distributions des conditions de sollicitation leur sont appliquées.

Bibliographie

- AFNOR (1996). NF P94-056 - Sols : reconnaissance et essais - Analyse granulométrique - Méthode par tamisage à sec après lavage.
- Agliardi, F. ; Crosta, G. (2003). High resolution three-dimensional numerical modelling of rockfalls. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 40 : 455–471.
- Ambroso, M. ; Santore, C. ; Abate, A. ; Durian, D. (2005). Penetration depth for shallow impact cratering. *Physical Review E*, 71(5) : 7.
- Anderson, R. ; Haff, P. (1988). Simulation of aeolian saltation. *Science*, 241 : 820–823.
- Astrom, J. ; Herrmann, H. (1998). Fragmentation of grains in a two-dimensional packing. *The European Physical Journal B*, 5(3) : 551–554.
- Auvinet, G. ; Marsal, R. (1975). Stastical model of grain breakage. *Proceedings of the Vth Panamerican Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, pages 193–204, Buenos Aires.
- Azimi, C. ; Desvarreux, P. ; Giraud, A. ; Martin-Cocher, J. (1982). Méthode de calcul de la dynamique des chutes de blocs - Application à l'étude du versant de la montagne de La Pale (Vercors). *Bulletin de liaison des laboratoires des ponts et chaussées*, 122 : 93–102.
- Azéma, E. (2007). *Étude numérique des matériaux granulaires à grains polyédriques : rhéologie quasi-statique, dynamique vibratoire, application au procédé de bourrage du ballast*. Thèse de doctorat, Université Montpellier 2 - Sciences et Techniques du Languedoc.
- Azzoni, A. ; Barbera, G. ; Zaninetti, A. (1995). Analysis and prediction of rockfalls using a mathematical model. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 32 : 709–724.
- Azzoni, A. ; de Freitas, M. (1995). Experimentally gained parameters, decisive for rock fall analysis. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 28(2) : 111–124.
- Azzoni, A. ; Rossi, P. ; Drigo, E. ; Giani, G. ; Zaninetti, A. (1991). In situ observations of rockfalls analysis parameters. *Landslides*, pages 307–314. Balkema.
- Barton, N. ; Kjaernsli, B. (1981). Shear strength of rockfill. *Journal of the Geotechnical Engineering Division ASCE*, 107(7) : 873–891.
- Bayes, T. (1763). Essay towards solving a problem in the doctrine of chances. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 53 et 54 : 370–418 et 296–325.

- Beladjine, D. (2007). *Etude expérimentale du processus de collision d'une bille sur un empilement granulaire : application au mécanisme de saltation dans le transport éolien*. Thèse de doctorat, Université de Rennes 1.
- Beladjine, D. ; Ammi, M. ; Oger, L. ; Valance, A. (2007). Collision process between an incident bead and a three-dimensional granular packing. *Physical Review E*, 75 : 1–12.
- Berger, F. ; Dorren, L. (2006). Objective comparison of rockfall models using real size experimental data. *Disaster mitigation of debris flows, slope failures and landslides*, pages 245–252, Tokyo, Japan. Universal Academy Press, Inc.
- Berger, J. (1985). *Statistical decision theory and Bayesian analysis*. Springer-Verlag, 2nd edition.
- Bertrand, D. (2006). *Modélisation du comportement mécanique d'une structure cellulaire soumise à une sollicitation dynamique localisée - Application aux structures de protection contre les éboulements rocheux*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Bertrand, D. ; Nicot, F. ; Gotteland, P. ; Lambert, S. (2006). Modelling a geo-composite cell using discrete analysis. *Computers and Geotechnics*, 32 : 564–577.
- Blijenberg, H. (1995). In-situ strength tests of coarse, cohesionless debris on scree slopes. *Engineering Geology*, 39 : 137–146.
- Box, G. ; Tiao, G. (1973). *Bayesian inference in statistical analysis*. Addison-Wesley.
- Bozzolo, D. ; Pamini, R. (1986). Simulation of rock falls down a valley side. *Acta Mechanica*, 63 : 113–130.
- Bozzolo, D. ; Pamini, R. ; Hutter, K. (1988). Rockfall analysis - A mathematical model and its test with field data. *Landslides - Proceedings of the fifth international symposium on landslides*, volume 1, pages 555–560, Lausanne.
- Brooks, S. (2003). Bayesian computation : A statistical revolution. *Transactions of the Royal Statistical Society, series A*, pages 2681–2697.
- Budetta, P. ; Santo, A. (1994). Morphostructural evolution and related kinematics of rockfalls in Campania (southern Italy) : A case study. *Engineering Geology*, 36 : 197–210.
- Calvetti, F. (1998). Distinct Element evaluation of the rock-fall design load for shelters. *Rivista Italiana di Geotecnica*, 3 : 63–83.
- Calvetti, F. ; Di Prisco, C. ; Vecchiotti, M. (2005). Experimental and numerical study of rock-fall impacts on granular soils. *Rivista Italiana di Geotecnica*, 4 : 95–109.
- Calvetti, F. ; Viggiani, G. ; Tamagnini, C. (2003). A numerical investigation of the incremental behavior of granular soils. *Rivista Italiana di Geotecnica*, 3 : 11–29.
- Cambou, B. ; Dubujet, P. ; Emeriault, F. ; Sidoroff, F. (1995). Homogenization for granular materials. *European Journal of Mechanics A/Solids*, 14(2) : 255–276.

- Cambou, B. ; Jean, M. (2001). *Micromécanique des matériaux granulaires*. Lavoisier.
- Campbell, C. (2003). A problem related to the stability of force chains. *Granular Matter*, 5 : 129–134.
- Chau, K. T. ; Wong, R. H. C. ; Lee, C. (1998). Rockfall problems in Hong Kong and some new experimental results for coefficients of restitution. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 35(4-5) : 662–663.
- Chau, K. T. ; Wong, R. H. C. ; Liu, J. ; Wu, J. ; Lee, C. (1999). Shape effects on the coefficient of restitution during rockfall impacts. *Proceedings of the 9th International Congress on Rock Mechanics*, volume 1, pages 541–544, Paris. International Society for Rock Mechanics.
- Chau, K. T. ; Wong, R. H. C. ; Wu, J. J. (2002). Coefficient of restitution and rotational motions of rockfall impacts. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 39 : 69–77.
- Ciamarra, M. ; Lara, A. ; Lee, A. ; Goldman, D. ; Vishik, I. ; Swinney, H. (2004). Dynamics of drag and force distributions for projectile impact in a granular medium. *Physical Review Letters*, 92(194301) : 1–4.
- Claquin, C. (2003). *Étude du comportement de l'interface milieu granulaire et inclusion par une approche multi-échelle*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.
- Coste, C. ; Falcon, E. and Fauve, S. (1997). Solitary waves in a chain of beads under Hertz contact. *Physical Review E*, 56 : 6104 – 6117.
- Coste, C. ; Gilles, B. (1999). On the validity of Hertz contact law for granular material acoustics. *The European Physical Journal B*, 7(1) : 155–168.
- Crosta, G. ; Agliardi, F. (2004). Parametric evaluation of 3D dispersion of rockfall trajectories. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 4 : 583–598.
- Cundall, P. (1988a). Computer simulations of dense spheres assemblies. *Micromechanics of Granular Materials*, pages 113–123. Elsevier Science Publisher B.V. (M. Satake & J.T. Jenkins eds.).
- Cundall, P. (1988b). Formulation of the Three-Dimensional Distinct Element Model - Part I : A scheme to detect and represent contacts in a system composed of many polyhedral blocks. *Int. J. Mech., Min. Sci. and Geomech. Abstr.*, 25 : 107–116.
- Cundall, P. ; Strack, O. (1979). A discrete numerical model for granular assemblies. *Géotechnique*, 29 (1) : 47–65.
- De Saxcé, G. ; Fortin, J. ; Millet, O. (2004). About the numerical simulation of the dynamics of granular media and the definition of the mean stress tensor. *Mechanics of Materials*, 38(12) : 1175–1184.
- Deluzarche, R. (2004). *Modélisation discrète des enrochements - Application aux barrages*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Lyon.
- Descoedres, F. (1997). Aspects géomécaniques des instabilités de falaises rocheuses et des chutes de blocs. *Publications de la société suisse de mécanique des sols et des roches*, 135 : 3–11.

- Descoeudres, F. ; Zimmermann, T. (1987). Three-dimensional dynamic calculation of rockfalls. *Proceedings of the 6th International Congress on Rock Mechanics - Montreal*, pages 337–342, Rotterdam. Balkema.
- Desvarreux, P. (2007). Module 6 : Problèmes posés par le zonage. *Université Européenne d'Été sur les risques naturels : Eboulements, Chutes de blocs - Rôle de la forêt*, pages 1–18.
- Dimnet, E. (2002). *Mouvement et collisions de solides rigides ou déformables*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.
- Dimnet, E. ; Fremond, M. (2000). Instantaneous collisions of solids. *European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering*, pages 11–17, Barcelona.
- Dorren, L. (2003). A review of rockfall mechanics and modelling approaches. *Progress in Physical Geography*, 27,1 : 69–87.
- Dorren, L. ; Berger, F. ; Putters, U. (2006). Real-size experiments and 3D simulation of rockfall on forested and non-forested slopes. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 6(1) : 145–153.
- Dorren, L. ; Maier, B. ; Putters, U. ; Seijmonsbergen, A. (2004). Combining field and modelling techniques to assess rockfall dynamics on a protection forest hillslope in the European Alps. *Geomorphology*, 57(3) : 151–167.
- Dorren, L. ; Seijmonsbergen, A. (2003). Comparison of three GIS-based models for predicting rockfall runout zones at a regional scale. *Geomorphology*, 56(1-2) : 49–64.
- Dubois, F. ; Jean, M. (2006). The non smooth contact dynamic method : recent LMGC90 software developments and application. Heidelberg, S. B. ., editor, *Analysis and Simulation of Contact Problems*, volume 27 of *Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics*, pages 375–378.
- Dudt, J. ; Heidenreich, B. (2001). Treatment of the uncertainty in a three-dimensional numerical simulation model of rockfalls. *Proceedings of the International Conference on Landslides*, pages 507–514, Davos.
- Empereur-Mot, L. (2000). *La fragmentation naturelle des massifs rocheux. Modèles de blocs et bases de données tridimensionnelles : réalisation, exploration géométrique et applications*. Thèse de doctorat, Université de Chambéry.
- Evans, S. ; Hungr, O. (1993). The assessment of rockfall hazard at the base of talus slopes. *Canadian Geotechnical Journal*, 30 : 620–636.
- Falaise., G. (2001). *Prévention des mouvements de versants et des instabilités de falaises - Confrontation des méthodes d'étude des éboulements rocheux dans l'arc alpin*. Programme INTERREG II C - "Falaises " Méditerranée Occidentale et Alpes Latines.
- Falcetta, J. (1985). Un nouveau modèle de calcul de trajectoires de blocs rocheux. *Revue Française de Géotechnique*, 30 : 11–17.

- Fisher, R. (1934). Probability, likelihood and quantity of information in the logic of uncertain inference. *Proc. Roy. Soc. A.*, 146 : 1–8.
- Fornaro, M. ; Peila, D. ; Nebbia, M. (1990). Block falls on rock slopes - application of a numerical simulation program to some real cases. *Proceedings of the 6th International Congress IAEG*, pages 2173–2180, Rotterdam.
- Fortin, J. ; Millet, O. ; De Saxcé, G. (2002). Mean stress in a granular medium in dynamics. *Mechanics Research Communications*, 29(4) : 235–240.
- Fortin, J. ; Millet, O. ; De Saxcé, G. (2003). Construction of an averaged stress tensor for a granular medium. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 22(4) : 567–582.
- Frattoni, P. ; Crosta, G. ; Carrara, A. ; Agliardi, F. (2008). Assessment of rockfall susceptibility by integrating statistical and physically-based approaches. *Geomorphology*, 94(3-4) : 419–437.
- Frayssines, M. (2005). *Contribution à l'évaluation de l'aléa éboulement rocheux (rupture)*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Frémond, M. (1995). Rigid bodies collisions. *Physics Letters A*, 204 : 33–41.
- Gascuel, J. ; Cani-Gascuel, M. ; Desbrun, M. ; Leroi, E. ; Mirgon, C. (1998). Simulating landslides for natural disaster prevention. *Proceedings of the Eurographics Workshop*, pages 1–12, Lisbon. Springer-Verlag.
- Geman, S. ; Geman, D. (1984). Stochastic relaxation, gibbs distribution and the bayesian restoration of images. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 6 : 721–741.
- Geodis (2007). Rapport final : émergence d'une modélisation discrète prédictive des géomatériaux. Rapport technique, LTDS (UMR-CNRS 5513, ECL), Cemagref, LIRIGM (UJF), L3S (UMR-CNRS 5521,UJF), LMGC (UMR-CNRS 5508, Université de Montpellier II), Politecnico de Milan.
- Gerber, W. (1995). Auswertung von feldversuchen. *Unterlagen zum FAN-Kurs der Forstlichen Gruppe Naturgefahren zum Thema "Steinschlag"*.
- Giani, G. P. (1992). *Rock Slope Stability Analysis*. Balkema, Rotterdam.
- Gilks, W. ; Richardson, S. ; Spiegelhalter, D. (2001). *Markov Chain Monte Carlo in Practice*. Chapman & Hall, New-York.
- Gland, N. (2003). *Etude numérique des propriétés mécaniques et des processus de déformation et d'endommagement des matériaux granulaires*. Thèse de doctorat, Ecole Normale Supérieure de Paris - Université Paris XI Orsay.
- Goldsmith, W. (1960). *Impact, The theory and physical behaviour of colliding solids*. Dover.
- Goodman, R. (1980). *Introduction to rock mechanics*. PWS Publishing company.
- Govi, M. (1977). Photo-interpretation and mapping of the landslides triggered by the Friuli earthquake (1976). *Bulletin of the International Association of Engineering Geology*, 15 : 67–72.

- Grine, K. (2006). Relation entre géométrie des blocs et morphologie de la pente dans le phénomène d'éboulement rocheux. *Journée Nationales de Géotechnique et de Géologie de l'Ingénieur - JNGG'2006*, Lyon.
- Guzzetti, F.; Crosta, G.; Detti, R.; Agliardi, F. (2002). Stone : a computer program for the three-dimensional simulation of rock-falls. *Computer and Geosciences*, 28 : 1079–1093.
- Guzzetti, F.; Reichenbach, P.; Ghigi, S. (2004). Rockfall hazard and risk assessment along a transportation corridor in the Nera Valley, Central Italy. *Environmental Management*, 34(2) : 191–208.
- Guzzetti, F.; Reichenbach, P.; Wicczorek, G. F. (2003). Rockfall hazard and risk assessment in the Yosemite Valley, California, USA. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 3 : 491–503.
- Habib, P. (1977). Note sur le rebondissement des blocs rocheux. *Proceedings Meeting on Rockfall dynamics and protective works effectiveness*, pages 123–125, Bergamo.
- Heidenreich, B. (2004). *Small and half scale experimental studies of rockfall impacts on sandy slopes*. Thèse de doctorat, EPFL, Lausanne.
- Hentz, S. (2003). *Modélisation d'une structure en béton armé soumise à un choc par la Méthode aux Eléments Discrets*. Thèse de doctorat, UJF - Université Joseph Fourier Grenoble I.
- Hertz, H. (1882). Über die berührung fester elastischer körper. *J. reine und angewandte Mathematik*, 92 : 156–171.
- Hetu, B.; Gray, J. (2000). Effects of environmental change on scree slope development throughout the postglacial period in the Chic-Choc mountains in the northern Gaspé Peninsula, Québec. *Geomorphology*, 32 : 335–355.
- Hinch, E. J.; Saint-Jean, S. (1999). The fragmentation of a line of balls by an impact. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 455 : 3201–3220.
- Hoek, E. (1987). *Rockfall - A Program in Basic for the Analysis of Rockfalls from Slopes*. Golder and Associates, Vancouver.
- Hoek, E. (2007). *Rock engineering - Course notes*. <http://www.rocsience.com>.
- Hostler, S.; Brennen, C. (2005). Pressure wave propagation in granular bed. *Physical Review E*, 72(3) : 13.
- Huet, C. (1990). Application of variational concepts to size effects in elastic heterogeneous bodies. *J. Mech. Phys. Solids*, 38 : 813–841.
- Hungr, O.; Evans, S. (1988). Engineering evaluation of fragmental rockfall hazards. *Proceedings of the 5th International Symposium on Landslides*, pages 685–690, Lausanne.
- Itasca (1999). *PFC^{2D} - Theory and background*. Itasca Eds.

- Jaboyedoff, M. ; Dudit, J. ; Labiouse, V. (2005). An attempt to refine rockfall zoning based on kinetic energy, frequency and fragmentation degree. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 5 : 621–632.
- Jaboyedoff, M. ; Labiouse, V. (2002). Etablissement d'une méthodologie de mise en oeuvre des cartes de dangers naturels du Canton de Vaud CADANAV - Méthodologie instabilités rocheuses. Rapport pour le canton de Vaud. Rapport technique, LMR-EPFL.
- Japan-Road-Association (1983). *Rockfall Handbook*. Tokyo.
- Jean, M. (1999). Non smooth contact dynamics method. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 177 : 235–257.
- Jean, M. ; Moreau, J.-J. (1992). Unilaterality and granular friction in the dynamics of rigid body collections. *Proceedings of the contact mechanics international symposium*, Lausanne.
- Jensen, R. ; Bosscher, P. ; Plesha, M. ; Edil, T. (1999). DEM simulation of granular media - structure interface : effects of surface roughness and particle shape. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 23(6) : 531 – 547.
- Jensen, R. ; Plesha, M. ; Edil, T. ; Bosscher, P. ; Kahla, N. (2001). DEM simulation of particle samage in granular media - structure snterfaces. *International Journal of Geomechanics*, 1(1) : 21–39.
- Ji, S. ; Shen, H. (2006). Effect of contact force models on granular flow dynamics. *Journal of Engineering Mechanics*, 132(11) : 1252–1259.
- Jones, C. ; Higgins, J. ; Andrew, R. (2000). *Colorado Rockfall Simulation Program Version 4.0*. Colorado Geological Survey.
- Jordaan, I. (2005). *Decisions under Uncertainty - Probabilistic Analysis for Engineering Decisions*. Cambridge University Press.
- Kamijo, A. ; Oda ; S.and Masuya, H. ; Tanaka, Y. (2000). Fundamental test on restitution coefficient and frictional coefficient of rock fall. *Proceedings of the 5th Symposium on Impact Problems in Civil Engineering*, pages 83–86. Japan Society of Civil Engineers.
- Keylock, C. ; Domaas, U. (1999). Evaluation of topographic models of rockfall travel distance for use in hazard applications. *Arctic, Antartic and Alpine Research*, 31(3) : 312–320.
- Kirkby, M. ; Statham, I. (1975). Surface stone movement and scree formation. *Journal of Geology*, 83 : 349–362.
- Kobayashi, Y. ; Harp, E. ; Kagawa, T. (1990). Simulation of rockfalls triggered by earthquakes. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 23 : 1–20.
- Koo, C. ; Chern, J. (1998). Modification of the dda method for rigid block problems. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 35(6) : 683–693.
- Krumbein, W. (1941). Measurement and geologic significance of shape and roundness of sedimentary particules. *Journal of sedimentary petrology*, 11 : 64–72.

- Lambert, S. (2007). *Comportement mécanique de géocellules - application aux constituants de merlons pare-blocs cellulaires*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier.
- Lan, H. ; Derek Martin, C. ; Lim, C. (2007). Rockfall analyst : A GIS extension for three-dimensional and spatially distributed rockfall hazard modeling. *Computers and Geosciences*, 33(2) : 262–279.
- Laouafa, S. ; Nicot, F. (2004). Modélisation numérique de l'impact d'un bloc rocheux sur un sol composé d'éboulis. *Revue Française de Géotechnique*, 109 : 87–97.
- Lee, D.-M. (1992). *The angles of friction of granular materials*. Thèse de doctorat, Cambridge University.
- Li, H. ; Zhao, J. ; Li, T. J. (2000). Micromechanical modelling of the mechanical properties of a granite under dynamic uniaxial compressive loads. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 37(6) : 923–935.
- Lied, K. (1977). Rockfall problems in norway. *ISMES Publication*, 90 : 51–53.
- Lim, C. ; Stronge, W. (1999). Oblique elastic-plastic impact between rough cylinders in plane strain. *International Journal of Engineering Science*, 37(1) : 97–122.
- Liu, H. ; Kou, S. ; Lindqvist, P.-A. (2005). Numerical studies on the inter-particle breakage of a confined assembly in rock crushing. *Mechanics of materials*, 37(9) : 935–954.
- Lobo-Guerrero, S. ; Vallejo, L. (2007). Influence of pile shape and pile interaction on the crushable behavior of granular materials around driven piles : Dem analyses. *Granular Matter*, 9(3-4) : 241–250.
- Lu, M. ; McDowell, G. R. (2007). The importance of modelling ballast particle shape in the Discrete Element Method. *Granular Matter*, 9(1-2) : 69–80.
- Luding, S. ; Clément, E. ; Blumen, A. ; Rajchenbach, J. ; Duran, J. (1994). Anomalous energy dissipation in molecular-dynamics simulations of grains : The detachment effect. *Physical Review E*, 50 : 4113 – 4122.
- Marsal, J. (1973). *Mechanical properties of rockfill*. Embankment - dam engineering - Casagrande volume. J. Wiley & sons.
- Meissl, G. (2001). Modelling the runout distances of rockfall using a geographic information system. *Zeitschrift für Geomorphologie*, 125 : 129–137.
- Metropolis, N. ; Rosenbluth, A. W. ; Rosenbluth, M. ; Teller, A. H. ; Teller, E. (1953). Equation of state calculations by fast computing machine. *Journal of Chemical Physics*, 21 : 1087–1091.
- Mindlin, R. ; Deresiewicz, H. (1953). Elastic spheres in contact under varying oblique forces. *Journal of Applied Mechanics*, 20 : 327–344.
- Mishra, B. (2003). A review of computer simulation of tumbling mills by the discrete element method : Part I - contact mechanics. *Int. J. Miner. Process.*, 71 : 73–93.

- Mitha, S. ; Tran, M. ; Werner, B. ; Haff, P. (1986). The grain-bed impact process in aeolian saltation. *Acta Mechanica*, 63 : 267–278.
- Nakata, Y. ; Hyde, A. ; Hyodo, M. ; Murata, H. (1999). A probabilistic approach to sand particle crushing in the triaxial test. *Géotechnique*, 49(5) : 567–583.
- Napalnis, P. ; Hunt, J. ; Barrett, C. (1993). Saltating particles over flat beds. *Journal of Fluid Mechanics*, 251 : 661–685.
- Nesterenko, V. (2001). *Dynamics of Heterogeneous Materials*. Springer.
- Neyman, J. ; Pearson, E. (1933). On the testing of statistical hypothesis in relation to probability a priori. *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 29 : 492–510.
- Nicot, F. ; Cambou, B. ; Mazzoleni, G. (2001). From a constitutive modelling of metallic rings to the design of rockfall restraining nets. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 25 : 49–70.
- Nicot, F. ; Gotteland, P. ; Bertrand, D. ; Lambert, S. (2007). Multi-scale approach to geo-composite cellular structures subjected to impact. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 31 : 1477–1515.
- Nishida, M. ; Tanaka, K. ; Matsumoto, Y. (2004). Discrete Element Method simulation of the restitutive characteristics of a steel spherical impacting particle from a particulate aggregation. *JSME International journal*, 47(3) : 438–447.
- Oger, L. ; Ammi, M. ; Valance, A. ; Beladjine, D. (2005). Discrete Element Method studies of the collision of one rapid sphere on 2D and 3D packings. *European Physical Journal E*, 17 : 467–476.
- Oger, L. ; Ammi, M. ; Valance, A. ; Beladjine, D. (2007). Study of the collision of one rapid sphere on 3D packings : Experimental and numerical results. *Computer and Mathematics with Applications*, 55(2) : 132–148.
- Paronuzzi, P. (1989). Probabilistic approach for design optimization of rockfall protective barriers. *Quarterly Journal of Engineering Geology*, 22 : 175–183.
- Peila, D. ; Pelizza, S. ; Sassudelli, F. (1998). Evaluation of behaviour of rockfall restraining nets by full scale tests. *Rock Mechanics Rock Engineering*, 31(1) : 1–24.
- Perez, F. (1998). Talus fabric, clast morphology, and botanical indicators of slope processes on the chaos crags (California cascades), USA. *Géographie physique et quaternaire*, 52(1) : 1–22.
- Pfeiffer, T. ; Bowen, T. (1989). Computer simulation of rockfalls. *Bulletin of the Association of Engineering Geologists*, 26(1) : 135–146.
- Philipponat, G. ; Hubert, B. (2002). *Fondations et ouvrages en terre*.
- Piteau, D. ; Clayton, R. (1977). Discussion of paper Computerized design of rock slopes using interactive graphics for the input and output of geometrical data by P. Cundall. *Proceedings of the 16th Symposium on Rock Mechanics*, pages 62–63, Minneapolis.

- Plassiard, J. (2007). *Modélisation par la méthode des éléments discrets d'impacts de blocs rocheux sur structures de protection type merlons*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble.
- Quinn, D. ; Bairavarasu, K. (2006). Near-simultaneous impacts. *International Journal of Impact Engineering*, 32(6) : 889–904.
- Radjai, F. ; Wolf, D. E. ; Jean, M. ; Moreau, J.-J. (1998). Bimodal character of stress transmission in granular packings. *Physical review letters*, 80(1) : 61–64.
- Raetz, H. ; Lateltin, O. ; Bollinger, D. ; Tripet, J. (2002). Hazard assessment in Switzerland - Codes of practice for mass movements. *Bulletin of Engineering Geology and the Environment*, 61(3) : 263–268.
- Rapp, A. (1960). Recent development of mountain slopes in Karkevagge and surroundings, northern Scandinavia. *Geografiska Annaler*, 42 : 65–200.
- Renard, Y. (1998). *Modélisation des instabilités liées au frottement sec des solides élastiques, aspects théoriques et numériques*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I.
- Rice, M. ; Willets, B. ; McEwan, I. (1995). An experimental study of multiple grain-size ejecta produced by collisions of saltating grains with a flat bed. *Sedimentology*, 42 : 695–706.
- Rioual, F. (2002). *Etude de quelques aspects du transport éolien : processus de saltation et formation des rides*. Thèse de doctorat, Université de Rennes 1.
- Rioual, F. ; Valance, A. ; Bideau, D. (2000). Experimental study of the collision process of a grain on a two-dimensional granular bed. *Physical Review E*, 62 : 2450 – 2459.
- Rioual, F. ; Valance, A. ; Bideau, D. (2003). Collision process of a bead on a two-dimensional bead packing : Importance of the inter-granular contacts. *Europhysics Letters*, 61(2) : 194–200.
- Ritchie, A. (1963). Evaluation of rockfall and its control. *Highway research record*, 17 : 13–28.
- Rittenhouse, G. (1943). A visual method of estimating two-dimensional sphericity. *Journal of Sedimentary Petrology*, 13 : 79–81.
- Robert, C. ; Casella, G. (1998). *Monte Carlo Statistical Methods*. Springer-Verlag.
- Sadd, M. H. ; Gao, J. ; Shukla, A. (1997). Numerical analysis of wave propagation through assemblies of elliptical particles. *Computers and Geotechnics*, 20(3-4) : 323–343.
- Salot, C. (2007). *Modélisation du comportement mécanique d'un matériau granulaire composite par la méthode des éléments discrets*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Saussine, G. (2004). *Contribution à la modélisation de granulats tridimensionnels : application au ballast*. Thèse de doctorat, Université de Montpellier 2 - Sciences et Techniques du Languedoc.
- Selby, M. J. (1993). *Hillslope materials and processes*. Oxford University Press, Oxford.
- Sen, S. ; Manciu, M. ; Sinkovits, R. ; Hurd, A. (2001). Nonlinear acoustics in granular assemblies. *Granular Matter*, 3(1-2) : 33–39.

- Shiu, W. ; Donze, F. ; Magnier, S. (2006). Numerical study of rockfalls on covered galleries by the discrete element method. *Electronic Journal of Geotechnical Engineering*, 11.
- Somfai, E. ; Roux, J. ; Snoeijer, J. ; Van Hecke, M. ; Van Saarloos, W. (2005). Elastic wave propagation in confined granular systems. *Physical Review E*, 72 : 18.
- Spang, R. ; Rautenstrauch, R. (1988). Empirical and mathematical approaches to rockfall protection and their practical applications. *Landslides - Proceedings of the 5th International Symposium on Landslides*, volume 2, pages 1237–1243, Lausanne.
- Spang, R. ; Sonser, T. (1995). Optimized rockfall protection by "Rockfall". *Proceedings of the 8th International Congress in Rock Mechanics*, Tokyo.
- Spiegelhalter, D. ; Thomas, A. ; Best, N. (2000). *WinBUGS Version 1.3 User Manual*. MRC Biostatistics Unit.
- Statham, I. ; Francis, S. (1986). *Hillslope processes*, chapitre Influence of scree accumulation and weathering on the development of steep mountain slopes, pages 245–267. Allen and Unwin.
- Stronge, W. (2003). Chain reaction from impact on aggregate of elasto-plastic rigid bodies. *International Journal of Impact Engineering*, 28(3) : 291–302.
- Stronge, W. J. (2000). *Impacts mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Tai, Q. ; Sadd, M. (1997). A discrete element study of the relationship of fabric to wave propagational behaviours in granular materials. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 21(5) : 295 – 311.
- Tanaka, K. ; Nishida, M. ; Kunimochi, T. ; Takagi, T. (2002). Discrete element simulation and experiment for dynamic response of two-dimensional granular matter to the impact of a spherical impacting particle. *Powder Technology*, 124 : 160–173.
- Tang, C. A. ; Xu, X. H. ; Kou, S. ; Lindqvist, P.-A. ; Liu, H. (2001). Numerical investigation of particle breakage as applied to mechanical crushing - Part I : Single-particle breakage. *International journal of rock mechanics and mining sciences*, 38 : 1147–1162.
- Thornton, C. ; Liu, L. (2004). How do agglomerates break ? *Powder Technology*, 143-144 : 110–116.
- Thornton, C. ; Ning, Z. (1998). A theoretical model for the stick/bounce behaviour of adhesive, elastic-plastic spheres. *Powder technology*, 99 : 154–162.
- Toppe, R. (1987). *Avalanche formation, movement and effects*, chapitre Terrain models - a tool for natural hazard mapping, pages 629–638. IAHS Publication n. 162.
- Tsoungui, O. ; Vallet, D. ; Charmet, J.-C. (1999). Numerical model of crushing of grains inside two-dimensional granular materials. *Powder technology*, (105) : 190–198.
- Urciuoli, G. (1988). Sperimentazione sulla caduta di blocchi lungo un pendio nella formazione calcareo-dolomitica della penisola sorrentina. *Cartografia e monitoraggio dei movimenti franosi*, pages 35–54, Bologna.

- Ushiro, T. ; Shinohara, S. ; Tanida, K. ; Yagi, N. (2000). A study on the motion of rockfalls on slopes. *Proceedings of the 5th Symposium on Impact Problems in Civil Engineering*, pages 91–96. Japan Society of Civil Engineers.
- Vergara, L. (2005). Scattering of solitary waves from interfaces in granular media. *Physical Review Letters*, 95 : 4.
- Visco, D. ; Swaminathan, S. ; Mohan, T. ; Sokolow, A. ; Sen, S. (2004). Impulse penetration into idealized granular beds : behavior of cumulative surface kinetic energy. *Physical review E*.
- Walton, O. ; Braun, R. L. (1986). Viscosity, granular temperature, and stress calculations for shearing assemblies of inelastic, frictional disks. *Journal of Rheology*, 30 (5) : 949–980.
- Weber, J. (1966). Recherches concernant les contraintes intergranulaires dans les milieux pulvérulents. *Bulletin de liaison des Ponts et Chaussées*, 20 : 1–20.
- Werner, B. (1987). *A Physical Model of Wind-Blown Sand Transport*. Thèse de doctorat, California Institute of Technology.
- Werner, B. ; Haff, P. (1988). The impact process in aeolian saltation : two-dimensional simulations. *Sedimentology*, 35 : 189–196.
- Whalley, W. (1984). *Slope instability*, chapitre Rockfalls, pages 217–256. John Wiley and Sons, New-York.
- White, B. ; Schultz, J. (1977). Magnus effect in saltation. *Journal of Fluid Mechanics*, 81(3) : 497–512.
- Willems, B. ; Rice, M. (1986). Collisions in aeolian saltation. *Acta Mechanica*, 63 : 255–265.
- Williams, J. ; O'Connor, R. (1999). Discrete element simulation and the contact problem. *Archives of Computational Methods in Engineering*, 6(4) : 279–304.
- Wolf, D. (1996). *Computational physics*, chapitre Modelling and computer simulation of granular media. Springer.
- Wu, C. ; Li, L. ; Thornton, C. (2005). Energy dissipation during normal impact of elastic and elastic-plastic spheres. *International Journal of Impact Engineering*, 32(1-4) : 593–604.
- Wu, S. (1985). Rockfall evaluation by computer simulation. *Transportation Research Record*, 1031 : 1–5.
- Yoshida, H. (1999). Recent experimental studies on rockfall control in japan. *Joint Japan-Swiss scientific seminar on impact by rock falls and design or protection structures*, Kanzawa.
- Zhao, J. (2000). Applicability of mohr-coulomb and hoek-brown strength criteria to the dynamic strength of brittle rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 37(7) : 1115–1121.
- Zhao, J. ; Li, H. ; Wu, M. ; Li, T. (1999). Dynamic uniaxial compression tests on a granite. *Rock mechanics and mining sciences*, 36 : 273–277.

Zhu, W. ; Tang, C. (2006). Numerical simulation of brazilian disk rock failure under static and dynamic loading. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 43(2) : 236–252.

Annexe A

Expression analytique de la loi stochastique d'impact

L'expression analytique complète de la loi se résume aux deux équations suivantes.

La formulation analytique de la vraisemblance $l(\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk} \mid \mathbf{A}_p, \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}, \Sigma)$ de la vitesse réfléchie $\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk}$ sachant les valeurs de \mathbf{A}_p , $\mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}$ et Σ est :

$$l(\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk} \mid \mathbf{A}_p, \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}, \Sigma) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \det(\Sigma)^{1/2}} e^{-\frac{1}{2}(\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk} - \mathbf{A}_p \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk})^t \Sigma^{-1} (\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk} - \mathbf{A}_p \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk})} \quad (\text{A.1})$$

Et, l'expression analytique de la probabilité $p(\mathbf{A}^1_p \mid \mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}, \mathbf{V}^{\text{re}}_{pk})$ de la variable latente \mathbf{A}^1_p sachant les valeurs de \mathbf{M}^α , Σ^α , $\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk}$ et $\mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}$ est :

$$p(\mathbf{A}^1_p \mid \mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}, \mathbf{V}^{\text{re}}_{pk}) = \frac{1}{(2\pi)^{N/2} \det(\Sigma^\alpha)^{1/2}} e^{-\frac{1}{2}(\mathbf{A}^1_p - \mathbf{M}^\alpha)^t \Sigma^{\alpha-1} (\mathbf{A}^1_p - \mathbf{M}^\alpha)} \quad (\text{A.2})$$

Les inconnues de la loi stochastique développée sont \mathbf{M}^α , Σ^α et Σ et les données d'entrée sont $\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk}$ et $\mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}$.

Par ailleurs, il est intéressant de noter que la loi stochastique développée est basée sur un modèle hiérarchique. La principale caractéristique de ce type de modèle est l'existence de variables latentes (ici, les variables \mathbf{A}^1_p). Ces variables latentes sont des données pour la loi définie dans l'équation A.2 (ayant pour paramètres \mathbf{M}^α , Σ^α). Par contre, elles sont des paramètres pour la loi définie par l'équation A.1 (ayant pour données $\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk}$ et $\mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}$).

Annexe B

Inférence Bayésienne

Contrairement aux approches classiques, l'inférence Bayésienne ne fournit pas directement un estimateur ponctuel pour chaque paramètre inconnu du modèle statistique. L'application de la formule de Bayes fournit comme résultat la probabilité des valeurs des inconnus \mathbf{M}^α , Σ^α et Σ sachant les données traitées $\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk}$ et $\mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}$. Cette probabilité jointe est notée $p(\mathbf{A}^1_p, \mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \Sigma \mid \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}, \mathbf{V}^{\text{re}}_{pk})$ et est couramment appelée "distribution à postériori" ou "posterior".

Néanmoins, des estimateurs ponctuels des paramètres inconnus peuvent être obtenus à partir des posterior des paramètres. Il est, par exemple, possible d'utiliser la moyenne de chaque posterior comme estimateur ponctuel. L'incertitude associée à cette moyenne est alors quantifiée par un intervalle de crédibilité $[q_{2,5}, q_{97,5}]$. L'intervalle de crédibilité est le domaine contenant 95% des valeurs du posterior du paramètre considéré.

L'inférence Bayésienne est basée sur la formule de Bayes (Bayes, 1763) qui s'exprime, dans le contexte du modèle développé :

$$\begin{aligned} p(\mathbf{A}^1_p, \mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \Sigma \mid \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}, \mathbf{V}^{\text{re}}_{pk}) \\ = \\ \frac{1}{\chi} p(\mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \Sigma) \times l(\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk} \mid \mathbf{A}^1_p, \Sigma, \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}) \times p(\mathbf{A}^1_p \mid \mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}, \mathbf{V}^{\text{re}}_{pk}) \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

Le résultat de l'application de la formule de Bayes $p(\mathbf{A}^1_p, \mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \Sigma \mid \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}, \mathbf{V}^{\text{re}}_{pk})$ est, sachant les données traitées $\mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}$, $\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk}$, la distribution à postériori (ou posterior) des inconnus. Ces inconnues sont, dans notre cas, les paramètres du modèle \mathbf{M}^α , Σ^α , Σ et les variables latentes \mathbf{A}^1_p .

La détermination de $p(\mathbf{A}^1_p, \mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \Sigma \mid \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}, \mathbf{V}^{\text{re}}_{pk})$ nécessite la connaissance de l'expression de la vraisemblance $l(\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk} \mid \mathbf{A}^1_p, \Sigma, \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk})$ du vecteur vitesse $\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk}$ et de la probabilité $p(\mathbf{A}^1_p \mid \mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}, \mathbf{V}^{\text{re}}_{pk})$ des variables latentes \mathbf{A}^1_p sachant les données traitées et les paramètres du modèle. Ces probabilités sont entièrement définies par le modèle développé. Leurs expressions sont disponibles dans l'annexe 1.

La détermination de $p(\mathbf{A}^1_p, \mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \Sigma \mid \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}, \mathbf{V}^{\text{re}}_{pk})$ nécessite également la définition de la probabilité $p(\mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \Sigma)$. Selon les notations Bayésiennes, $p(\mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \Sigma)$ est la distribution a priori des paramètres (ou prior). Le prior exprime la connaissance que possède le modélisateur sur la distribution des paramètres avant traitement des données (a priori). La définition de priors pertinents est une des

difficultés majeures de l'application de la formule de Bayes. De façon à contourner cette difficulté, des priors "non informatifs" sont utilisés (Box et Tiao, 1973). L'utilisation de ces priors permet de ne pas introduire d'informations erronées lors du traitement des données et conduit de manière asymptotique au même résultat que les approches statistiques classiques (Berger, 1985).

Enfin, $\chi = \int p(\mathbf{M}^\alpha, \boldsymbol{\Sigma}^\alpha, \boldsymbol{\Sigma}) l(\mathbf{V}^{\text{re}}_{pk} | \mathbf{A}^1_p, \boldsymbol{\Sigma}, \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}) p(\mathbf{A}^1_p | \mathbf{M}^\alpha, \boldsymbol{\Sigma}^\alpha, \mathbf{T}^{\text{in}}_{pk}, \mathbf{V}^{\text{re}}_{pk}) d\mathbf{M}^\alpha d\boldsymbol{\Sigma}^\alpha d\boldsymbol{\Sigma}$ est une constante de normalisation indépendante des inconnues du problème.

Annexe C

Méthodes MCMC

Pour les modèles hiérarchiques, tels que celui développé ici, la résolution analytique de la formule de Bayes est en général impossible à cause de nombreuses difficultés liées au calcul de la constante de normalisation χ .

Cette difficulté peut néanmoins être surmontée grâce aux algorithmes Markov Chains Monte Carlo (MCMC) basés sur les propriétés des chaînes de Markov (Brooks, 2003). Un exposé général sur ces méthodes est disponible dans (Robert et Casella, 1998). Les deux principaux algorithmes MCMC sont l'algorithme de Metropolis Hastings (Metropolis et al., 1953) et l'échantillonneur de Gibbs (Geman et Geman, 1984).

L'objectif des algorithmes MCMC est d'obtenir, par un processus itératif, la distribution a posteriori du vecteur $\theta = (\mathbf{A}_p^1, \mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \Sigma)$ composé des paramètres inconnus. Au début de la procédure, une valeur initiale $\theta^{(0)}$ est attribuée au vecteur θ . A l'étape suivante de la procédure, b itérations de l'algorithme MCMC sont lancées afin de converger vers la distribution a posteriori des paramètres inconnus. Une fois la convergence atteinte, la distribution a posteriori des paramètres inconnus est reconstruite à partir des valeurs des paramètres pour toutes les itérations à partir de l'itération $b + 1$.

Les algorithmes MCMC fournissent des résultats satisfaisants. Cependant, certaines précautions doivent être prises lors de leur utilisation. En particulier, il est indispensable de s'assurer que la convergence est atteinte pour tous les paramètres du vecteur $\theta = (\mathbf{A}_p^1, \mathbf{M}^\alpha, \Sigma^\alpha, \Sigma)$. Pour cela, plusieurs simulations sont lancées à partir d'états initiaux $\theta^{(0)}$ différents. Si les distributions ne sont pas fonctions des états initiaux, on peut supposer que la convergence est atteinte. Par ailleurs, plusieurs autres tests de convergence peuvent être pratiqués si nécessaire.

La procédure MCMC suivie pour la détermination des paramètres inconnus du modèle consiste dans notre cas à réaliser 20000 itérations en utilisant différents états initiaux $\theta^{(0)}$. Les 10000 premières itérations sont supprimées car elles permettent d'atteindre la convergence. Puis, les distributions a posteriori des paramètres inconnus sont reconstruites à partir des valeurs obtenues pour les 10000 itérations restantes.

Le résultat de la détermination des paramètres inconnus par utilisation de l'inférence Bayésienne est une distribution a posteriori de chaque paramètre. D'un point de vue pratique, il est nécessaire de définir un estimateur ponctuel de chaque paramètre comme, par exemple, la moyenne de la distribution à posteriori. Cependant, avant d'utiliser cet estimateur ponctuel, certaines vérifications sont nécessaires. La figure C.1 montre que les distributions a posteriori des paramètres ont une forme satisfaisante proche

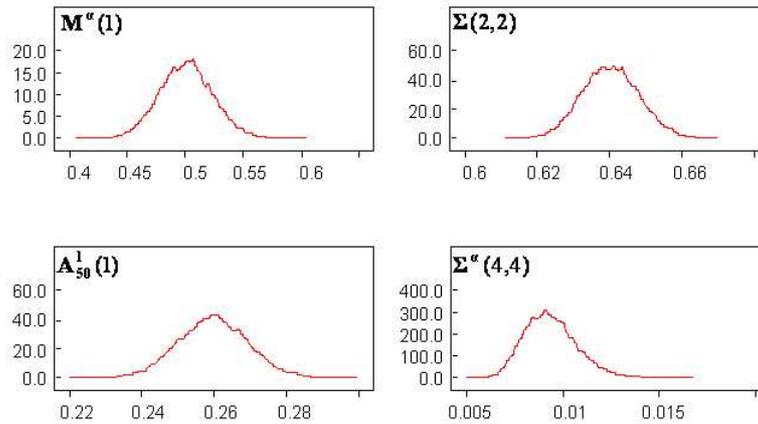


FIG. C.1 – Exemples de distributions a posteriori obtenues pour différents paramètres inconnus.

	Moyenne	$q_{2,5}$	$q_{97,5}$
$M^\alpha(1)$	0,501	0,456	0,548
$A_{50}^1(1)$	0,260	0,240	0,278
$\Sigma(2, 2)$	0,640	0,625	0,656
$\Sigma^\alpha(4, 4)$	0,00943	0,00707	0,0126

TAB. C.1 – Exemple de valeurs de moyennes à posterior et d'intervalles de crédibilité obtenus pour différents paramètres inconnus.

de celle caractéristique d'une loi normale. De plus, la valeur moyenne de ces distributions est fortement marquée, comme le montrent les faibles valeurs des intervalles de crédibilité obtenues (Tab. C.1). Cela signifie que l'information apportée par le jeu de données est suffisante pour obtenir une estimation ponctuelle précise des paramètres du modèle. Il est par conséquent possible d'utiliser la moyenne de chaque distribution a posteriori pour l'étude et la prédiction du rebond de l'impactant.

Résumé

Ce travail de thèse porte sur la caractérisation du rebond d'un bloc sur un terrain naturel dans la perspective d'améliorer les modèles de détermination de l'aléa de chute de blocs.

L'impact d'un bloc rocheux sur un sol composé d'éboulis est modélisé par la Méthode des Elements Discrets. La comparaison entre les résultats de simulation et les résultats d'essais à échelle réduite d'impact sur un sol granulaire grossier met en évidence que le modèle numérique développé assure une prédiction pertinente du rebond pour un nombre réduit de paramètres de simulation à calibrer.

L'analyse de l'impact à l'aide du modèle numérique montre que l'interaction entre l'impactant et le sol peut être décomposée en trois phases : le transfert énergétique initial du bloc vers le sol, la propagation d'une onde de compression du point d'impact vers l'intérieur du sol et la réflexion de l'onde de compression sur le substratum. L'étude des échanges énergétiques lors de ces trois phases conduit à la définition d'un diagramme d'existence du rebond délimitant les domaines d'arrêt et de rebond de l'impactant et à l'identification de trois régimes d'impact.

Le traitement statistique des résultats de simulation par des méthodes statistiques basées sur l'inférence Bayésienne permet également de définir une loi d'impact stochastique. Cette loi est représentative de la variabilité des vitesses du bloc après impact en fonction des paramètres cinématiques incidents et de l'arrangement géométrique des particules du sol au voisinage du point d'impact.

Enfin, suite à l'intégration de la loi stochastique d'impact dans le contexte de l'analyse trajectographique, une approche probabiliste globale permettant la caractérisation détaillée de l'aléa de chute de bloc ainsi que l'implantation et le dimensionnement d'ouvrages de protection est proposée.

Mots clés : Impact, Chute de blocs, Trajectographie, Matériaux granulaires, Méthode des Eléments Discrets, Analyse stochastique, Inférence Bayésienne.

Abstract

This thesis is dedicated to the study of falling rocks bouncing on natural soils in order to improve the models used for rockfall hazard assessment.

The impact of a rock on a scree slope is modelled using the Discrete Element Method. The comparison between numerical results and half-scale experimental results of impacts on a coarse soil shows that the numerical model allows accurately predicting the bouncing of the rock for a reduced number of model parameters to be calibrated.

The numerical results also emphasize that the interaction between the impacting particle and the granular soil is composed of three stages : the partial energy exchange from the impacting particle to the soil, the propagation of a shockwave from the impact point and the wave reflection on the substratum. The study of energy exchanges during these three stages allows defining the impacting particle bouncing occurrence diagram as well as three impact regimes.

The statistical analysis of numerical results using Bayesian inference leads to the definition of a stochastic impact model. This model is relevant for rock velocity after impact depending on both rock velocity before impact and soil particles layout near the impact point.

Finally, the stochastic impact model is integrated into trajectory analysis models which allows defining a global probabilistic approach of rockfall hazard assessment including protective structures design.

Keywords : Impact, Rockfall, Trajectory analysis, Granular materials, Discrete Element Method, Stochastic analysis, Bayesian inference.