

Université Aix Marseille
École doctorale 353 : Sciences pour l'ingénieur

Thèse de doctorat

ÉTUDE DES MÉCANISMES ÉLÉMENTAIRES DE L'ÉROSION D'UN SOL COHÉSIF



Région
PACA



Florian BRUNIER-COULIN

Pour l'obtention du grade de
Docteur de l'université d'Aix-Marseille

Soutenance prévue le 29 Novembre 2016 à IRSTEA Aix-en-Provence (salle Cézanne).

Directeur de thèse :

M. Pierre PHILIPPE

Jury de thèse :

Mme. Pascale AUSSILLOUS (Examineur)
M. Jean-Yves DELENNE (Examineur)
M. Philippe GONDRET (Rapporteur)
M. Yacine KHIDAS (Examineur)
M. Pierre JOP (Examineur)
M. Alexandre VALANCE (Rapporteur)

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Pierre Philippe, pour l'apport et la transmission de connaissances indispensables pour mener à bien mon travail de thèse, mais aussi pour ses conseils et la patience dont il a fait preuve. Merci pour les liens d'amitié que nous avons pu créer au cours de ces trois ans de thèse.

Je remercie également Yacine khidas pour sa contribution au développement d'un dispositif d'essai mécanique, ainsi que Stéphane Bonelli et Nadia Benahmed pour les enseignements et les discussions qui m'ont permis d'imaginer des dispositifs adaptés à la mécanique de l'érosion. Merci aux autres membres de mon comité de pilotage, Pascale Aussillous et Jean-Yves Delenne qui m'ont permis d'aller dans les bonnes directions à des moments clés de la thèse.

Merci à Denis Chaussé du groupe Safege pour les discussions et la découverte d'un chantier de réhabilitation de digue, ainsi qu'à Patrice Mériaux pour m'avoir emmené lors de l'expertise d'un barrage en remblai.

Je remercie particulièrement Jean-Loup Sarrat pour son aide précieuse et la réalisation d'une partie des essais nécessaires à cette étude, sans qui l'échéance de ce travail n'aurait sans doute pas été respecté.

Merci également à Pablo Cuéllar et Li-Hua Luu pour leur collaboration, les conseils et l'aide qu'ils ont pu m'apporter au cours de leur post-doctorat.

Je remercie bien sûr toute l'équipe du laboratoire de mécanique des sols d'IRSTEA. Merci à Sylvie Nicaise pour ses conseils et sa très bonne maîtrise du comportement des sols, à Faustine Byron pour ses corrections d'orthographe et son aide sur l'utilisation de l'essai de HET, merci à Yves Grémaux pour ses solutions techniques souvent astucieuses et à Guillaume Nunes et Naim Chaouch pour les outils électroniques qu'ils ont réalisé.

Merci également à Laurent Peyras, directeur de l'unité de recherche OHAX, et à Martine Sylvestre secrétaire de l'unité ainsi que tous les autres agents de l'équipe de recherche et d'expertise sur les ouvrages hydrauliques.

Merci aux membres du jury pour leur attention portée à mon travail et pour le retours positif dont ils m'ont fait part.

Je remercie spécialement ma famille, mes amis et la femme qui accepte de partager ma vie et mes passions avec tous les bonheurs et les difficultés qu'elle contient.

Je remercie finalement la Région Provence Alpes Côte d'Azur qui a financé cette thèse à auteur de 50%, ainsi que le groupe Safege, partenaire socioéconomique du projet.

Table des matières

Nomenclature	6
1 Introduction générale	10
2 État de l'art	12
2.1 Introduction	13
2.2 L'érosion des sols	13
2.2.1 Contexte et enjeux	13
2.2.2 Érosion des ouvrages hydrauliques en terre	14
2.2.2.1 Ouvrages concernés	14
2.2.2.2 Mécanismes d'érosion	16
2.3 Propriétés des sols	18
2.3.1 Matériaux granulaires	18
2.3.1.1 Constitution d'un sol granulaire	18
2.3.1.2 Propriétés d'un sol granulaire	18
2.3.2 Matériaux cohérents/cohésifs	21
2.3.2.1 Forces inter-grains	21
2.3.2.2 Constitution d'un sol cohésif	23
2.4 Caractérisation de l'érosion hydraulique d'un matériau	24
2.4.1 Lois locales d'érosion	24
2.4.1.1 Cas d'un sol granulaire sans cohésion (nombre de Shields)	24
2.4.1.2 Cas d'un sol cohésif	26
2.4.2 Évaluation expérimentale de l'érodabilité d'un sol	29
2.4.3 Facteurs influents sur la résistance à l'érosion	32
2.4.3.1 Influence sur τ_c	32
2.4.3.2 Influence sur k_{er}	34
2.4.3.3 Relation entre τ_c et k_{er}	36
2.4.4 Intérêts et limites des paramètres d'érodabilité	36
2.5 Positionnement de la thèse	38
3 Matériaux modèles et dispositifs d'essais	40
3.1 Introduction	41
3.2 Matériaux modèles utilisés	41
3.2.1 Argiles synthétiques transparentes	41
3.2.1.1 Gel de Carbopol	41
3.2.1.2 Gel de Laponite	42
3.2.2 Matériaux granulaires	42
3.2.2.1 Grains non cohésifs transparents	42

3.2.2.2	Grains de sable rendus cohésifs par traitement chimique	46
3.2.2.3	Grains rendus cohésifs par ponts liquides	46
3.2.2.4	Grains rendus cohésifs par ponts solides	49
3.3	Dispositifs d'essais utilisés	51
3.3.1	Essai d'érosion par jet impactant (Jet Erosion Test)	51
3.3.1.1	Description du dispositif	51
3.3.1.2	Impact d'un jet sur une paroi	52
3.3.1.3	Modèles d'interprétations	54
3.3.2	Essai d'érosion de conduit (Hole Erosion Test)	58
3.3.2.1	Description du dispositif	58
3.3.2.2	Modèles d'interprétation	59
3.3.3	Essais mécaniques pour quantifier la cohésion	61
3.3.3.1	Essai de traction entre deux billes et premiers résultats	62
3.3.3.2	Essai de traction sur un volume représentatif du matériau et premiers résultats	65
3.3.3.3	Autres essais utilisés	68
3.4	Conclusion	71
4	Étude de l'érosion par jet des matériaux granulaires modèles sans cohésion et avec cohésion solide	72
4.1	Introduction	73
4.2	Adaptation du JET pour la technique iso-indice	73
4.2.1	Dispositif	73
4.2.2	Protocoles	74
4.2.3	Étude du jet libre axi-symétrique immergé	76
4.3	JET iso-indice appliqué aux matériaux granulaires sans cohésion	81
4.3.1	Seuil d'érosion et construction du nombre de Shields	81
4.3.1.1	Cas des billes de verre	81
4.3.1.2	Cas des particules de verre concassé non sphériques	83
4.3.2	Étude du cratère d'affouillement	86
4.3.2.1	Profil du cratère	86
4.3.2.2	Modèle empirique d'évolution de la vitesse de jet à l'intérieur du cratère	89
4.4	Cas de la cohésion par ponts solides	91
4.4.1	Résistance mécanique à la traction	91
4.4.1.1	Essai de traction microscopique	91
4.4.1.2	Essai de traction macroscopique	94
4.4.2	Érosion par JET iso-indice	94
4.4.2.1	Étude au seuil d'érosion	94
4.4.2.2	Étude de la formation du cratère	96
4.4.3	Discussion	98
4.4.3.1	Introduction de l'épaisseur équivalente de vernis	98
4.4.3.2	Étude des nombres sans dimensions	103
4.4.3.3	Cinétique d'affouillement	104
4.5	Conclusion	106

5	Résultats expérimentaux obtenus avec les autres matériaux modèles	109
5.1	Introduction	110
5.2	Cohésion par ponts liquides	110
5.2.1	Étude des liens cohésifs capillaires	110
5.2.2	Érosion par jet de billes de verre avec du Ucon TM Oil	112
5.2.3	Érosion par jet de billes de verre avec du Carbopol	115
5.3	Cas du sable super-hydrophobe	116
5.3.1	Comportement mécanique	116
5.3.1.1	Scissomètre	116
5.3.1.2	Pénétrromètre dynamique	117
5.3.2	Paramètres d'érosion avec l'essai de JET	118
5.4	Cas du sable cinétique	121
5.4.1	Comportement mécanique au pénétromètre dynamique	121
5.4.2	Érosion par jet d'air	123
5.5	Cas d'une argile synthétique pure	126
5.5.1	Adaptation du dispositif HET	126
5.5.2	Essai de HET sur une argile synthétique transparente	127
5.6	Conclusion	133
6	Conclusion générale	135
	Bibliographie	146
	Annexe 1 : Calcul de la force attractive d'un pont capillaire	147
	Annexe 2 : Pont liquide avec modèle d'épaisseur uniforme de liquide	151
	Annexe 3 : Force limite en traction pour un pont solide	155

Nomenclature

Lettres latines :

b_0 et b_1 : paramètres d'érosion proposés par Wilson (1993a) avec $b_0[g.m^{-1}.s^{-1}.N^{-0.5}]$ et $b_1[Pa]$

B_o : Nombre de Bonds [-]

C_d : Coefficient de diffusion du jet [-]

C_f : Coefficient de friction du jet [-]

C_u : Contrainte critique de cisaillement du sol mesuré lors d'un essai de Scissomètre ou de Pénétrromètre [Pa]

C_{UO} : Concentration en Ucon Oil dans l'empilement de bille [%]

c_v : Coefficient de dissipation de la pression interstitielle [$m^2.s^{-1}$]

$C_{verniss}$: Concentration en vernis dans les $2ml$ de solution aqueuse ajoutés à l'empilement de bille [%]

d : Diamètre d'un grain ou d'une bille [m]

D_{50} : diamètre médian des particules constitutives d'un sol tel que 50% de leur masse d'un échantillon soit inférieur à ce diamètre [m]

D_a : Diamètre des ailettes du Scissomètre [m]

D_c : Diamètre du cratère d'affouillement [m]

D_J : Diamètre de la buse d'injection du jet [m]

e : Indice des vides d'un matériau [-]

$e_{verniss}$: épaisseur de vernis sur la surface des billes [m]

F : Facteur de forme [-]

F_c : Force de cohésion [N]

f_c : fonction de cohésion [-]

F_{cap} : Force de cohésion capillaire [N]

F_{drag} : Force de trainée d'une particule [N]

F_G : Force de pression inertielle [N]

F_t^* : Force normale de traction à la rupture entre deux billes [N]

F_U : Force de trainée visqueuse [N]

g : Accélération de la pesanteur $g = 9.81m.s^{-2}$

G_{max} : Gradient de pression hydraulique maximum de part et d'autre de la particule [Pa]

h_0 : Hauteur initiale entre la buse d'injection du jet et la surface du matériau [m]

H_a : Hauteur des ailettes du Scissomètre [m]

h_e : Distance asymptotique entre la buse d'injection du jet et le fond du cratère [m]

h_p : Longueur du cœur potentiel [m]

I_p : Indice de plasticité [-]

k : Perméabilité d'un matériau [m^2]

k_c : Facteur de cône

k_d : coefficient volumique d'érosion [$m^2.s.kg^{-1}$]

k_{er} : coefficient massique d'érosion [$s.m^{-1}$]

k_r : Raideur du ressort [$N.m/^\circ$]

l : distance parcourue par le cône lors de sa chute libre pendant un essai de pénétrromètre [m]

L : Longueur de l'échantillon cylindrique du HET [m]

L_c : Longueur caractéristique [m]

- m : masse [kg]
 M : Flux de quantité de mouvement [$kg.m.s^{-2}$]
 m_{load} : masse de la charge appliquée lors de l'essai de traction [kg]
 M_{max} : Moment de torsion maximal [$N.m$]
 m_{offset} : masse de la partie soulevée lors de l'essai de traction [kg]
 m_p : masse de billes [kg]
 n : indice optique ou indice de réfraction d'un milieu homogène [-]
 P_p : Poids de la particule [kg]
 r : Position radiale par rapport à l'axe du jet [m]
 \tilde{r} : Rayon moyen du conduit d'érosion de l'échantillon lors d'un essai de HET [m]
 R : Rayon d'une sphère [m]
 r_1 et r_2 : rayons de courbure du pont capillaire [m]
 $r_{1/2}$: Position radiale à laquelle $u(r_{1/2}) = u_0(x)/2$ [m]
 Re : Nombre de Reynolds basé sur une vitesse et une taille caractéristique de l'écoulement [-]
 Re_J : Nombre de Reynolds du jet basé sur la vitesse moyenne du jet et le diamètre d'injection du jet [-]
 Re_p : Nombre de Reynolds particulaire basée sur le diamètre de la particule [-]
 r_s : rayon de sortie du tube capillaire [m]
 S : Section de rupture de l'essai de traction macroscopique [m^2]
 Sh et Sh^* : Nombre de Shields et nombre de Shields critique au seuil de mise en mouvement d'un grain [-]
 Sh_{coh} et Sh_{coh}^* : Nombre de Shields et nombre de Shields critique équivalent pour un matériaux granulaire cohésif [-]
 Sh_G et Sh_G^* : Nombre de Shields et nombre de Shields critique inertiel basées sur le gradient de pression d'un côté à l'autre de la particule [-]
 Sh_U et Sh_U^* : Nombre de Shields et nombre de Shields critique inertiel basées sur la vitesse locale de l'écoulement [-]
 t_{60} : temps caractéristique pour atteindre 60% de la profondeur d'affouillement finale [s]
 T_b : Contrainte de cisaillement adimensionnée [-]
 U : Vitesse d'écoulement caractéristique [$m.s^{-1}$]
 $u(x, r)$: Vitesse du jet à la position verticale x et la position radiale r [$m.s^{-1}$]
 U_0 : Vitesse moyenne d'écoulement d'un fluide [$m.s^{-1}$]
 \tilde{U}_0 : Valeur statistique de la vitesse d'écoulement du fluide [$m.s^{-1}$]
 $u_0(x)$: Vitesse maximale du jet à la position axiale x [$m.s^{-1}$]
 U_J : Vitesse d'injection du jet [$m.s^{-1}$]
 \vec{u}_s : Vitesse surfacique de l'écoulement [$m.s^{-1}$]
 V_p : Volume de la particule [m^3]
 V_s : volume de solution cohésive ajouté à l'empilement [m^3]
 V_{solide} : Volume de la phase solide [m^3]
 V_{total} : Volume total du matériau [m^3]
 V_{vides} : Volume des vides du matériau [m^3]
 W_l : Teneur en eau à la limite de liquidité [%]
 W_p : Teneur en eau à la limite de plasticité [%]
 x : Position verticale dans l'axe du jet [m]
 Lettres grecs :

NOMENCLATURE

α : Angle de réfraction d'un rayon optique à l'interface de deux milieux d'indice optique différent [°]

ΔP : Gradient de pression [Pa]

δx : Profondeur du cratère érodé [m]

δx_f : Profondeur finale d'affouillement [m]

δx_e : Profondeur d'équilibre du cratère érodé [m]

Δx : Épaisseur caractéristique du jet [m]

Δh : Charge hydraulique [m]

ϵ : Variable d'autosimilarité [-]

ϵ_{er} : Taux de masse érodée [$kg.m^{-2}.s^{-1}$]

γ : Tension de surface [$N.m^{-1}$]

γ_{LV} : Tension de surface à l'interface d'un liquide et de sa vapeur [$N.m^{-1}$]

$\dot{\gamma}$: Taux de cisaillement (dérivée de la déformation relative du fluide par rapport au temps) [s^{-1}]

λ : Distance entre la buse d'injection du jet et l'origine virtuelle de l'écoulement, norme positive si elle est située en amont [m]

$\underline{\lambda}$: Distance adimensionnée par le diamètre de la buse λ/D_J [m]

μ : Viscosité dynamique d'un fluide [Pa.s]

ν : Viscosité cinématique d'un fluide [$m^2.s^{-1}$]

$\vec{\nabla}p$: Perte de charge d'un écoulement [Pa.m⁻¹]

Π : Poussée d'Archimède [N]

Φ : Compacité d'un matériau [-]

ϕ : angle d'ouverture du pont capillaire par rapport au centre du grain [°]

Ψ : Porosité d'un matériau [-]

ψ_f : Coefficient de friction équivalent [-]

ρ_f : Masse volumique du fluide [$kg.m^{-3}$]

ρ_s : Masse volumique solide [$kg.m^{-3}$]

ρ_p : Masse volumique de la particule [$kg.m^{-3}$]

ρ_v : Masse volumique du verre classique [$kg.m^{-3}$]

ρ_b : Masse volumique du verre borosilicate [$kg.m^{-3}$]

ρ_{SC} : Densité du sable cinétique [$g.cm^{-3}$]

σ_t^* : Contrainte normale de rupture à la traction [Pa]

σ_m : Contrainte normale de résistance mécanique [Pa]

σ_u : Écart type de la distribution gaussienne de la vitesse d'écoulement [$m.s^{-1}$].

θ_{max} : Angle de cisaillement du matériau lors de l'essai de Scissomètre [°]

τ_f^* : Contrainte fluide critique au seuil de détachement d'un grains [Pa]

τ_c : Contrainte hydrodynamique critique au seuil d'érosion d'un matériau cohésif [Pa]

τ_0 : Contrainte maximale du au jet à la sortie de la buse d'injection [Pa]

τ_i : Contrainte initiale à la surface du lit du à l'impact du jet [Pa]

τ ou τ_f : Contrainte hydrodynamique exercée par un fluide [Pa]

$\tilde{\tau}$: valeur statistique de la contrainte de cisaillement [Pa]

θ : Angle de mouillage formé entre un liquide et un solide [radians]

ζ : Rayon de courbure [m]

Chapitre 1

Introduction générale

La quantification de la matière entraînée par érosion et la compréhension du processus est une question majeure pour beaucoup de domaines environnementaux et d'ingénierie. Le problème a par exemple été étudié depuis de nombreuses années pour la modélisation de l'érosion des fonds marins, du littoral, ou pour la prédiction de l'évolution morphologique des fleuves et des estuaires marins. Ces études visent principalement à comprendre le processus plus global de l'érosion et du transport de sédiments pouvant interférer avec les activités humaines comme l'aménagement des berges, la réalisation d'ouvrages sous-marins (conduites d'écoulement, hydroliennes...) ou la construction de structures offshore. L'érosion est aussi un problème important pour l'agriculture du fait de la perte annuelle importante de terres arables, emportées par ruissellement suite à des épisodes de pluie. La problématique de l'érosion des sols se pose également dans le contexte écologique, principalement du fait de l'entraînement et du transport de polluants, comme les métaux lourds ou les particules radioactives provenant de déchets nucléaires, mais aussi du fait de l'impact du carbone piégé dans les sols sur le cycle global du carbone.

Dans l'ingénierie, l'érosion est un point déterminant pour la durabilité et la sécurité d'un grand nombre d'ouvrages du génie civil. L'érosion des sols est par exemple préoccupante pour la stabilité des ponts, suite à l'affouillement accrue autour des piliers qui déstabilise les fondations de l'ouvrage. Elle est encore plus préoccupante pour la durabilité des ouvrages hydrauliques en terre, qui ont un rôle de protection contre les inondations ou de retenues d'eau. Dans ce domaine, l'origine des ruptures vient presque exclusivement de l'érosion des matériaux constitutifs ou des fondations de l'ouvrage. L'enjeu est de taille du fait des conséquences souvent désastreuses sur la population et du coût économique associé.

Partant de ces problématiques, différentes études sur l'érosion ont été menées en cherchant généralement à estimer le taux de détachement de matière du sol. Ces études expérimentales utilisent de nombreux dispositifs d'érosion *in situ* ou en laboratoire. Ces dispositifs mettent en jeu une sollicitation hydraulique s'appliquant sur le sol selon différents types d'écoulements, comme des systèmes d'écoulement circulaire, de jet impactant, d'érosion de conduit ou de canal d'érosion. Pour tous ces essais, des échantillons de sols intacts ou plus ou moins remaniés en laboratoire sont sollicités par un écoulement fluide, créant une contrainte de cisaillement à l'interface avec le sol. Le détachement de matière est alors mesuré selon différents protocoles, de manière à évaluer un taux d'érosion en relation avec la contrainte hydraulique appliquée à la surface du sol, à partir d'un modèle d'érosion local.

L'érosion des sols a beaucoup été étudiée, et de nombreux modèles empiriques ont été développés, faisant intervenir des paramètres reliés au matériau et caractérisant le seuil et la cinétique de l'érosion. De nombreuses relations empiriques sont régulièrement proposées entre les paramètres d'érosion et les propriétés usuelles d'un sol, comme la taille des particules constitutives, la densité, la teneur en eau, la résistance mécanique ou l'indice de plasticité du sol. Cependant, si certaines tendances peuvent être observées avec un même type de sol, comme l'augmentation de la résistance à l'érosion avec la teneur en argile, aucune de ces observations ne permet de proposer une loi générale de l'érosion. La grande variabilité des propriétés d'un sol entraîne une grande diversité de résistance à l'érosion. De plus, le comportement très fluctuant de l'écoulement d'eau sur une surface entraîne des écarts importants entre les modèles d'érosion et certains aspects qualitatifs et quantitatifs du phénomène.

Le manque de corrélation globale entre les propriétés de résistance à l'érosion et les propriétés usuelles d'un sol nous a amené pour ce travail à se diriger vers l'utilisation de sols modèles. De tels types de matériaux ont pour but de pouvoir contrôler et modifier spécifiquement et/ou continûment différentes propriétés comme celles évoquées précédemment. Ces matériaux modèles pourront alors être utilisés dans le but de réaliser une étude paramétrique de l'érosion basée sur les principales caractéristiques des sols modèles. L'impact des propriétés mécaniques sur le comportement face à l'érosion pourra être évalué par des essais mécaniques et des essais d'érosion déjà existants, adaptés, ou conçus spécialement pour certains matériaux et/ou comportements. Des sols modèles plus spécifiques pourront également permettre d'explorer plus particulièrement certains comportements locaux, comme le processus de détachement de particules constitutives du matériau, sous l'influence de l'écoulement du fluide à son interface. Pour cela, la mise au point de sols modèles transparents peut être extrêmement bénéfique. Ainsi un grand nombre de matériaux, basés d'un côté sur un empilement granulaire transparent et de l'autre sur une matrice cohésive de type solide ou visqueuse, ont été utilisés selon différents mélanges au cours de ce travail.

En se basant sur ces méthodes expérimentales, cette thèse représente un premier pas vers la réalisation d'une étude paramétrique à grande échelle des mécanismes de l'érosion. Après un premier chapitre dédié à l'état de l'art des connaissances actuelles sur l'érosion et des propriétés usuelles d'un sol, ce rapport décrit ensuite dans un second chapitre les matériaux modèles mis au point pour cette étude, ainsi que les dispositifs mécaniques et hydrauliques avec leurs protocoles et modèles d'interprétation respectifs. Le chapitre suivant présente une étude plus détaillée du dispositif d'érosion par jet impactant, adapté spécifiquement pour la visualisation du processus d'érosion directement à l'intérieur du matériau. Ce dispositif a été dans un premier temps utilisé avec des empilements granulaires non cohésifs, puis ces matériaux granulaires ont été rendus cohésifs au moyen de liens solides, qui nous ont amenés à réaliser des essais mécaniques parallèlement aux essais d'érosion. Le dernier chapitre présente finalement l'utilisation de plusieurs essais d'érosion sur d'autres sols modèles cohésifs : des matériaux granulaires avec cohésion par ponts liquides visqueux, des sables traités chimiquement en surface et enfin, une argile synthétique pure utilisée pour visualiser et étudier de manière qualitative le mécanisme par lequel l'écoulement va éroder le matériau.

Chapitre 2

État de l'art

Sommaire

2.1	Introduction	13
2.2	L'érosion des sols	13
2.2.1	Contexte et enjeux	13
2.2.2	Érosion des ouvrages hydrauliques en terre	14
2.2.2.1	Ouvrages concernés	14
2.2.2.2	Mécanismes d'érosion	16
2.3	Propriétés des sols	18
2.3.1	Matériaux granulaires	18
2.3.1.1	Constitution d'un sol granulaire	18
2.3.1.2	Propriétés d'un sol granulaire	18
2.3.2	Matériaux cohérents/cohésifs	21
2.3.2.1	Forces inter-grains	21
2.3.2.2	Constitution d'un sol cohésif	23
2.4	Caractérisation de l'érosion hydraulique d'un matériau	24
2.4.1	Lois locales d'érosion	24
2.4.1.1	Cas d'un sol granulaire sans cohésion (nombre de Shields)	24
2.4.1.2	Cas d'un sol cohésif	26
2.4.2	Évaluation expérimentale de l'érodabilité d'un sol	29
2.4.3	Facteurs influents sur la résistance à l'érosion	32
2.4.3.1	Influence sur τ_c	32
2.4.3.2	Influence sur k_{er}	34
2.4.3.3	Relation entre τ_c et k_{er}	36
2.4.4	Intérêts et limites des paramètres d'érodabilité	36
2.5	Positionnement de la thèse	38

2.1 Introduction

Ce premier chapitre est d'abord destiné à présenter le contexte et les enjeux qui motivent cette thèse, puis à proposer une synthèse rapide des connaissances générales du domaine, et plus particulièrement celles qui nous seront utiles au cours de ce travail. Le but de cette thèse est de mieux comprendre les mécanismes d'érosion d'un sol cohésif, pour mieux répondre à cette problématique scientifique afin de fournir à terme des outils performants à la réalisation et à l'expertise d'ouvrages hydrauliques en terre. Le tour d'horizon des connaissances actuelles sera fait en présentant d'abord le contexte et les enjeux de l'érosion des sols et plus spécifiquement, celles des ouvrages hydrauliques qui se décline en plusieurs modes d'érosion. Ensuite, nous nous intéresserons aux matériaux constitutifs de l'ouvrage à travers leur composition et leurs différentes propriétés, depuis les matériaux granulaires grossiers comme le gravier ou le sable, jusqu'aux matériaux plus fins et cohésifs comme l'argile ou le limon. Plusieurs propriétés connues pour avoir une influence sur la résistance à l'érosion seront répertoriées, et certains phénomènes particulièrement utiles pour notre étude seront détaillés plus précisément. Les comportements des matériaux cohésifs ou non, seront décrits à travers les lois locales généralement utilisées pour caractériser l'érosion hydraulique. Les méthodes expérimentales principalement utilisées pour évaluer la résistance à l'érosion d'un sol seront également introduites en soulignant leurs domaines d'application. Pour finir, on détaillera le positionnement et les objectifs de cette thèse visant à explorer les processus locaux d'érosion d'un sol cohésif à l'aide d'expérimentations sur matériaux modèles.

2.2 L'érosion des sols

2.2.1 Contexte et enjeux

L'érosion de surface, ou érosion externe, est un phénomène d'origine naturelle provoquant la dégradation des couches superficielles du sol et générant du transport de matière solide sous l'effet du vent, de l'eau ou de la glace. A l'échelle mondiale, on compte en moyenne 25 milliards de tonnes de pertes annuelles en terre par érosion, principalement due à l'eau (Girard et al., 2005). Selon le ministère français de l'écologie, du développement durable et de l'énergie, environ 26 millions d'hectares sont affectés par l'érosion hydrique sur le territoire Européen. L'érosion n'est pas toujours limitée à la couche superficielle, elle peut aussi avoir lieu suite à l'infiltration d'eau à l'intérieur du matériau suivant la porosité du sol, le long d'une fissure ou le long d'ouvertures formées par l'activité biologique (i.e. racines, terriers...). On la qualifie alors d'érosion interne. Lors de l'infiltration d'eau, les particules les plus petites, constitutives du sol, peuvent être détachées et transportées par l'écoulement traversant le matériau. Suivant la configuration du matériau et la taille des pores constituées par les autres particules, elles seront soit évacuées du milieu (Benahmed et Bonelli, 2012), soit piégées suivant un procédé de filtration et de colmatage (Ghidaglia, 1994; Nadji, 1998; Roussel et al., 2007).

Face à l'importance et aux conséquences parfois dramatiques de l'érosion des sols sous l'effet d'un écoulement d'eau, les préoccupations liées à la question de l'érosion hydraulique tiennent une place centrale dans plusieurs domaines environnementaux et d'ingénierie. Ainsi de nombreuses études visent à caractériser l'érosion des fonds sédimentaires en zones portuaires, fluviales et estuariennes sous l'effet d'événements naturels, comme les courants ou les tempêtes, et de l'activité humaine telle que la navigation ou la présence d'infra-

structures fluviales (piliers de ponts, digues, déversoirs,...) ou sous-marines (conduites d'écoulement, hydroliennes, infrastructures offshore,...) qui génèrent de l'affouillement (Dargahi, 1990; Melville et Chiew, 1999). L'érosion des sédiments fait également apparaître la problématique du transport de polluants, qui a notamment été étudiée pour le déplacement d'éléments radioactifs (Boyer et al., 2005). En France, l'IFREMER est très actif dans ce domaine dans le but de contrôler les problèmes de circulation maritime, de qualité de l'eau et de qualité des habitats aquatiques (Pouv, 2011; Dufois et al., 2014; Blanpain et al., 2015). Le secteur du génie côtier est sans doute aujourd'hui le domaine le plus avancé en termes de caractérisation de l'érosion. Cependant les sédiments marins sont des matériaux spécifiques, composés essentiellement de sable, de vase et de matière organique, et leurs comportements particuliers ne peuvent être directement généralisés aux autres types de sols.

D'autres études qui concernent l'érosion des berges fluviales, notamment sur des terres agricoles, cherchent également à mieux prédire les dommages physiques, chimiques et biologiques, dus à la pollution de l'eau et au transport de sédiments, et apportent des données complémentaires au problème de l'érosion des sols cohésifs (Clark et Wynn, 2007). L'érosion des terres agricoles a également un impact sur le cycle du carbone, à travers le flux de carbone organique apporté par les végétaux décomposés par le sol. Cette décomposition est inhibée par l'enfouissement profond du carbone dans le sol ou, au contraire, augmentée par la sollicitation du sol durant le processus d'érosion. L'analyse de Van Oost et al. (2007) montre par exemple le mouvement global du carbone organique piégé dans les sédiments, pouvant augmenter les émissions mondiales de CO_2 .

L'étude de l'érosion est finalement une question majeure dans le génie civil en ce qui concerne les infrastructures directement érodables ou proches de zones érodables (Hanson et Simon, 2001). En effet, la Commission Internationale des Grands Barrages recense que, dans le monde, 63% des barrages sont en terre et sont donc soumis à un risque réel d'érosion. De façon plus globale, la très grande majorité des ouvrages hydrauliques est menacée par l'érosion comme nous allons le décrire plus en détail dans la partie suivante.

2.2.2 Érosion des ouvrages hydrauliques en terre

2.2.2.1 Ouvrages concernés

Selon les statistiques établies par Foster et al. (2000), l'érosion, interne ou externe, est très majoritairement la principale cause de rupture des digues et des barrages en remblai, à l'origine de 90 à 95% des ruptures. La connaissance des mécanismes d'érosion de ces ouvrages est donc primordiale afin de pouvoir à la fois prédire le comportement des ouvrages existants et réaliser à l'avenir des ouvrages plus résistants. A titre d'exemple, la France compte près de 8000 *km* de digues de protection, 6700 *km* de digues de voies navigables et plus de 10000 barrages en terre, dont environ 700 ont une hauteur supérieure à 15 *m*. Ces ouvrages assurent des fonctions en termes de retenues d'eau permanentes et de protection contre les inondations de zones industrielles, commerciales, agricoles ou résidentielles. On compte sur l'ensemble de ces structures, en moyenne, une rupture de digue et une rupture de barrage par an. Les conséquences sont chiffrées à plus de 100 millions d'euros de coût annuel moyen.

En ce qui concerne les barrages, les ouvrages concernés sont uniquement les structures réalisées en remblai, qui représentent donc 63% des barrages mondiaux selon le recensement de la Commission Internationale des Grands Barrages. Pour les barrages de retenue,



FIGURE 2.1 – Vue amont du barrage de Serre Ponçon situé sur la Durance. Renforcement du parement de l'ouvrage par un enrochement des pentes.

le remblai sert généralement à stabiliser l'ouvrage par son poids et son volume. Ils devront assurer une étanchéité définitive (chargement hydraulique permanent) et pouvoir résister en cas de crue à un écoulement fortement perturbé qui pourrait dépasser la crête de l'ouvrage. A l'instar du barrage de Serre Ponçon, situé dans les Hautes Alpes sur la Durance (Figure 2.1), le cœur de l'ouvrage peut être rendu étanche par un noyau en argile. Sur ce barrage de 124 m de haut pouvant retenir jusqu'à 1300 millions de mètres cubes d'eau, les pentes du talus sont renforcées par un enrochement superficiel à l'aide de gros blocs sur une épaisseur de 10 m. D'autres barrages plus petits, comme celui de Carcès (Figure 2.2), sont recouverts d'une chape en béton qui assure, en plus de la résistance aux vagues, l'étanchéité de la retenue.



FIGURE 2.2 – Vue amont et aval du barrage du lac de Carcès situé dans le Var. Renforcement de la pente amont par une chape de béton.

À la différence des barrages, les digues de protection sont installées le long d'un fleuve, souvent en retrait, avec uniquement un rôle préventif des crues, au cas où le fleuve sortirait de son lit. Si l'étanchéité totale n'est pas indispensable, tout l'enjeu pour ces ouvrages sera de montrer une grande résistance sur une durée courte (1 à 2 jours), face à un écoulement pouvant être fortement turbulent à la surface d'un matériau qui n'est que très rarement en contact avec l'eau (chargement hydraulique occasionnel). Pour ce second type d'ouvrage, le remblai est constitué généralement par de l'argile, pour une meilleure étanchéité, et par de la terre récupérée sur un sol local proche de l'ouvrage, souvent composée de dépôts

successifs de sédiments par la rivière. Cette terre est parfois retravaillée et renforcée avec un matériau permettant d'améliorer la résistance du sol à un écoulement hydraulique. Par exemple, dans le cadre du projet Digue Élite mené par ISL ingénierie, auquel contribue l'équipe de géomécanique du centre IRSTEA d'Aix-en-Provence, des sols renforcés avec de la chaux montrent une résistance à l'érosion nettement accrue. Ces ouvrages peuvent être des retenues d'eau, destinées à l'agriculture ou à l'eau potable, ou des digues de protection qui auront pour objectif de contenir une éventuelle crue menaçant des terres habitées et/ou exploitées.

L'érosion de ces différents ouvrages peut être soit liée à l'infiltration de l'eau à travers le corps de l'ouvrage ou ses fondations, soit liée à la surverse de l'écoulement si le niveau d'eau dépasse la hauteur de crête. Beaucoup de programmes de recherche ont été menés au cours de ces dix dernières années autour de ces problématiques, comme le programme français ERINOH, les programmes européen FloodPROBE et international ILH, ou les groupes européen ICOLD et international EWGIE. Ils ont permis d'identifier différents mécanismes d'érosion pouvant entraîner la rupture de l'ouvrage, ces mécanismes sont décrits plus en détail dans le paragraphe suivant.

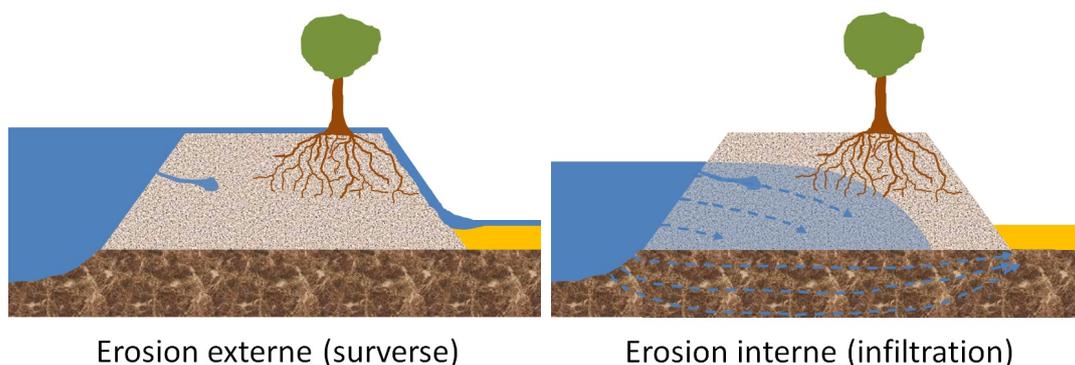


FIGURE 2.3 – Erosion externe (50% des cas de ruptures selon Foster et al. (2000)) (a) et érosion interne (45% des cas de ruptures selon Foster et al. (2000)) (b).

2.2.2.2 Mécanismes d'érosion

Comme déjà évoquées, les statistiques de Foster et al. (2000) montrent que la rupture par érosion des ouvrages hydrauliques en remblai peut avoir deux origines principales : l'érosion *externe* ou l'érosion *interne*. L'érosion externe est généralement due à une surverse, où suite à de fortes intempéries le niveau d'eau vient dépasser la crête de l'ouvrage et s'écouler de manière fortement turbulente sur les pentes en aval (Figure 2.3(a)). Ce phénomène peut entraîner un arrachement important de la matière constitutive du sol à la surface du matériau. Cette érosion de surface est créée par un écoulement tangent à la surface du sol et, si la résistance à l'érosion du matériau est insuffisante, peut conduire de manière très rapide à la création d'une brèche puis, éventuellement, à une rupture beaucoup plus large de l'ouvrage.

L'érosion interne est un phénomène généralement plus lent, initié par l'infiltration de l'eau à travers l'ouvrage ou ses fondations (Figure 2.3(b)). En s'écoulant à travers le matériau, l'eau peut entraîner une partie des grains constitutifs du sol par quatre

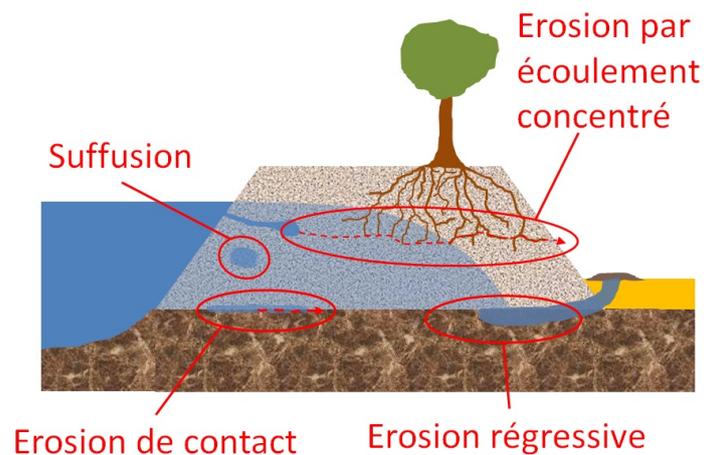


FIGURE 2.4 – Les trois différents modes d'érosion interne pouvant conduire à la formation d'un conduit (Renard hydraulique).



FIGURE 2.5 – Déroulement de la rupture d'une digue expérimentale par érosion interne, initiée par un conduit artificiel traversant l'ouvrage (Höeg et al., 2004).

mécanismes différents, résumés sur la Figure 2.4 : *la suffusion*, *l'érosion de contact*, *l'érosion régressive* et *l'érosion par écoulement concentré*. Le processus de suffusion a lieu au cœur du matériau et représente le phénomène de transport spécifique des grains les plus petits à travers les pores constitués entre les grains les plus gros. L'érosion de contact est aussi une érosion sélective des plus petites particules entraînées par l'écoulement, mais à l'interface de deux couches de matériaux de granulométries différentes, où l'écoulement est favorisé par drainage dans la couche de sol la plus grossière. L'érosion régressive définit l'entraînement de matière en aval de l'ouvrage, lorsque l'eau ressort après avoir traversé les fondations. Enfin, l'érosion par écoulement concentré est liée à l'existence de chemins préférentiels créés par exemple par la présence de terriers ou de réseaux racinaires, le long desquels l'écoulement emportent avec lui des particules de sol en creusant progressivement un conduit traversant l'ouvrage ou, le plus souvent, ses fondations.

Ces quatre mécanismes d'érosion interne sont des mécanismes dits d'initiation de l'érosion avec une cinétique relativement lente. L'érosion va accélérer et entraîner la rupture de l'ouvrage dès lors qu'un de ces mécanismes aura entraîné la formation d'un conduit traversant l'ensemble de la structure (Figure 2.4), avec un diamètre typiquement de l'ordre de la dizaine de centimètres. Ce phénomène plus critique s'appelle l'érosion de conduit, ou renard hydraulique, et entraîne l'apparition d'un écoulement turbulent, tangent aux

parois du conduits, équivalent localement à une érosion de surface comparable à l'érosion externe. La figure 2.5 montre la rupture d'une digue expérimentale par érosion interne, initiée par un conduit artificiel ouvert seulement 20 minutes avant la formation définitive de la brèche.

L'objectif de cette étude est de mieux comprendre le processus d'érosion de surface impliquant le détachement et le transport de particules à la surface du sol.

2.3 Propriétés des sols

2.3.1 Matériaux granulaires

2.3.1.1 Constitution d'un sol granulaire

Les sols sont composés d'eau en quantité plus ou moins importante et de particules définies par une multitude de formes et de tailles selon des distributions variées. L'ensemble de cette composition déterminera alors les propriétés du sol. Ces milieux divisés sont typiquement classés en catégories, différenciées par le type d'interactions présentes entre les grains, dont une classification schématique est visible en Figure 2.6. Les particules comprises entre 1 nm et $1\text{ }\mu\text{m}$, appelées colloïdes, sont suffisamment petites pour être sensibles à l'agitation thermique qui impacte fortement leurs comportements. Dans un sol, ces tailles sont par exemple observées pour les argiles, qui pourront avoir un rôle cohésif dans un sol. Lorsqu'on augmente la taille des grains entre $1\text{ }\mu\text{m}$ et $100\text{ }\mu\text{m}$, on parle alors de poudres pour lesquelles le mouvement Brownien lié à l'agitation thermique devient négligeable. Dans un sol, ces tailles de grains sont associées aux limons et aux sables fins, et les forces dominantes sont les forces d'interaction moléculaire de type Van der Waals, les forces électrostatiques et les forces capillaires liées à l'humidité. Ces matériaux seront présentés plus précisément dans la partie 2.3.2. Les milieux granulaires sont définis quant à eux par une taille de grains supérieure à $100\text{ }\mu\text{m}$ et ne sont soumis qu'aux seules forces de contact, de type chocs et frottements entre grains. Ces grains peuvent aller du sable de plage grossier aux blocs rocheux. En pratique, les essais en laboratoire sont cependant réalisés après écrêtage de la taille des grains, typiquement autour de 5 mm . Ces grains de sable sont essentiellement composés de quartz, une forme très abondante de la silice qui est le principal constituant de la croûte terrestre.

2.3.1.2 Propriétés d'un sol granulaire

On peut trouver dans le livre de Andreotti et al. (2011) une description complète de l'ensemble des propriétés des matériaux en grains. Seuls les aspects pertinents pour l'étude d'un sol statique seront décrits rapidement ici, à travers les propriétés à l'échelle microscopique liées aux interactions entre particules, et les propriétés macroscopiques observées au niveau de tout un empilement granulaire. Pour les interactions entre particules, on notera la force normale de contact régie par la loi de Hertz, qui montre la très faible déformation d'un grain au contact d'un autre, et les forces tangentielles de friction. Ce frottement peut être calculé par les lois d'Amontons-Coulomb régissant le frottement entre deux solides, avec l'apparition d'une proportionnalité entre la force normale et la force tangentielle. Il est important de noter que la force nécessaire pour déplacer les deux solides par frottement dépend de la force normale, mais pas de la surface de contact.

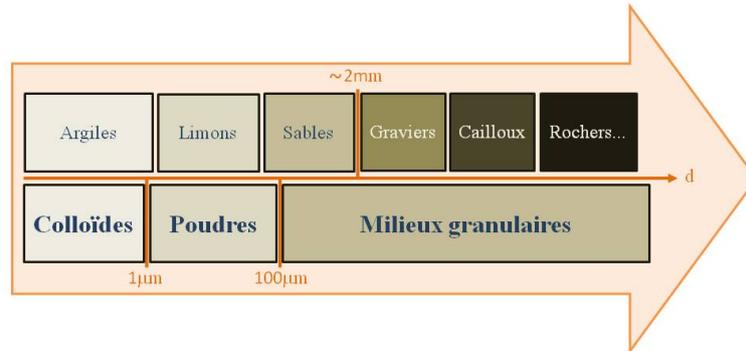


FIGURE 2.6 – Classification physique des milieux divisés en fonction du diamètre des particules : colloïdes, poudres et milieux granulaires (Andreotti et al., 2011), (Pouliquen, 2001).

A l'échelle d'un empilement de grains, la propriété essentielle est la fraction volumique solide de l'empilement, qui représente le volume solide occupé par les grains présents dans un volume défini à l'intérieur du matériau :

$$\Phi = \frac{V_{solide}}{V_{total}} = \frac{V_{total} - V_{vide}}{V_{total}} \quad (2.1)$$

Où Φ est la compacité, V_{vides} , V_{solide} et V_{total} les volumes des espaces inter-grains, du matériau solide et de l'empilement total. Dans l'étude des sols, on parlera plus souvent de porosité Ψ , qui représente le volume des espaces vides sur le volume total, soit $\Psi = 1 - \Phi$, ou d'indice des vides e qui représente le volume des espaces vides sur le volume solide, soit $e = \frac{1 - \Phi}{\Phi} = \frac{\Psi}{1 - \Psi}$.

Pour des grains sphériques de même taille et empilés de manière naturelle et aléatoire, la densité restera approximativement comprise entre 0.55 (Random Loose Packing) et 0.64 (Random Close Packing). Ce cas de densité maximale peut être dépassé si la forme et/ou la distribution granulométrique des grains sont modifiées, le cas le plus dense étant pour des sphères aplaties type "Smarties", ou avec des sphères de tailles très différentes, où une partie des espaces vides sera remplie par les billes les plus petites. Dans des cas extrêmes, des sphères de plus en plus petites pourront remplir indéfiniment les espaces interstitiels : ce sont les empilements d'Appollonius comme sur la figure 2.7 qui représente l'empilement dans un cas 2D. Ce principe est utilisé pour des bétons hautes densités, en mélangeant dans les bonnes proportions des grains de différents diamètres allant du gravier à des particules de cendres, de tailles inférieures au micron.

En mécanique des sols, la compacité (ou la porosité) va jouer un rôle déterminant dans de nombreux cas. En effet les propriétés de résistance mécanique d'un sol seront très différentes suivant sa fraction volumique : on parlera de comportement contractant pour des grains initialement lâches qui s'arrangent de manière plus compact en se déformant, ou

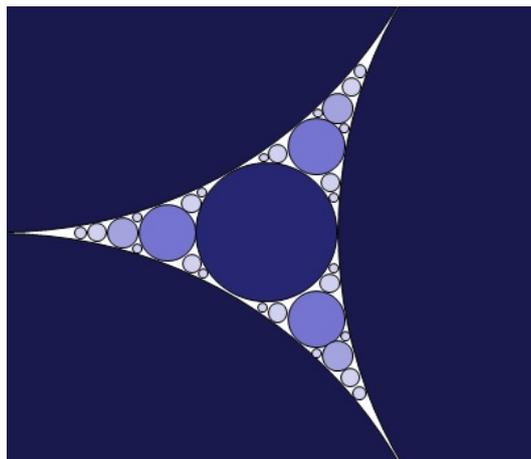


FIGURE 2.7 – Empilement d'Appollonius : Répartition idéale de tailles de sphères optimisant la densité.

de comportement dilatant pour un empilement de grains compact qui doit se ré-arranger en se dilatant lors de sa déformation.

Un second paramètre important en mécanique des sols est la perméabilité, k , du matériau. Elle correspond à la facilité avec laquelle un fluide parvient à s'écouler à travers le matériau, et pour des vitesses suffisamment faibles, se calcule à partir de la relation entre le gradient de pression $\vec{\nabla}p$ et la vitesse moyenne de l'écoulement du fluide, appelée loi de Darcy :

$$\vec{\nabla}p = -\frac{\mu}{k}\vec{u}_s + \rho\vec{g} \quad (2.2)$$

avec μ et ρ la viscosité et la masse volumique du fluide, \vec{g} la gravité et \vec{u}_s la vitesse surfacique, rapport du débit à la section de l'écoulement. La perméabilité est différente de la porosité, si un sol très perméable est poreux, un sol poreux peut être imperméable. De plus, si la taille des grains n'a pas d'influence sur la porosité du matériaux, la perméabilité est à la fois pilotée par la densité de l'empilement et surtout par la taille des grains, qui influe sur la dimension des pores, modifiant ainsi les pertes de charge de l'écoulement. Pour un sable, très perméable et poreux, la perméabilité k sera typiquement comprise entre 10^{-5} et 10^{-7} cm^2 , alors que pour une argile également très poreuse, mais peu perméable, k sera inférieure à 10^{-9} cm^2 .

Pour un sol naturel, les grains sont rarement parfaitement sphériques, les propriétés décrites précédemment pourront donc fortement varier d'un sol à l'autre. La forme, mais également l'état de surface des particules, vont aussi jouer un rôle important dans les forces de contact entre grains. Tous ces aspects seront à prendre en compte lors de comparaisons avec le comportement d'un empilement granulaire modèle.

2.3.2 Matériaux cohérents/cohésifs

2.3.2.1 Forces inter-grains

Les matériaux granulaires définis précédemment, constitués de grains essentiellement supérieurs à $100 \mu m$, sont dits pulvérulents : seules les forces de contact interviendront dans le comportement mécanique du sol. Les sols cohérents, ou cohésifs, seront constitués de grains pour lesquels des forces résistantes à la séparation des grains deviendront suffisamment importantes pour augmenter la résistance mécanique du matériau. Ces forces auront pour origine, soit les interactions inter-grains dans le cas des grains les plus petits, soit la présence d'un second composant liant les grains les plus gros entre eux.

Les forces inter-grains permettant à un sol d'être cohésif englobent toutes les forces d'attraction ou de répulsion, liées aux interactions électrostatiques de type atomique ou électrique entre les différentes phases présentes. On parlera ici de façon générique de forces cohésives, définies comme étant les forces d'interactions moléculaires attractives entre particules proches au sein d'un même matériau (Israelachvili, 1997). En géomécanique, la cohésion est donc pilotée par la taille des grains et la densité du matériau. En présence d'une matrice qui lie les particules de sol entre elles, on parlera d'adhésion (Righetti et Lucarelli, 2007; Lick et al., 2004).

Pour les grains entre $100 \mu m$ et $2 mm$ les forces moléculaires et électrostatiques directes sont généralement négligeables. La force principale qui pourra lier les grains entre eux est due à la présence d'une matrice qui pourra être liquide (liquide plus ou moins visqueux interagissant entre la phase solide et l'air environnant), solide (liquide après séchage ou traitement chimique), ou avoir un comportement mixte lié à la présence de particules fines et cohésive comme une matrice argileuse. Dans le cas particulier d'une phase liquide, une force capillaire liée à la compétition entre les différentes tensions de surface va apparaître. En effet, les interactions moléculaires font naître à l'interface entre deux fluides une énergie de surface proportionnelle à l'aire de cette interface. Ce phénomène explique par exemple qu'une goutte d'huile immergée dans l'eau, avec laquelle elle n'est pas miscible, va prendre une forme sphérique pour réduire au maximum sa surface, et ainsi minimiser son énergie d'interface. Ce phénomène crée une différence de pression à l'intérieur de la goutte régie par la loi de Laplace :

$$\Delta P = \gamma \left(\frac{1}{\zeta_1} + \frac{1}{\zeta_2} \right) \quad (2.3)$$

Où ΔP est la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la goutte, γ la tension de surface de la goutte et ζ_1 et ζ_2 les deux rayons de courbure de la goutte.

En présence de trois phases, grains de quartz, air (vapeur d'eau) et eau, comme sur la figure 2.8, la force capillaire naît de la compétition entre les énergies de surface solide/vapeur, solide/liquide et vapeur/liquide. La dépression ainsi créée à l'intérieur du volume d'eau est responsable de la force de cohésion entre les grains. Cette cohésion capillaire peut être calculée à partir de la somme de la force capillaire, provenant de la loi de Laplace, et de la composante axiale de la tension de surface (Fisher, 1926; Pitois et al., 2000) :

$$F_{cap} = 2\pi R \gamma_{lv} \sin(\phi) \sin(\phi + \theta) - \Delta P \pi R^2 \sin^2(\phi) \quad (2.4)$$

Avec F_{cap} la force capillaire, γ_{LV} la tension de surface entre l'eau et la vapeur environnante, ϕ est le demi-angle de remplissage du pont capillaire, θ l'angle de mouillage formé au contact entre le liquide et le solide et R le rayon du grain.

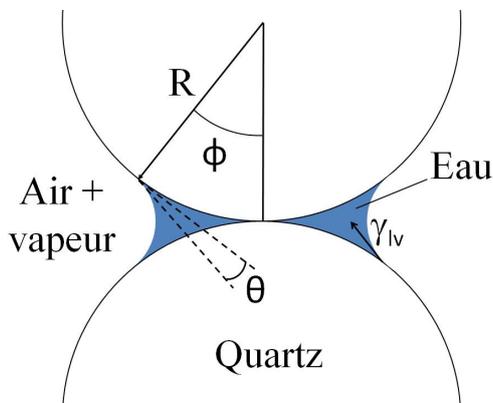


FIGURE 2.8 – Pont capillaire formé par la présence d'eau au contact de deux grains de quartz.

Si on compare le poids d'un grain de quartz avec la force de cohésion capillaire d'un pont formé par de l'eau, on s'aperçoit que ces deux forces s'équilibrent pour un diamètre de grain d'environ 2 mm . En s'inspirant du nombre de Bond qui représente le rapport entre les forces gravitationnelles et la tension de surface à l'interface de deux fluides, il est possible d'écrire un nombre représentant le rapport entre le poids réel d'une particule et la force de cohésion qui la lie aux autres grains. Pour avoir formation d'un pont capillaire il faut une quantité minimum d'eau. Kohonen et al. (2004) et Fournier et al. (2005) ont identifié que pour une teneur en eau inférieure à 0.03% dans un empilement de billes, aucun pont capillaire ne se formait, et qu'à partir de 0.07% les ponts capillaires pouvaient apparaître à chaque contact. Le nombre de ponts capillaires croît donc très rapidement entre ces deux valeurs critiques. Ensuite c'est le volume des ponts capillaires qui va augmenter jusqu'à une valeur à partir de laquelle la cohésion capillaire disparaît complètement, lorsque l'empilement commence à être saturé en eau. C'est généralement le cas pour les sols granulaires usuels, de type sable, qui sont très perméables et arrivent assez rapidement à saturation. Cette notion de cohésion capillaire jouera un rôle dans certains sols modèles cohésifs que nous verrons dans le chapitre suivant.

Lorsque les grains sont inférieurs à $100\ \mu\text{m}$, les forces inter-granulaires sont directement liées aux forces moléculaires et électrostatiques entre les grains. Elles peuvent être soit attractives, soit répulsives, mais lorsque les forces attractives sont dominantes, le matériau devient cohérent. Ces interactions ne seront pas abordées plus en détail, cependant il est intéressant de noter deux influences, celle de fluide environnant sur les forces électrostatiques, qui seront plus ou moins répulsives en fonction de la charge ionique du liquide, et celle due à la rugosité de surface des particules, qui détermine les interactions de contact (Rabinovich et al., 2000).

Quelle que soit l'origine de la cohésion, il est possible d'écrire un nombre représentant le rapport entre le poids réel d'une particule et la force de cohésion qui la lie aux autres. En se basant sur le nombre de Bond Bo , qui compare les forces gravitationnelles à la tension de surface sur une interface entre deux fluides, une contrainte mécanique de cohésion, τ_m ,

peut être défini proportionnel à γ/d . Ainsi le nombre de Bond peut se généraliser de la façon suivante :

$$Bo = \frac{\Delta\rho g d}{\tau_m} \quad (2.5)$$

où $\Delta\rho$ correspond à la différence de densité entre le grain et le fluide ambiant et rend compte du poids déjaugé du grain en comparaison à la contrainte τ_m .

2.3.2.2 Constitution d'un sol cohésif

Les sols sont généralement composés de grains de tailles très différentes, et dans le cas où le sol sera composé en partie de grains inférieurs à $80 \mu m$, ceux-ci vont jouer le rôle de matrice cohésive. Ces particules fines seront appelées limons ou argiles suivant leur taille. Par exemple, le limon composé de grains essentiellement supérieurs à 1 ou 2 microns mais inférieurs à 80 microns, commencera à avoir un comportement cohésif lié aux propriétés électrostatiques pouvant varier en fonction de la situation. L'argile est composée de grains plus petits que le limon, et bien qu'il en existe plusieurs types, ils se présentent tous sous forme de plaquettes très poreuses et peu perméables. Lorsqu'ils sont secs, ces matériaux auront une cohésion limitée, pouvant être facilement dispersés par des mouvements d'air. Par ajout d'eau les particules deviendront de plus en plus cohésives, suivant le degré de saturation. Une fois complètement saturées, et en présence de sollicitations mécaniques, les particules pourront se retrouver dispersées à l'état de suspension. Lors du séchage, l'agencement des particules et le dépôt de minéraux, comme le calcaire, initialement solubilisé dans l'eau, pourra rendre le matériau très cohésif et très résistant. Les matériaux argileux auront donc un comportement solide, plastique ou liquide, en fonction de la teneur en eau qui va très fortement influencer la résistance mécanique de la matrice. Ces trois domaines sont généralement évalués par les limites d'Atterberg qui représentent la limite de teneur en eau propre à chaque comportement. Pour l'argile, qui est un matériau où l'humidité pourra fortement varier et de manière très lente, ce phénomène est d'autant plus accentué.

Lors de l'érosion d'un sol par un écoulement d'eau, le sol est souvent déjà saturé, comme les fonds marins ou le lit d'une rivière. Dans ce cas, les propriétés de résistance mécanique dues au degré de saturation ne changeront pas au cours du processus d'érosion. Seules des propriétés liées à l'anisotropie du sol, telles que la diagénèse ou l'augmentation de la densité avec la profondeur identifiées par Ternat et al. (2008), pourront évoluer au fur et à mesure que l'érosion atteint des strates plus profondes et, en général, plus résistantes. Pour l'érosion de surface d'un ouvrage hydraulique, et notamment la surverse, le sol est généralement peu saturé en eau avant que l'érosion ne démarre. Ainsi, le sol va se saturer progressivement au cours du processus d'érosion, et les caractéristiques de résistance du sol vont varier. Une matrice de cohésion au comportement solide à l'état sec, aura un comportement de plus en plus meuble, voir liquide, au cours de l'érosion. En géomécanique, ce comportement est caractérisé par les limites d'Atterberg qui définissent la plasticité du sol à travers les teneurs en eau à la limite de plasticité W_p et à la limite de liquidité W_l du matériau, permettant de définir un indice de plasticité I_p comme la différence entre les deux. Les paramètres d'érosion d'un sol ne sont donc pas définis une fois pour toute par son état initial, mais sont au contraire susceptibles de fortement évoluer au cours du temps.

Nous avons vu un grand nombre de propriétés intrinsèques aux matériaux, liées aux particules constitutives du matériau, à leur arrangement, au fluide environnant, et à son histoire. Elles auront une influence directe sur la résistance à l'érosion du matériau, et seront discutées dans la partie 2.4.3.

2.4 Caractérisation de l'érosion hydraulique d'un matériau

2.4.1 Lois locales d'érosion

2.4.1.1 Cas d'un sol granulaire sans cohésion (nombre de Shields)

On peut d'abord regarder les propriétés d'érosion locale (i.e. à l'échelle des grains) d'un empilement granulaire sans cohésion. Ainsi, pour un lit horizontal de grains, le seuil d'érosion par un écoulement fluide est basé sur le critère de mise en mouvement d'un grain. L'étude analytique montre que ce seuil est atteint lorsque la force d'entraînement F_{drag} est égale au poids déjaugé de la particule multiplié par un coefficient de friction équivalent ψ_f (Andreotti et al., 2011) :

$$F_{drag} = \psi_f(\rho_p - \rho_f)gV_p \quad (2.6)$$

où ρ_p et ρ_f sont les masses volumiques de la particule et du fluide, et V_p le volume du grain.

Pour relier ce critère aux propriétés de l'écoulement, on peut remplacer cette force d'entraînement par la contrainte de cisaillement liée à l'écoulement du fluide sur la surface du grain, soit $F_{drag} = \tau_f d^2$. On définit ainsi le nombre de Shields :

$$Sh = \frac{\tau_f}{\Delta\rho g d} \quad (2.7)$$

avec $\Delta\rho = \rho_p - \rho_f$

Ce nombre sans dimension compare la contrainte appliquée sur le grain à sa résistance physique à l'écoulement. On peut ainsi définir le seuil de mise en mouvement par une valeur critique, Sh^* , équivalent au coefficient de friction ψ_f et reliée à la contrainte fluide critique τ_f^* et au diamètre du grain :

$$Sh^* = \psi_f \frac{\pi}{6} = \frac{\tau_f^*}{\Delta\rho g d} \quad (2.8)$$

La contrainte fluide est généralement basée sur une contrainte inertielle liée à la vitesse locale du fluide : $\tau_f \propto \rho_f u_0^2$ où u_0 est la vitesse d'écoulement locale. En régime visqueux, elle peut aussi être liée à la contrainte de cisaillement visqueuse : $\tau_f = \mu \dot{\gamma}$ où μ est la viscosité dynamique du fluide et $\dot{\gamma}$ sa vitesse de cisaillement. Toutefois, il est important de noter que certaines études suggèrent que la variable agissant sur la condition critique d'entraînement est une impulsion plutôt qu'une force (Diplas et al., 2008)

On peut également définir un second nombre sans dimension, décrivant l'écoulement du fluide à l'origine de la contrainte autour d'une interface de longueur caractéristique L_c appelé nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{UL_c}{\nu} \quad (2.9)$$

avec U la vitesse caractéristique de l'écoulement et ν la viscosité cinématique du fluide.

L'écoulement est défini par un régime visqueux, ou régime de Stokes, et un régime inertiel. Le domaine visqueux est défini pour des nombres de Reynolds inférieurs à 1, qui ne concernent que les écoulements très lents et les fluides très visqueux. Ce régime ne sera pas abordé dans cette étude. Le régime inertiel est ensuite divisé en 3 domaines : le régime laminaire pour des valeurs de Re généralement inférieures à 10^3 , où les lignes de courant restent majoritairement parallèles entre elles ; le régime turbulent pour des valeurs nettement supérieures à 10^3 , où l'écoulement sera fortement perturbé avec l'apparition de vortex sur une zone de plus en plus large ; le régime transitoire qui correspond au domaine de transition entre laminaire et turbulent, où l'écoulement pourra être localement perturbé mais restera laminaire dans sa globalité. Ces régimes sont représentés sur la Figure 2.9 par les lignes de courant s'écoulant autour d'une sphère.

On définira, en présence d'un grain, le nombre de Reynolds particulaire basé cette fois sur le diamètre du grain d et la vitesse locale de l'écoulement u_0 :

$$Re_p = u_0 d / \nu \quad (2.10)$$

De nombreuses études historiques montrent la dépendance du nombre de Shields critique pour des grains non cohésifs avec le nombre de Reynolds particulaire. Elles ont été compilées par Buffington (1999) sur la Figure 2.10, qui montre une tendance générale de l'évolution du nombre critique qui semble peu varier dans le régime inertiel de l'écoulement. Sur cette représentation à partir d'une contrainte de cisaillement basée sur la vitesse locale d'écoulement, le seuil d'érosion est soumis aux fluctuations liées à des écoulements plus ou moins turbulents (Grass, 1970). C'est pourquoi il est possible de coupler à la relation du nombre de Shields, une approche statistique comme les distributions de la contrainte de cisaillement au contact d'un fluide avec une paroi, proposées par Obi et al. (1996), Cheng et al. (2003) ou Hofland et Battjes (2006).

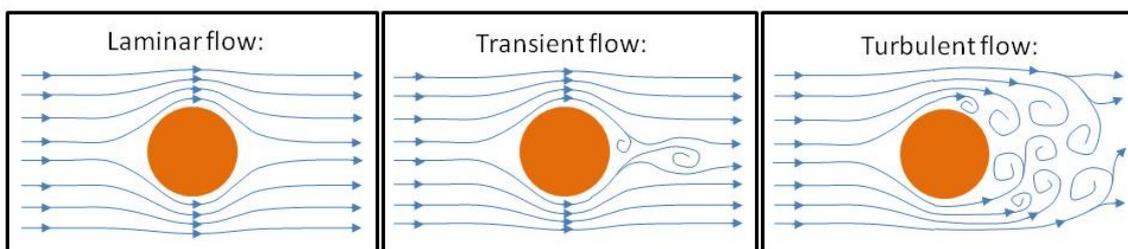


FIGURE 2.9 – Schématisation du régime d'écoulement autour d'une sphère à partir des lignes de courant du fluide.

Au-delà du seuil d'érosion, les grains sont très rapidement mobilisés et transportés par l'écoulement. Lorsque l'on est proche du seuil, ils sont déplacés par glissement ou roulement sur leurs voisins. Si on augmente l'écart avec le seuil, les grains seront déplacés par saltation puis par fluidisation en masse. Ces deux derniers phénomènes entraînent généralement une trajectoire balistique des grains avec une forte dérive créée par l'écoulement, cela implique une alternance de chocs et de mises en suspension des

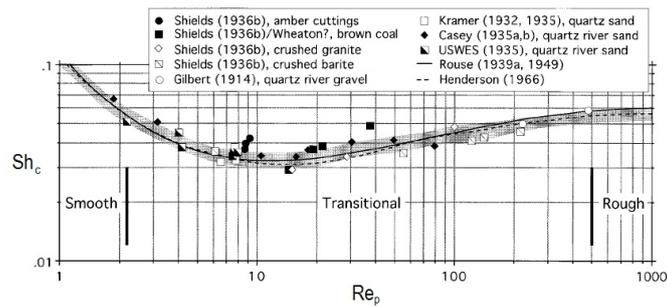


FIGURE 2.10 – Valeurs du nombre de Shields au seuil critique de mise en mouvement en fonction du nombre de Reynolds particulaire Re_p , extraites de différentes études et regroupées par Buffington (1999).

grains. Lors du choc avec des particules encore inertes, les grains viennent s'associer au fluide pour favoriser l'érosion, ce qui entrainera une vitesse croissante à laquelle les grains sont mobilisés. À l'inverse d'un milieu cohésif qu'on verra dans le paragraphe suivant, on pourra considérer comme quasi-infinie la vitesse d'érosion d'un milieu granulaire non cohésif, qui est donc uniquement contrôlée par l'évolution temporelle de la contrainte hydraulique (Brivois et al., 2007).

2.4.1.2 Cas d'un sol cohésif

Coleman et Nikora (2008) ont montré l'influence importante des forces d'attraction entre les particules sur l'évolution du nombre de Shields. Comme on peut le voir sur la figure 2.11, Sh_c^* augmente avec Re_p ou le diamètre visqueux D_* en présence d'adhésion ou de cohésion dans le sol.

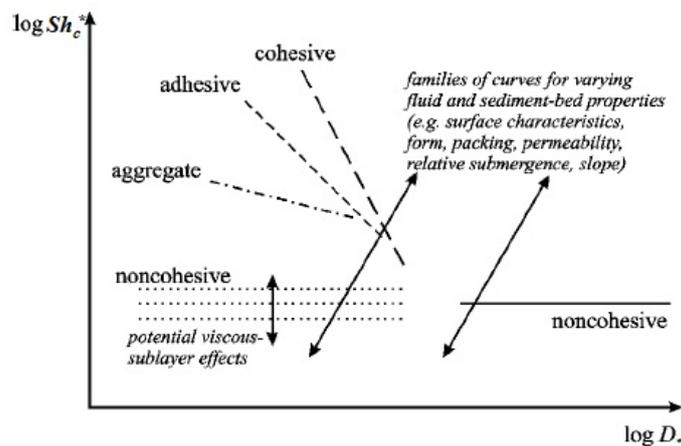


FIGURE 2.11 – Représentation de l'évolution du nombre de Shields critique en fonction du diamètre adimensionné des particules pour différents paramètres du lit sédimentaire, de l'écoulement et des interactions entre particules (Coleman et Nikora, 2007).

De plus, dans le cas des sols cohésifs, lorsque la contrainte fluide va dépasser la contrainte critique d'érosion, les grains seront détachés après un temps plus significatif. Ainsi, des modes d'érosion ont été définis en corrélation avec la durée de l'affouillement d'un sol. Dans la littérature, il est souvent fait référence aux modes définis par Parchure et Mehta (1985) qui opposent l'érosion de Type I, à profondeur limitée due à l'augmen-

tation de la résistance du sol avec la profondeur d'affouillement, à l'érosion de Type II à affouillement illimité. Winterwerp et Van Kesteren (2004) identifient également quatre modes d'érosion correspondant à : i) l'entraînement de la matière mise en suspension par un écoulement turbulent, ii) l'érosion en floes d'agrégats de particules détachés du sol individuellement, iii) l'érosion de surface par le drainage et un entraînement homogène des floes de la couche superficielle et iv) l'érosion en masse de morceaux de sol, arrachés de manière non drainé par une contrainte fluide largement supérieure à la résistance du lit sédimentaire. Ces classifications permettent de définir des cinétiques d'érosion.

Le temps caractéristique pour "agir sur le détachement d'une particule" a été initialement défini par Partheniades et Paaswell (1970). Il peut piloter un second paramètre en plus de la contrainte critique pour représenter la cinétique de l'érosion de l'échantillon. Ce paramètre généralement appelé coefficient k , pourra représenter une variation massique ou volumique du taux d'érosion. Comme le montre l'article de Knapen et al. (2007), plusieurs formulations ont été proposées pour exprimer le taux d'érosion en fonction de l'intensité de l'écoulement, souvent définie localement par la contrainte de cisaillement hydraulique. Elles font intervenir des paramètres d'érosion, comme la loi linéaire à seuil proposée par Partheniades (1965) qui est la plus utilisée et postule un taux d'érosion massique ou volumique directement proportionnel à la contrainte excédant le seuil par le coefficient d'érosion, k_{er} si le taux d'érosion est massique, et k_d s'il est volumique. Le taux de masse de sol érodée par unité de surface s'exprime ainsi par :

$$\epsilon_{er} = \begin{cases} k_{er}(\tau_f - \tau_c) = \rho k_d(\tau_f - \tau_c) & \text{si } \tau_e > \tau_c \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.11)$$

où ϵ_{er} est le taux de masse érodée en $kg.m^{-2}.s^{-1}$,

k_{er} [$s.m^{-1}$] le coefficient massique d'érosion,

k_d [$m^2.s.kg^{-1}$] le coefficient volumique d'érosion,

ρ [$kg.m^{-3}$] la masse volumique de l'échantillon,

τ_f [Pa] la contrainte de cisaillement hydraulique moyenne,

et τ_c [Pa] la contrainte critique d'érosion,

Bien que le concept du seuil d'érosion d'une particule défini par le nombre de Shields soit encore abusivement utilisé pour un sol cohésif, la définition du seuil d'érosion global et de la cinétique de l'érosion reste une question majeure. Cette interrogation vient principalement du manque de connaissance sur l'origine de la force agissant réellement sur le détachement d'une ou plusieurs particules du reste du sol. Des données locales font défaut sur des grandeurs hydrodynamiques importantes à l'échelle du processus comme la vitesse moyenne ou instantanée, la contrainte ou le cisaillement du fluide, le gradient de vitesse ou de pression hydraulique, le rôle des instabilités turbulentes... De plus, les effets sur la capacité d'entraînement des particules des propriétés usuelles du matériau, sont également une source de questionnement. Ces questionnements rendent difficile un consensus sur un modèle général de l'érosion locale et, bien que la loi linéaire à seuil soit majoritairement utilisée du fait de sa simplicité (Ariathurai et Arulanandan, 1978; Benahmed et Bonelli, 2012; Hanson et Simon, 2001; Hanson et Cook, 2004; Mercier, 2013) d'autres lois d'érosion ont été proposées pour essayer de mieux définir ces paramètres. Par exemple, une loi de puissance a été introduite par Van Rijn (1984) :

$$\epsilon_{er} = k_{er} \cdot \tau_c \left[\left(\frac{\tau_f}{\tau_c} \right) - 1 \right]^\alpha \quad (2.12)$$

Ainsi qu'une loi exponentielle basée sur les mêmes paramètres d'érosion est proposée par Parchure et Mehta (1985) :

$$\epsilon_{er} = k_{er} \cdot \tau_c \cdot \exp \left[\alpha (\tau_f - \tau_c)^\beta \right] \quad (2.13)$$

D'autres types de lois ont été proposés comme une loi de puissance adimensionnelle proche de la relation 2.12, établie par Walder (2016). Si toutes ces lois permettent de donner une valeur aux paramètres d'érosion, la variabilité des résultats pour un même matériau reste importante. Cette difficulté d'évaluer une valeur précise est en partie due aux différents modes d'érosion. Les quatre modes définis par Winterwerp et Van Kesteren (2004) sont liés aux caractéristiques du sol qui sont très variables et ont des seuils et des cinétiques différentes. De plus, les lois d'érosion sont basées sur une valeur moyenne de la contrainte de cisaillement, qui vient de la vitesse du fluide et du gradient de pression moyennés dans le temps et dans l'espace. Or, l'écoulement étant majoritairement turbulent, ces paramètres liés à la contrainte à l'interface ne sont pas constants. C'est pourquoi on peut aussi développer une approche statistique du problème, comme Partheniades (1965) Van Prooijen et Winterwerp (2010) qui ont proposé une distribution statistique de la contrainte de cisaillement $\tilde{\tau}$ basée sur une distribution Gaussienne de la vitesse moyenne déjà évoquée au paragraphe précédent :

$$\tilde{\tau} = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}T_b} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(U_0 - \frac{\tilde{U}_0}{\sigma_u} \right)^2 \right] \quad (2.14)$$

où \tilde{U}_0 et σ_u sont les valeurs moyennes et l'écart type de la vitesse de l'écoulement, U_0 , à la surface du lit. T_b est la contrainte de cisaillement hydraulique τ adimensionnée telle que $T_b = \frac{\tau}{\rho\sigma_u^2}$.

Une approche comparable pour tenir compte de la variabilité spatiale en régime stationnaire dans le cadre de l'érosion de contact évoquée au paragraphe 2.2.2.2 a été proposée par Béguin et al. (2013).

On pourra également citer la relation donnée par Wilson (1993a,b), construite à partir d'un modèle mécanique d'entraînement d'un grain par roulement, avec prise en compte de forces de contact attractives, et d'un modèle probabiliste pour décrire les forces hydrauliques (trainée et portance) avec le choix d'une distribution basée sur une loi des valeurs extrêmes. Le taux d'érosion s'écrit finalement :

$$\epsilon_{er} = b_0 \sqrt{\tau_f} \left[1 - \exp \left\{ -\exp \left(3 - \frac{b_1}{\tau_f} \right) \right\} \right] \quad (2.15)$$

avec b_0 en $kg^{1/2}.m^{-3/2}$ et b_1 en $kg.m^{-1}.s^{-2}$ deux fonctions caractéristiques des particules et de l'écoulement turbulent calculées analytiquement.

Ces modèles sont basés sur la seule contrainte fluide à l'interface, souvent obtenue à partir de la vitesse locale du fluide. Une dernière approche plus globale introduite par Yang (1973) puis par Marot et al. (2011) peut être citée. Cette méthode dite énergétique est

basée sur la dissipation d'énergie du fluide au cours du processus d'érosion, liée notamment aux pertes de charge du système.

Pour aller plus loin, il pourrait également être intéressant d'exprimer de façon statistique les liens cohésifs autour d'une particule ou d'un ensemble de particules où s'applique la contrainte de cisaillement. Mais cela relève d'une étude plus approfondie sur le sol en lui-même.

Les différentes expressions de l'érosion font intervenir quasi-systématiquement les deux paramètres k et τ_c . Bien que ces deux grandeurs empiriques soient *a priori* intrinsèques au matériau, il n'existe aucune relation directe universelle entre ces paramètres d'érosion et les propriétés usuelles d'un sol (Hanson et Temple, 2002; Clark et Wynn, 2007). Ils peuvent cependant être évalués au travers d'essais spécifiques d'érosion comme cela sera discuté dans la partie 2.4.2.

2.4.2 Évaluation expérimentale de l'érodabilité d'un sol

Du fait de l'importance majeure de mieux comprendre et contrôler l'érosion, plusieurs méthodes ont été proposées pour évaluer les deux paramètres d'érosion de la loi 2.11 à partir d'essais d'érosion hydraulique, en laboratoire mais aussi *in situ*. Ces essais consistent en un écoulement destiné à éroder de manière contrôlée une interface de sol. Ces essais se différencient notamment par la géométrie de l'écoulement, le type de mesure et les caractéristiques du sol mesurables, mais ils sont tous conçus dans le but de générer une contrainte de cisaillement hydraulique correspondant à différentes configurations naturelles.

Le premier essai d'érosion, proposé par Arulanandan et al. (1980) pour caractériser l'érosion de sédiments marins, est le canal d'érosion. Ce dispositif consiste en un écoulement uni-directionnel parallèle à la surface d'un échantillon, mis en place artificiellement dans un canal. Ce type d'essai est très utilisé pour l'étude de l'érosion et du transport de sédiments marins (Da Costa Araújo, 2004; Blanpain et al., 2015). Pouv (2011) décrit différents types de canaux adaptés pour les essais d'érosion. Le canal est généralement rectiligne, de longueur suffisante pour permettre d'avoir un écoulement pleinement établi, et de grande largeur limitant au maximum les effets de bords. Pour limiter ces effets, les dispositifs peuvent être de dimensions conséquentes, et nécessiter une grande quantité de matériau à éroder. L'entraînement du fluide se fait soit par le biais d'une pompe, soit en inclinant le canal pour donner une pente générale, accélérant ainsi l'écoulement. Par exemple, pour leur étude, Ternat et al. (2008) ont utilisé un canal intitulé HERODE, faisant de 8 m de long, fonctionnant en circuit fermé à l'aide d'une pompe et créant un dispositif de 13.5 m de longueur totale. Afin de réduire la quantité de sol utilisée et notamment de réduire son remaniement à partir de carottages, un second type d'essai en canal, l'Erosion Function Apparatus (EFA), a été proposé par Briaud et Ting (1999). Il a été développé dans le but d'étudier l'érosion de matériaux granulaires fins et cohésifs à l'origine des affouillements au niveau des piliers de ponts, pouvant amener à des ruptures (Larsen et al., 2008; Briaud et al., 2001). L'EFA consiste en un canal fermé, de section rectangulaire, dans lequel est maintenu un écoulement constant. Ensuite, comme on peut le voir sur la Figure 2.12, un échantillon de sol de 76.2 mm de diamètre, directement carotté, est maintenu en position affleurante à 1 mm au dessus de la surface intérieure du conduit. Le temps nécessaire à ce millimètre de sol pour être érodé est enregistré, puis l'échantillon est ensuite remonté à nouveau à 1 mm au-dessus de la paroi. On représente

finalement le taux d'érosion mesuré à différentes vitesses d'écoulement en fonction de la contrainte de cisaillement calculée. Cela permet de prédire l'érosion locale au cours du temps. Le même type de dispositif a également été utilisé par Blanpain et al. (2015) en mesurant le taux d'érosion à l'aide d'un turbidimètre à rétrodiffusion optique et d'un piège à sédiments situé en aval de l'échantillon. Le dispositif a cependant uniquement été utilisé pour mesurer une valeur critique de la contrainte de cisaillement, basée sur la quantité de matière mise en suspension. Si l'utilisation de carottes de sol prélevées sur place permet de réduire les effets liés au transport de l'échantillon, l'idéal reste l'utilisation *in situ* comme le permet par exemple l'érodimètre mobile développé par l'IFREMER.

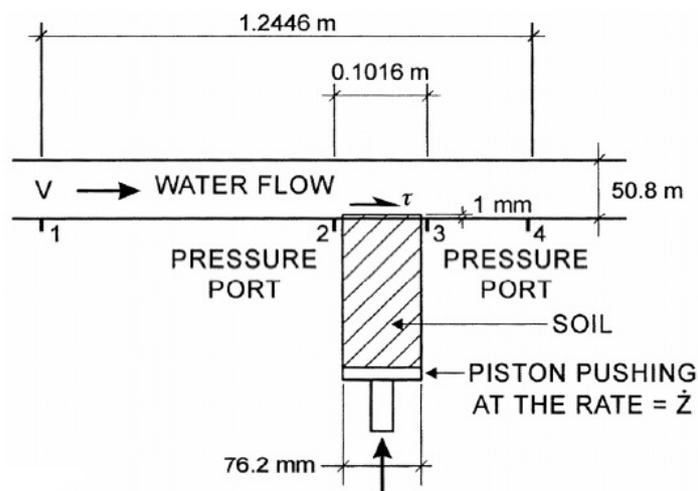


FIGURE 2.12 – Schéma de l'Erosion Function Apparatus (Briaud et al. 2001).

Pour remédier au problème de longueur d'établissement de l'écoulement, certaines études utilisent un canal annulaire, qui permet d'avoir une longueur d'écoulement infinie avec une dimension réduite. L'écoulement est généré à la surface du matériau déposé par un plateau d'entraînement, avec une surface de contact plus ou moins rugueuse, se déplaçant le long du canal. On voit par exemple sur la Figure 2.13 la configuration et les dimensions du mini canal annulaire développé à l'IFREMER et utilisé lors de leurs thèses par Da Costa Araújo (2004) et Pouv (2011). Ce canal est réalisé en PMMA afin de pouvoir visualiser la déformation et la mise en suspension de l'échantillon lors des différentes phases d'entraînement par le fluide. Un dispositif de plus grandes dimensions a également été utilisé par Jacobs et al. (2011) à l'université technologique de Delft.

Dans le génie civil, et notamment l'étude des ouvrages hydrauliques, d'autres types d'essais plus adaptés ont été proposés. En effet, comme nous l'avons vu dans la partie 2.2.2.2, le mécanisme de rupture des barrages est en grande partie dû à l'érosion de conduit. C'est donc dans le but de modéliser ce type d'érosion interne que Lefebvre et al. (1985) a développé le *Drill Hole Test*. Dans la même logique et afin d'évaluer différentes propriétés de résistance à l'érosion, Wan et Fell (2002) ont mis au point la première version du Hole Erosion Test (HET). L'essai a ensuite été amélioré par Benahmed et Bonelli (2012) et Haghghi et al. (2012), pour aboutir à des dispositifs tel que celui utilisé aujourd'hui au laboratoire de mécanique des sols d'IRSTEA. Visible sur la figure 2.14, cet essai se réalise sur un échantillon cylindrique, préparé ou directement carotté dans le sol,

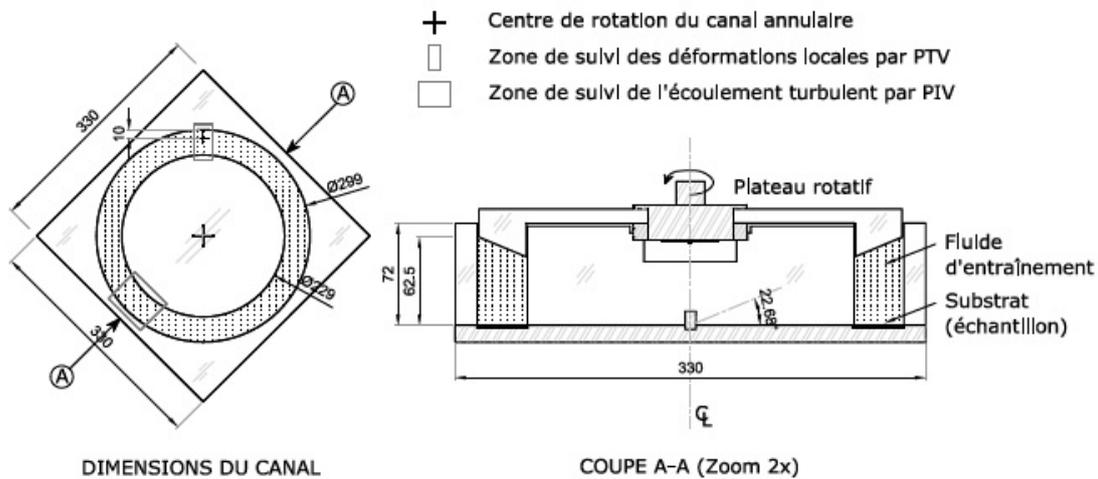


FIGURE 2.13 – Schéma du canal annulaire de l'IFREMER (Pouv, 2011).

dans lequel un pré-perçage a été réalisé afin d'appliquer un écoulement à débit constant à travers ce conduit et de mesurer l'évolution de la taille du conduit au cours du temps. Un modèle d'interprétation basé sur la loi locale d'érosion linéaire à seuil équation 2.11, permet alors d'obtenir les paramètres d'érosion du sol τ_c et k_{er} .

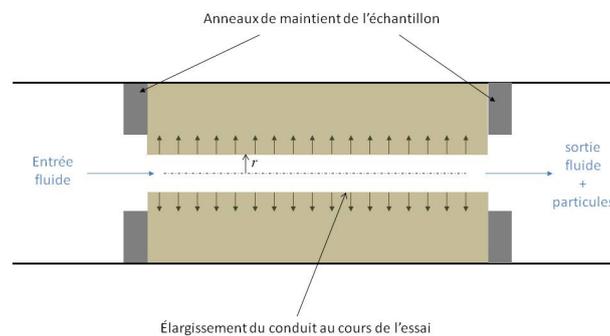


FIGURE 2.14 – Schéma de principe du Hole Erosion Test (HET).

Un autre essai beaucoup utilisé en mécanique des sols pour l'étude de l'érosion des ouvrages hydrauliques est le Jet Erosion Test (JET). Ce type d'essai a été utilisé pour de nombreuses études aussi bien en laboratoire (Moore et Masch, 1962; Aderibigbe et Rajaratnam, 1996; Cossette et al., 2012) que *in situ* (Hanson et Simon, 2001; Hanson et Cook, 2004; Mazurek et Hossain, 2007). Le dispositif, dont le principe est visible sur la Figure 2.16, permet d'étudier la résistance du sol à un jet immergé axisymétrique qui va l'impacter de manière perpendiculaire et à vitesse d'injection constante. On mesure au cours de l'essai la variation de la profondeur du cratère creusé sous le jet. En s'appuyant ensuite sur un modèle d'interprétation comme celui développé par Hanson et Cook (2004), on peut ici aussi remonter par ajustement aux paramètres τ_c et k_{er} de la loi d'érosion 2.11.

L'essai de JET, ainsi que l'essai de HET, seront décrits plus en détail et utilisés au cours de cette étude dans les paragraphes 3.3.1 et 3.3.2 respectivement. Les fondements



FIGURE 2.15 – Échantillon d'argile après un essai de HET, découpé dans l'axe du conduit.

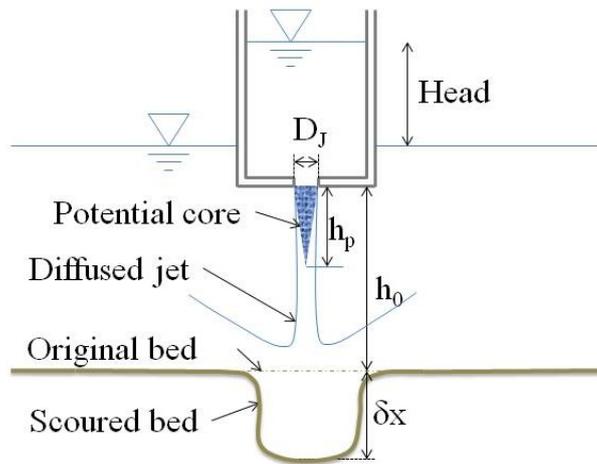


FIGURE 2.16 – Schéma de principe d'un essai de JET sur un lit de sol cohésif (adapté de Hanson et Cook, 2004).

théoriques des modèles d'interprétation seront notamment discutés et les essais seront adaptés à l'utilisation de matériaux transparents.

2.4.3 Facteurs influents sur la résistance à l'érosion

2.4.3.1 Influence sur τ_c

L'érosion hydraulique d'un sol a lieu lorsque les particules élémentaires du sol sont détachées et entraînées par l'écoulement. Le seuil d'érosion va bien sûr dépendre de l'exposition des particules face à l'écoulement, et donc de l'état de surface du matériau. Mais la principale caractéristique intrinsèque au matériau qui influe sur la résistance à l'entraînement semble être la taille des grains constitutifs de ce matériau.

Dans un premier temps, cette taille contrôle le poids de la particule, et donc la force de gravité qui va venir s'opposer à l'entraînement de la particule. Son volume va aussi contrôler la poussée d'Archimède, qui rend compte de la résultante des forces de pression hydrostatique qui s'opposent au poids, facilitant ainsi l'érosion. Le poids influant

réellement sur la résistance à l'entraînement d'une particule non cohésive est donc le poids déjaugé par la poussée d'Archimède, elle-même proportionnelle au volume du grain.

Pour une particule en suspension dans un écoulement, la résistance à l'entraînement sera le rapport entre le volume et la surface d'exposition à l'écoulement de la particule. Cette surface contrôlera le coefficient de trainée, ainsi qu'un coefficient souvent introduit pour tenir compte de l'exposition dans l'écoulement, tout deux fortement liés à la taille et la forme du grain. Au contact du lit granulaire, le bilan des différentes forces appliquées sur un grain est visible sur la figure 2.17. Cette étude de l'entraînement d'un grain par un écoulement sur un lit granulaire, a été initialement réalisée par Shields (1936) sur des matériaux à peu près uniformes. Avant d'être érodée, une particule est en contact avec le lit granulaire, et un dernier coefficient lié au frottement, ou au roulement de la particule sur les autres grains, s'opposera à la force d'entraînement. Ce coefficient sera lié à la forme de la particule (qui déterminera notamment si celle-ci sera déplacée par frottement ou par roulement), mais aussi à l'état de surface de la particule qui déterminera la valeur du coefficient de frottement. Dans le nombre de Shields présenté dans la section 2.4.1, les trois coefficients présentés ici sont réunis dans le paramètre de friction équivalent ψ_f .

En réduisant la taille des grains, le coefficient de frottement et le poids seront progressivement dominés par les forces d'attraction inter-grains (Grabowski et al., 2011). Le lien entre la taille des particules et le seuil d'érosion d'un empilement saturé a été étudié par Roberts et al. (1998) avec des particules de quartz de différents diamètres entre $5\mu m$ et $2mm$. Sur la Figure 2.18, on voit que lorsque les grains de l'empilement sont supérieurs à $200\mu m$, donc non soumis à la cohésion moléculaire interne, le seuil d'entraînement augmente à peu près linéairement avec le diamètre. Lorsque les particules sont inférieures à $100\mu m$, le seuil d'entraînement se met à augmenter en réduisant le diamètre, donc lorsque les forces de cohésion prennent une part de plus en plus importante dans l'équilibre mécanique microscopique.

Roberts et al. (1998) montrent également sur la Figure 2.18 que, pour une même taille de grains, le seuil d'entraînement diminue en augmentant la densité de l'empilement par tassement. Cette influence de la densité est liée d'une part aux interactions entre les grains qui seront d'autant plus fortes qu'il y a de contacts et que les distances inter-particules sont faibles, et d'autre part à la porosité du matériau qui dissipera plus ou moins l'écoulement du fluide.

Plus récemment, Blanpain et al. (2015) ont analysé le seuil d'érosion de mélanges de sables de granulométries différentes, en la comparant à la porosité du mélange. Bien qu'il soit difficile de séparer l'arrangement granulométrique de la porosité, une forte dépendance de la contrainte critique de mise en mouvement avec ces deux paramètres a été enregistrée, sans toutefois différencier le rôle propre à chacun. Ils soulignent également la difficulté à prédire le seuil de mise en mouvement de mélanges hétérogènes, notamment à travers l'incertitude de la granulométrie entraînée par érosion, ainsi que le phénomène de lessivage des particules les plus fines en surface. Dans son étude sur la mise en mouvement de grains, Shields (1936) a d'ailleurs noté que dans le cas de lits granulaires poly-dispersés, l'initiation du mouvement ne pouvait être décrite facilement du fait de l'enlèvement sélectif des plus petites particules. Ce constat nous renvoie au mécanisme d'érosion interne par suffusion présenté au paragraphe 2.2.2.2.

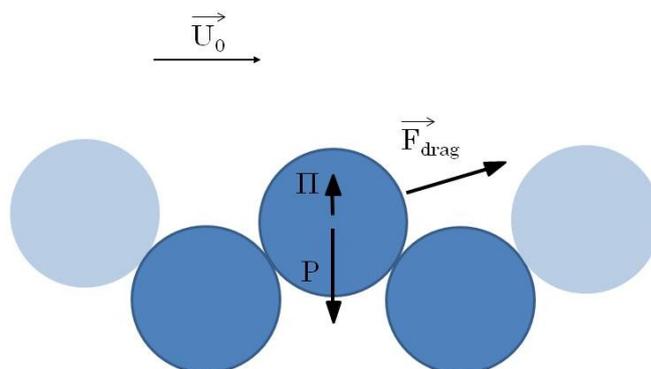


FIGURE 2.17 – Bilan des forces s'exerçant sur un grain lors d'un écoulement fluide, avec \vec{P} le poids, $\vec{\Pi}$ la poussée d'Archimède et \vec{F}_{drag} la force d'entraînement.

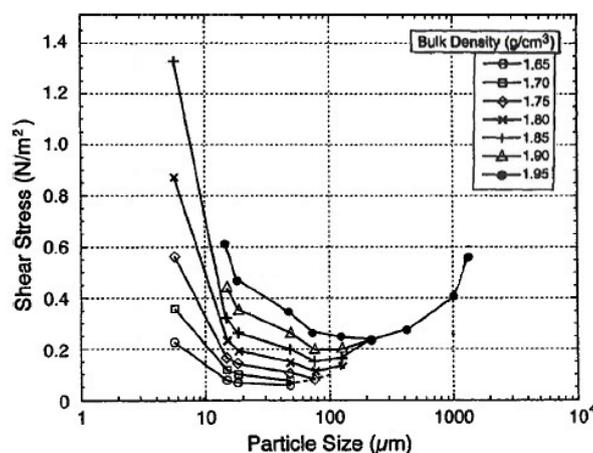


FIGURE 2.18 – Évolution de la contrainte seuil d'entraînement des particules en fonction de leur diamètre, pour différentes densités d'empilement (extrait de Roberts et al. (1998)).

2.4.3.2 Influence sur k_{er}

A une échelle plus large, la taille et la forme des grains va aussi contrôler les caractéristiques de l'empilement, comme la densité et la perméabilité. Ces caractéristiques auront un impact sur la cinétique d'érosion (Grabowski et al., 2011). On a vu dans le paragraphe précédent (Figure 2.18) l'influence de la densité de l'échantillon sur le seuil d'érosion du matériau. En cas de faible densité et de porosité élevée, l'impact de l'écoulement sera en effet très différent à la surface du matériau, s'il peut s'écouler à l'intérieur du sol et non se contenter d'interagir avec sa surface. De plus, si l'écoulement circule à l'intérieur du matériau, les pertes de charges entraînées par la tortuosité des réseaux de pores pourront faciliter la mobilisation des grains. En étudiant la vitesse d'érosion pour une contrainte de cisaillement constante tout en augmentant la densité, Roberts et al. (1998) observent une diminution du taux d'érosion, donc une plus forte résistance à l'érosion.

Ces influences identifiées par plusieurs auteurs sont des comportements qualitatifs de la cinétique de l'érosion. Winterwerp et Van Kesteren (2004) vont plus loin en nous

proposant une relation pour k_{er} reprise par Jacobs et al. (2011), avec la fraction volumique Φ d'un lit de sédiments et le diamètre médian des particules D_{50} :

$$k_{er} = \frac{c_v \Phi \rho}{10 D_{50} C_u} \quad (2.16)$$

où c_v en $m^2.s^{-1}$ correspond au coefficient de dissipation de la pression interstitielle qui dépend de la perméabilité et de la variation de l'indice des vides avec la contrainte mécanique, et C_u [Pa] la contrainte de cisaillement à la rupture mesurée mécaniquement.

Outre ces aspects géométriques, comme on l'a vu dans la partie 2.4.1 la cohésion va jouer un rôle déterminant dans la cinétique de l'érosion. En présence de forces attractives, la résistance mécanique du sol va augmenter, et le temps nécessaire pour "casser" les liens entre les particules va diminuer la vitesse à laquelle le matériau sera érodé. C'est donc la cohésion qui va considérablement diminuer k_{er} à travers son influence sur le comportement mécanique du sol.

L'exemple le plus simple de l'influence de la cohésion sur le comportement mécanique est la différence que l'on peut noter en marchant sur un sable de plage après retrait de la marée. Au début celui-ci est encore humide et cohésif, le sol est alors dur et les pieds s'enfoncent peu, laissant des empreintes bien nettes. Après un long séchage au soleil le sable sec devient plus mobile et les pieds s'enfoncent à chaque pas en formant de larges cratères. En géomécanique, il existe différentes méthodes pour quantifier cette cohésion par des essais de cisaillements simple ou complexe. On trouvera parmi ces essais le Scissomètre, le Pénétrromètre dynamique ou l'Essai Triaxial qui est un essai de cisaillement bilatéral d'un échantillon cylindrique. Une partie de ces essais seront décrits dans la partie 3.3.3.

On peut lire dans l'article de Benahmed et al. (2015), l'influence de certaines caractéristiques sur la réponse mécanique à des essais triaxiaux d'un mélange de sable et de particules fines (entre 1 et 80 μm) saturé en eau. On voit par exemple une forte augmentation de la résistance mécanique au cisaillement lors de l'augmentation de la densité de l'échantillon, de sa pression de confinement, et de l'ajout des particules fines. Il est notamment montré que les fines ne vont jouer un rôle qu'à partir d'une quantité critique où très vraisemblablement, elles commencent à intervenir dans les chaînes de forces. En-dessous, seul le sable va piloter le comportement et, au-delà, le rôle actif des fines se fait progressivement ressentir jusqu'à devenir dominant. Ce type d'observations avait déjà été fait par Carraro et al. (2007) ou par Zlatovic et Ishihara (1995).

Pour des particules très fines (inférieures à 2 μm), l'influence des propriétés de cohésion sur la résistance à l'érosion a été relevée par Grabowski et al. (2011) et Benahmed et Bonelli (2012). Ces derniers observent à l'aide d'essais de Hole Erosion Test, dispositif décrit dans la partie 3.3.2, une augmentation de la résistance à l'érosion en fonction de la quantité d'argile ajoutée à du sable, ainsi que du degré de saturation initial du matériau. Ils observent notamment que dans le domaine plastique du matériau, la résistance à l'érosion dépend de la composition et du comportement de l'argile.

Il existe un grand nombre d'études sur la relation entre l'érosion et les propriétés physiques et mécaniques comme la teneur en argile, la densité de l'échantillon, la porosité, la teneur en eau, la résistance au cisaillement ou l'indice de plasticité du sol. Utley et Wynn (2008), Zhu et al. (2008), Jacobs et al. (2011) et Daly (2014) résument un très grand nombre de relations empiriques avec les paramètres de résistance à l'érosion. Ces relations

expérimentales proposées notamment par Dunn (1959), Smerdon et Beasley (1961) ou Julian et Torres (2006) sont souvent relatives à un type de sol particulier. Cependant, les forces de cohésion pouvant être très variables, ces relations varient beaucoup d'un sol à l'autre. Il serait finalement intéressant de connaître précisément la nature et la valeur de cette cohésion pour les comparer au comportement d'un matériau face à l'érosion pour essayer de donner des relations absolues entre les propriétés du sol et la résistance à l'érosion. De plus, il serait important de prendre en compte le temps durant lequel le sol a été immergé, avant et pendant l'essai, afin de contrôler son degré de saturation.

2.4.3.3 Relation entre τ_c et k_{er}

On constate généralement à travers les essais d'érosion qu'une résistance à l'érosion accrue se caractérise à la fois par une augmentation de la contrainte seuil et une diminution du coefficient d'érosion. Dans le but d'estimer la relation entre les deux paramètres, Hanson et Simon (2001) ont regroupé plusieurs dizaines d'essais de JET réalisés *in situ* sur 3 lits de rivières situées aux États Unis. Ils obtiennent la relation suivante entre k_d et τ_c , avec un coefficient $R^2 = 0.64$:

$$k_d = 0.2\tau_c^{-\frac{1}{2}} \quad (2.17)$$

Cette expression est alors en accord avec l'analyse dimensionnelle de Andreotti et al. (2011), qui définit le coefficient d'érosion comme une vitesse d'érosion par unité de contrainte. Il propose donc que k_d soit inversement proportionnelle à la racine carrée de la contrainte critique. Cependant, Simon et al. (2011) ont ré-estimé plus récemment cette relation sur un plus grand nombre de sols cohésifs et proposent :

$$k_d = 1.62\tau_c^{-0.838} \quad (2.18)$$

On trouve dans la littérature plusieurs autres relations en loi de puissance entre k_{er} et τ_c avec des exposants. Or ces relations, qui pourraient laisser penser qu'il n'existe qu'un seul paramètre contrôlant la résistance à l'érosion, ne sont pas suffisamment cohérentes entre elles si on regarde l'évolution des paramètres pour un grand nombre de sols différents. Et bien qu'il existe effectivement une tendance générale selon laquelle k_{er} augmente lorsque τ_c diminue, il n'y a pas de relation unique et nous considérerons ici que ce sont deux paramètres indépendants.

2.4.4 Intérêts et limites des paramètres d'érodabilité

Les paramètres d'érosion, souvent évoqués dans l'étude de l'érosion locale d'un sol cohésif, permettent de quantifier la résistance à l'érosion. La contrainte critique d'érosion est utilisée pour évaluer le seuil à partir duquel l'érosion va démarrer et le coefficient d'érosion pour donner la vitesse d'érosion du sol lorsque la contrainte dépasse le seuil. Ces valeurs permettent notamment de comparer la résistance à l'érosion des sols entre eux. On peut trouver sur la Figure 2.19 des exemples de classifications de la résistance des sols proposées par Hanson et Simon (2001) en fonction des paramètres d'érosion ou par Wan et Fell (2002) en fonction des indices de résistance à l'érosion déterminés par essais de JET et de HET. On voit d'ailleurs sur le graphique de droite de la figure 2.19 une comparaison entre l'essai de JET et l'essai de HET interprétés selon l'approche énergétique de Marot et al. (2011). Si cette approche permet d'obtenir des résultats comparables entre les deux

méthodes d'évaluation de la résistance à l'érosion, les approches plus classiques par les lois locales d'érosions donnent une différence bien plus importante entre les paramètres d'érosion évalués avec l'un ou l'autre des essais, comme le montre la figure 2.20 (Mercier, 2013). Ce dernier résultat remet en cause soit le caractère intrinsèque des paramètres d'érosion, soit la pertinence des modèles d'interprétation.

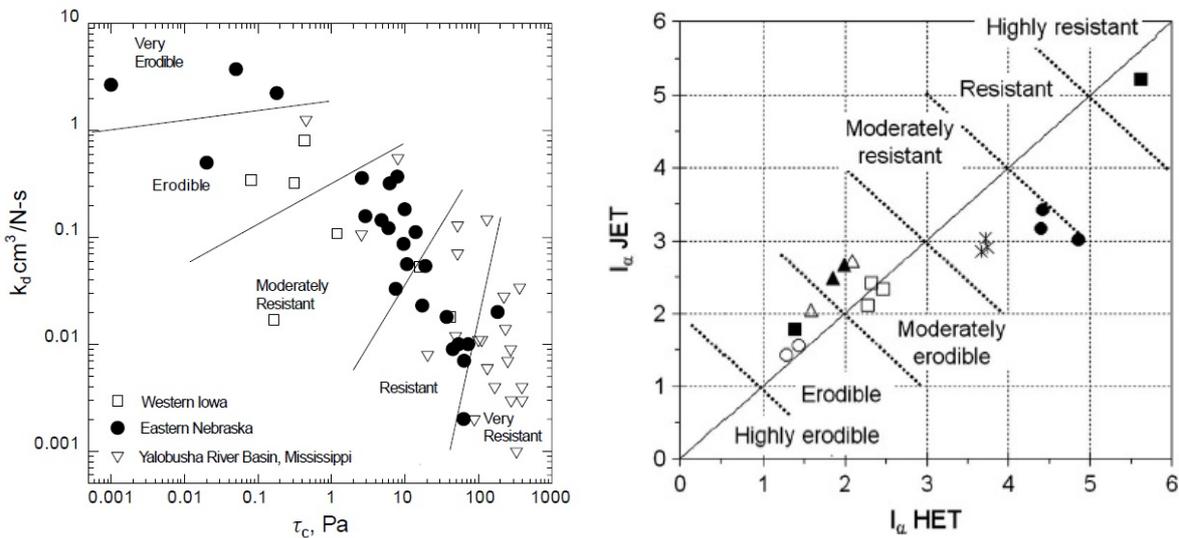


FIGURE 2.19 – À gauche : Classification selon Hanson et Simon (2001) de l'érodabilité des sols en fonction de leurs paramètres d'érosion évalués au JET. À droite : Classification selon Wan et fell (2002) en fonction des indices de résistance à l'érosion repris par Marot et al. (2011) pour comparer les essais de JET et de HET évalués selon l'approche énergétique.

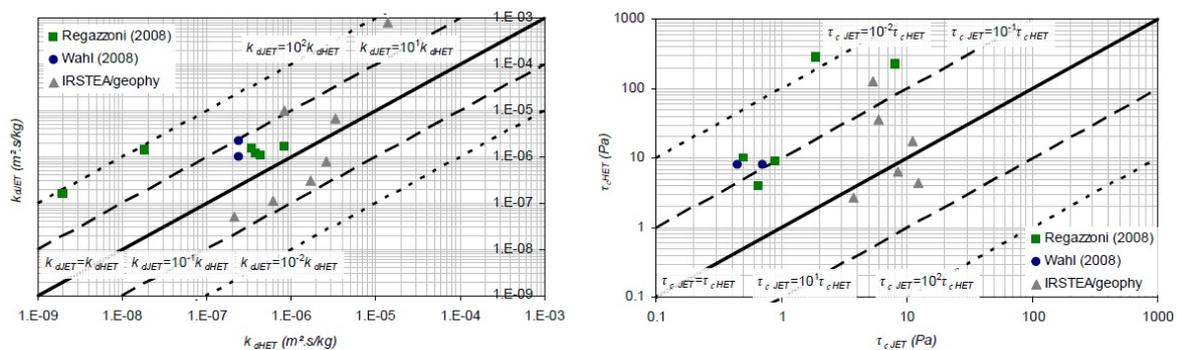


FIGURE 2.20 – À gauche : coefficient d'érosion trouvé au JET en fonction du coefficient d'érosion trouvé au HET (Mercier, 2013). À droite : Contrainte critique trouvée au HET en fonction de la contrainte critique trouvée au JET (Mercier, 2013).

On voit rapidement l'intérêt de ce type de modèle pour le dimensionnement d'un ouvrage hydraulique, comme les digues de protection ou les barrages en remblais. Par exemple, Bonelli et Benahmed (2011) ont proposé un indice d'érosion permettant de définir un ordre de grandeur de la durée avant la rupture par érosion de conduit d'un ouvrage hydraulique en terre (plusieurs minutes, plusieurs heures ou plusieurs jours), à partir de la mesure au HET du coefficient d'érosion k_{er} et de l'observation visuelle de la formation d'un conduit d'érosion dans l'ouvrage. Cependant, le mécanisme réel est plus

complexe qu'il n'y paraît. D'après Lavelle et Mofjeld (1987), il n'existe aucune contrainte en dessous de laquelle il n'y aura pas d'érosion après un temps suffisamment long. L'origine de cette complexité est la grande inhomogénéité des contraintes de cisaillement locales sur la surface du lit et la prise en compte d'une contrainte moyenne, qui fait disparaître les pics de contraintes locales pouvant dépasser sur une durée très courte le seuil critique d'érosion d'une particule. Comme on l'a vu, une approche statistique permet de tenir compte de cet aspect dans la modélisation. Les forces de cohésion au sein d'un même matériau sont également très variables, elles peuvent amener des fragilités locales susceptibles de causer une érosion plus globale, et rendre très incertaine l'utilisation de paramètres d'érosion locaux.

2.5 Positionnement de la thèse

L'érosion des sols a beaucoup été étudiée pour proposer en particulier de nombreuses corrélations empiriques. Les effets de certaines propriétés (densité, teneur en fines, teneur en eau,...) ont été identifiés relativement à un type de sol donné. En revanche, très peu d'études systématiques en termes de variation de paramètres ont été réalisées et aucune tendance absolue claire ne ressort lorsque l'on compare les différents types de sols entre eux. Ce manque de données reflète probablement la complexité et la variabilité des propriétés d'un sol réel, pour lequel il est souvent difficile de modifier un seul paramètre sans impacter les autres.

La méthodologie proposée dans cette étude est de mettre au point des sols modèles pour lesquels il sera possible de faire varier spécifiquement et continûment certaines propriétés. Plusieurs sols modèles sont alors présentés dans le chapitre suivant. Ils ont été choisis pour leurs caractéristiques relativement bien contrôlées, leurs similarités avec un sol réel et, dans certains cas, leur transparence. Cette transparence permettra de suivre le processus d'érosion de façon directe à l'intérieur du matériau et sans perturbation de l'échantillon. L'impact de ces propriétés sera ensuite mesuré sur le comportement mécanique, à travers des essais spécifiques au comportement d'un sol face à l'érosion, présentés dans la partie 4.4. Les essais seront adaptés aux caractéristiques des matériaux modèles et, dans la mesure du possible, réalisés à différentes échelles (*i.e.* entre deux grains ou sur un volume représentatif de grains). Enfin, les propriétés des matériaux et le comportement mécanique seront comparés à la résistance à l'érosion évaluée à travers des essais d'érosion adaptés.

Bien qu'il existe de nombreux essais d'érosion, nous avons utilisé pour l'étude du comportement des sols modèles les essais disponibles au laboratoire de mécanique des sols, à savoir le Hole Erosion Test et le Jet Erosion Test. Le HET permet de modéliser proprement un écoulement tangent au matériau. Il est donc adapté à l'étude de l'érosion de surface. Cependant il nécessite une cohésion importante du matériau pour mettre en place l'échantillon. De plus, une hypothèse majeure est faite sur l'évolution du diamètre du conduit lors de l'interprétation des essais. Ainsi l'utilisation d'un matériau cohésif transparent permettra dans la partie 5.5 de visualiser en continu l'évolution du conduit.

Le JET a quant à lui l'avantage de pouvoir s'adapter à un grand nombre d'échantillons, quelle que soit leur cohésion. Pour l'interprétation, le modèle de Hanson et Cook (2004) ne différencie pas la partie libre de l'écoulement de la partie confinée dans le cratère, entre la buse d'injection et l'interface du sol. Encore une fois, l'utilisation d'un matériau modèle transparent permettra, dans la partie 4.3, d'étudier l'influence du cratère sur les efforts

d'arrachement générés par le jet impactant, via l'évolution du profil du cratère de grains sans cohésion. Plusieurs méthodes seront ensuite proposées dans les chapitres 4 et 5 pour étudier l'impact de la présence de cohésion entre les grains, d'un point de vue résistance mécanique et vis à vis du processus d'érosion par jet impactant.

Cette étude vise donc à proposer une méthodologie originale pour étudier de manière paramétrique le comportement d'un sol face à l'érosion, en se focalisant sur le rôle des propriétés intrinsèques des matériaux modèles qui ont été développés et utilisés.

Chapitre 3

Matériaux modèles et dispositifs d'essais

Sommaire

3.1	Introduction	41
3.2	Matériaux modèles utilisés	41
3.2.1	Argiles synthétiques transparentes	41
3.2.1.1	Gel de Carbopol	41
3.2.1.2	Gel de Laponite	42
3.2.2	Matériaux granulaires	42
3.2.2.1	Grains non cohésifs transparents	42
3.2.2.2	Grains de sable rendus cohésifs par traitement chimique	46
3.2.2.3	Grains rendus cohésifs par ponts liquides	46
3.2.2.4	Grains rendus cohésifs par ponts solides	49
3.3	Dispositifs d'essais utilisés	51
3.3.1	Essai d'érosion par jet impactant (Jet Erosion Test)	51
3.3.1.1	Description du dispositif	51
3.3.1.2	Impact d'un jet sur une paroi	52
3.3.1.3	Modèles d'interprétations	54
3.3.2	Essai d'érosion de conduit (Hole Erosion Test)	58
3.3.2.1	Description du dispositif	58
3.3.2.2	Modèles d'interprétation	59
3.3.3	Essais mécaniques pour quantifier la cohésion	61
3.3.3.1	Essai de traction entre deux billes et premiers résultats	62
3.3.3.2	Essai de traction sur un volume représentatif du matériau et premiers résultats	65
3.3.3.3	Autres essais utilisés	68
3.4	Conclusion	71

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, les matériaux modèles ainsi que les dispositifs utilisés dans cette étude pour tenter de mieux comprendre l'érosion d'un sol, sont décrits de manière détaillée. Les matériaux modèles peuvent se différencier en deux catégories : les argiles synthétiques, qui se présentent sous la forme d'un milieu continu, et les matériaux granulaires rendus cohésifs ou non par différents procédés. Les argiles synthétiques sont des matériaux transparents qui permettent de visualiser les déformations internes du matériau. Les matériaux granulaires sont constitués de grains de formes variées, transparents ou non, pouvant éventuellement être rendus cohésifs par traitement chimique des grains ou par ajout d'un autre milieu jouant le rôle de matrice cohésive.

Ensuite, deux types d'essais ont été utilisés dans cette étude. Nous décrirons dans un premier temps les essais hydrauliques, permettant de modéliser une contrainte fluide à l'interface d'un matériau et d'évaluer son comportement et sa résistance à l'érosion, Puis les essais mécaniques destinés à évaluer de manière quantitative la résistance mécanique du matériau, et plus particulièrement les forces qui entrent en jeu dans le mécanisme de résistance à l'entraînement de particules.

L'ensemble sera détaillé spécifiquement, en réalisant sur les dispositifs d'essais un court résumé de leurs avantages et de leurs inconvénients, les rendant plus ou moins adaptés à certains de nos matériaux.

3.2 Matériaux modèles utilisés

3.2.1 Argiles synthétiques transparentes

3.2.1.1 Gel de Carbopol

Comme nous l'avons vu dans la partie 3.2.2.3, le gel de carbopol est un fluide à seuil, c'est à dire qu'il a la capacité de se comporter comme un liquide, mais seulement à partir d'une certaine contrainte. Ce gel est un acide polyacrylique réticulé, qui a notamment été utilisé lors de la thèse de Pouv (2011) afin d'évaluer son comportement rhéologique dans un canal d'érosion. Ce gel synthétique est par exemple décrit par Luu et al. (2015) et Pouv et al. (2012). Il se présente initialement sous la forme de poudre de polymère qui, après une procédure spécifique, permet de modifier les propriétés rhéologiques d'une solution aqueuse, afin d'obtenir un comportement du type Herschel-Bulkley (Luu et al., 2015). On obtient un gel transparent en mélangeant une faible quantité ($< 1\%$) de poudre avec de l'eau, puis en le neutralisant avec du triéthanolamine ou de la soude (Pouv et al., 2012). Il est possible de changer le seuil d'écoulement du gel en faisant varier la concentration de la solution. En pratique, on pourra monter jusqu'à une valeur de 0.6% de la masse d'eau avant d'avoir des difficultés d'homogénéisation du gel. Au delà la solution semble arriver à saturation. En ajoutant du DMSO à la solution initiale, il nous a été possible de modifier l'indice de réfraction pour l'ajuster avec celui des billes de borosilicate, qui ont beaucoup été utilisées dans ce travail et qui seront présentées juste après dans le paragraphe 3.2.2.1.

Le gel peut être sollicité sur une interface horizontale, type Jet Erosion Test, mais il s'écoule rapidement sous son propre poids, rendant impossible le maintien d'un conduit interne pour un essai de Hole Erosion Test. De plus, le comportement rhéologique du gel de Carbopol est très dépendant des conditions de réalisation du mélange et peut varier au cours du stockage de la solution. Il est donc difficile de maintenir identiques les propriétés du gel au cours de plusieurs essais. Nous avons cependant réalisé quelques

essais, présentés dans la partie 5.2.3, sur les billes de borosilicate mélangées à une solution à 0.5%, obtenue par dilution de 30 g de poudre de Carbopol *ETD 2623* dans 6 l d'eau distillée, mélangée avec un agitateur à hélice à 1600 tours par minute pendant 3 h. Cette solution est neutralisée par ajout de 14 ml d'hydroxyde de sodium à 0.5 mol/l, et remuée à 800 tours par minute pendant environ 12 h pour obtenir un gel homogène et transparent. Ce gel sera ensuite prélevé et mélangé aux empilements de billes de verre borosilicate dans des proportions précises, en remuant de façon homogène pendant 5 min 1 kg de matériau, soit un volume d'environ 675 cm³.

3.2.1.2 Gel de Laponite

Un second fluide à seuil peut être réalisé sur la base de poudre de Laponite, qui est une argile synthétique fabriquée par *Rockwood additives* à partir de substance minérale naturelle. Une fois mélangée à de l'eau très pure (i.e. désaérée et distillée), on obtient un fluide à seuil qui peut avoir un comportement de fluide Newtonien, de gel visco-élastique ou de solide élastique suivant la concentration et la contrainte appliquée. Il peut être utilisé en solution mixte avec du gel de Carbopol (Pouv et al., 2014), cependant la poudre doit être mélangée avec de l'eau très pure avant l'ajout de solutions différentes. Une quantité précise de poudre est ajoutée graduellement, sur une période de 30 secondes maximum à un volume d'eau remuée par un agitateur magnétique à une vitesse inférieure à 200 tours par minute pour les fortes concentrations. La fabrication du gel de Laponite se réalise à une température comprise entre 15 et 25°C pour assurer une ré-hydratation optimale des particules. Afin d'obtenir les propriétés définitives du matériau, la solution doit rester au repos pour s'hydrater pendant 24 h.

Bien que nous n'ayons pas trouvé de solution compatible pour ajuster l'indice de réfraction de ce matériau, l'avantage par rapport au Carbopol est qu'à partir d'une concentration de 4% en masse de poudre, l'argile transparente obtenue devient très résistante et pourra par exemple être préparée pour un essai de HET, avec un perçage initial de l'échantillon. Cependant ce solide élastique ne pourra plus couler, ni cicatrifier. C'est pourquoi il doit être réalisé dans sa forme finale et mélangé de manière la moins intrusive possible, en évitant la présence de bulles d'air. On voit sur la figure 3.1, un échantillon mélangé au barreau aimanté, la rotation du barreau a créé une petite irrégularité. L'indice de réfraction final étant similaire à l'eau, les irrégularités de surface ne seront plus visibles une fois immergé, il est donc nécessaire d'ajouter un colorant fluorescent de type Rhodamine pour différencier les deux milieux à l'aide d'un éclairage laser. Après immersion dans l'eau d'un échantillon, l'argile transparente ne semble pas se dissoudre et diffuser dans l'eau environnante, même après plusieurs dizaines de minutes.

3.2.2 Matériaux granulaires

3.2.2.1 Grains non cohésifs transparents

Billes de verre Pour contrôler au mieux la forme des grains et permettre une transparence du milieu, il est pratique d'utiliser des billes de verre sphériques. La porosité et la perméabilité de l'empilement représentent assez bien celle d'un sol réel et peuvent être facilement contrôlées. Nous utiliserons des billes de verre de silice classique de masse volumique mesurée au pycnomètre, $\rho_v = 2500 \text{ kg.m}^{-3}$, tamisées dans des gammes variées. Ces billes, fournies par *SiLibeads*, ont l'avantage d'être peu coûteuses et d'avoir une surface et une sphéricité assez bien contrôlées. Cependant les propriétés de réfraction de la

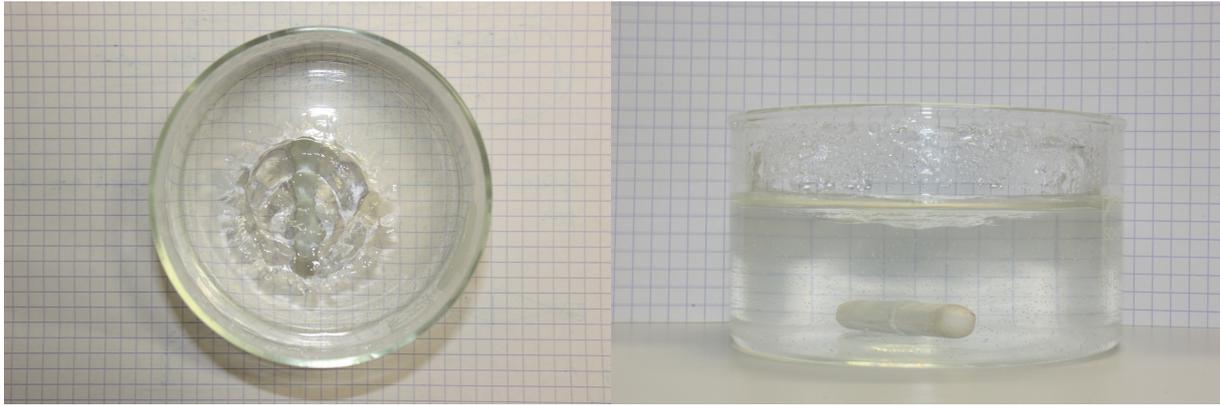


FIGURE 3.1 – 10 g de poudre de Laponite dans 190 g d'eau mélangé à 200 rpm avec un agitateur magnétique. La rotation, trop rapide par rapport au volume de gel, a fait apparaître une petite irrégularité de surface au dessus du barreau aimanté.

lumière rendent un empilement de billes opaque. Lorsque la lumière traverse l'empilement granulaire, à chaque interface entre le verre et le milieu environnant, le changement d'indice optique réfléchit une partie de la lumière et transmet une autre partie avec un angle différent qui dépendra du changement d'indice de réfraction. En optique la relation entre l'angle d'incidence α_1 et l'angle de réfraction α_2 du rayon transmis s'exprime à partir des indices de réfraction des deux milieux n_1 et n_2 selon la loi de Snell-Descartes (Figure 3.2) :

$$n_1 \sin(\alpha_1) = n_2 \sin(\alpha_2) \quad (3.1)$$

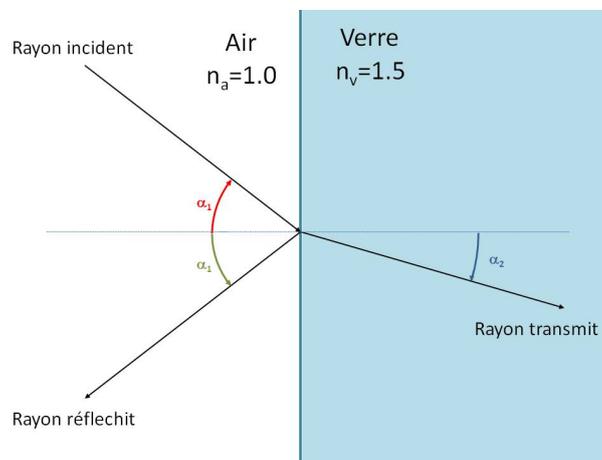


FIGURE 3.2 – Réflexion et réfraction d'un rayon optique incident sur une interface entre l'air et le verre.

Dans l'empilement granulaire de billes de verre, les nombreuses interfaces traversées par la lumière ont des formes sphériques, la transmission d'une image d'un coté à l'autre de l'échantillon devient donc rapidement impossible. Pour transmettre la lumière correctement il faut donc un milieu possédant, uniformément, le même indice de réfraction. Pour cela nous avons utilisé des billes en verre borosilicate d'un indice de réfraction plus faible que le verre de silice standard, et plus proche de celui des fluides conventionnels utilisés. Ce verre, d'une masse volumique $\rho_b = 2230 \text{ kg.m}^{-3}$, est généralement utilisé pour sa bonne résistance thermique et chimique. Les billes, également fournies par *SiLibeads*,

ont un indice optique très régulier qui vaut $n_b = 1.472$, ce qui permet une bonne transparence du milieu après immersion dans un fluide de même indice. Ces propriétés seront utilisées pour la réalisation des essais d'érosion iso-indice.

Quatre échantillons, tous composés de billes de même taille, ont été utilisés. Nous avons ainsi testé 4 types d'empilement, composés de 3 *kg* de billes de même taille, mises en place aléatoirement et sans compactage. Les quatre lots de billes ont des diamètres très bien contrôlés :

- $d = 1 \pm 0.01 \text{ mm}$
- $d = 3 \pm 0.02 \text{ mm}$
- $d = 5 \pm 0.2 \text{ mm}$
- $d = 7 \pm 0.3 \text{ mm}$

La taille des échantillons correspondant aux essais spécifiques sera décrite dans les parties correspondantes. Afin de rendre ces échantillons transparents, ils sont saturés dans un liquide de même indice optique. Pour cela nous avons utilisé un mélange d'huiles, composé à 90% en masse d'huile minérale d'indice de réfraction $n_{MO} = 1.467$, fournie par *Sigma-Aldrich*, et à 10% d'huile d'immersion d'indice $n_{IO} = 1.515$, fournie par *Cargille*. La masse volumique de ce mélange est de $\rho_{oil} = 847 \text{ kg/m}^3$, la viscosité (mesurée à $23 \text{ }^\circ\text{C}$ à l'aide d'un viscosimètre à chute de bille fourni par *Gilmont*), est de $\mu_{oil} = 28 \pm 2 \text{ cP}$. L'indice de réfraction du mélange a été mesuré à $23 \text{ }^\circ\text{C}$ avec un réfractomètre Master-RI fourni par *Atago*, et correspond bien à celui des billes de verre borosilicate, soit $n_{Oil} = 1.472$. Il est également possible d'utiliser des fluides comme le Dyméthilsulfoxyde (DMSO), un solvant organique soluble dans l'eau d'indice de réfraction $n_{DMSO} = 1.475$, mélangé à de l'eau d'indice beaucoup plus bas, ou de la glycérine d'indice optique $n_G = 1.471$ et de viscosité $\mu \simeq 1490 \text{ cP}$. Cependant le DMSO présente l'inconvénient d'être volatil, la concentration ainsi que l'indice de réfraction du mélange aqueux va donc rapidement varier à l'air libre. La glycérine a quant à elle une viscosité très élevée, l'analogie avec l'érosion hydraulique sera donc moins évidente.

Verre concassé Afin de connaître l'influence de la sphéricité des grains, nous avons également réalisé quelques essais d'érosion sur des morceaux de verre borosilicate, obtenus à partir de tiges de 1 *m* de long et de 22 *mm* de diamètre cassées manuellement en morceaux. Ainsi, il reste possible de visualiser le comportement interne du matériau lors du processus d'érosion, tout en ayant des grains de formes anguleuses plus proches de certains sols réels.

Pour pouvoir comparer les résultats aux essais réalisés avec les billes, les grains de verres concassés ont été tamisés de manière à obtenir un D_{50} ¹ égal au diamètre des billes de 3 *mm*. Pour obtenir une granulométrie moyenne de 3 *mm* et pouvoir comparer ces résultats à l'empilement de billes de la même taille, nous avons mélangé la même masse de grains tamisés entre 2 et 3 *mm* et de grains tamisés entre 3 et 4 *mm*. Ainsi on a $D_{50} = 3 \text{ mm}$ et la taille des grains varie entre 2 et 4 *mm*.

La forme des grains d'un lit granulaire agit sur la taille et la tortuosité des réseaux de pores, et donc sur sa perméabilité comme décrit dans la partie 2.4.3.1. L'écoulement du fluide pouvant éroder le matériau sera donc modifié, et changera le comportement face à l'érosion. De plus l'enchevêtrement plus important des grains influence également

1. Le D_{50} correspond au diamètre de grain médian tel que 50% de la masse d'un échantillon soit plus grand que ce diamètre alors que le reste est plus petit

leur résistance individuelle à l'entraînement. C'est l'influence de ces paramètres qui sera notamment observée lors des essais d'érosion.

Billes de gel et poudre de silice Deux autres types de matériaux, cités notamment dans le livre *Modelling with Transparent Soils* de M. Iskander, ont été rapidement étudiés pour voir leur possibilité d'utilisation. Le premier type de matériau est appelé "Aqua-beads" ou "Billes de gel". Il s'agit d'un polymère synthétique transparent à forte capacité d'absorption (200 fois leur propre poids). Il est vendu sous la forme de petites sphères qui gonflent en présence d'un liquide, jusqu'à 4 fois leur diamètre initial, en prenant ainsi l'indice de réfraction du liquide d'immersion, permettant ainsi une très bonne transparence du milieu. Ces billes de gel à forte rétention d'eau sont souvent utilisées comme substrat pour maintenir des fleurs dans un vase. Contrairement à des billes de verre classiques, leur rugosité de surface est pratiquement nulle et leur masse volumique est très proche de celle du liquide environnant. De plus, le caractère mou de ces sphères procure une forte capacité de déformation au matériau. L'ensemble de ces propriétés donne au lit de billes de gel un statut proche de sédiments fins pouvant s'écouler et être mis facilement en suspension.

Selon Iskander (2010), la transparence élevée ainsi que la perméabilité et le comportement mécanique proches de ceux d'un sable fin ou d'un sédiment peu résistant font de ce matériau un sol modèle approprié aux sédiments peu cohésifs. En revanche, il semble difficile de modéliser et de contrôler une cohésion importante. Ce matériau ne sera donc pas utilisé dans notre étude.

Un second type de matériau a été utilisé dans plusieurs études pour la modélisation de sols transparents (Iskander, 2010, 1997; Welker et al., 1999); il s'agit de poudre de silice. La silice est un matériau très commun qui constitue environ 60% de la masse de la croûte terrestre. Une fois isolée elle peut être transformée sous plusieurs formes. Celle qui va nous intéresser ici est la forme non-cristalline, ou amorphe. Ce produit commercial se présente sous forme de particules de $0.02 \mu m$. Ces très fines particules peuvent être agrégées pour former des agrégats plus gros, très poreux, pouvant atteindre quelques centaines de microns. Ceux-ci ont été utilisés pour modéliser de l'argile, du fait de leur caractère fortement absorbant et de leur porosité élevée (Iskander et al., 2002; Ni et al., 2010).

La silice amorphe existe également sous forme de particules plus grosses, le gel de silice. Ce matériau est constitué de longues chaînes d'atomes de silice reliés entre eux par des atomes d'oxygène. Il est souvent vendu sous forme de grains angulaires ou sphériques d'une taille entre $0.5 mm$ et $5 mm$. L'indice de réfraction de la poudre de silice est généralement compris entre 1.41 et 1.46 (Iskander, 2010), et l'empilement de grains peut être rendu transparent après immersion dans un liquide de même indice de réfraction. Cependant, le milieu ne deviendra transparent qu'après une saturation complète par le liquide. Or la porosité élevée rend la saturation longue et difficile. Par exemple avec un fluide de viscosité égale à $5 cP$, Iskander (2010) préconise plusieurs heures sous vide pour saturer un échantillon. Avec des fluides plus visqueux, comme le mélange d'huile que nous utilisons pour ajuster l'indice de réfraction des matériaux modèles qui a une viscosité de $28 cP$, il devient quasi-impossible d'obtenir la saturation complète des grains de silice avec un équipement de laboratoire standard. Suite à quelques essais de faisabilité, ce matériau n'a pas été retenu pour notre étude.

3.2.2.2 Grains de sable rendus cohésifs par traitement chimique

Sable super-hydrophobe Le sable super-hydrophobe est un sable composé de grains d'un diamètre de $650 \mu m$ à $1.6 mm$, avec une valeur médiane $D_{50} = 0.9 mm$ recouvert d'un revêtement hydrophobe de type Silanol (comme le triméthylsilanol), dont le comportement tend à diminuer sa surface de contact avec l'eau. Après immersion, les grains de sable restent unis de telle sorte que l'eau ne puisse pas pénétrer dans les interstices entre grains. On peut parler de "cohésion équivalente" du matériau, limitée à sa seule surface du fait de la tension de surface très élevée et de la différence de pression de Laplace imposée (voir Figure 3.3 à droite). Le sable est vendu sous le nom de sable magique comme jeu pour enfants : il aura à l'état sec un comportement de milieu granulaire et, une fois immergé, un comportement de solide mou remodelable à la manière d'un château de sable. Après immersion, lors d'une sollicitation mécanique ou hydromécanique, le sable va se détacher par grappes qui ne se solidariseront plus avec l'échantillon et pourront éventuellement être récupérées.

A première vue, on peut envisager deux façons de faire varier la "cohésion" de ce matériau. Premièrement, il est possible de faire varier la pression interne du volume d'air inter-grains, une fois le milieu immergé, en introduisant une seringue permettant d'ajouter ou de retirer de l'air (Pakpour et al., 2012). Cela permet de faire varier la différence de pression à l'interface air/eau et donc la force qui lie le matériau. Cependant, sous sollicitations hydrauliques, des bulles d'air vont rapidement être évacuées du sable et l'empilement atteindra une pression interne constante. La seconde manière de faire varier la cohésion est d'augmenter la densité du matériau de manière à diminuer la taille des pores, et, par l'intermédiaire de la loi de Laplace (Equation 2.3), rendre plus difficile la possibilité du fluide de s'insérer entre les grains et de les séparer. Bien que l'augmentation de la densité implique également une augmentation du nombre de contact entre les grains, cette seconde méthode sera utilisée pour observer l'impact sur le comportement mécanique du sable super-hydrophobe dans la partie 5.3, et essayer d'évaluer son rôle dans la résistance à l'érosion.

Sable cinétique Le sable cinétique est un matériau composé à 98% de sable naturel auquel on a ajouté des additifs comme du polydiméthylsiloxane, qui créent l'adhésion entre les grains et lui donnent une malléabilité proche des propriétés de la pâte à modeler.

Là encore, il est possible de jouer sur la densité du matériau, et donc le nombre de coordinations, pour modifier la cohésion de l'échantillon. Cette propriété est illustrée sur la figure 3.4, avec la chronologie de l'effondrement d'un pâté de sable cinétique qui a été initialement compacté à une densité de $1.38 g/ml$. En réalisant la même expérience avec un milieu compacté à $1.61 g/ml$, la tour ne s'effondre pas même après plusieurs minutes. Le comportement de ce sable rendu cohésif par traitement chimique, semble pouvoir être assimilé au comportement d'un fluide à seuil.

3.2.2.3 Grains rendus cohésifs par ponts liquides

Pour rendre cohésifs des grains solides de taille supérieure à $100 \mu m$, il est possible d'ajouter une matrice visqueuse à l'empilement granulaire pour former des ponts créant une force de liaison attractive entre les grains. Comme on l'a vu dans la partie 2.3.2, les ponts capillaires liquides créent une force d'attraction entre les grains entourés d'air. Pour un milieu granulaire saturé par un liquide, il faut trouver un second liquide non

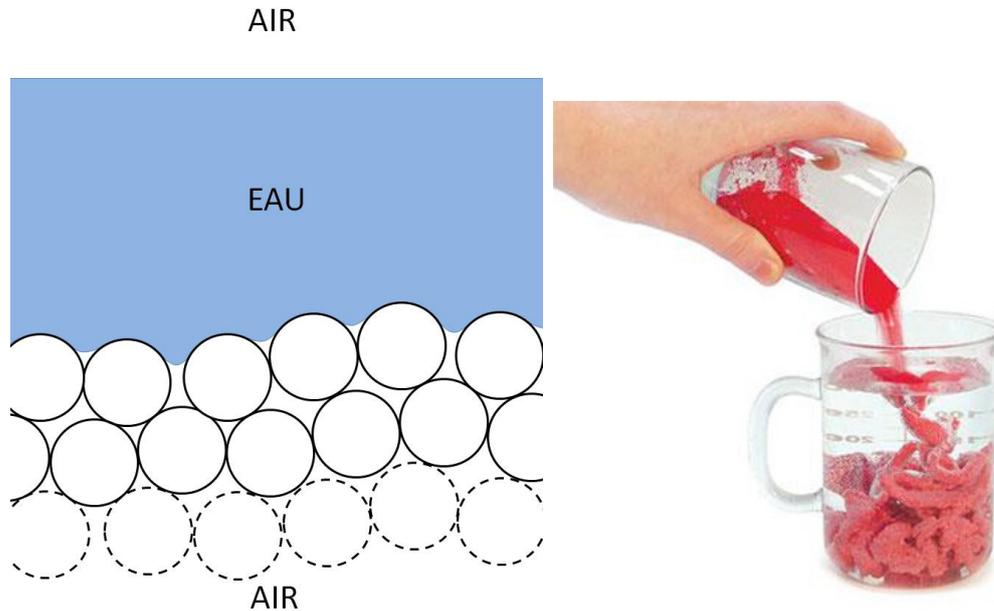


FIGURE 3.3 – Schématisation du comportement à l’interface entre les grains de sable super-hydrophobe et l’eau (à gauche), et photo du sable super-hydrophobe lors de son immersion en le versant dans l’eau (à droite).

miscible, mouillant la surface des billes, et de tension de surface élevée en présence du liquide d’immersion. Deux liquides ont été utilisés pour modéliser un sol cohésif à l’aide des billes de verre borosilicate. Le premier est un fluide à seuil, le gel de Carbopol, ayant un comportement visco-élastique en dessous d’une certaine valeur de contrainte et liquide au-delà. Ce gel a déjà été décrit dans la partie 3.2.1.1. Pour conserver la transparence du milieu par ajustement des indices de réfraction, nous avons augmenté celui du gel par ajout de DMSO. Ainsi il est possible d’intégrer à l’empilement de billes de verres borosilicate n’importe quelle quantité de cette matrice de gel, sans altérer significativement la visualisation interne du matériau. Pour les essais d’érosion réalisés sur ce matériau, nous avons fait l’hypothèse que la résistance mécanique créée par la cohésion était directement liée à la taille du pont formé par le Carbopol. En faisant varier la teneur de gel ajoutée à l’empilement granulaire, on fait directement varier le rapport volumique de gel et de billes, et donc l’épaisseur de gel qui va se déposer à la surface des grains. En contrôlant la taille moyenne des ponts (Figure 3.5), l’influence d’une cohésion de type visqueuse sur la résistance à l’érosion par jet impactant pourra ainsi être mise en évidence. Ces essais seront présentés dans le chapitre suivant.

Le second fluide utilisé comme matrice cohésive est le UCONTM Lubricant 75 – H – 90,000, un liquide de très forte viscosité $\mu_{UO} = 4.10^4 \text{ cP}$ et de masse volumique $\rho_{UO} = 1092 \text{ kg/m}^3$. Ce lubrifiant, qui sera appelé UconTM Oil, a la particularité d’être soluble dans l’eau et pas dans l’huile en deçà de 75°C . Cette propriété permet de faire varier sa viscosité par ajout d’eau tout en restant non miscible avec le fluide érosif. De plus, l’indice de réfraction du lubrifiant, $n_{UO} = 1.464$, est très proche de celui des billes de verre borosilicate. Cela permet de garder une très bonne transparence du milieu après un ajout de 0 à 1% en masse dans l’empilement, et après immersion dans le fluide d’érosion



FIGURE 3.4 – Chronologie de l'effondrement d'un p \hat{a} t \acute{e} de sable cinétique, compacté préalablement à 1.38 g/ml , correspondant de gauche à droite et de haut en bas aux instants t_0 ; $t_0 + 10 \text{ s}$; $t_0 + 20 \text{ s}$; $t_0 + 35 \text{ s}$ et $t_0 + 120 \text{ s}$.



FIGURE 3.5 – Billes de verre borosilicate de 3 mm de diamètre avec des teneurs massique en Carbopol de 0.3%, 1.3% et 2% (de gauche à droite). On observe qualitativement que la taille des ponts augmente avec la quantité de gel.

iso-indice. Pour des teneurs plus importantes, il est possible de mélanger le UconTM Oil à du DMSO d'indice plus élevé. En ajoutant une quantité précise de fluide visqueux dans l'empilement, on peut contrôler la taille des ponts capillaires. Après une homogénéisation de l'empilement granulaire en le remuant pendant plusieurs minutes, les ponts sont pris en photo à la surface de l'échantillon (Figure 3.6). Ces photos sont réalisées à l'aide d'une caméra montée sur un zoom optique de microscope (*Navitar Zoom 6000[®] 6.5X Non F.F. 1-6265*) et seront ensuite utilisées pour calculer la force d'attraction capillaire, régie par l'équation 2.4 vue dans la partie 2.3.2.1.

Cette force de cohésion est calculée à partir de la pression de Laplace, ΔP , faisant intervenir le rayon de courbure ζ et la tension superficielle du liquide γ . La tension de surface a alors été mesurée dans l'air par méthode de pesée de gouttes, moyennée sur 10 gouttes tombées d'un tube capillaire de 2 mm de diamètre. La tension superficielle γ du Ucon Oil est ensuite calculée par la loi de Tate :

$$\gamma = \frac{mg}{2\pi r_s} \quad (3.2)$$

où m est la masse moyenne d'une goutte et r_s le rayon de sortie du tube capillaire. La valeur ainsi mesurée de la tension de surface du UconTM Oil en contact avec l'air est $\gamma = 84 \pm 3 \text{ mN/m}$.

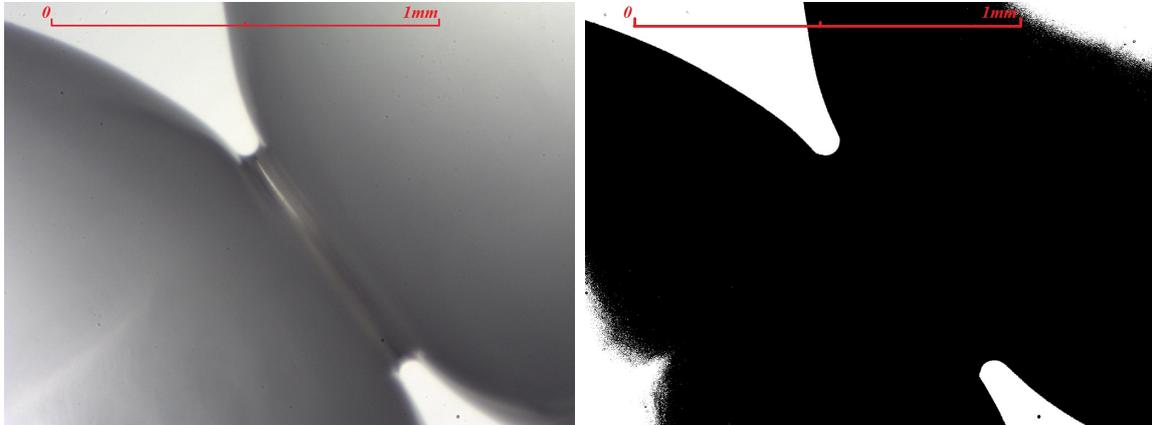


FIGURE 3.6 – Vue d'un pont capillaire de UconTM Oil entre deux billes de verre borosilicate de 3 mm de diamètre, à la surface d'un empilement mélangé avec une teneur de 0.5% en masse. A gauche image brute et à droite l'image post-traitée avec *Image J*.

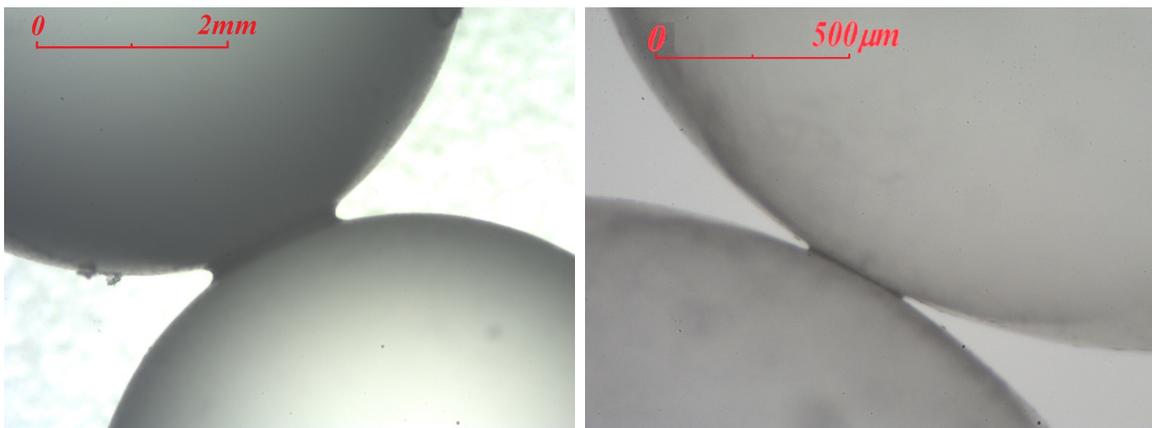


FIGURE 3.7 – Pont solide de paraffine entre deux billes de verre de 7 mm (à gauche), et pont solide de vernis entre deux billes de 3 mm (à droite). Après traitement d'image, il est possible d'estimer le volume du pont.

3.2.2.4 Grains rendus cohésifs par ponts solides

Une seconde méthode pour introduire artificiellement une cohésion au sein des grains d'un milieu granulaire consiste à "coller" les grains entre eux par des ponts solides. Il est possible d'ajouter un matériau liquide capable de se solidifier après homogénéisation et formation des ponts capillaires. La première solution retenue a été d'ajouter une quantité précise de paraffine à l'empilement granulaire, préparé à l'intérieur d'un récipient fermé. Cet échantillon est placé dans une étuve à 100 °C afin de liquéfier complètement la paraffine (température de fusion est $T_f = 62 \text{ °C}$), et remué pendant plusieurs minutes pour former des ponts capillaires de façon homogène à chaque contact entre billes. Cet échantillon est ensuite rapidement mis en place et maintenu à température ambiante pendant 24 h pour solidifier les ponts et obtenir un milieu granulaire solide. La figure 3.7

montre la photo, prise au zoom optique, du contact entre deux billes de 7 mm de diamètre avec 0.2% en masse de paraffine. Les photos prises systématiquement lors de ces essais permettent de calculer le volume du pont solide, en retranchant au volume du disque formé entre les deux billes le volume des deux calottes sphériques occupées par les billes.

La résistance mécanique des échantillons peut être contrôlée en modifiant la quantité initiale de paraffine ajoutée à l'empilement granulaire. Cette quantité sera représentée par un pourcentage massique de paraffine par rapport au matériau granulaire. La densité du matériau est considérée comme constante car celui-ci est mis en place de manière lâche, en suivant systématiquement le même protocole. Les mesures de densité réalisées dans certains cas, par contrôle de la masse et du volume, semblent confirmer cette hypothèse. On voit sur la figure 3.8, que pour un même matériau granulaire (sable ou billes), la valeur moyenne de la densité mesurée par rapport au volume total reste constante quelle que soit la teneur en paraffine. Les barres d'erreurs représentent l'écart type de la valeur moyenne mesurée sur une dizaine d'échantillons préparés dans les mêmes conditions.

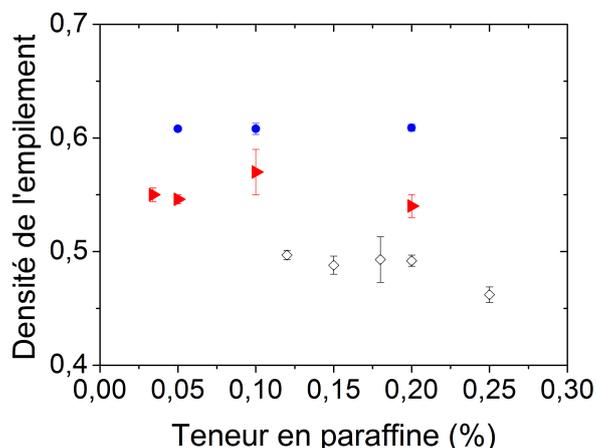


FIGURE 3.8 – Densité de différents échantillons granulaires mélangés avec plusieurs teneurs en paraffine : (●) Billes de borosilicate $d = 3\text{ mm}$, (►) billes de verre $200 < d < 300\ \mu\text{m}$ et (◇) sable $D_{50} = 240\ \mu\text{m}$. Les points représentent la moyenne obtenue à partir d'une dizaine d'échantillons, et les barres d'erreurs sont calculées à partir de l'écart type.

Une autre solution retenue pour créer des ponts solides entre les billes a été de mélanger une résine polyuréthane transparente à l'empilement granulaire. Comme pour la paraffine, des ponts capillaires se forment aux contacts entre les billes. Après séchage les ponts deviennent solides. La résine utilisée est vendue comme vernis par la marque *Syntilor*. Elle a en outre l'avantage de se diluer facilement dans l'eau. Ainsi, pour assurer une bonne reproductibilité des échantillons, nous avons systématiquement ajouté 2 ml d'un mélange de résine et d'eau pour un kilogramme de matériau granulaire. La résistance des ponts a été modifiée en faisant varier la concentration en vernis de ce mélange entre 0 et 100%. Après un séchage au minimum de 24h dans une étuve à $60\text{ }^\circ\text{C}$, l'eau va s'évaporer et les ponts seront formés par la quantité de résine pure qui a pu se solidifier au niveau des ponts capillaires. On exprimera donc généralement le volume de résine pure en ml par kg de billes. Par exemple, pour 2 ml d'un mélange à 75% de vernis et 25% d'eau, la teneur finale sera de 1.5 ml/kg . La cohésion créée par cette méthode sera étudiée au niveau de la résistance mécanique et de la résistance à l'érosion dans la partie 4.4.

3.3 Dispositifs d'essais utilisés

Lors de cette thèse, deux types d'essais ont été utilisés. Le premier concerne les essais hydrauliques, destinés à modéliser l'érosion et à caractériser la résistance des matériaux face à l'écoulement du fluide. Le second type d'essais concerne les essais mécaniques dont le but est de caractériser le comportement cohésif des matériaux face à des sollicitations mécaniques, comme la traction entre les grains constitutifs d'un sol.

Parmi ces deux types d'essais, une partie des dispositifs sont issus d'essais existant en laboratoire de géomécanique. Il sont parfois adaptés plus spécifiquement à nos méthodes d'investigations, ou utilisés directement selon le protocole classique. L'autre partie des essais a été conçue spécifiquement dans le but de caractériser un comportement précis du matériau. L'ensemble des dispositifs utilisés dans notre étude sont décrits dans cette partie, ainsi que les protocoles associés.

3.3.1 Essai d'érosion par jet impactant (Jet Erosion Test)

3.3.1.1 Description du dispositif

L'essai d'érosion le plus utilisé au cours de cette étude a été le Jet Erosion Test, principalement du fait de la grande gamme de matériaux adaptés à cet essai. Le dispositif que nous avons utilisé est disponible au laboratoire de mécanique des sols et a servi pour plusieurs études de sols réels.

Ce dispositif, représenté sur la figure 3.9, est composé d'une cuve de 30 *cm* de diamètre et 38 *cm* de hauteur, au centre de laquelle on installe l'échantillon de sol mis en place dans un moule cylindrique de 10 *cm* de diamètre et 12 *cm* de haut. Lors de la réalisation de l'échantillon, une rehausse permet de dépasser la hauteur maximale pour obtenir une surface plane après retrait de la rehausse et arasement. L'échantillon de sol est ensuite immergé en remplissant la cuve jusqu'à un niveau de débordement situé 23 *cm* au dessus de la surface de l'échantillon. La cuve est enfin refermée avec le dispositif de jet constitué d'un tube vertical avec, d'un côté, une buse d'injection du jet de 6.5 *mm* de diamètre (créée par un rétrécissement brutal) et, de l'autre, une tige de position destinée à mesurer l'évolution de la profondeur du cratère d'affouillement formé par le jet. Le dispositif est alimenté par un réservoir à hauteur d'eau maintenue constante par débordement qui pourra être déplacé verticalement afin d'ajuster la vitesse d'injection du jet (Figure 3.9). La charge hydraulique due à la différence de hauteur entre le réservoir hydraulique et la cuve, Δh , peut varier entre 0 et 1.5 *m*, fournissant une vitesse maximale d'injection du jet $U_J = \sqrt{2g\Delta h} \simeq 5.42 \text{ m/s}$. La hauteur initiale entre la buse d'injection et la surface de l'échantillon, h_0 , est également modifiée. Ces deux paramètres seront ajustés en fonction de la résistance du sol, sachant que h_0 devra toujours rester supérieure à la longueur du cœur potentiel h_p .

Au cours de l'essai, la distance entre la buse d'injection et le fond du cratère d'érosion est relevée régulièrement avec la tige de profondeur, après avoir systématiquement coupé le jet à l'aide d'un obturateur placé à la sortie de la buse puis en stoppant l'alimentation en eau. En analysant la variation de la distance entre la buse d'injection du jet et l'interface de sol au cours de l'essai, il est possible d'évaluer les paramètres d'érosion τ_c et k_d décrits dans la partie 2.4.4, à l'aide d'un modèle d'interprétation qui sera détaillé au paragraphe 3.3.1.3. Pour faire le lien entre la vitesse d'injection du jet et la contrainte hydraulique réelle à la

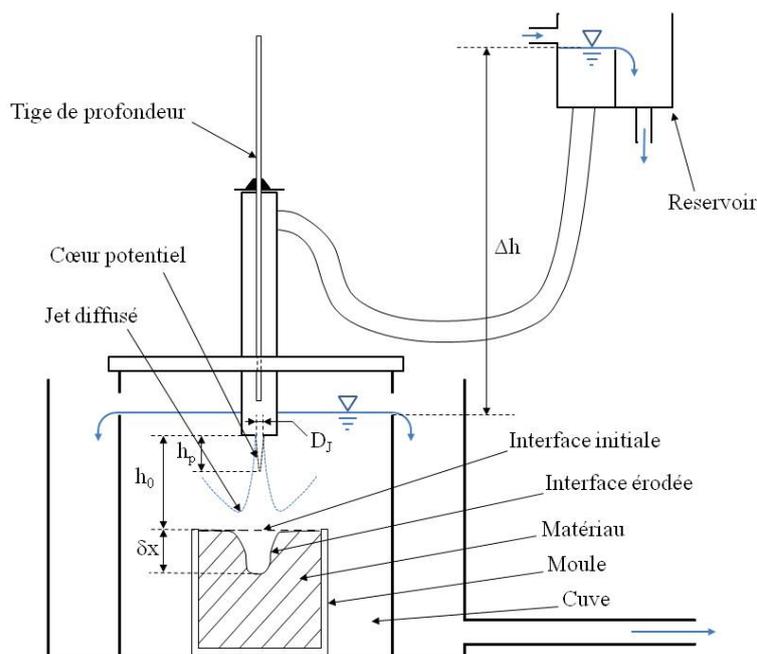


FIGURE 3.9 – Dispositif de JET sur sols réels avec contrôle de la vitesse d'injection du jet par variation de la hauteur d'eau (Δh) et mesure de la profondeur du cratère à l'aide de la tige de profondeur.

surface, une connaissance avancée de l'écoulement d'un jet immergé et de l'écoulement à l'impact d'une paroi est nécessaire.

L'étude du jet libre immergé a motivé de nombreuses études, notamment pour l'amélioration de la compréhension de l'érosion par jet (Beltaos et Rajaratnam, 1974; Phares et al., 2000; Hanson et Cook, 2004; Ghaneizad et Atkinson, 2015). Beltaos et Rajaratnam (1977) ont proposé une valeur pour la longueur du cœur potentiel h_p nécessaire au développement du jet à la sortie de la buse : $h_p \simeq 6D_J$. Cette valeur a été confirmée ultérieurement par Hanson et Cook (2004) qui proposent la relation $h_p = C_d \cdot D_J$, où C_d est la constante de diffusion du jet égale à 6.3. Notons que cette valeur a récemment été estimée beaucoup plus faible par l'étude PIV menée par Ghaneizad et Atkinson (2015). Au delà de cette longueur d'établissement du jet, l'écoulement suit un modèle auto-similaire, proposé originellement par Schlichting (1960) à partir du développement de couches limites en considérant la conservation du flux de quantité de mouvement M , constant le long du jet. Dans ce modèle, en considérant un jet vertical suivant x , on fait l'hypothèse d'un point d'origine virtuelle, situé généralement en amont de la buse de sortie du jet où la vitesse est considérée comme infinie, à partir duquel l'écoulement va se développer suivant x et la distance radiale r au centre du jet. Ce modèle sera étudié plus en détail pour l'application à nos configurations spécifiques dans la partie 4.2.3.

3.3.1.2 Impact d'un jet sur une paroi

L'impact d'un jet normal à une paroi plane a également beaucoup été étudié au cours des 50 dernières années. Ces travaux se sont exclusivement focalisés sur un jet turbulent avec des nombres de Reynolds élevés correspondants à un régime fortement turbulent. Il est admis que l'obstacle crée un point d'arrêt situé sur l'axe du jet et un changement

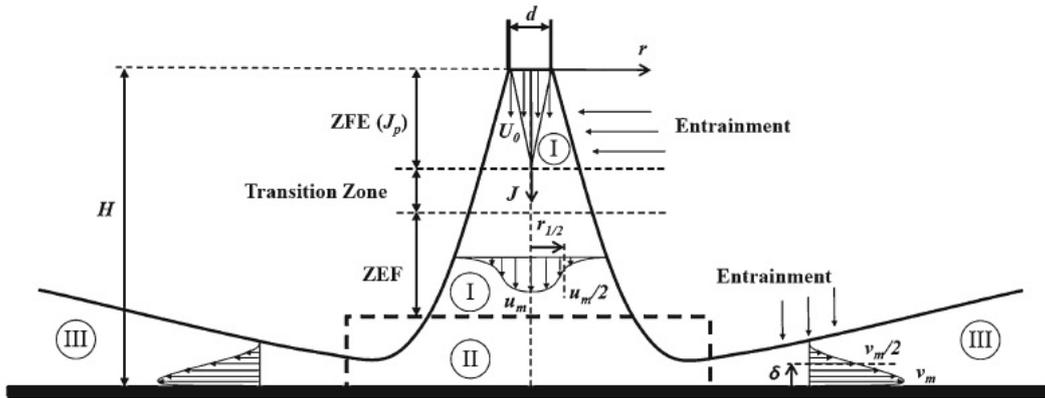


FIGURE 3.10 – Modélisation d'un jet impactant d'après Beltaos et Rajaratnam (1974), avec une zone d'écoulement libre (I) où la surface d'impact n'a pas d'influence, une zone d'impact (II) où la composante axiale du jet diminue et est redirigée dans la direction radiale, et une zone de développement radial de l'écoulement le long de la paroi (III).

brutal de direction à 90° à la surface de la paroi (figure 3.10). Selon l'étude de Beltaos et Rajaratnam (1974), le champ de pression sur la surface impactée présente une distribution d'allure Gaussienne centrée au niveau du point d'arrêt et qui diminue avec la distance radiale. La répartition du gradient de pression montre alors une valeur maximale située à une distance radiale du point d'impact dépendant du diamètre d'injection du jet ($0.5 < r/D_J < 0.7$ pour un jet turbulent). Dimensionnellement, la contrainte hydraulique est simplement proportionnelle au carré de la vitesse axiale u_0 du jet libre, qui dépend elle même de la vitesse d'injection et de la distance à la buse. Aucun consensus n'est établi sur la position ou la valeur du maximum de la contrainte de cisaillement hydrodynamique (Beltaos et Rajaratnam, 1974; Phares et al., 2000; Ghaneezad et Atkinson, 2015). Notons également que Ghaneezad et Atkinson (2015) donnent une valeur non nulle dans l'axe du jet, avec un maximum local axisymétrique à une position $r \neq 0$.

Les mêmes auteurs montrent également que la distance depuis l'injection à partir de laquelle la paroi a une influence significative sur la vitesse axiale du jet est égale à $0.86h_0$ (figure 3.11 à gauche), alors que la contrainte induite par l'écoulement sera influencée par la paroi à une distance plus proche de $0.96h_0$ (figure 3.11 à droite), où la composante tangentielle de la contrainte diminue fortement alors que la composante radiale augmente. Une étude numérique de l'essai de JET a également été menée en parallèle de ce travail par Cuéllar et al. (2015). A partir d'une approche combinant les méthodes numériques Lattice-Boltzmann (LBM) pour modéliser le fluide, et Éléments Discrets (DEM) pour modéliser les grains, un jet plan (2 dimensions) ainsi qu'un empilement de sphères ont été simulés. À travers l'étude de l'écoulement, ils ont confirmé que la réduction de la vitesse maximale du jet à l'impact d'une paroi poreuse a lieu à des distances comparables à celles précédemment citées pour une paroi solide plane. Ces différents résultats permettent de faire l'hypothèse d'une influence non négligeable de la surface du matériau à éroder sur l'écoulement du jet dans sa partie libre. Le modèle autosimilaire pourra toutefois être utilisé pour calculer les ordres de grandeurs de la vitesse d'écoulement du jet à la surface initiale du matériau érodé, à l'instar de l'analyse menée par Badr et al. (2014) pour calculer un nombre de Shields critique avec un jet plan. En revanche, l'écoulement à l'intérieur du cratère qui se formera au cours du processus d'érosion, sera fortement perturbé par le confinement impliquant une recirculation importante de l'écoulement, et

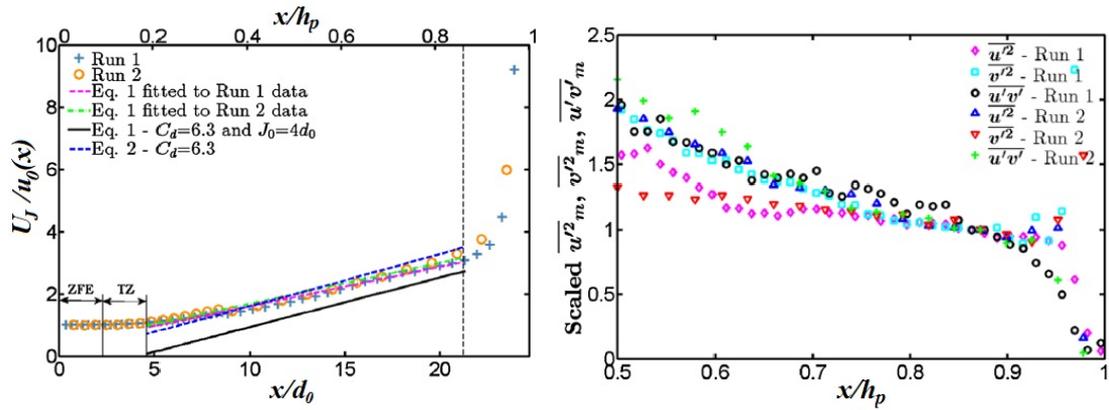


FIGURE 3.11 – À gauche, évolution de la vitesse du jet adimensionné $U_J/u_0(x)$ en fonction de la distance x adimensionné par d_0 ou h_p entre la buse d'injection et la surface d'impact. À droite, évolution de la contrainte de cisaillement $\overline{u'v'}$ et des contraintes normales $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$ respectivement dans la direction axiale et radiale. Les données sont tirées de l'analyse PIV de Ghaneizad et Atkinson (2015), qui ont réalisé deux essais : Run 1 avec une distance entre la buse et la surface $h_0 = 0.735 \text{ m}$ et une vitesse d'injection $U_J = 3.80 \text{ m.s}^{-1}$, et Run 2 avec $h_0 = 1.487 \text{ m}$ et $U_J = 5.40 \text{ m.s}^{-1}$. ZFE correspond à la zone d'établissement du jet (h_p) et TZ à la zone de transition vers l'écoulement libre établi.

ne suivra plus le même modèle auto-similaire. Ce changement de régime sera discuté plus en détail dans la section 4.3.

Pour mettre en évidence l'existence d'un point d'arrêt (ou quasi point d'arrêt) à l'apex du jet et ses conséquences sur la morphologie de la surface du matériau érodé, un essai plan a été mis au point avec de l'eau comme fluide érosif. L'échantillon, réalisé avec le sable super-hydrophobe décrit dans la partie 3.2.2.2, est mis en place dans une cellule transparente de hauteur et de largeur égales à 20 cm , et d'épaisseur $e = 1 \text{ cm}$. La buse d'injection du jet circulaire, d'un diamètre égal à l'épaisseur de l'échantillon $d_0 = e = 1 \text{ cm}$, est placée à la surface supérieure de la cellule, à la verticale du centre de l'échantillon comme le montre la figure 3.12.

La figure 3.13 montre la chronologie d'un essai de jet hydraulique plan sur le sable super-hydrophobe, à partir de l'ouverture de la buse à t_0 puis aux instants $t_0 + 0.3 \text{ s}$, $t_0 + 0.6 \text{ s}$, $t_0 + 1 \text{ s}$, $t_0 + 2 \text{ s}$ et $t_0 + 5 \text{ s}$. On constate la formation d'un pic au niveau du point d'arrêt du jet qui apparaît très rapidement (au bout de 1 seconde) et qui semble garder une taille et une forme à peu près constante au cours de l'affouillement du cratère. Le dispositif ne permet pas de réaliser l'essai à une vitesse d'injection plus élevée. Cependant, les observations qualitatives lors d'essais classiques sur le dispositif présenté sur la figure 3.9, portent à croire que ce pic disparaît lorsque le cratère atteint une profondeur plus conséquente où l'écoulement subit une déflexion s'approchant de 180° pour ressortir du cratère. Bien que peu d'essais aient été réalisés sur ce dispositif, le phénomène semble reproductible avec l'utilisation du sable super-hydrophobe.

3.3.1.3 Modèles d'interprétations

Le modèle d'interprétation proposé par Hanson et Cook (2004) permet de calculer les paramètres d'érosion à partir de l'étude analytique et expérimentale de Stein et Nett

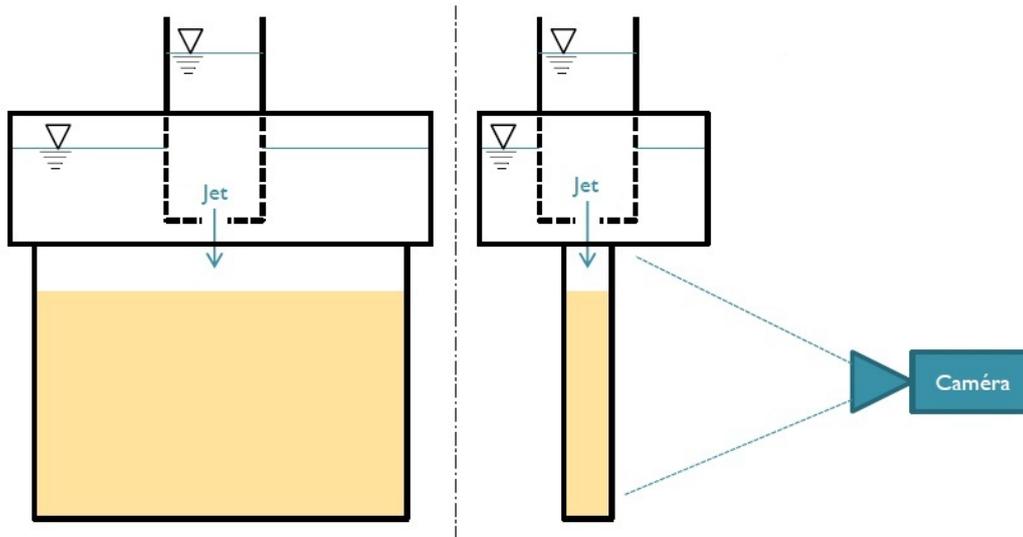


FIGURE 3.12 – Essai de jet impactant en deux dimensions. Le matériau érodé est placé dans une cellule d'épaisseur égale au diamètre de la buse d'injection ($e = d_0 = 1 \text{ cm}$), et petite devant la hauteur et la largeur ($20 \times 20 \text{ cm}$) de l'échantillon. L'essai est filmé à l'aide d'un rétroéclairage uniforme.

(1997). Dans ce modèle, la contrainte hydraulique à la surface de l'échantillon est calculée proportionnellement au carré de la vitesse maximum locale du jet à la surface du matériau u_0 , qui dépend de la vitesse U_J et du diamètre d'injection du jet D_J , et à l'inverse de la distance totale entre la buse d'injection et l'interface de sol $h_0 + \delta x$:

$$\tau_f = C_f \rho u_l^2 \quad (3.3)$$

$$u_0^2 = U_J \frac{C_d D_J}{h_0 + \delta x} \quad (3.4)$$

Avec $C_d = 6.3$ la constante de diffusion du jet et $C_f = 0.00416$ le coefficient de friction. Ces deux coefficients empiriques ont été évalués expérimentalement pour des configurations spécifiques de jet d'eau circulaire.

La méthode d'interprétation du JET proposée par Hanson et Cook (2004), consiste dans un premier temps à estimer la distance asymptotique, h_e , entre la buse d'injection du jet et le fond du cratère par une équation hyperbolique proposée par Blaisdell et al. (1981). En faisant l'hypothèse que cette profondeur d'équilibre représente la profondeur à laquelle la contrainte à l'interface n'est plus suffisante pour éroder le sol, elle est utilisée pour calculer la contrainte critique τ_c à partir de l'équation suivante :

$$\tau_c = \tau_0 \left(\frac{h_p}{h_e} \right)^2 \quad (3.5)$$

où τ_0 représente la contrainte maximum due au jet à la sortie de la buse d'injection ($\tau_0 = C_f \rho U_J^2$).

Le coefficient d'érosion k_d est ensuite évalué avec l'hypothèse que le taux d'affouillement du cratère avant d'atteindre la profondeur d'équilibre h_e dépend des paramètres τ_c et k_d . Le temps et la distance entre la buse et l'interface du sol au fond du cratère sont

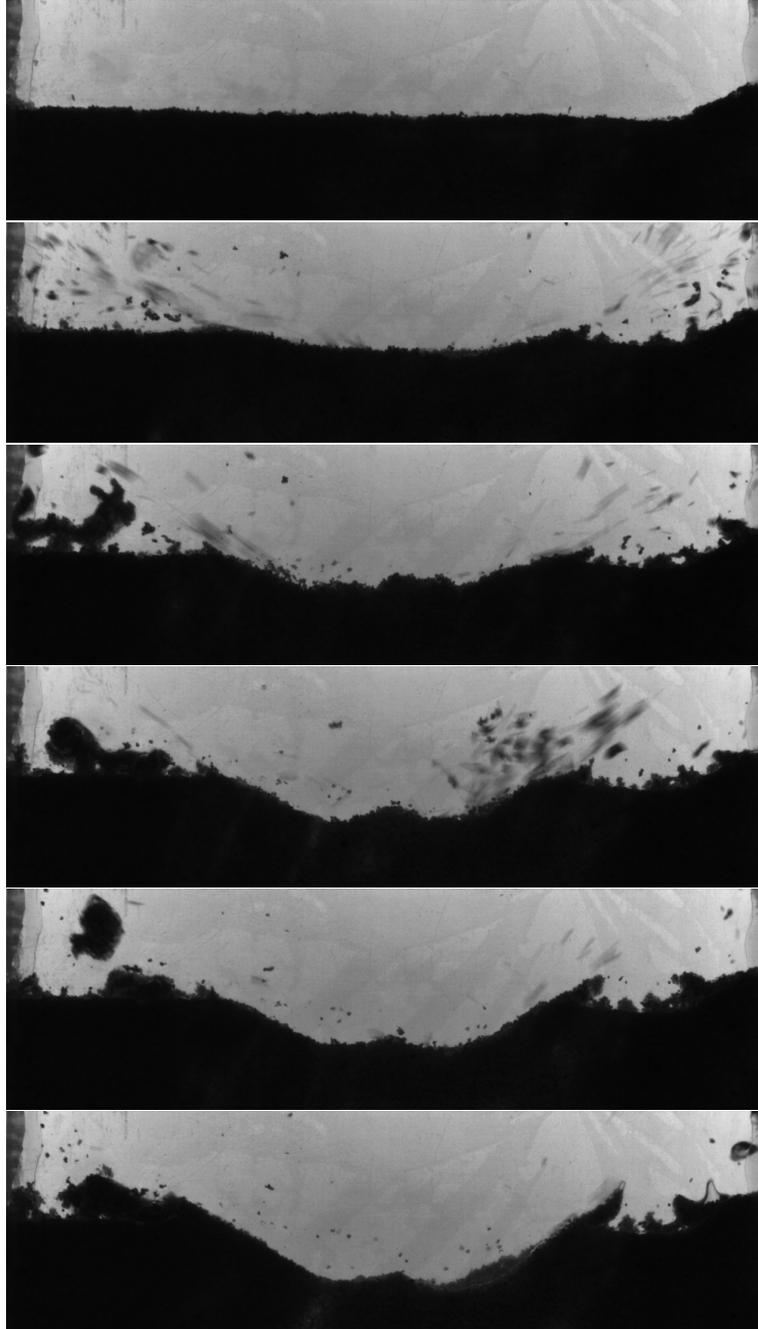


FIGURE 3.13 – Essai de jet impactant 2D réalisé sur du sable super-hydrophobe avec une vitesse d'injection $U_J \simeq 1 \text{ m.s}^{-1}$ pour un diamètre $d_0 = 1 \text{ cm}$, à t_0 , $t_0 + 0.3 \text{ s}$, $+0.6 \text{ s}$, $+1 \text{ s}$, $+2 \text{ s}$ et $+5 \text{ s}$. L'essai met en évidence la distribution de la contrainte tangentielle créée par l'écoulement à l'impact de la paroi.

alors adimensionnés afin d'écrire une équation reliant k_d aux autres données disponibles afin d'ajuster sa valeur par des itérations successives.

Dans cette étude, nous avons utilisé une première interprétation pour évaluer les paramètres d'érosion, basée sur le modèle précédent, en adimensionnant la hauteur du jet par la longueur du cœur potentiel, $\tilde{h} = (h_0 + \delta x)/h_p$. A partir de la loi locale d'érosion (équation 2.11), on peut écrire l'équation différentielle suivante :

$$h_p \frac{d\tilde{h}}{dt} = k_d C_f \rho U_J^2 \left(\frac{1}{\tilde{h}^2} - \frac{\tau_c}{C_f \rho U_J^2} \right) \quad (3.6)$$

En posant $T = \frac{h_p}{k_d C_f \rho U_J^2}$ on obtient : $T \frac{d\tilde{h}}{dt} = \frac{1}{\tilde{h}^2} - \frac{1}{h_\infty^2}$

avec $h_\infty = \sqrt{\frac{C_f \rho U_J^2}{\tau_c}}$ qui correspond à la valeur asymptotique.

En résolvant l'équation différentielle on trouve la relation :

$$\frac{t}{T} = h_\infty^2 \left[\frac{\tilde{h}_\infty}{2} \ln \left(\frac{\tilde{h}_\infty + \tilde{h}}{\tilde{h}_\infty - \tilde{h}} \times \frac{\tilde{h}_\infty - \tilde{h}_0}{\tilde{h}_\infty + \tilde{h}_0} \right) + \tilde{h}_0 - \tilde{h} \right] \quad (3.7)$$

En traçant la courbe représentant le temps t en fonction de \tilde{h} , il est possible d'ajuster les valeurs de T et h_∞ sur l'équation 3.7 afin d'en déduire k_d et τ_c . On voit sur le graphique 3.14 l'ajustement de la courbe avec un essai réalisé sur le sable provenant de la carrière d'Hostun, tamisé entre 400 et 500 μm , mélangé avec une teneur de 0.3% de paraffine. La courbe de gauche donne le meilleur ajustement sur l'ensemble des mesures par la méthode des moindres carrés, donnant $R^2 = 0.95$. La courbe de droite, ajustée par la même méthode mais uniquement sur les 11 premiers points, donne $R^2 = 0.99$, soit un écart plus faible avec les mesures et un coefficient d'érosion k_d plus précis. Cependant le fait de ne pas prendre en compte les derniers points donne une valeur de la contrainte critique τ_c légèrement sur-estimée.

La deuxième interprétation que nous avons utilisée consiste à transformer l'équation générale 2.11 de manière à exprimer le taux de variation de la profondeur du cratère :

$$\frac{\delta x}{t - t_0} = k_d (\langle \tau \rangle - \tau_c) \quad (3.8)$$

$$\text{où } \langle \tau \rangle = \frac{1}{t - t_0} \int_{t_0}^t \tau_0 \left(\frac{h_p}{h_0 + \delta x} \right)^2 dt$$

avec τ_0 qui correspond à la contrainte fluide en h_0 .

Pour déterminer les valeurs de τ_c et de k_d il faut maintenant tracer $\frac{\delta x}{t - t_0}$ en fonction de $\langle \tau \rangle$. On obtient ainsi une courbe qui devient linéaire pour les contraintes élevées, c'est à dire au début de l'affouillement du cratère. L'ajustement de cette droite permet d'obtenir les paramètres d'érosion tels que représentés sur la courbe 3.15. Cette interprétation donne

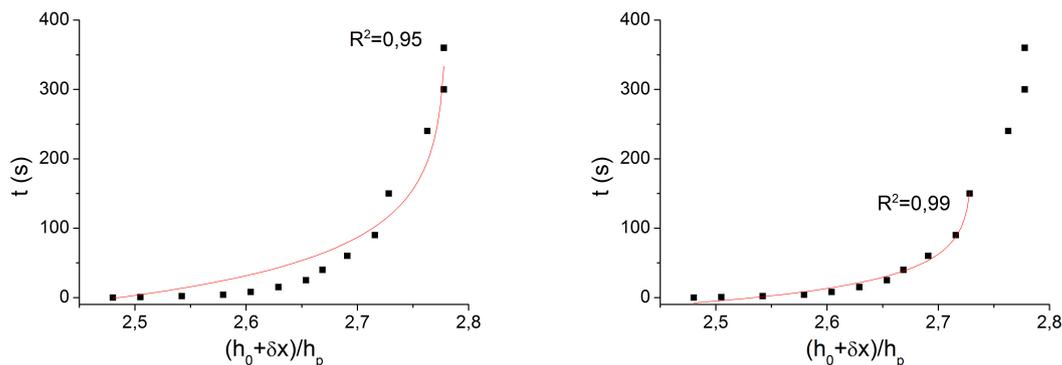


FIGURE 3.14 – Ajustement de la courbe 3.7 avec les résultats d’un essai de JET sur du sable d’Hostun tamisé entre 400 et 500 μm , mélangé avec une teneur de 0.3% de paraffine. A gauche l’ajustement est réalisé sur l’ensemble des données par la méthode des moindres carrés. A droite l’ajustement est réalisé sur les 11 premiers points, l’écart avec l’ensemble des données est plus faible mais la valeur asymptotique est moins bien respectée.

une bonne estimation du comportement face à une contrainte hydrodynamique élevée, mais surestime un peu la contrainte critique et décrit moins bien le comportement du matériau proche du seuil d’érosion.

Les deux méthodes d’interprétation seront utilisées et comparées au cours des essais réalisés sur le sable hydrophobe présentés dans la partie 5.3.

Bilan sur l’essai de JET :

Avantages - Utilisation possible avec une plage importante de matériaux, granulaires, perméables ou non, très cohésifs ou pas du tout.

Inconvénients - L’hydraulique du jet impactant est plus complexe du fait du changement de direction de l’écoulement, il modélise moins fidèlement l’écoulement naturel à l’origine de l’érosion de surface tangentielle.

3.3.2 Essai d’érosion de conduit (Hole Erosion Test)

3.3.2.1 Description du dispositif

Le Hole Erosion Test, ou HET, a été développé dans le but de modéliser une érosion de conduit en laboratoire de manière contrôlé. La réalisation d’un conduit à l’intérieur d’un échantillon de sol dans le but d’y faire circuler l’eau, tout en évaluant l’érosion du matériau, a initialement été proposé par Lefebvre et al. (1985). Wan et Fell (2002) ont ensuite amélioré le dispositif en érodant le conduit à vitesse constante tout en contrôlant la pression à l’entrée et à la sortie du conduit. C’est finalement Benahmed et Bonelli (2012) qui ont proposé la version la plus avancée du dispositif, en érodant le matériau à pression imposée et à débit constant, tout en contrôlant la différence de pression et la

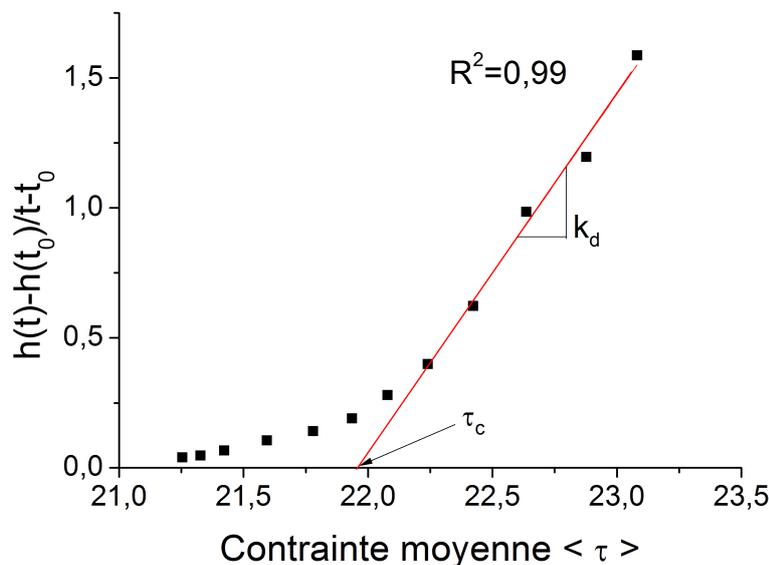


FIGURE 3.15 – Ajustement linéaire et interprétation des données issues de l’essai de JET mené sur le sable d’Hostun avec une teneur en paraffine de 0.3%. Cette interprétation donne une bonne estimation de la résistance à l’érosion du matériau à contrainte élevée, mais décrit moins bien le comportement pour une contrainte proche du seuil d’érosion.

turbidité de l’écoulement aval. C’est ce dispositif, présent au laboratoire d’IRSTEA et visible sur la Figure 3.16, qui sera utilisé au cours cette étude.

Les essais sont réalisés sur des échantillons intacts ou préparés dans un cylindre de 8 cm de diamètre et 25 cm de long. Chaque échantillon est ensuite perforé en son centre, d’un conduit de 6 ou 11 mm de diamètre traversant l’échantillon cylindrique le long de son axe. L’échantillon est alors immergé avec une pression d’eau constante et est érodé par un écoulement maintenu à débit constant circulant le long du conduit. Le dispositif est composé de deux cylindres tampons, situés de part et d’autre de l’échantillon, dans lesquels sont mesurées les pressions en entrée et en sortie du conduit. Le turbidimètre est situé en aval de l’échantillon, permettant de mesurer la quantité de matière en suspension dans l’écoulement. En interprétant les informations fournies soit par le turbidimètre, soit par la différence de pression, il est possible d’évaluer de deux façons différentes la variation du diamètre moyen du conduit.

3.3.2.2 Modèles d’interprétation

Ce type d’essai, à écoulement tangent aux parois du conduit, se prête bien à la modélisation locale de l’érosion. Ainsi, Wan et Fell (2004) ont développé un premier modèle s’appuyant sur l’approximation linéaire de la masse érodée en fonction de la contrainte de cisaillement à l’interface du matériau, obtenues à partir de formules empiriques. Un autre modèle d’interprétation du HET a été proposé par Bonelli et al. (2006), en se basant sur le modèle d’érosion locale (équation 2.11), pour évaluer la contrainte critique d’érosion (τ_c) et la cinétique de l’érosion (k_d) à partir d’un temps caractéristique du mécanisme d’érosion. Ce modèle analytique s’appuie sur les équations de Navier-Stokes d’un fluide incompressible en géométrie cylindrique. En faisant l’hypothèse d’une évolution uniforme

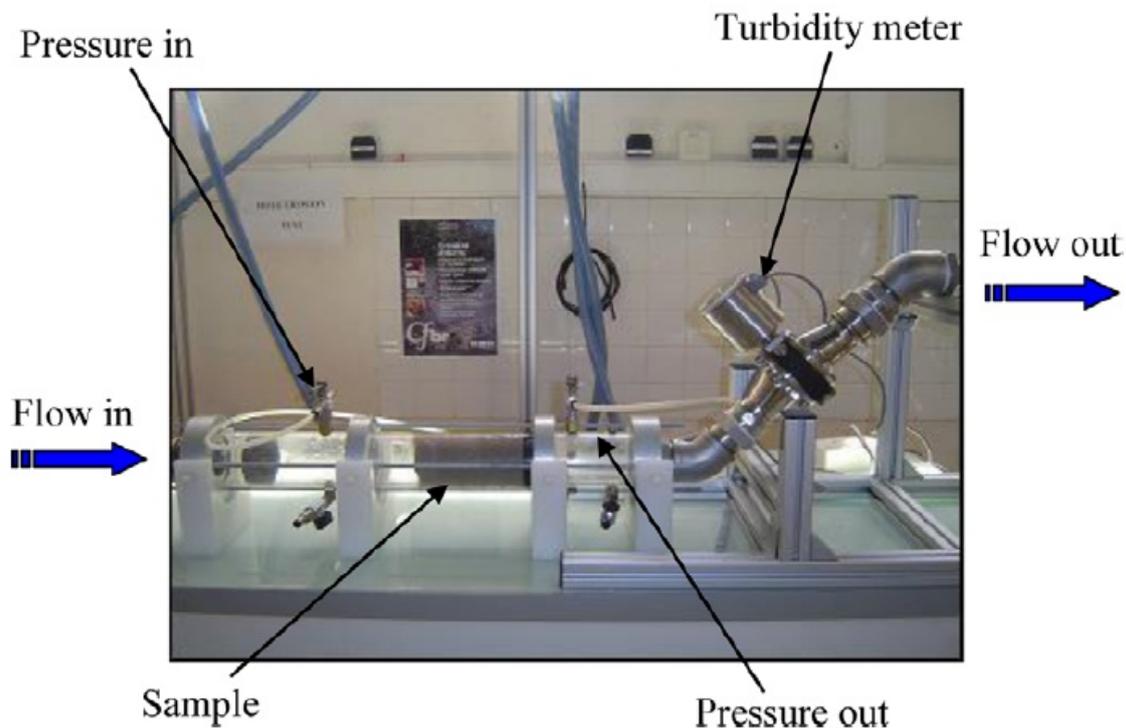


FIGURE 3.16 – Photographie du Hole Erosion Test du laboratoire de mécanique des sol d'IRSTEA (Benahmed et Bonelli 2012).

du diamètre du conduit au cours du processus, la contrainte de cisaillement τ est calculée avec le différentiel de pression ΔP entre l'entrée et la sortie du conduit :

$$\tau = \frac{\tilde{r}\Delta P}{2L} \quad (3.9)$$

avec L la longueur du conduit, et \tilde{r} son rayon moyen. \tilde{r} est évalué soit à travers le transport de particules fines par l'écoulement, en écrivant la relation entre la turbidité et la taille du conduit à l'aide d'un coefficient de turbidité à déterminer, soit à travers la relation débit/pression obtenue à partir du différentiel de pression de part et d'autre du conduit.

La Figure 3.17 montre l'extrapolation des deux paramètres à partir de la représentation en fonction de la contrainte de cisaillement.

Nos essais ont été réalisés sur des matériaux suffisamment résistants pour supporter le perçage du conduit initial de 6 mm de diamètre dans le sens de la longueur. Le premier matériau testé a été du sable HN 0.4–0.5 provenant de la carrière d'Hostun, tamisé entre 0.4 et 0.5 mm, et rendu cohésif par ajout de paraffine selon la méthode détaillée dans la partie 3.2.2.4. Le matériau est mis en place dans le tube éprouvette de 8 cm de diamètre en sortant de l'étuve à 100 °C, en le versant rapidement de façon continue, de manière à obtenir un empilement lâche et homogène. Après 24 h de refroidissement à température ambiante, l'échantillon est percé au centre du cylindre à l'aide d'un forêt de 6 mm, et mis en place sur le dispositif de HET avant d'être immergé lentement. Le débit à travers le conduit initial est alors augmenté progressivement, avec une pression d'alimentation réglée au préalable, en ouvrant une vanne micrométrique de façon régulière. On voit sur

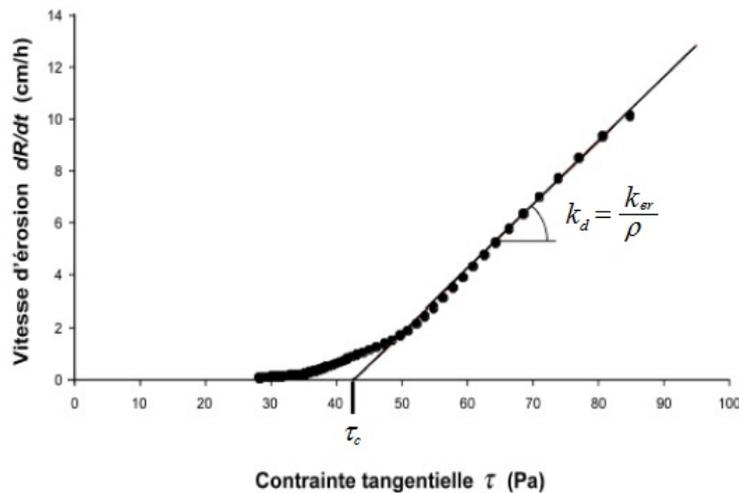


FIGURE 3.17 – Interprétation des résultats d'un essai de HET pour l'évaluation des paramètres d'érosion τ_c et k_d (Benahmed et al. 2012).

la figure 3.18 le déroulement d'un essai, de l'ouverture de la vanne jusqu'à sa fermeture. On note que même avec un débit de 1000 l/h et une pression d'alimentation de 200 kPa , la pression différentielle entre l'entrée et la sortie du conduit ne varie pas. La cause est vraisemblablement due à la porosité trop élevée de l'échantillon qui ne permet pas à l'écoulement de se concentrer uniquement dans le conduit.

De plus, la taille des grains de sable ne permet pas au turbidimètre de mesurer la concentration en particules dans l'écoulement de sortie. Sans ces données, il est impossible d'estimer la variation du diamètre du conduit au cours de l'essai et donc de mesurer la résistance à l'érosion du matériau. Le dispositif HET apparaît donc inadapté aux matériaux de type granulaire cohésif par ponts solides si les grains sont trop gros (i.e. perméabilité trop élevée). Nous avons ensuite cherché à réaliser un essai de HET sur un matériau transparent, ayant le même indice de réfraction que le fluide érosif, pour pouvoir directement visualiser l'intérieur du conduit au cours de l'essai. Cette technique innovante sera présentée dans le paragraphe 5.5.

Bilan sur l'essai de HET :

Avantages - Écoulement unidirectionnel et tangent à la surface du matériau, modélise parfaitement une érosion de conduit.

Inconvénient - Demande un matériau suffisamment cohésif pour pouvoir réaliser un conduit et suffisamment imperméable pour concentrer l'écoulement uniquement au niveau du conduit.

3.3.3 Essais mécaniques pour quantifier la cohésion

Pour caractériser la cohésion des matériaux modèles utilisés, nous avons mis au point des essais mécaniques spécifiques au comportement des matériaux face à l'érosion. Lors

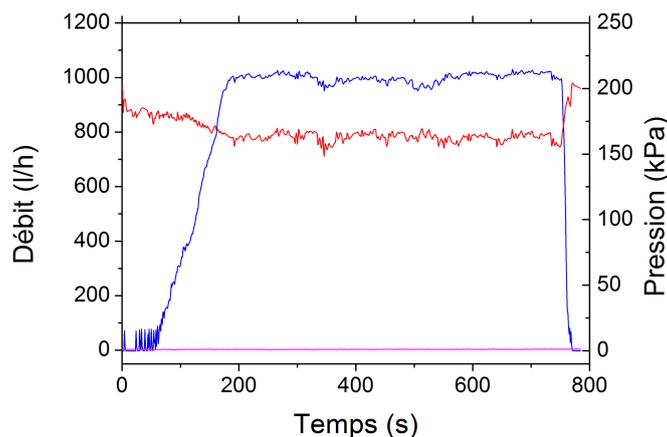


FIGURE 3.18 – Evolution des différents capteurs lors d'un essai de HET sur du sable d'hostun ($0.4 < d < 0.5 \text{ mm}$) rendu cohésif par ajout de paraffine. La courbe bleue représente le débit d'eau, de l'ouverture progressive de la vanne micrométrique jusqu'à sa fermeture, en rouge la pression d'alimentation, et en violet le différentiel de pression entre l'entrée et la sortie de l'échantillon.

du processus, l'écoulement entraîne une partie du matériau après l'avoir arraché de la surface. Ainsi, les essais mis en place cherchent à quantifier la résistance à l'arrachement à travers des dispositifs de traction entre les grains constitutifs du matériau cohésif.

D'autres types d'essais spécifiques à la géomécanique ont également été utilisés pour analyser leur pertinence quant à la quantification de la cohésion.

3.3.3.1 Essai de traction entre deux billes et premiers résultats

Durant le processus d'érosion, la matière érodée est détachée du lit grains par grains, ou sous forme d'agréats qui seront ensuite transportés par l'écoulement. Pour essayer de caractériser la résistance à la séparation du matériau, nous avons mis au point un premier essai de traction à l'échelle d'un pont cohésif entre deux billes. Pour cela, deux billes encore liées sont extraites très délicatement de l'échantillon à tester. Le couple est maintenu verticalement, avec la bille inférieure collée à la surface d'une platine de translation à l'aide d'une goutte de colle (Super Glue-3 de marque *Loctite*), bien plus résistante que le pont solide testé, tandis que la bille supérieure est maintenue entre les mors d'une pince inversée (figure 3.19). La pince est reliée à une balance inversée, par l'intermédiaire d'un ressort permettant de réduire la variation de la force appliquée sur le pont. L'essai est ensuite réalisé en enregistrant les variations de la balance tout en baissant la platine à vitesse constante.

D'un point de vue pratique, pour pouvoir être testées avec ce dispositif, les billes doivent être supérieures à 1 mm de diamètre. Pour cette raison, nous avons principalement testé en traction les billes de 3 mm . Au niveau de la cohésion, les ponts doivent avoir un minimum de résistance pour pouvoir extraire des billes encore collées et les mettre en place sans casser la liaison. Lors de l'utilisation de vernis comme matrice cohésive, la teneur finale minimale pour permettre le test en traction de billes de 3 mm est estimée à 0.25 ml/kg . Les concentrations plus faibles pourront être extrapolées par régression linéaire des valeurs entre 0.25 ml/kg et 2 ml/kg .



FIGURE 3.19 – Billes reliées par un pont solide de paraffine, mises en place pour un essai de traction à l'échelle microscopique.

Les essais de traction à l'échelle microscopique ont été également réalisés sur des ponts de paraffine en faisant varier d'une part la teneur en paraffine de l'échantillon et d'autre part le diamètre des billes entre 3 et 7 mm . On voit sur la figure 3.20 le résultat d'un essai de traction sur deux billes de diamètre 7 mm , prises dans un échantillon de teneur massique en paraffine égale à 0.2%. La force critique de traction F_t^* est finalement la différence entre la valeur maximale de la force au moment de la rupture, et la force résiduelle à la fin de l'essai.

Bien que les essais soient réalisés de manière la plus reproductible possible, les résultats obtenus varient énormément, de plus de 100%. En comparant sur le graphique de gauche de la figure 3.21 de gauche les résultats obtenus avec une même quantité de paraffine de 0.2% pour des billes de différents diamètres, en fonction du volume du pont, on voit que la résistance à la traction et le volume des ponts ont tendance à augmenter avec le diamètre des billes. On voit aussi sur le graphique de droite, qui représente différents essais réalisés avec des billes de 3 mm , que le volume du pont semble augmenter avec la teneur en paraffine alors que la force critique ne semble pas évoluer significativement. Bien que les mécanismes de ruptures soient différents, on notera que pour des ponts capillaires liquides la force d'attraction dépend de la taille des billes mais très peu du volume des ponts (Pitois et al., 2000; Gras et al., 2013). Pour les ponts de paraffine, c'est principalement la surface de rupture au niveau du pont qui va contrôler la résistance à la traction. Cette surface est calculée en mesurant le diamètre minimum des ponts sur les images prises au zoom optique (Figure 3.7). Pour les billes de 3 mm avec une teneur massique de 0.1% de paraffine, la section au niveau des ponts est comprise entre 0.082 mm^2 et 0.247 mm^2 , alors qu'avec une teneur de 0.2% elles seront comprises entre 0.188 mm^2 et 0.460 mm^2 . En revanche avec les billes de 7 mm , les sections seront entre 1.40 mm^2 et 1.64 mm^2 avec 0.2% de paraffine, soit plus de 5 fois plus que pour les billes de 3 mm . La résistance à la traction va donc varier de façon beaucoup plus significative avec la taille des billes qu'avec un changement de la quantité de paraffine.

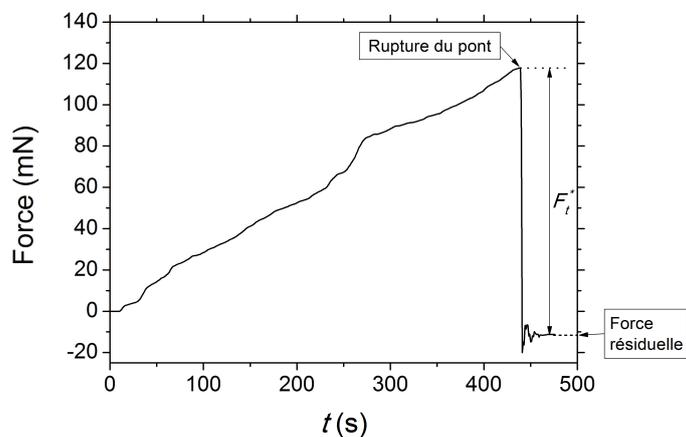


FIGURE 3.20 – Résultat d'un essai de traction entre deux billes de 7 mm reliées par un pont solide de paraffine, avec une teneur initiale massique dans l'échantillon de 0.2%. La force critique de traction F_t^* est la différence entre la valeur maximale au moment de la rupture et la force résiduelle proche de zéro.

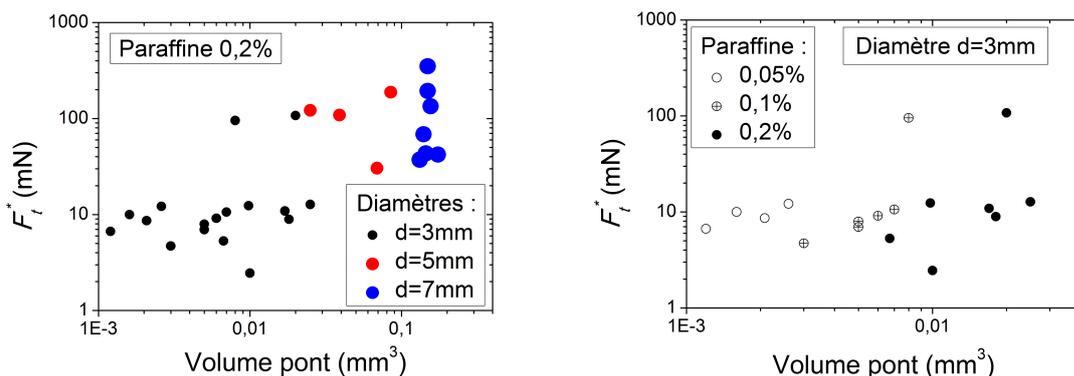


FIGURE 3.21 – Evolution de la force de résistance à la traction des ponts de paraffine en fonction du volume des ponts solides pour différentes tailles de billes et une même quantité de paraffine (à gauche). Zoom spécifique sur les diamètres de 3 mm en distinguant selon les différentes teneurs en paraffine dans l'échantillon (à droite).

Bilan sur l'essai de traction microscopique :

Avantages - Permet de quantifier la force de décohésion locale d'un matériau à travers la force normale nécessaire à la séparation de deux billes.

Inconvénients - Ne peut s'utiliser qu'avec des grains de tailles suffisamment grande ($> 1 \text{ mm}$). Demande une force de cohésion au moins supérieure au poids d'un grain, et suffisamment importante pour permettre la manipulation des grains collés deux à deux sans endommager le lien.

3.3.3.2 Essai de traction sur un volume représentatif du matériau et premiers résultats

Lors de l'érosion en masse d'un matériau, des agrégats constitués de plusieurs particules encore liées entre elles sont détachés du lit. Par conséquent, un essai de traction macroscopique apparaît pertinent pour mesurer la résistance à la séparation de deux ensembles de grains. Le dispositif présenté sur la figure 3.22 est utilisé pour mesurer la résistance à la traction des matériaux granulaires rendus cohésifs par des ponts solides (cf. paragraphe 3.2.2.4). Deux contenants coniques ouverts, de 80 mm de haut et 50 à 30 mm de diamètre, sont mis en contact selon un plan horizontal au niveau de leur section minimale. Le matériau est ensuite versé par le haut lorsque les ponts inter-grains sont encore à l'état liquide. Après solidification de ces derniers, la charge de traction est appliquée verticalement vers le haut en remplissant progressivement un réservoir d'eau relié à la partie supérieure de l'échantillon par un câble et deux poulies tandis que la partie inférieure reste vissée sur le support. Au moment de la rupture du matériau, lorsque les deux parties se séparent, on arrête immédiatement le chargement pour mesurer la masse d'eau et du contenant m_{load} et la masse de la partie soulevée m_{offset} . La différence entre ces deux masses nous donne la charge à la rupture de l'échantillon. La forme du dispositif permet de concentrer les contraintes au niveau de la section de contact des deux parties et de provoquer la rupture dans ce plan. La contrainte critique de traction τ_t est donc obtenue en divisant la charge par la surface totale de la zone de rupture $S = \pi \cdot \frac{0.03^2}{4} \simeq 7 \text{ cm}^2$:

$$\tau_t = \frac{(m_{load} - m_{offset}) \cdot g}{S} \quad (3.10)$$

Le fait de moyenniser la charge à la rupture sur la surface totale de contact est une source d'erreur dans le calcul de la contrainte critique. La fracture n'est en réalité pas parfaitement plane, mais elle se répartit sur une surface généralement déformée (concave ou convexe) qui augmente la surface réelle et diminue la contrainte de rupture. De plus, les frottements induits par les poulies et le passage du câble peuvent faire apparaître une légère différence entre la charge appliquée et la charge réelle au niveau de la rupture. Cependant, l'étalonnage du dispositif montre un écart entre la masse d'eau appliquée au moment du déplacement et une masse étalon placée dans la partie basse inférieure à 10% (Figure 3.23). Comme on va le voir sur les premiers résultats, ces erreurs masqueront l'évolution de la cohésion en dessous d'une certaine valeur de contrainte.

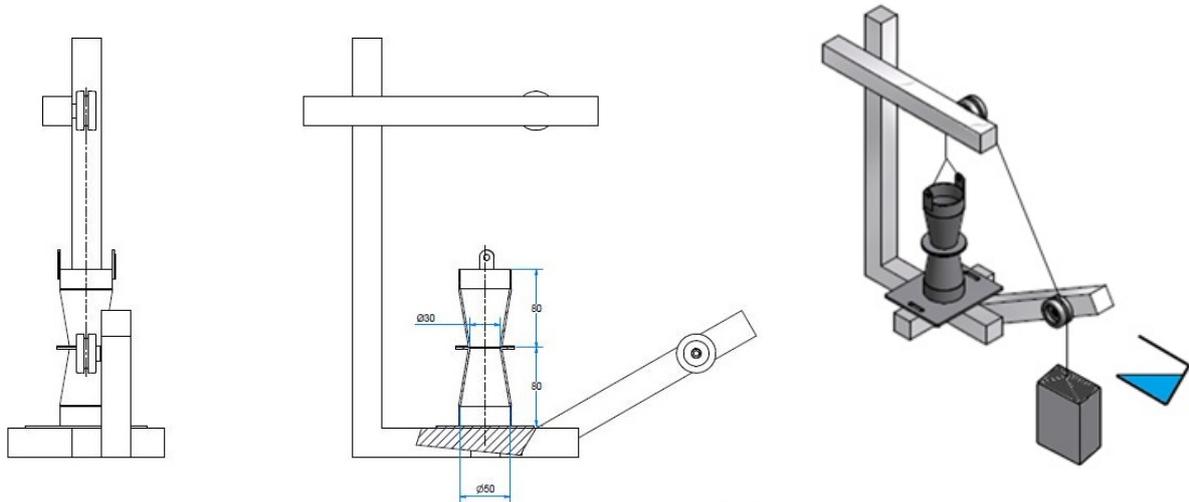


FIGURE 3.22 – Schéma d'ensemble de l'essai de traction macroscopique

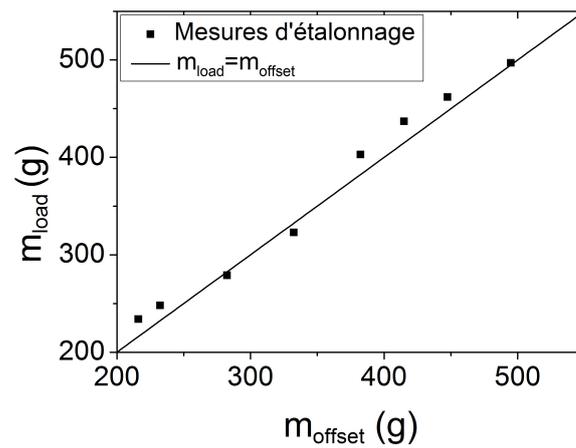


FIGURE 3.23 – Etalonnage du dispositif de traction avec des masses étalon. La masse de la charge appliquée, m_{load} , est prise au moment du soulèvement de la masse étalon. Les deux masses restent comparables quelles que soient leurs valeurs.

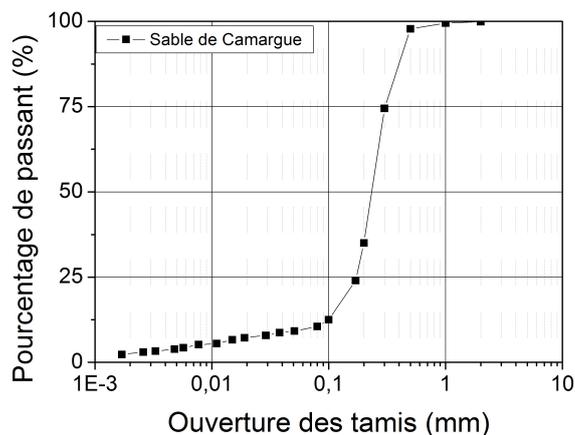


FIGURE 3.24 – Distribution de la taille des grains du sable de Camargue d’un diamètre médian $D_{50} = 240 \mu m$, avec le pourcentage massique de grains passant les tamis.

L’essai de traction macroscopique a été initialement utilisé avec un sable naturel prélevé sur des digues de protection en Camargue et rendu cohésif par l’ajout de paraffine selon le protocole décrit en 3.2.2.4. Le sable est celui utilisé par Benahmed et al. (2015). Il est composé de grains angulaires et de grains ronds d’un diamètre médian $D_{50} = 240 \mu m$. La granulométrie est donnée sur la figure 3.24.

L’échantillon de sable et de paraffine est versé en sortant de l’étuve dans le dispositif de traction. L’essai est réalisé après 24h de refroidissement à température ambiante. Nous avons testé des pourcentages massiques en paraffine de 0.12, 0.15, 0.18, 0.2 et 0.25%. En mesurant systématiquement le volume de l’empilement, on a pu également calculer les teneurs volumiques (0.18 ± 0.005 , 0.22 ± 0.05 , 0.26 ± 0.01 , 0.29 ± 0.01 et $0.34 \pm 0.01\%$). Le graphique 3.25 représente l’évolution de la contrainte critique de traction en fonction de la teneur en paraffine, mesurée sur des séries de 5 à 6 essais moyennés. On voit que pour une teneur volumique inférieure à 0.22%, la cohésion semble trop limitée pour observer une réelle évolution de la contrainte, et en dessous de 0.18% la cohésion devient même trop faible pour être mesurée par l’essai de traction. Le dispositif de traction n’est donc pas assez sensible pour mesurer les variations de cohésion en dessous d’une certaine valeur. De plus, la résistance mécanique du matériau n’évolue pas linéairement entre 0 et 0.35% de teneur paraffine. On peut faire l’hypothèse d’un changement de comportement pouvant définir une valeur critique, à partir de laquelle la teneur en paraffine influe directement sur la résistance mécanique du matériau. Cette valeur correspond possiblement à la teneur à partir de laquelle des ponts sont présents à chaque contact. Alors seul le diamètre des ponts et la surface locale de rupture vont évoluer au-delà de ce seuil. Fournier et al. (2005) identifie cette valeur à 0.07% pour que des ponts capillaires d’eau soient présents à chaque contact entre des billes de verre. La valeur critique de 0.22% que nous observons est supérieure, probablement du fait de la viscosité plus élevée de la paraffine liquide et du nombre de contacts plus important entre des grains de sable par comparaison avec des billes sphériques.

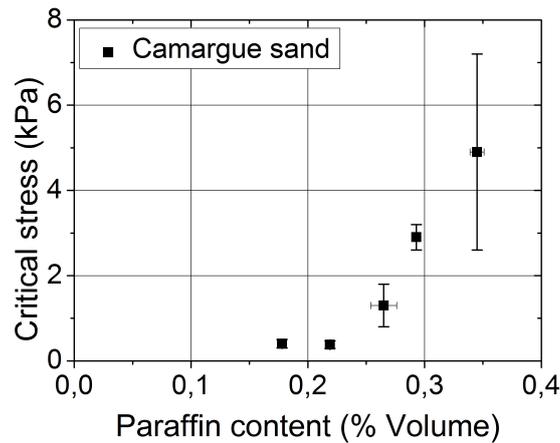


FIGURE 3.25 – Evolution de la contrainte critique de traction en fonction de la teneur en paraffine mélangée au sable de Camargue.

Bilan sur l'essai de traction macroscopique :

Avantages - Permet de quantifier la force de décohésion globale du matériau à travers la mesure directe de la force nécessaire au détachement de deux volumes représentatifs sur une surface connue.

Inconvénients - Ne peut s'utiliser qu'avec des échantillons composés de grains suffisamment petits par rapport au diamètre de la section de rupture. La cohésion doit être de type solide (liens rigides), et suffisamment importante afin que l'échantillon reste en place dans la partie supérieure.

3.3.3.3 Autres essais utilisés

Scissomètre Le Scissomètre est un essai qui consiste à cisailer un échantillon de matériau en entraînant en rotation une partie du sol. L'appareil visible sur la figure 3.26 est constitué de 4 ailettes, disposées autour d'un même axe, de hauteur H_a et de diamètre D_a , disponibles en deux versions qui seront choisies suivant l'ordre de grandeur de la cohésion du matériau : $D_a = H_a = 25 \text{ mm}$ et $D_a = H_a = 13 \text{ mm}$. Ces ailettes sont enfoncées dans l'échantillon de sol à 1.5 cm de profondeur pour entraîner dans un mouvement de rotation un volume cylindrique de matériau. Pour cela un moteur entraîne en rotation, à vitesse constante, un ressort de raideur connue qui va imposer un couple croissant sur les ailettes. La résistance au cisaillement Cu est calculée à partir de l'angle de rotation atteint par l'axe d'entraînement, θ_{max} , au moment où les ailettes vont partir en rotation à la même vitesse que le moteur, c'est à dire lorsque le sol va céder :

$$Cu = \frac{M_{max}}{\pi \left(\frac{H_a D_a^2}{2} + \frac{D_a^3}{6} \right)} \quad (3.11)$$

avec $M_{max} = k_r \cdot \theta_{max}$, le moment de torsion maximal du ressort, et k_r , la raideur du ressort.



FIGURE 3.26 – Scissomètre du laboratoire de mécanique des sols du centre IRSTEA.

L'essai de Scissomètre a été notamment caractérisé par Roy et Leblanc (1986) pour identifier les facteurs influençant la mesure de résistance au cisaillement d'un sol argileux. Bien que l'essai permette de mesurer des résistances au cisaillement assez faibles avec un choix adapté d'ailette et de ressort, il présente des limites d'utilisation au niveau de la granulométrie et n'est pas adapté à des matériaux composés de grains trop grossiers vis à vis des dimensions du dispositif.

Bilan sur l'essai de scissomètre :

Avantages - Permet de mesurer la contrainte de cisaillement interne nécessaire à la rupture d'un volume cylindrique de matériau. Adapté à une utilisation *in situ*.

Inconvénients - Ne fonctionne qu'avec des matériaux composés de grains suffisamment petits devant les dimensions du dispositif. Demande des cohésions de type solide et très peu visqueuses.

Pénétrromètre dynamique Le pénétromètre dynamique à cône est un appareil permettant de mesurer la pénétration d'un cône, d'angle et de masse connus, suite à son

impact perpendiculaire dans un matériau cohésif. L'essai est décrit par exemple par Koumoto et Houlsby (2001). Le dispositif disponible au laboratoire de mécanique des sols, présenté sur la figure 3.27, est composé principalement de quatre parties :

- l'enclume, pièce fixe reliée au support qui permettra d'arrêter la chute du cône si le matériau n'est pas assez résistant.
- le cône, ou pointe, qui possède un angle précis, généralement égal à 30° .
- le mouton, qui est la source d'énergie et qui est ici un poids qu'on ajoute à la partie en chute libre.
- la tige de position, qui permet de mesurer, via un disque gradué, la position du train de tige.

Lors d'un essai de pénétration, la pointe du cône est initialement maintenue en contact avec la surface du matériau et la position est relevée à l'aide de la tige de profondeur. On lâche ensuite le train de tige comprenant le cône et le mouton, qui seront guidés verticalement par l'enclume. Lorsque le train s'arrête sous l'effet de la résistance du matériau, on mesure à nouveau la position pour en déduire la distance parcourue par la pointe de pénétration.

Pour l'interprétation des résultats, on utilisera l'équation de Hansbo (Hansbo, 1957) qui permet de calculer la résistance dynamique de pénétration Cu :

$$Cu = \frac{k_c \cdot m \cdot g}{e^2} \quad (3.12)$$

avec m la masse totale de la partie en chute libre, g l'accélération de la pesanteur, e la distance totale de chute et k_c le facteur de cône, égal à 0.82 dans la limite liquide pour un cône de 30° .

Cet essai est souvent utilisé pour mesurer les indices de plasticité et de liquidité d'un sol argileux (Sharma et Bora, 2003; Feng, 2001). Il est bien adapté pour des sols de granulométrie fine et suffisamment résistant, mais beaucoup moins pour les billes de verres que nous utiliserons ou pour les fluides à seuil qui ne sont pas suffisamment résistants.

Bilan sur le pénétromètre :

Avantages - Adapté à une utilisation *in situ* et à une utilisation en laboratoire pour mesurer la résistance à la pénétration dans le matériau.

Inconvénients - Ne peut pas s'utiliser avec des matériaux granulaires. Demande une cohésion minimum pour arrêter la chute du cône.

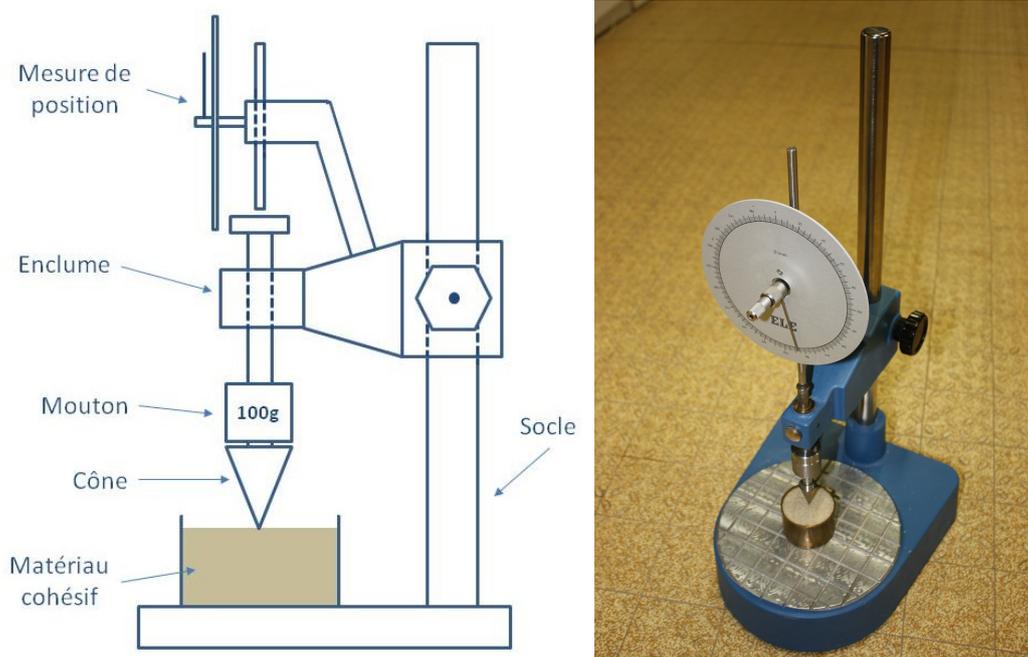


FIGURE 3.27 – Schéma du dispositif de pénétromètre dynamique (à gauche) et photographie du dispositif du laboratoire de mécanique des sols du centre IRSTEA (à droite).

3.4 Conclusion

Les nombreux matériaux modèles présentés dans ce chapitre vont maintenant être analysés en relation avec leurs essais associés. L'objectif de cette thèse étant d'étudier le mécanisme de l'érosion hydraulique, c'est d'abord ce type d'essais qui a guidé le choix des matériaux pour cette étude.

Le Jet Erosion Test a été particulièrement utilisé du fait de sa compatibilité avec tous les matériaux granulaires proposés quelle que soit leur cohésion. Des essais ont alors été réalisés parallèlement à des essais mécaniques pour quantifier la cohésion des matériaux. Ainsi, au chapitre 5 le sable Super-hydrophobe a été caractérisé mécaniquement par des essais de Scissomètre alors que la résistance du sable cinétique a été caractérisées par des essais au pénétromètre dynamique.

L'essai de JET a également servi à réaliser des dispositifs similaires pour la visualisation du processus d'affouillement dans l'axe du jet. Le dispositif en 2D, utilisé dans ce chapitre pour visualiser l'impact du jet, a par exemple été utilisé pour évaluer le comportement face à l'érosion du sable cinétique dans la partie 5.4. Un dispositif permettant l'utilisation de la méthode iso-indice avec les matériaux granulaires transparents, a également été réalisé. Les essais menés avec ce dernier dispositif seront d'abord décrits dans le chapitre 4, avec l'utilisation d'empilements granulaires non cohésifs, puis cohésifs par ponts solides où la résistance mécanique est quantifiée à l'aide des essais de traction. Ils seront ensuite décrits dans la partie 5.2 du chapitre avec des échantillons cohésifs par ponts liquides.

L'essai de Hole Erosion Test a finalement été utilisé avec l'argile synthétique transparente dans le but de visualiser la déformation du conduit, enregistrée par une caméra dans le plan d'une nappe laser passant dans l'axe du conduit. L'exploitation de cet essai dans le cadre de cette thèse sera présentée à la fin du chapitre 5.

Chapitre 4

Étude de l'érosion par jet des matériaux granulaires modèles sans cohésion et avec cohésion solide

Sommaire

4.1	Introduction	73
4.2	Adaptation du JET pour la technique iso-indice	73
4.2.1	Dispositif	73
4.2.2	Protocoles	74
4.2.3	Étude du jet libre axi-symétrique immergé	76
4.3	JET iso-indice appliqué aux matériaux granulaires sans cohésion	81
4.3.1	Seuil d'érosion et construction du nombre de Shields	81
4.3.1.1	Cas des billes de verre	81
4.3.1.2	Cas des particules de verre concassé non sphériques	83
4.3.2	Étude du cratère d'affouillement	86
4.3.2.1	Profil du cratère	86
4.3.2.2	Modèle empirique d'évolution de la vitesse de jet à l'intérieur du cratère	89
4.4	Cas de la cohésion par ponts solides	91
4.4.1	Résistance mécanique à la traction	91
4.4.1.1	Essai de traction microscopique	91
4.4.1.2	Essai de traction macroscopique	94
4.4.2	Érosion par JET iso-indice	94
4.4.2.1	Étude au seuil d'érosion	94
4.4.2.2	Étude de la formation du cratère	96
4.4.3	Discussion	98
4.4.3.1	Introduction de l'épaisseur équivalente de vernis	98
4.4.3.2	Étude des nombres sans dimensions	103
4.4.3.3	Cinétique d'affouillement	104
4.5	Conclusion	106

4.1 Introduction

Ce chapitre traite de l'érosion par jet impactant des empilements granulaires sans cohésion, ainsi que des matériaux rendus cohésifs par ponts solides. Pour cela l'essai de JET a été réalisé dans une cellule adaptée afin de visualiser le processus d'affouillement dans l'axe du jet en combinant les techniques d'ajustement des indices de réfraction et de fluorescence induite par plan laser.

Dans un premier temps le dispositif sera décrit et analysé, de manière à avoir un modèle d'écoulement du jet spécifique à notre dispositif. Ensuite, des essais sur des empilements granulaires non cohésifs seront analysés, dans le but d'identifier un paramètre inertiel d'écoulement, pertinent pour définir le seuil d'entraînement des particules, et exprimer un nombre de Shields représentatif du phénomène.

Ces analyses seront enfin utilisées pour étudier le seuil d'érosion et l'affouillement des échantillons rendus cohésifs par ponts solides. Des essais mécaniques seront également réalisés pour quantifier les forces cohésives qui agissent sur la résistance à l'entraînement, et dans le but de généraliser le nombre de Shields à l'entraînement des particules cohésives et non cohésives.

4.2 Adaptation du JET pour la technique iso-indice

4.2.1 Dispositif

Pour pouvoir visualiser la formation du cratère en continu à l'intérieur du matériau, nous avons mis au point un essai de jet impactant utilisant un liquide de même indice de réfraction que nos sols modèles transparents vus précédemment. Ce mélange d'huile servira à immerger et à éroder les sols artificiels étudiés. Le dispositif, schématisé sur la figure 4.1, est constitué d'une cellule rectangulaire de $20 \times 10 \text{ cm}^2$ de section et 40 cm de hauteur, avec des fenêtres transparentes en PMMA et un cadre métallique. L'échantillon de sol modèle transparent est mis en place dans un récipient rectangulaire, de section légèrement inférieure et de hauteur 20 cm , qui est lui même installé dans la cellule en ouvrant la paroi frontale en PMMA. La partie supérieure de la cellule comprend deux sorties, servant de système à débordement, et une arrivée centrale alimentée par l'intermédiaire d'une vanne d'arrêt à une pompe volumétrique VG 540, fournie par Verder. Une buse d'injection de diamètre 5, 10 ou 15 mm est reliée à l'intérieur de la cellule à l'arrivée d'huile par un à quatre tubes métalliques de 4 cm de long et 3 cm de diamètre. Cet assemblage permet de contrôler la distance entre l'injection du jet et la surface du matériau, ainsi que la vitesse du jet vertical en réglant la vitesse de rotation de la pompe. Le système à débordement permet d'alimenter le réservoir dans lequel est pompée l'huile créant un circuit fermé. L'échantillon est éclairé dans un plan vertical passant par l'axe du jet par une nappe laser avec un angle d'ouverture de 60° , et une longueur d'onde de 532 nm , à l'aide d'un module d'une puissance de 100 mW , fournie par *Coherent*. Un colorant fluorescent, le Nile Red, fournie par Fluka, est ajouté au mélange d'huile d'immersion décrit dans la partie 3.2.2.1, pour réagir à la longueur d'onde de la nappe laser. Les images sont enregistrées, à travers un filtre optique passe-haut de $580 \mu\text{m}$ pour ne récupérer que la longueur d'onde ré-émise par le colorant fluorescent, via une caméra MQ042MG-CM, fournie par Ximea, de résolution 2048 par 2048 pixels, à une fréquence maximum de 20 images par seconde.

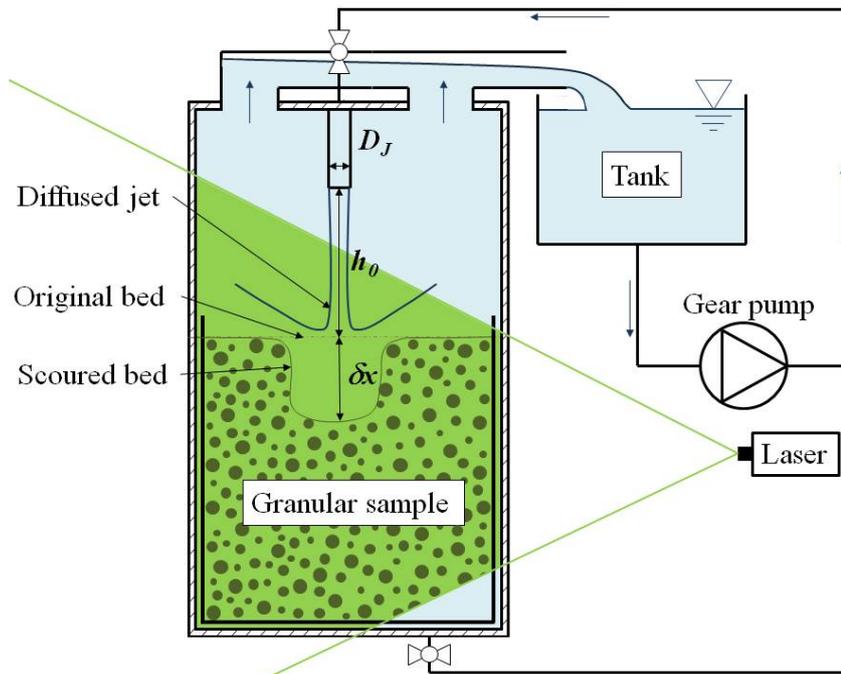


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif de jet impactant iso-indice.

L'échantillon de matériau modèle est préparé à l'aide d'une masse de matériau de 3 kg , donnant une hauteur d'environ 14 cm . La saturation par l'huile est réalisée lentement grâce à la pompe, à travers un circuit secondaire (Figure 4.1). Dans le cas des empilements de billes de verre non cohésives, le matériau est remué lentement, après saturation complète, à l'aide d'une baguette, afin d'obtenir un empilement reproductible d'une fraction volumique d'environ 0.61 ± 0.01 , quelle que soit la taille des billes, et d'éliminer toutes les bulles d'air. Pour les empilements de billes rendues cohésives par ajout d'une matrice solide ou visqueuse, la masse de 3 kg d'échantillon est réalisée dans les bonnes proportions, puis mise en place dans la cellule et saturée très lentement, toujours à l'aide de la pompe, pour éviter que des bulles d'air ne se piègent. Pour finir, la paroi frontale est vissée, puis la cellule est entièrement remplie par la pompe jusqu'au niveau de débordement. La pompe est alors stoppée et la vanne du circuit secondaire est fermée tandis que la vanne d'injection du jet est ouverte afin de pouvoir démarrer l'essai.

La vitesse du jet est contrôlée à travers la fréquence F de la pompe, variant entre 0 et 60 Hz , délivrant un débit $Q_J = aF$, où a a été trouvé égal à $3.50 \pm 0.01\text{ ml/s/Hz}$ par étalonnage. La vitesse d'injection vaut $U_J = \frac{4Q_J}{\pi D_J^2}$.

4.2.2 Protocoles

Deux protocoles ont été utilisés pour étudier la résistance à l'érosion par jet impactant : le protocole 1, qui permet de connaître le seuil d'entraînement d'une particule exposée à l'impact du jet à la surface du matériau, et le protocole 2 qui permet de mesurer la vitesse d'affouillement et la profondeur finale du cratère à une vitesse de jet constante, supérieure à la vitesse critique nécessaire à éroder la surface initiale du matériau.

Le protocole 1 a d'abord été établi pour déterminer la vitesse d'injection critique à partir de laquelle les premières billes sont mises en mouvement à la surface de l'empile-

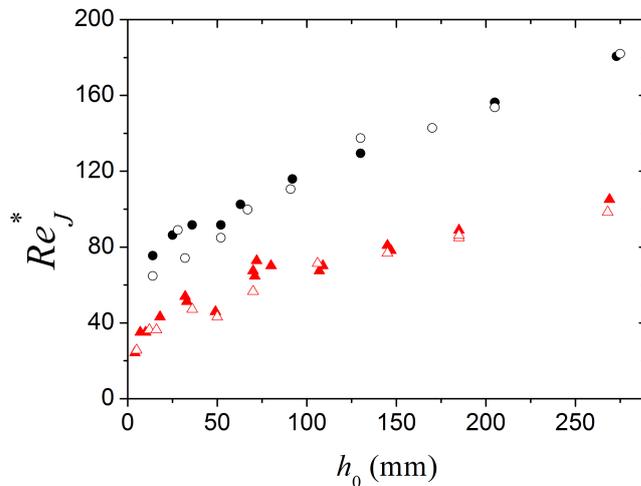


FIGURE 4.2 – Nombre de Reynolds du jet critique Re_J^* représenté en fonction de h_0 pour des billes de diamètre $d = 1$ mm (triangles rouges) et $d = 5$ mm (cercles noirs) avec un diamètre d'injection $D_J = 5$ mm (symboles plein) et $D_J = 10$ mm (symboles creux).

ment. Dans ce but, le débit d'injection est augmenté via la fréquence de la pompe, suivant une rampe d'accélération de 1000 secondes pour 50 Hz, jusqu'au premier mouvement observé à la surface de l'empilement, puis jusqu'à une profondeur d'affouillement finale. En filmant de manière synchronisée à 1 image par seconde, il est alors possible à partir de la séquence d'images de déterminer la fréquence à laquelle le premier grain bouge et de remonter à la vitesse critique U_J^* . La figure 4.2 montre le nombre de Reynolds critique $Re_J^* = \frac{U_J^* D_J}{\nu}$ en fonction de h_0 pour différentes configurations avec des empilements non cohésifs de billes de verre borosilicate. On peut noter que Re_J^* semble être à peu près identique, quel que soit le diamètre d'injection D_J , pour une configuration donnée de distance initiale h_0 et de diamètre de billes d .

En continuant l'essai après le début de la formation du cratère, l'utilisation de la technique iso-indice avec des billes de verre borosilicate a permis de suivre l'évolution de la profondeur d'affouillement δx au cours de l'essai. La profondeur finale du cratère étant atteinte en seulement quelques secondes (cf figure 4.4 obtenue avec le protocole 2), et la rampe d'accélération choisie étant très faible, nous pouvons faire l'hypothèse que, à tout instant, δx correspond approximativement à la profondeur d'équilibre liée à la vitesse instantanée d'injection du jet U_J . Cette procédure permet donc d'obtenir l'état d'équilibre quasi constant de δx en fonction de U_J à partir de la séquence d'images. On voit sur la figure 4.3 le résultat pour deux empilements de billes différents (3 et 5 mm) avec deux diamètres de buses différents (5 et 10 mm) pour une même hauteur h_0 .

Le protocole 2 a été développé afin de mesurer le temps nécessaire pour atteindre la profondeur finale du cratère à une vitesse d'injection du jet constante. Il sert donc à étudier la vitesse d'affouillement de nos matériaux transparents. Lors de ces essais, la distance initiale entre la buse d'injection et la surface initiale du matériau est constante ($h_0 = 70$ mm). Le jet est mis en route avec une vitesse sensiblement supérieure à la vitesse critique (mesurée suivant le protocole 1), en filmant l'essai à une vitesse de 20 images par seconde. La figure 4.4 montre le résultat de la vitesse d'érosion d'un empilement de billes de 3 mm et d'un empilement de billes de 5 mm non cohésives avec des diamètres

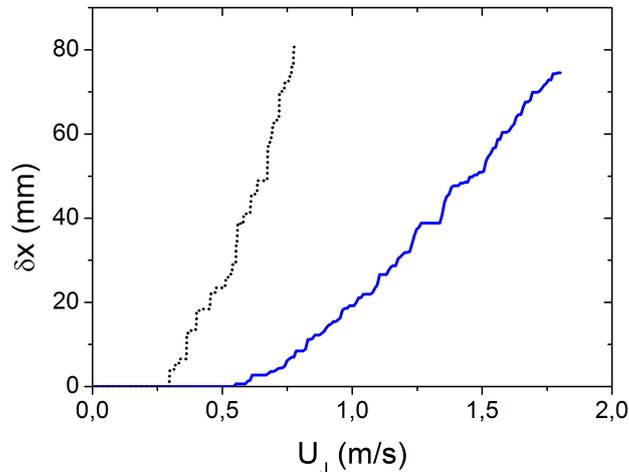


FIGURE 4.3 – Profondeur du cratère δx en fonction de la vitesse d'injection du jet U_j pour un échantillon constitué de billes de 3 mm et une buse d'injection de diamètre $D_J = 5$ mm (trait plein bleu), et de billes de 5 mm et une buse $D_J = 10$ mm (pontillés noirs), avec une même distance initiale entre la buse d'injection et la surface du matériau $h_0 = 70$ mm.

d'injection de 5 mm et 10 mm respectivement et des conditions d'essais similaires avec $h_0 = 70$ mm et $Re_J = 227$. Comme déjà évoqué ci-dessus, on constate que pour les billes non cohésives la profondeur finale du cratère est atteinte très rapidement, en quelques secondes. Ces valeurs seront comparées aux matériaux cohésifs qui pourront avoir des cinétiques d'affouillement beaucoup plus lentes.

4.2.3 Étude du jet libre axi-symétrique immergé

Afin d'améliorer l'analyse des résultats des essais par jet impactant, nous avons réalisé une étude du jet immergé dans sa partie libre (i.e. entre l'injection et la surface du matériau modèle) afin de caractériser l'évolution de l'écoulement. Les jets spécifiques correspondants à nos configurations (diamètre d'injection, vitesse d'injection, viscosité et densité du fluide) ont été étudiés en se basant sur le modèle auto-similaire de l'écoulement laminaire d'un jet immergé axisymétrique, analysé par Schlichting (1960) à partir du développement de couches limites et en considérant la conservation du flux de quantité de mouvement M le long de jet. Dans ce modèle, pour un jet vertical suivant x , on fait l'hypothèse d'un point d'origine virtuelle, situé généralement en amont de la buse de sortie du jet de vitesse infinie à partir duquel l'écoulement va se développer suivant x et la distance radiale r avec le centre du jet, comme représenté sur la figure 4.5(b). La vitesse du jet u s'exprime à partir d'une variable d'auto-similarité ϵ par la relation suivante :

$$u(x, r) = u_0(x) f \left(\epsilon = \frac{r}{\Delta(x)} \right) \quad (4.1)$$

où $u_0(x)$ est la vitesse maximale de l'écoulement le long de l'axe du jet et $\Delta(x)$ est la largeur caractéristique du jet. Pour un jet rond laminaire, la fonction f peut être calculée analytiquement et s'écrit :

$$f(\epsilon) = \left(1 + \frac{\epsilon^2}{4} \right)^{-2} \quad (4.2)$$

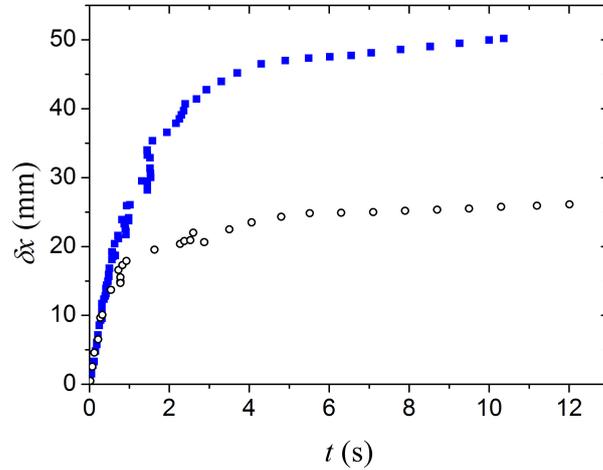


FIGURE 4.4 – Profondeur du cratère δx en fonction du temps pour un échantillon constitué soit de billes de 3 mm avec une buse d'injection de diamètre $D_J = 5$ mm (■), soit de billes de 5 mm avec une buse $D_J = 10$ mm (○), mais avec une même configuration d'essai ($h_0 = 70$ mm et $Re_J = 227$).

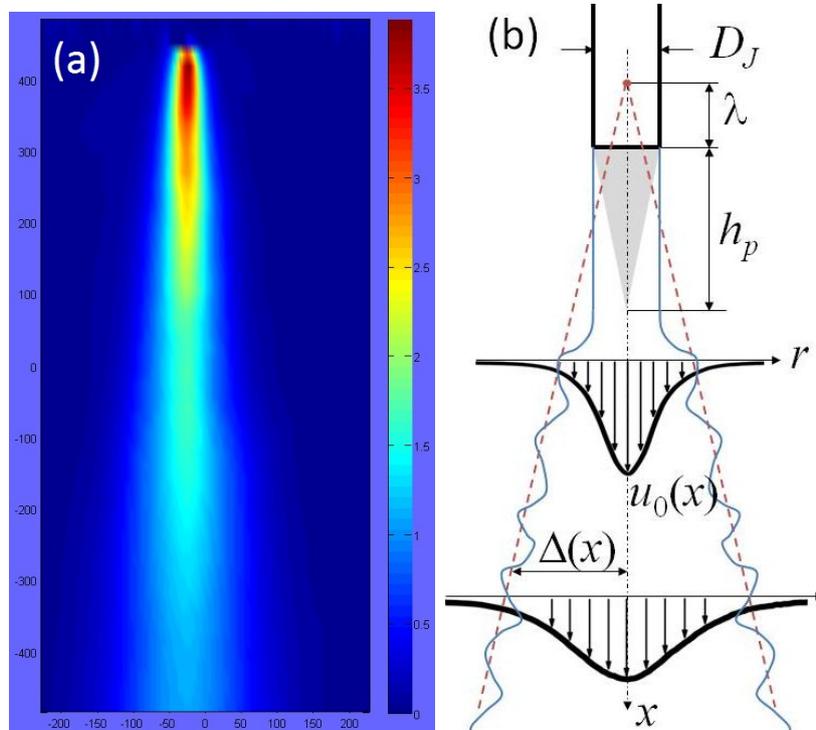


FIGURE 4.5 – Comportement d'un jet rond immergé et schématisation du modèle auto-similaire.

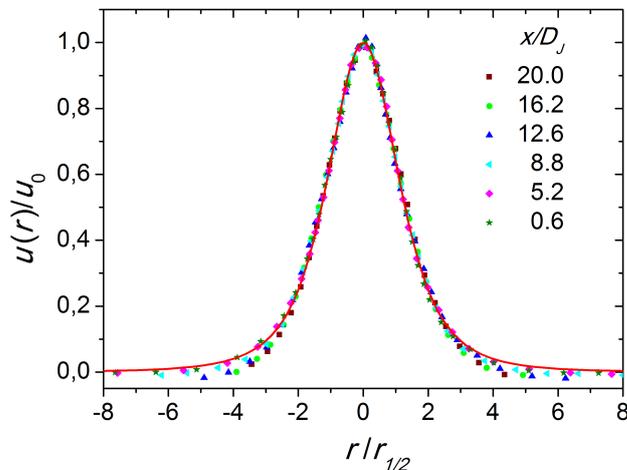


FIGURE 4.6 – Corrélation des profils normalisés, u/u_0 en fonction de $r/r_{1/2}$, à différentes distances x de la buse d'injection pour $U_J = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ et $D_J = 5 \text{ mm}$. La ligne continue représente la théorie du modèle auto-similaire d'un jet rond laminaire donnée par l'équation 4.3.

Pour étudier la pertinence du modèle auto-similaire, nous avons réalisé une série d'analyses sur les champs d'écoulement du jet dans sa partie libre. Pour cela, la cellule a été remplie uniquement avec du liquide (sans milieu granulaire) et des particules traçantes (sphères creuses d'un diamètre compris entre 9 et 13 μm fournit par Aldrich) ont été dispersées dans le liquide. Le laser décrit précédemment permet d'illuminer les particules traçantes dans l'axe du jet, filmées à 1000 ou 1500 images par seconde avec une caméra rapide FASTCAM SA3 conçue par *Photron*, fournissant des images d'une résolution de 1024×1024 pixels. Le champs d'écoulement est obtenu par un calcul PIV (Particle Image Velocimetry) à partir du code libre DPIVsoft (Meunier et Leweke, 2003), et après moyennage des séquences d'images à écoulement constant. Un résultat typique de champs d'écoulement est visible sur la figure 4.5a pour une vitesse d'injection $U_J = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ et un diamètre d'injection $D_J = 5 \text{ mm}$.

Sur le graphique 4.6, on voit la bonne corrélation des différents profils représentés par u/u_0 en fonction de $r/r_{1/2}$, où u_0 et $r_{1/2}$ sont les valeurs expérimentales mesurées à chaque position x de la vitesse maximale et du rayon à mi-hauteur du jet défini par $u(x, r_{1/2}) = u_0(x)/2$. Ces profils sont également en bon accord avec l'équation théorique dérivée des équations 4.1 et 4.2 :

$$u(x, r) = u_0(x) \left[1 + (\sqrt{2} - 1) \left(\frac{r}{r_{1/2}} \right)^2 \right]^{-2} \quad (4.3)$$

La vitesse maximale u_0 et le rayon à mi-hauteur du jet $r_{1/2}$ (ou l'épaisseur caractéristique $\Delta(x)$) peuvent être exprimés analytiquement en fonction de x . Ces expressions tiennent compte de la position de l'origine virtuelle λ qui correspond à la distance entre la buse et le point source asymptotique du jet (cf. figure 4.5b.). Par convention, cette valeur est prise positive pour une position en amont de la buse. On rappelle également l'existence de la longueur d'établissement du jet, h_p , dont la valeur n'est pas unanimement

établie (cf. paragraphe 3.3.1.1). La vitesse maximale u_0 et l'épaisseur caractéristique du jet Δ peuvent finalement s'exprimer pour $x > h_p$ par :

$$u_0(x) = \frac{3}{8\pi} \frac{M}{\rho\nu} \frac{1}{x + \lambda} \quad (4.4)$$

$$\Delta(x) = 4\nu \left(\frac{\pi}{3} \frac{\rho}{M} \right)^{1/2} (x + \lambda) \quad (4.5)$$

où ν et ρ sont respectivement la viscosité cinématique et la masse volumique du fluide.

Dans le cas d'un jet circulaire axisymétrique, le flux de quantité de mouvement s'écrit :

$$M = \int_0^{+\infty} 2\pi r \rho u^2(r) dr \quad (4.6)$$

Dimensionnellement, M est proportionnel à $\rho U_J^2 D_J^2$ et la valeur du coefficient de proportionnalité dépend des conditions d'écoulement à la sortie de la buse d'injection du jet. En considérant un profil de Poiseuille de l'écoulement dans le conduit d'injection, ce qui semble approprié dans nos conditions d'écoulement en régime laminaire, l'expression suivante peut être obtenue :

$$\frac{M}{\rho} = \frac{\pi}{3} U_J^2 D_J^2 \quad (4.7)$$

Les expressions de u_0 et de Δ peuvent alors s'exprimer en fonction du nombre de Reynolds du jet $Re_J = U_J D_J / \nu$ tel que :

$$u_0(x) = U_J \frac{Re_J}{8} \frac{D_J}{x + \lambda} \quad (4.8)$$

$$\Delta(x) = \frac{4}{Re_J} (x + \lambda) \quad (4.9)$$

La validité de ces expressions a été testée sur les résultats expérimentaux de notre étude du jet libre. Nous avons d'abord vérifié la relation linéaire entre U_J/u_0 et x/D_J au delà du cœur potentiel, comme on peut le voir dans l'inset de la figure 4.7. La pente α , correspondant à la régression linéaire dans différentes configurations de U_J et de D_J , est finalement représentée sur la figure 4.7 en fonction du nombre de Reynolds Re_J . Cette représentation montre le très bon accord avec l'expression 4.8 pour la gamme de nombre de Reynolds utilisée : $30 < Re < 250$ avec les deux tailles de buse. On pourra noter la moins bonne corrélation pour les deux essais ayant des nombres de Reynolds plus faibles ($Re_J < 60$).

Bien que u_0 ait été directement mesurée à partir des profils expérimentaux, l'épaisseur caractéristique Δ a été obtenue par l'ajustement des profils à différentes positions x avec les équations 4.1 et 4.2. La pente β entre Δ et x peut alors être estimée, comme sur l'inset de la figure 4.8, par une régression sur la partie en aval du cœur potentiel. On voit sur la figure 4.8 que la relation entre $1/\beta$ et Re_J présente également un très bon accord avec la prédiction $\beta = 4/Re_J$, en accord avec l'équation 4.9.

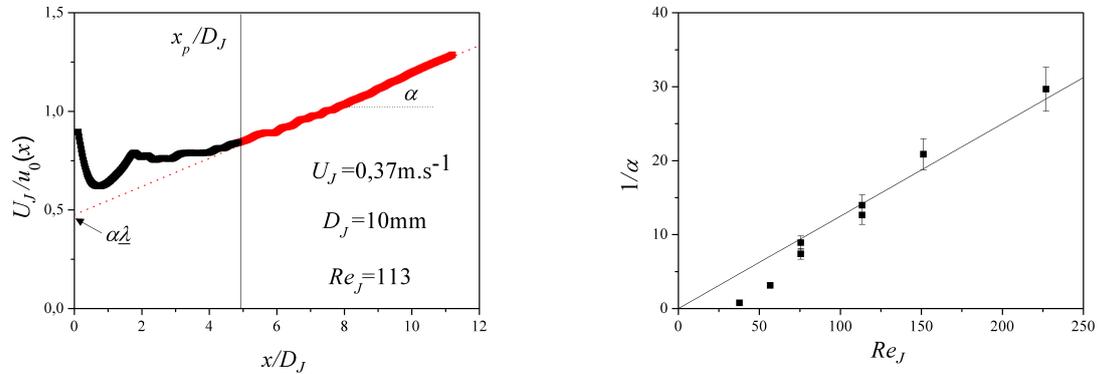


FIGURE 4.7 – À gauche : ajustement de U_J/u_0 en fonction de x/D_J dans la partie linéaire au delà du cœur potentiel, soit $x > h_p \approx 4.8D_J$. À droite : inverse de la pente α , obtenue à partir des régressions linéaires représentée en fonction du nombre de Reynolds Re_J pour des configurations de jet $U_J = 0.25, 0.37, 0.5$ et 0.75 m.s^{-1} avec $D_J = 5$ et 10 mm . La ligne continue représente la droite théorique $1/\alpha = Re_J/8$ déduite de l'équation 4.9.

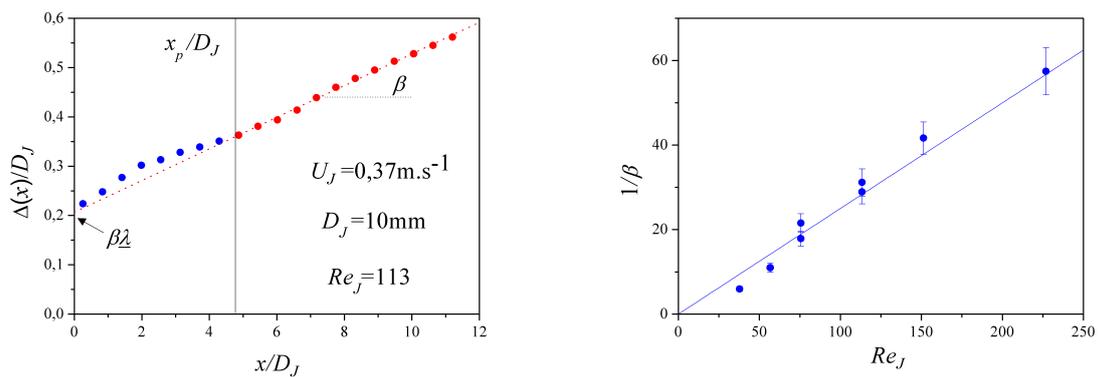


FIGURE 4.8 – À gauche : ajustement de Δ/D_J en fonction de x/D_J dans la partie linéaire au delà du cœur potentiel, soit $x > h_p \approx 4.8D_J$. À droite : inverse de la pente β , obtenue à partir des régressions linéaires représentée en fonction du nombre de Reynolds Re_J pour des configurations de jet $U_J = 0.25, 0.37, 0.5$ et 0.75 m.s^{-1} avec $D_J = 5$ et 10 mm . La ligne continue représente la droite théorique $1/\beta = Re_J/4$ déduite de l'équation 4.9.

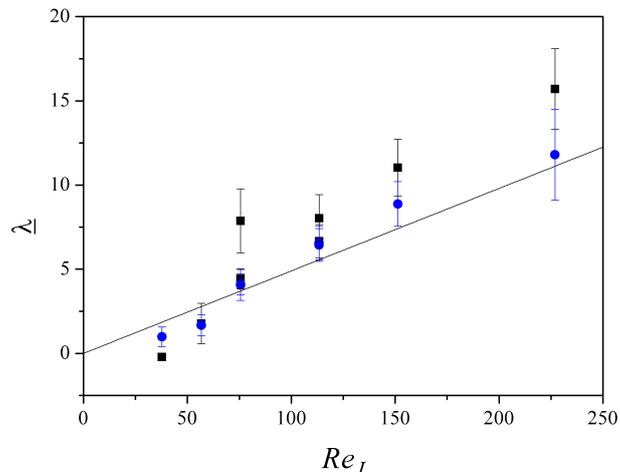


FIGURE 4.9 – Valeurs adimensionnées $\lambdā = \lambda/D_J$ en fonction du nombre de Reynolds Re_J obtenues pour les deux régressions linéaires sur Δ (■) et sur U_J/u_0 (●). La ligne continue correspond à l'équation $\lambdā = 0.048 Re_J$.

La dernière valeur à déterminer est la position de l'origine virtuelle. Expérimentalement, λ a simplement été obtenue avec l'abscisse origine des deux régressions linéaires utilisées pour estimer les pentes α et β . En effet, la régression linéaire de U_J/u_0 en fonction de x/D_J donne une origine égale à λ/D_J , alors que l'origine de Δ en fonction de x donne directement la valeur de λ . Les deux jeux de données ont été représentés sur la figure 4.9 de manière adimensionnée, tel que $\lambdā = \lambda/D_J$, en fonction du nombre de Reynolds du jet. On peut d'abord noter que les deux séries de points sont compatibles entre elles, mais également avec la relation empirique suivante, donnée par Revuelta et Sánchez (2002) pour un jet rond laminaire avec un profil de Poiseuille à l'injection :

$$\lambdā = 0.048 Re_J \quad (4.10)$$

Cette analyse sur le jet produit par notre dispositif de Jet Erosion Test adapté à la technique d'ajustement des indices de réfraction, a permis de valider la pertinence du modèle auto-similaire et notamment les expressions théoriques de u_0 , Δ et λ , pour le jet circulaire laminaire immergé, produit avec un fluide environ 30 fois plus visqueux que l'eau à travers une buse de 4cm de long ou plus.

4.3 JET iso-indice appliqué aux matériaux granulaires sans cohésion

4.3.1 Seuil d'érosion et construction du nombre de Shields

4.3.1.1 Cas des billes de verre

La condition d'initiation du mouvement d'une sphère non cohésive a été décrite dans la partie 2.4.1, à partir de la relation entre la contrainte hydrodynamique agissant sur le grain et son poids déjaugé, définissant ainsi le nombre de Shields critique :

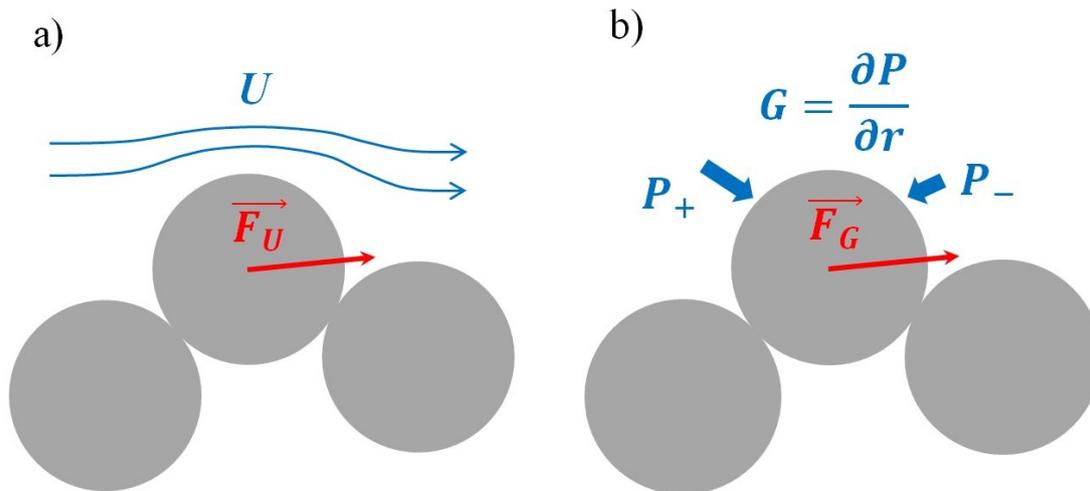


FIGURE 4.10 – (a) Force de trainée visqueuse F_U créée par l'écoulement ayant une vitesse caractéristique U au voisinage de la particule. (b) Force de pression inertielle F_g créée par la différence de pression hydrodynamique de chaque côté de la particule, avec ici un gradient radial caractéristique.

$$Sh^* = \frac{\tau_c}{\Delta\rho gd}$$

Dans la situation d'un jet impactant sur une surface initialement plane, deux mécanismes locaux peuvent être envisagés pour expliquer l'action du fluide sur la particule au moment de sa mise en mouvement. Le premier, plus couramment utilisé, présume que l'écoulement autour du grain exerce une force de frottement visqueux croissante, jusqu'à ce que l'équilibre soit rompu, telle que schématisée sur la figure 4.10a. On peut alors raisonnablement exprimer la contrainte de trainée du fluide τ_U comme directement proportionnelle à ρU^2 , où U est la vitesse caractéristique du fluide autour de la particule. On détermine ainsi la valeur maximale de τ_U et sa localisation à la surface du matériau en identifiant et en localisant la valeur maximale de U à la surface de l'échantillon. Le second mécanisme qui peut être évoqué pour décrire l'érosion granulaire est basé sur la pression hydrodynamique, et plus précisément sur son gradient radial $\partial P/\partial r$ qui peut générer une différence de pression d'un côté à l'autre du grain comme schématisé sur la figure 4.10b. La force de pression résultante est finalement écrite par une force volumique, qui dépend du gradient de pression local, donnant la contrainte hydrodynamique τ_G définie comme :

$$\tau_G = d \frac{\partial P}{\partial r} \quad (4.11)$$

La position théorique du premier grain érodé coïnciderait avec la position de la valeur maximale du gradient de pression exercé par le fluide sur la surface érodée. L'enjeu devient alors d'identifier les valeurs extrêmes locales de la vitesse du jet U_{max} et de la valeur absolue du gradient de pression hydrodynamique $G_{max} = \left| \frac{\partial P}{\partial r} \right|_{max}$. Pour cela, nous avons suivi l'étude des jets impactant décrit précédemment dans le paragraphe 4.2.3, en se référant à la vitesse axiale u_0 à la distance h_0 de la buse d'injection donnée par l'équation 4.8 pour la vitesse maximale, soit $U_{max} = u_0(h_0)$ de la même manière que Badr et al. (2014). Ainsi qu'à une pression inertielle due au jet libre à la distance h_0 , soit $P = \frac{1}{2}\rho [u(h_0, r)]^2$,

donnant une valeur maximale G_{max} du gradient de pression absolue $|\partial P/\partial r|$ pouvant s'exprimer comme :

$$G_{max} = \frac{2}{3} \left(\frac{9}{10} \right)^5 \frac{\rho [u_0(h_0)]^2}{\Delta(h_0)} \quad (4.12)$$

Deux nombres de Shields équivalents peuvent alors être écrits de la manière suivante, en se référant respectivement à U_{max} et à G_{max} :

$$Sh_U = \frac{\rho [u_0(h_0)]^2}{\Delta \rho g d} \quad (4.13)$$

$$Sh_G = \frac{\rho [u_0(h_0)]^2}{\Delta \rho g \Delta(h_0)} \quad (4.14)$$

Pour comparaison, on notera que Sh_u est exprimé de la même manière que celui utilisé par Badr et al. (2014). À partir des équations 4.8 et 4.9, l'hypothèse de l'existence d'un nombre de Shields constant (Sh_U^* ou Sh_G^*) pour un diamètre de particule donné mène aux relations suivantes entre le nombre de Reynolds du jet critique Re_J^* , calculé à partir de la vitesse d'injection critique U_J^* déterminée suivant le protocole 1 (Paragraphe 4.2.2), et la distance h_0 entre la buse et la surface du matériau :

$$Re_J^{*2} = (64 Sh_U^* Ar)^{\frac{1}{2}} \frac{h_0 + \lambda}{d} \quad (4.15)$$

$$Re_J^{*\frac{5}{3}} = (256 Sh_G^* Ar)^{\frac{1}{3}} \frac{h_0 + \lambda}{d} \quad (4.16)$$

avec Ar le nombre d'Archimède défini par $Ar = \frac{\Delta \rho g d^3}{\nu^2}$

Ces deux relations ont été comparées aux données expérimentales obtenues avec le dispositif de jet iso-indice selon le protocole 1 pour des séries sur des échantillons de billes de diamètre 1, 3, 5 et 7 mm réalisées avec plusieurs hauteurs initiales h_0 , entre 4 mm et 270 mm, et deux diamètres d'injection $D_J = 5$ et 10 mm. Comme montré sur l'exemple de la figure 4.11, une bonne correspondance est observée dans les deux cas.

Chaque régression linéaire peut être utilisée pour calculer une valeur de Sh_U^* et Sh_G^* pour chaque diamètre de particules. Il est alors intéressant de voir ces valeurs représentées en fonction du nombre de Reynolds de la bille $Re_p = \frac{u_0 d}{\nu}$ comme représenté sur la figure 4.12. On note sur cette figure que la valeur de Sh_U^* est à peu près constante alors que Sh_G^* augmente continuellement avec Re_p . Ce résultat suggère que Sh_U serait un meilleur choix que Sh_G pour définir le seuil d'érosion granulaire par un jet impactant. Notons également que la valeur de Sh_U^* obtenue, soit $Sh_U^* = 1.88 \pm 0.54$, est proche des résultats de Badr et al. (2014), qui sont basés sur l'érosion induite par un jet plan laminaire à turbulent et donnent $Sh = 1.2 \pm 0.6$ pour des nombres de Reynolds particuliers dans une gamme à peu près identique à la notre : $3 < Re_p < 100$.

4.3.1.2 Cas des particules de verre concassé non sphériques

À l'aide des grains obtenus à partir de tubes en verres borosilicate cassés et décrits dans le paragraphe 3.2.2.1, le même type d'analyse a été réalisé afin d'obtenir le critère

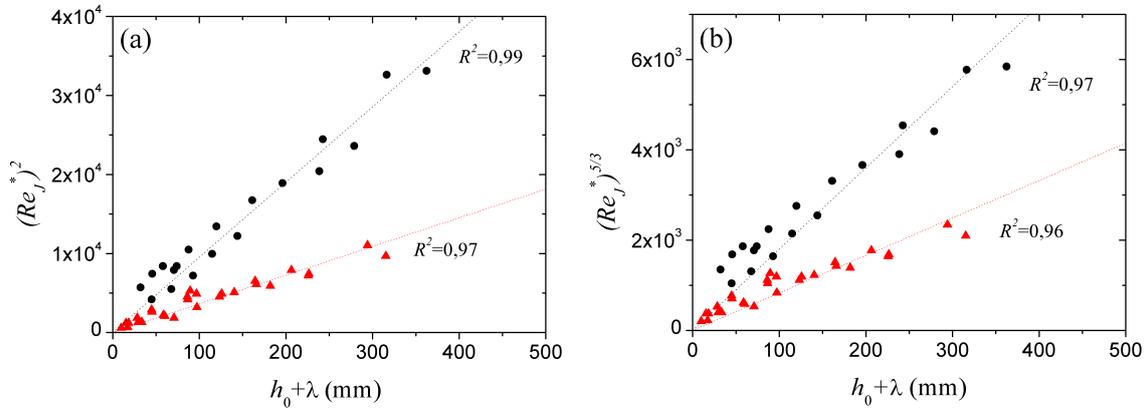


FIGURE 4.11 – Ajustement linéaire de (a) Re_J^{*2} et (b) $Re_J^{*5/3}$ en fonction de la hauteur totale de jet $h_0 + \lambda$ pour deux diamètres de billes $d = 1 \text{ mm}$ (triangles rouges) et $d = 5 \text{ mm}$ (cercles noirs).

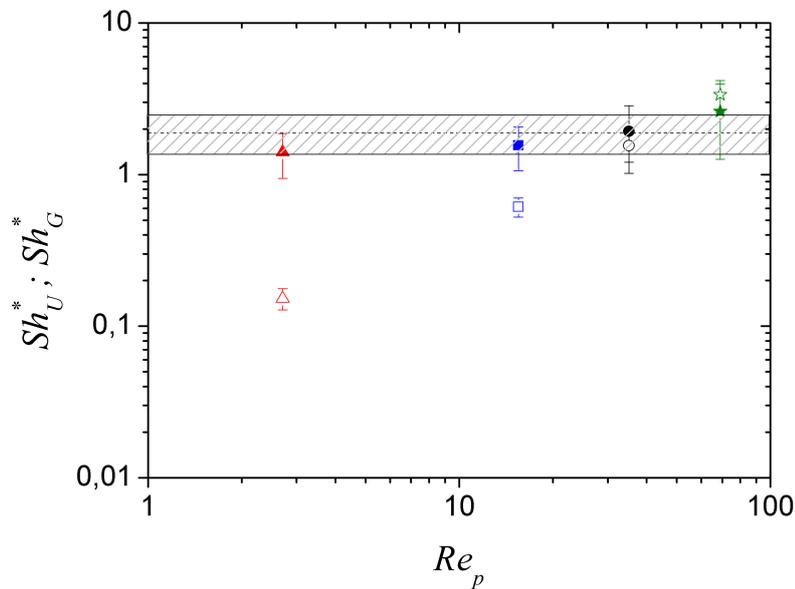


FIGURE 4.12 – Valeurs critique de Sh_U^* (symbols pleins) et Sh_G^* (symbols vides) du nombre de Shields inertiel, construit sur la force de frottement visqueux et sur le gradient de pression respectivement, représentées en fonction du nombre de Reynolds de la particule Re_p pour les quatre diamètres de bille différents : $d = 1 \text{ mm}$ (triangles rouges), $d = 3 \text{ mm}$ (carrés bleus), $d = 5 \text{ mm}$ (cercles noirs) et $d = 7 \text{ mm}$ (étoiles vertes).

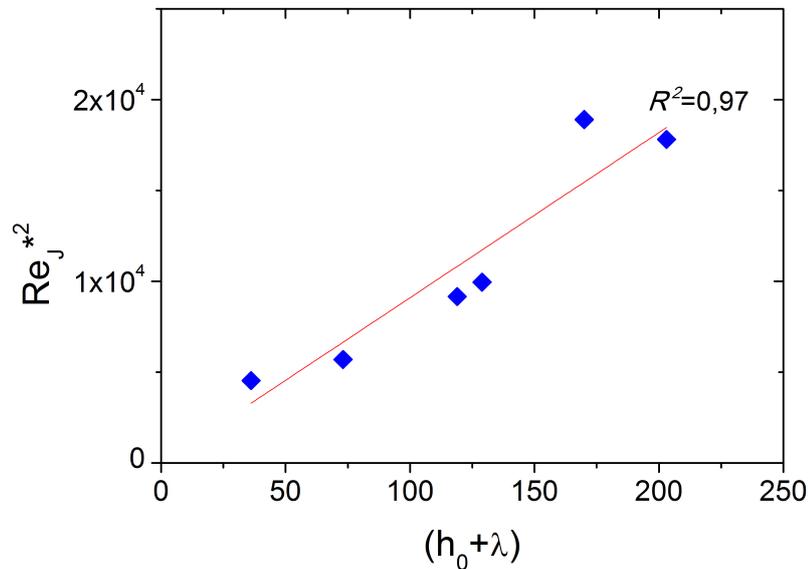


FIGURE 4.13 – Ajustement linéaire de Re_J^{*2} en fonction de la hauteur totale de jet $h_0 + \lambda$ pour des particules de verre cassé d'un diamètre $D_{50} = 3 \text{ mm}$.

de mise en mouvement et de le comparer aux billes de verre sphériques pour étudier l'influence de la forme des grains sur le seuil d'érosion.

Plusieurs essais à partir des grains d'une taille médiane $D_{50} = 3 \text{ mm}$ ont été menés selon le protocole 1 pour des hauteurs entre la buse d'injection et la surface initiale du lit granulaire $h_0 = 20, 55, 95, 105, 137$ et 171 mm . Les vitesses d'injection du jet au moment du premier mouvement des grains ont été identifiées visuellement par différences d'images. On obtient respectivement $U_J^* = 0.45, 0.63, 0.64, 0.66, 0.97$ et 1.07 m.s^{-1} . La figure 4.13 montre l'ajustement linéaire du carré du nombre de Reynolds critique du jet Re_J^{*2} en fonction de la hauteur totale du jet $h_0 + \lambda$ conformément à l'équation 4.15. La pente obtenue permet de calculer le nombre de Shields critique $Sh_U^* = 2.94 \pm 0.89$. L'erreur sur cette valeur a été évaluée à partir de l'incertitude issue de la régression linéaire, soit $R^2 = 0.97$, de la taille des grains, allant de 2 à 4 mm pour $D_{50} = 3 \text{ mm}$, ainsi que des marges d'erreurs sur la viscosité et les masses volumiques pour le calcul du nombre d'Archimède. On constate une valeur sensiblement plus élevée que pour les billes de diamètre 3 mm, avec lesquelles on a obtenu précédemment $Sh_U^* = 1.54 \pm 0.46$. Cette différence peut s'expliquer par la forme non sphérique des grains créant un enchevêtrement plus marqué dans l'empilement qui assure ainsi une plus grande résistance à l'entraînement à la surface de l'échantillon, ou par la perméabilité plus faible de l'échantillon. On reste toutefois dans un ordre de grandeur comparable.

Après l'étude du seuil d'érosion qui a permis d'identifier le paramètre inertiel à l'origine de la mise en mouvement des grains, l'étude de la formation du cratère a été réalisée à partir des mêmes empilements et est décrite dans la section suivante.

4.3.2 Étude du cratère d'affouillement

4.3.2.1 Profil du cratère

Lorsque la vitesse du jet dépasse le seuil d'érosion identifié précédemment, un cratère d'affouillement se forme verticalement dans l'axe du jet. Les conditions de l'écoulement sont alors fortement modifiées : le jet est toujours dévié radialement au contact de la surface du milieu granulaire, mais une proportion croissante pénètre à l'intérieur du cratère générant une re-circulation et une augmentation de la dissipation de l'énergie d'écoulement du fluide. Pour un matériau peu perméable (i.e. typiquement de l'argile), Mercier (2013) a identifié numériquement lors de sa thèse, que l'écoulement dévié résultant de l'impact avec l'échantillon passe brusquement d'une direction perpendiculaire à l'axe vertical du jet, à une direction tangentielle inversée à l'écoulement principale du jet avant l'impact, lorsque la profondeur du cratère atteint environ 2 *cm*. Pour un empilement granulaire très perméable, comme nos empilements de grains supérieurs à 1 *mm*, utilisés dans ce travail, une grande partie de l'écoulement est évacuée à travers le matériau réduisant ainsi le diamètre du cratère nécessaire à la re-circulation du jet. La figure 4.14 montre la formation du cratère dans un empilement de billes de diamètre 5 *mm* et 3 *mm* et dans un empilement de verre concassé de diamètre médian $D_{50} = 3$ *mm*, pour une hauteur $h_0 \simeq 50$ *mm* et des vitesses d'écoulement $U_J = 0.8, 0.9$ et 1.25 *m.s*⁻¹.

Ces images ont été obtenues en continuant l'essai au delà du seuil en suivant toujours le protocole 1. Elles montrent l'augmentation de la profondeur du cratère δx avec la vitesse du jet qui, pour une même vitesse d'injection, est plus importante pour les grains plus petits (i.e. billes et verre concassé de 3 *mm*), du fait de leur poids plus faible, et pour les grains sphériques (i.e. billes de 3 *mm*). Le diamètre du cratère D_c évolue de manière plus subtile, avec pour les billes de 5 *mm* un diamètre approximatif croissant $D_c = 15, 18, 20$ et 23 *mm* lorsque U_J augmente de 0.8 à 1.25 *m.s*⁻¹ et δx de 4 à 18 *mm*, alors que pour les billes de 3 *mm*, $D_c = 19$ *mm* lorsque $U_J = 0.8$ et 0.9 *m.s*⁻¹, créant un cratère de profondeur $\delta x = 8$ et 18 *mm*, et D_c augmente à environ 22 *mm* lorsque $U_J = 1.0$ *m.s*⁻¹ et $\delta x = 70$ *mm*, puis diminue vers 15 *mm* lorsque $U_J = 1.25$ *m.s*⁻¹ et $\delta x = 45$ *mm*. Enfin, pour le verre concassé, $D_c = 26$ *mm* lorsque $U_J = 0.8$ et 0.9 *m.s*⁻¹ avec $\delta x = 8$ et 15 *mm*, et D_c diminue à 25 *mm* puis 20 *mm* pour $U_J = 1$ et 1.25 *m.s*⁻¹, tandis que la profondeur du cratère augmente à 18 *mm* puis 34 *mm*.

Pour les billes de 5 *mm* de diamètre, l'effet de la taille des grains rend plus difficile l'analyse des résultats, car le diamètre du cratère qui augmente de façon régulière, n'augmente en fait que d'un diamètre de bille entre $U_J = 0.8$ et 1.0 *m.s*⁻¹. Cette taille d'un diamètre de bille spécifique à chaque empilement, peut en effet être considérée comme l'erreur relative sur les dimensions du cratère. Pour les grains de 3 *mm*, les particules non sphériques ont une profondeur de cratère un peu plus faible que les billes sphériques à une même vitesse d'injection du jet. Le diamètre du cratère est cependant plus large qu'avec les billes. En faisant l'hypothèse d'une forme axisymétrique du cratère, il est possible de calculer le volume érodé qui correspond approximativement au cylindre de hauteur δx et de diamètre D_c . Ce volume de matériau érodé est systématiquement plus élevé pour les particules non sphériques de 55 à 93%. Cette augmentation est peut être due à la perméabilité plus faible de l'empilement de particules de formes aléatoires, qui peut augmenter la tortuosité et diminuer la porosité comme décrit plus tôt dans ce manuscrit (section 2.3.1.2). La perméabilité étant plus faible, la part de l'écoulement re-circulant à

l'intérieur du cratère, et non à travers la porosité du matériau, augmente. Le cratère doit donc notamment être plus large pour permettre à l'écoulement d'être évacué.

Cette influence du confinement et de la dissipation de l'écoulement est étudiée dans le paragraphe suivant à travers un modèle empirique pour évaluer l'évolution de la vitesse du jet à l'intérieur du cratère.

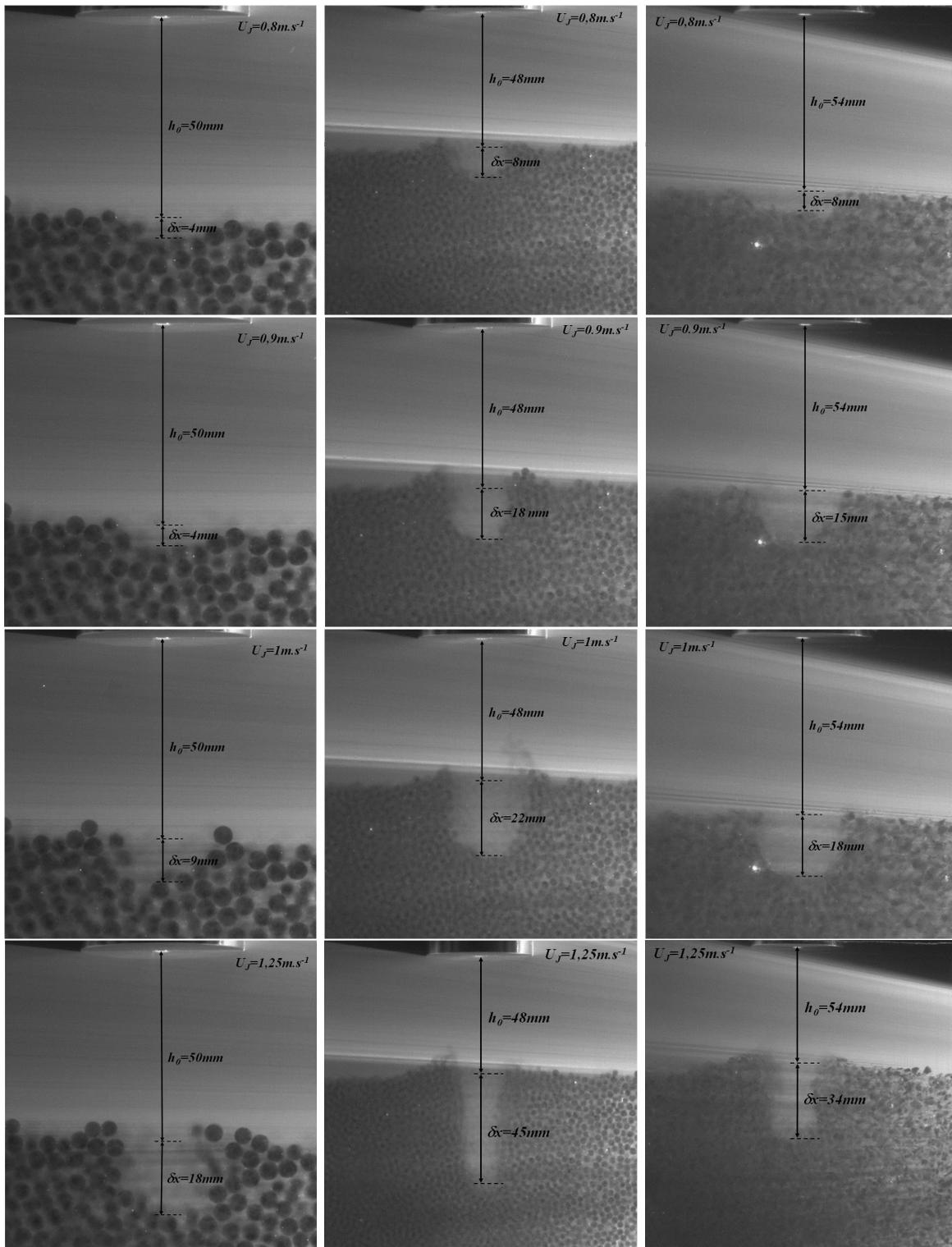


FIGURE 4.14 – Formation du cratère sous l'impact vertical du jet pour un empilement de billes de verre de diamètre $d = 5 \text{ mm}$ (à gauche), $d = 3 \text{ mm}$ (au milieu), et pour un empilement de verre concassé d'un diamètre $D_{50} = 3 \text{ mm}$ (à droite). Les vitesses d'injection du jet sont $U_J = 0.8 \text{ m.s}^{-1}$ (première ligne), $U_J = 0.9 \text{ m.s}^{-1}$ (deuxième ligne), $U_J = 1.0 \text{ m.s}^{-1}$ (troisième ligne) et $U_J = 1.25 \text{ m.s}^{-1}$ (dernière ligne).

4.3.2.2 Modèle empirique d'évolution de la vitesse de jet à l'intérieur du cratère

A partir de l'analyse précédente de l'impact du jet sur une surface plane, on peut raisonnablement supposer que l'initiation du mouvement d'une particule est décrite par une valeur constante du nombre de Shields inertiel Sh_U^* . Pour un diamètre de grain donné, ce critère est équivalent à une valeur critique de la vitesse d'écoulement locale à la surface de l'empilement. En considérant maintenant que le seuil d'entraînement est dépassé, formant un cratère d'affouillement dans l'axe du jet impactant, une nette évolution des conditions de l'écoulement sera attendue comme décrit dans la section précédente. Dans le but de quantifier cet effet de dissipation induit par le confinement du cratère, l'essai a été continué, toujours suivant le protocole 1, après l'apparition du cratère. En principe, il paraît raisonnable de considérer que la condition d'arrêt de l'érosion est la même que la condition d'initiation de l'érosion, en d'autres mots, que la vitesse locale à la surface des grains au fond du cratère est exactement égale à la vitesse critique donnée par le nombre de Shields critique Sh_U^* . Avec cette hypothèse, la vitesse maximale d'un jet libre u_0 à la même distance $h_0 + \delta x$ de la buse d'injection peut être directement comparée à la vitesse d'écoulement locale au fond du cratère, notée u_0^c , égale à la vitesse critique d'entraînement spécifique à l'empilement considéré. On peut alors définir un facteur de proportionnalité C entre u_0^c et u_0 :

$$u_0^c(\delta x) = C.u_0(\delta x) \quad (4.17)$$

Par définition $C = 1$ à la surface initiale plane de l'empilement granulaire ($\delta x = 0$) et $C < 1$ lorsque le cratère apparaît ($\delta x > 0$), avec une valeur de C décroissante avec l'augmentation de la profondeur du cratère. La méthode suivie pour évaluer le coefficient C à partir de notre protocole consiste à déterminer la vitesse critique du jet U_J^* pour laquelle le premier mouvement de grain est observé à la surface de l'empilement. Puis à chaque vitesse U_J au-delà de ce seuil, on mesure à partir de la séquence d'images la profondeur de quasi-équilibre du cratère à l'intérieur du milieu iso-indice décrit précédemment. À partir du modèle auto-similaire du jet libre, et plus précisément de l'équation 4.8, C peut être écrit en fonction de la vitesse d'injection U_J , de la profondeur du cratère δx et de la vitesse critique d'entraînement U_J^* à la surface initiale du lit (i.e. à la distance h_0 de la buse d'injection) :

$$C = \left(\frac{U_J^*}{U_J} \right)^2 \left(1 + \frac{\delta x}{h_0 + \lambda} \right) \quad (4.18)$$

La figure 4.15 montre l'évolution du coefficient C obtenu par cette procédure en fonction de δx pour un échantillon constitué de billes de diamètre $d = 3 \text{ mm}$, avec un diamètre d'injection $D_J = 5 \text{ mm}$ et pour différentes valeurs de h_0 . La distance λ a été calculée à partir de l'équation 4.10.

Toutes les courbes diminuent avec une tendance similaire qui suggère l'existence d'une longueur caractéristique de décroissance de la vitesse à l'intérieur du cratère qui va dépendre de la distance initiale h_0 . Cette profondeur caractéristique est probablement reliée aux dimensions du cratère. Dans l'hypothèse où la largeur du cratère est directement corrélée à la largeur du jet à l'entrée du cratère $\Delta(h_0)$, cette dernière grandeur peut être une longueur adéquate pour quantifier la pente relative de vitesse C due à une atténuation de l'écoulement dans le cratère. Pour tester cette hypothèse de manière quantitative, la même courbe que sur la figure 4.15 a été représentée cette fois-ci en fonction de

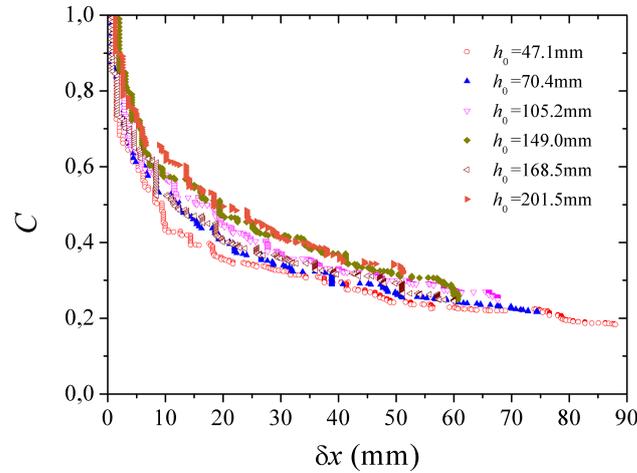


FIGURE 4.15 – Valeurs du coefficient de proportionnalité C en fonction de δx obtenues pour des billes de diamètre 3 mm et différentes distances h_0 entre la buse d'injection et la surface initiale du lit granulaire.

$\frac{\delta x}{\Delta(h_0)}$ sur la figure 4.16. Comme on peut le voir, les différentes courbes s'ajustent bien sur une tendance unique confirmant la validité de notre hypothèse. La loi empirique suivante peut même être proposée pour rendre compte de l'évolution de C avec δx :

$$C = \exp\left(-k \left[\frac{\delta x}{\Delta(h_0)}\right]\right) \quad (4.19)$$

avec $k \approx 0.4$ pour des billes de 3 mm de diamètre et un diamètre d'injection $D_J = 5$ mm. Les résultats sont cependant moins évidents pour la buse de diamètre $D_J = 10$ mm, qui suggère une valeur plus grande pour k ($k \sim 0.6$). Il n'a par ailleurs pas été possible de suivre la même analyse de manière satisfaisante pour un autre jeu de données obtenu avec des billes de diamètre $d = 5$ mm, probablement suite aux effets de tailles finis qui font apparaître de fortes intermittences dans l'évolution de la profondeur du cratère induisant une succession de sauts et de plateaux. Il faut donc rester prudent sur le rôle de $\Delta(h_0)$ dans l'atténuation de l'affouillement du cratère et sur l'utilisation de l'équation 4.19, qui demande à être confirmée ou modifiée. D'autres études seront nécessaires pour être capable de conclure définitivement sur ce point.

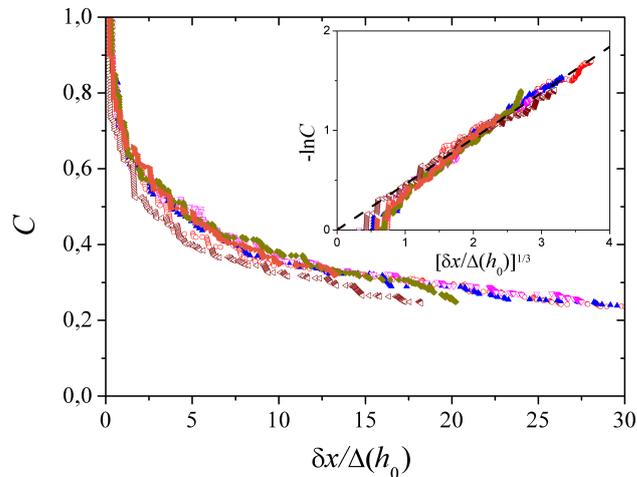


FIGURE 4.16 – Valeurs du coefficient de proportionnalité C en fonction de $\frac{\delta x}{\Delta(h_0)}$ obtenues pour des billes de 3 mm de diamètre et pour différentes distances h_0 (points déjà représentés à la figure 4.15). L'inset représente $-\ln(C)$ en fonction de $\left[\frac{\delta x}{\Delta(h_0)}\right]^{1/3}$ avec une ligne en pointillé qui correspond à la loi empirique donnée par l'équation 4.19 avec $k = 0.45$.

4.4 Cas de la cohésion par ponts solides

Les empilements réalisés initialement avec l'utilisation de paraffine comme ponts solides ce sont révélés incompatibles avec l'immersion d'huile. En effet, le mélange d'huile utilisé comme fluide érosif semble être plus mouillant sur le verre que sur la paraffine, qui se désolidarise des billes en quelques minutes avant la sollicitation du jet impactant. L'étude du comportement face à l'érosion des matériaux rendus cohésifs par ponts solides a donc été réalisée uniquement avec l'utilisation de vernis, comme décrit dans la partie 3.2.2.4, qui résiste durablement à l'immersion dans l'huile iso-indice.

Pour caractériser l'impact de la cohésion sur le processus d'érosion, le comportement de ces matériaux modèles a été étudié à la fois sur le plan mécanique, à partir des essais de traction, et sur le plan hydraulique à partir de l'essai de jet impactant iso-indice.

4.4.1 Résistance mécanique à la traction

4.4.1.1 Essai de traction microscopique

L'essai de traction entre deux billes présenté en 3.3.3.1 permet de mesurer la résistance des ponts solides formés entre des billes ici prélevées dans des échantillons préparés en introduisant un mélange de vernis et d'eau. Pour illustrer la méthode, la figure 4.17 montre entre deux billes de 7 mm le pont d'un mélange de 50% de vernis dans de l'eau au cours du séchage. On observe bien une diminution importante du volume et un profil extérieur de pont qui semble rester homothétique. Sur la figure 4.18 on observe ces mêmes billes après un essai de traction microscopique ayant donné une valeur de force à la rupture $F_{cap} = 178 \text{ mN}$. Les faciès de rupture observés montrent qu'il reste du vernis solide sur les deux billes, indiquant que la rupture s'est faite au sein du vernis, et non à la surface entre le vernis et les billes, et dans un régime sans endommagement des particules

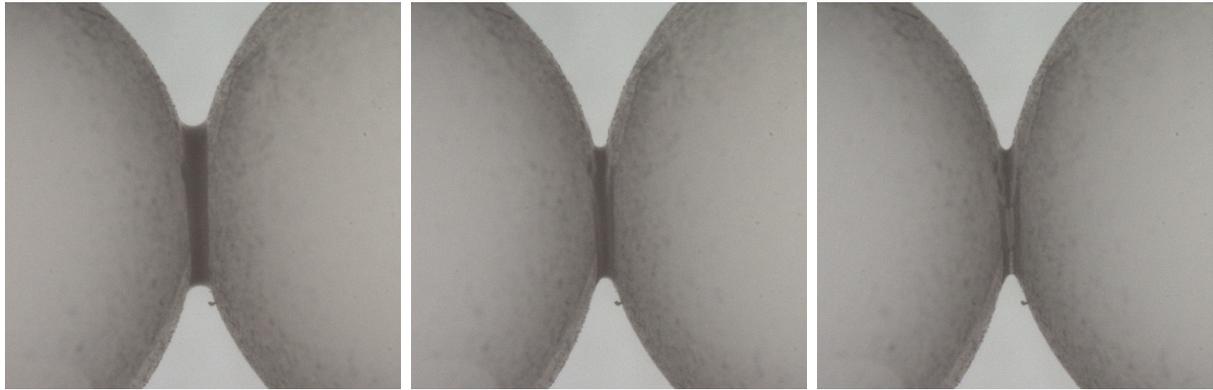


FIGURE 4.17 – Séchage d'un pont capillaire de vernis mélangé à 50% d'eau entre deux billes de 7 mm à t_0 , $t_0 + 4 \text{ min}$ et $t_0 + 8 \text{ min}$.

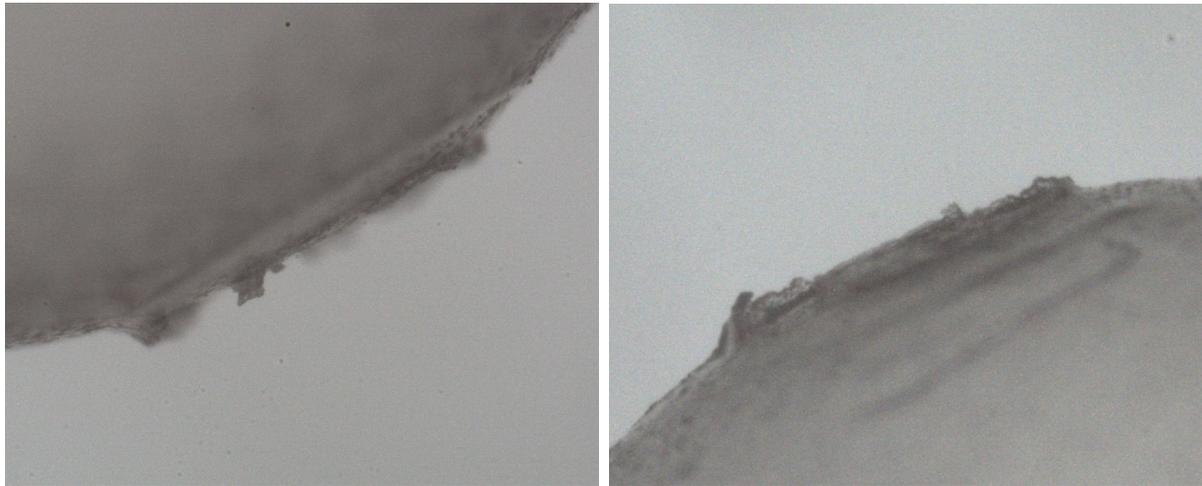


FIGURE 4.18 – Pont de vernis solide (celui de la figure 4.17), après rupture en traction

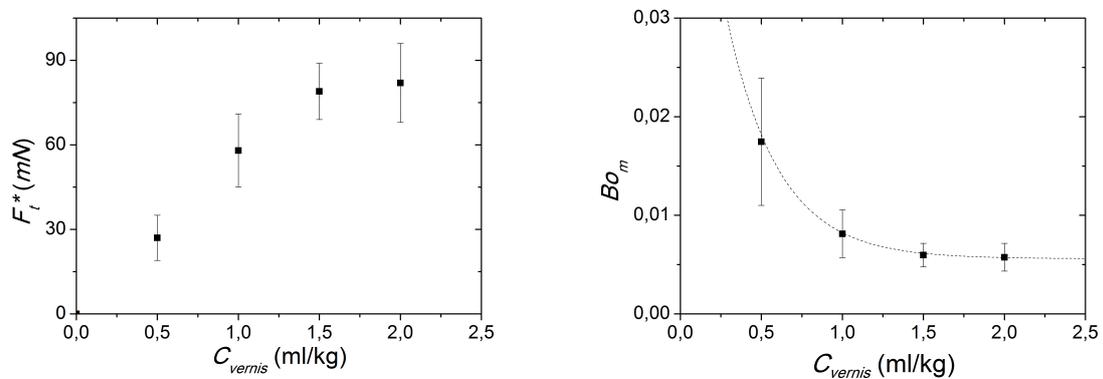


FIGURE 4.19 – À gauche : augmentation de la force critique de traction F_t^* entre deux billes de 3mm de diamètre, en fonction de la teneur en vernis C_{verniss} . À droite : nombre de Bond calculé selon l'équation 4.20 en fonction de C_{verniss} , ajusté par la relation inverse 4.21 en pointillés.

(Delenne et al., 2009) ce qui est normale car les billes sont manifestement nettement plus résistantes que la résine.

Une étude systématique a été menée avec des empilements de billes de verre de 3 mm de diamètre dans lesquels le vernis, préalablement mélangé à de l'eau avec une concentration $C_{verniss}$, est ajouté afin d'introduire un volume constant de 2ml par kg de billes aux empilements. L'ensemble est ensuite séché. Il est à noter que le vernis "pur" contient déjà de l'eau et qu'une réduction de masse de l'ordre de 50% est observée lors du séchage. Le volume réel de vernis solide présent dans le système est donc plus faible que celui évalué dans la suite à partir de $C_{verniss}$. Entre 15 et 20 valeurs ont été mesurées pour chaque concentration différente afin d'obtenir une valeur moyenne et une erreur type. Le graphique de gauche sur la figure 4.19 montre l'évolution des résistances moyennes à la traction F_t^* en fonction de la teneur en vernis $C_{verniss}$ en ml de résine par kg de billes. Les points correspondants à des concentration $C_{verniss} = 0.5, 1, 1.5$ et 2 ml/kg, confirment l'augmentation de la force critique de traction avec la quantité de vernis. On note que si les trois premières valeurs montrent une tendance linéaire passant par 0 (cas d'absence de cohésion), la valeur obtenue à 2 ml/kg semble éventuellement se stabiliser autour de $F_t^* \simeq 80$ mN. Cette valeur peut être due à une cohésion maximale au delà de laquelle l'ajout de vernis n'augmente plus la résistance à la traction. Cependant, lors des essais, un biais apparaît du fait que les billes pouvant être testées correspondent aux liens cohésifs les plus forts. En effet, dans l'échantillon le plus cohésif, chaque couple de billes extrait reste collé et peut être testé, mais pour une cohésion moindre, il y a de plus en plus de liens trop faibles qui ne résistent pas à l'extraction des billes et ne peuvent donc pas être testés. Bien que la fraction de billes aux ponts trop fragiles n'est pas été mesurée, elle rehausse d'autant plus les moyennes réalisées sur chaque échantillon que la concentration en vernis diminue.

Afin de comparer les valeurs de F_t^* au poids des billes déjà jaugé dans le fluide érosif, nous avons calculé un nombre de Bond Bo_m spécifique à la cohésion locale entre deux billes de même diamètre. Dimensionnellement, ce nombre peut s'écrire :

$$Bo_m = \frac{(\rho_p - \rho_f)gd^3}{F_t^*} \quad (4.20)$$

où ρ_p et ρ_f sont respectivement les masses volumiques de la bille et du mélange d'huile utilisé lors des essais d'érosion, et d le diamètre des billes.

Les valeurs obtenues sont représentées sur la figure 4.19 à droite. On s'attend à ce que ce nombre de Bond, qui représente le rapport du poids de la bille et de la contrainte de cohésion, tende vers l'infini lorsque la cohésion tend vers 0 et tende vers 0 lorsque la cohésion devient très grande. On retrouve en effet l'augmentation de plus en plus importante de Bo lorsque $C_{verniss}$ diminue, bien que notre dispositif ne permette pas de mesurer des nombres de Bond supérieurs à 1 (i.e. poids d'une bille plus élevé que la force critique de traction du lien), et même supérieurs à $Bo = 0.03$ du fait d'une cohésion qui devient trop faible empêchant l'extraction de deux billes encore collées. Malgré les barres d'erreurs importantes dues à la forte dispersion des résultats, on peut trouver pour le nombre de Bond une tendance compatible avec une relation inversement proportionnelle à la concentration $C_{verniss}$ comme suggérée par le modèle analytique de l'Annexe 3 :

$$Bo_m \simeq \frac{0.0094}{C_{verniss}} \quad (4.21)$$

Cette loi est représentée en traits discontinus sur le graphique de droite de la figure 4.19, et nous permettra d'interpoler des valeurs intermédiaires du nombre de Bond.

Pour finir, on retiendra que les forces de cohésion mises en jeu dans nos échantillons donnent des valeurs de $Bo \ll 1$, ce qui montre que la cohésion reste toujours importante et dominante devant le poids des billes.

4.4.1.2 Essai de traction macroscopique

Le dispositif de traction entre deux billes ne permettant pas de mesurer le lien entre des billes plus petites, nous avons étudié la résistance à la traction à l'échelle plus globale d'un ensemble de billes de diamètre compris entre 0.75 et 1 mm, avec le dispositif présenté dans la partie 3.3.3.2. 4 essais ont été réalisés avec des empilements mélangés avec 25, 50, 75 et 100% de vernis par kg de billes. Les contraintes critiques de traction σ_t^* ont été calculées à partir de la force appliquée au moment de la fracture de l'échantillon, divisée par la section circulaire de rupture de 30 mm de diamètre.

La figure 4.20, montre sur le graphique de gauche l'augmentation de σ_t^* avec $C_{verniss}$. La contrainte critique de traction mesurée permet de calculer un second nombre de Bond Bo_M , spécifique à la cohésion globale de l'échantillon :

$$Bo_M = \frac{\Delta\rho g d}{\sigma_t^*} \quad (4.22)$$

où $\Delta\rho = \rho_p - \rho_f$, la différence entre la masse volumique de billes et celle de l'huile d'immersion. Les valeurs ainsi obtenues sont représentées pour les quatre essais sur la figure 4.20 à droite. On constate que les valeurs sont comprises dans le même ordre de grandeur que pour les essais de traction entre deux billes de 3 mm. Ici encore le nombre de Bond augmente de façon significative lorsque la cohésion diminue, le même type de loi inverse reste approximativement compatible pour exprimer Bo_M en fonction de $C_{verniss}$:

$$Bo_M = \frac{0.025}{C_{verniss}} \quad (4.23)$$

Les contraintes de cohésion mesurées à l'échelle locale et à l'échelle globale peuvent servir de référence pour étudier la résistance à l'érosion en fonction de la cohésion d'un matériau. L'analyse de ces données sera plus approfondie dans la partie discussion 4.4.3.

4.4.2 Érosion par JET iso-indice

4.4.2.1 Étude au seuil d'érosion

De la même façon que pour les billes sans cohésion, les billes de verre rendues cohésives à l'aide de ponts solides de vernis ont permis d'évaluer le seuil d'érosion par jet impactant à l'aide du dispositif iso-indice décrit dans le paragraphe 4.2.1. Dans un premier temps, les essais ont été réalisés en suivant le protocole 1 pour mesurer le seuil de détachement des billes.

Afin d'étudier ce seuil d'érosion des grains cohésifs, des empilements de 3 kg de billes cohésives sont réalisés comme décrit dans la partie 3.2.2.4, avec des teneurs en vernis de 0.5, 1, 1.5 et 2 ml/kg pour les billes les plus petites et 0.29, 0.5, 1, 1.5, 1.71 et 2 ml/kg pour les billes les plus grosses. Les essais ont été réalisés afin de déterminer le seuil d'entraînement des grains à la surface de l'empilement, avec une buse d'injection de

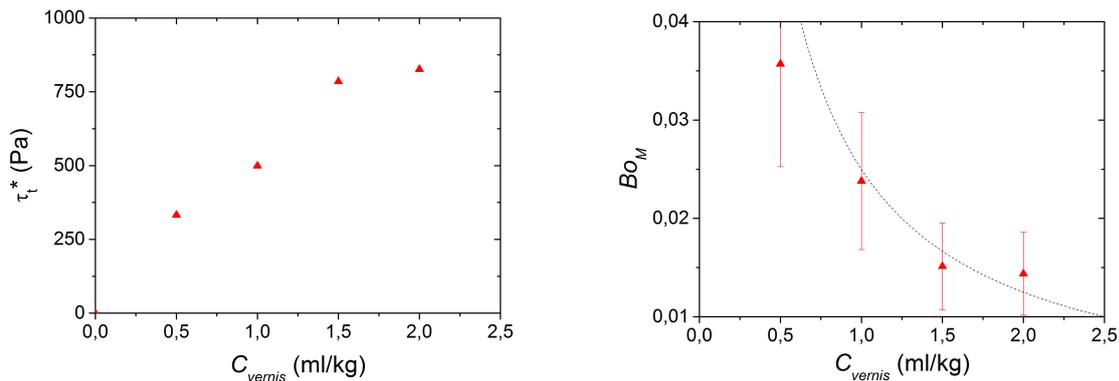


FIGURE 4.20 – À gauche : augmentation de la contrainte critique de traction τ_t^* mesurée avec des échantillons constitués de billes d'un diamètre $d = 875 \pm 125 \mu m$, en fonction de la teneur en vernis $C_{verniss}$. À droite : nombre de Bond calculé selon l'équation 4.22 en fonction de $C_{verniss}$, ajusté par la relation inverse 4.23. Les barres d'erreurs correspondent à une erreur de 15% sur la contrainte de traction, obtenu en réalisant 2 fois l'essai à 1 ml de résine par kg de billes.

diamètre $D_J = 5mm$ et une distance initiale entre la buse et la surface du lit granulaire $h_0 = 75 \pm 5 mm$. Dans un premier temps, 2 types d'échantillons constitués de billes de verre classique *SiLi beads* ont été réalisés afin de ne pas compromettre l'état de surface des billes en verre borosilicate. Les billes composant les échantillons ont un diamètre compris entre 2.85 et 3.30 mm dans un cas, et entre 0.75 et 1 mm dans l'autre cas. Ces billes d'un indice de réfraction différent ont nécessité d'adapter la technique de détermination du seuil. Pour cela, la caméra est surélevée au dessus de la surface de l'échantillon, puis inclinée d'un angle de 35° par rapport à l'horizontale afin de visualiser le lit granulaire de $20 * 10 cm$ dans sa totalité. La texture et la couleur uniforme de l'empilement rendent difficile la visualisation directe du premier mouvement des billes. Ainsi, plusieurs traitements des séquences d'images ont été testés pour essayer de faire ressortir le seuil d'érosion par différence d'images avec la première image de référence qui est prise avant la mise en route du jet. Cette technique permet de faire ressortir les changements de contraste à la surface de l'empilement liés au mouvement des billes.

Le vernis pouvant finalement être facilement rincé à l'eau, des essais similaires ont été réalisés avec des billes en verre borosilicate iso-indice, d'un diamètre de $3 \pm 0.02 mm$, permettant la visualisation directe de la première mise en mouvement de particules dans le plan de la nappe laser.

On voit sur la figure 4.21 qu'en ce qui concerne la vitesse critique de jet au seuil d'érosion, l'écart entre les billes de verre de silice et les billes de verre borosilicate de 3 mm n'est pas beaucoup plus élevé que la dispersion des résultats malgré la légère différence de masse volumique. Cela laisse penser que l'influence du poids des billes est négligeable face à la cohésion, qui domine alors les forces de résistance à l'érosion. La tendance générale montre que la vitesse critique d'injection du jet lors de la mise en mouvement augmente avec la cohésion. Une tendance qualitativement identique mais avec un écart quantitatif apparaît entre les billes les plus petites et les billes les plus grosses.

À partir des vitesses d'injection critique et de l'équation 4.8 établie au début du chapitre, il est possible de calculer la vitesse locale maximale $u_0^*(h_0)$ à la surface du

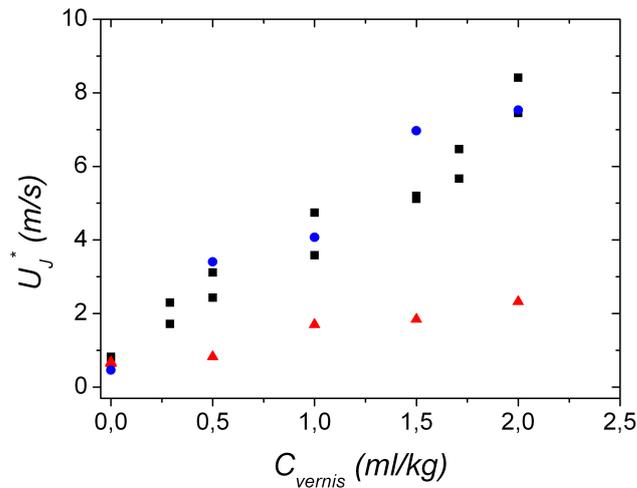


FIGURE 4.21 – Vitesse critique du jet U_J^* en sortie de la buse d'injection en fonction de la teneur en vernis C_{vernis} en ml/kg de billes en verre classique d'un diamètre compris entre 2.85 et 3.30 mm (■), d'un diamètre compris entre 0.75 et 1 mm (▲), et en verre borosilicate d'un diamètre de 3 ± 0.02 mm (●).

matériau au moment du seuil d'érosion. À partir de ces vitesses locales, on peut calculer le nombre de Shields inertiel au seuil d'érosion Sh_U^* , de la même manière que pour les billes sans cohésion (équation 4.13). Les valeurs sont représentées en fonction de C_{vernis} sur la figure 4.22. On voit sur cette figure que le nombre de Shields, qui est compris entre 0.8 et 6.4 en l'absence de vernis, augmente très fortement jusqu'à 2000 pour les billes de 3 mm avec 2 ml de vernis par kg de billes. Cette évolution montre que l'ajout de cohésion augmente de façon importante le nombre de Shields écrit pour le cas d'un grain non cohésif. Ce nombre n'est donc plus adapté pour décrire le mécanisme d'érosion comme cela sera discuté dans la partie discussion, où l'analyse de ce nombre sera faite en relation avec les forces de cohésion mesurées lors des essais mécaniques précédemment décrits.

4.4.2.2 Étude de la formation du cratère

L'utilisation des billes de 3 mm de diamètre en borosilicate a permis d'étudier l'évolution de la profondeur du cratère selon les protocoles 1 et 2 (paragraphe 4.2.2). Tous les essais ont été réalisés avec une distance initiale entre la buse d'injection du jet et la surface du matériau $h_0 \simeq 70$ mm . Dans un premier temps, la vitesse d'injection de jet iso-indice a été augmentée suivant une rampe d'accélération de 1000 secondes pour passer d'un débit de 0 à 8.9 ml/s . Lors des essais, le seuil d'érosion est déterminé très nettement au moment du détachement d'un premier agrégat formé par un ensemble de billes. Sur un échantillon de billes mélangées à 1.5 ml de vernis par kg de billes, ce seuil été identifié pour une vitesse d'injection du jet $U_J^* = 7.0$ m/s . Au delà de ce seuil, quelques agrégats sont d'abord érodés à $U_J = 8.0$ m/s et 9.1 m/s , puis à partir de 9.2 m/s le cratère est soudain érodé très rapidement sur la quasi-totalité de la hauteur de l'échantillon. Cette brutale érosion est montrée sur la figure 4.23 de gauche, qui représente l'évolution de la profondeur du cratère en fonction de la vitesse d'injection du jet U_J .

Pour étudier plus précisément cette cinétique d'affouillement, des vitesses d'injection constantes ont été appliquées sur différents échantillons selon le protocole 2. La figure 4.24,

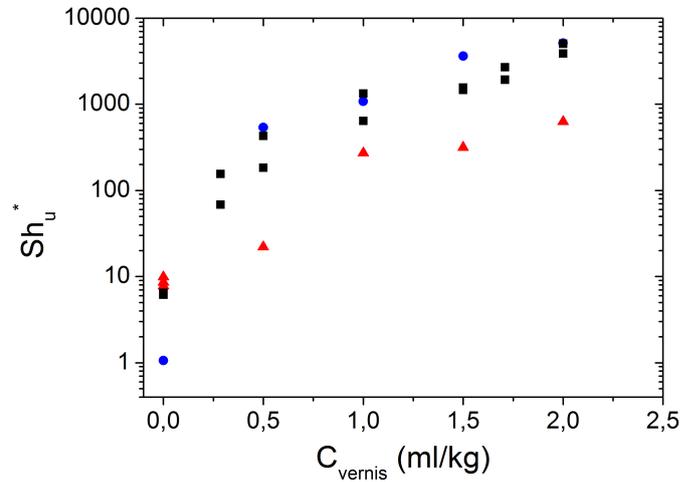


FIGURE 4.22 – Nombre de Shields basé sur la vitesse locale de l'écoulement au seuil d'érosion en fonction de la teneur en vernis C_{vernis} en ml/kg de billes en verre classique et en verre borosilicate. Les symboles sont identiques à la figure 4.21.

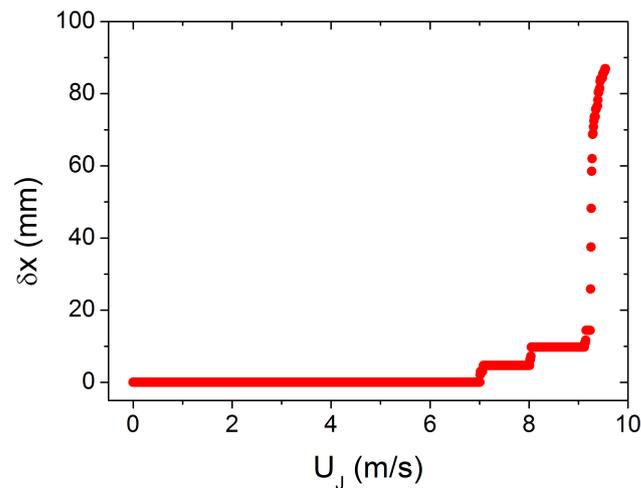


FIGURE 4.23 – Évolution de la profondeur du cratère δx en fonction de la vitesse d'injection du jet U_J pour un empilement de billes de verre borosilicate de diamètre $d = 3 \text{ mm}$ avec $C_{\text{vernis}} = 1.5 \text{ ml/kg}$.

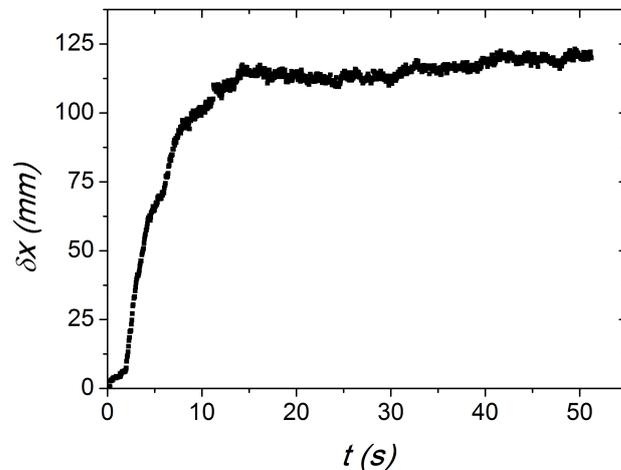


FIGURE 4.24 – Évolution de la profondeur du cratère δx au cours du temps pour une vitesse d'injection $U_J = 8.20 \text{ m.s}^{-1}$ et une concentration $C_{\text{vernis}} = 1 \text{ ml/kg}$. Un délai est observé au cours duquel δx évolue lentement avant le déclenchement brutal de l'affouillement.

montre l'évolution de la profondeur du cratère δx au cours du temps pour un échantillon mélangé avec une teneur en vernis de 1 ml/kg , avec une vitesse d'injection $U_J = 8.20 \text{ m/s}$. On voit que, même si le seuil est bien plus élevé que pour un matériau sans cohésion, la cinétique d'affouillement reste très rapide au delà du seuil. En revanche, contrairement aux billes non cohésives, cette cinétique semble s'enclencher après un petit délai au cours duquel très peu de billes sont érodées. En effet, le cratère atteint une profondeur finale $\delta x_f \simeq 116 \text{ mm}$ en 12 secondes, après un délai de 2 secondes pendant lequel seules quelques billes se sont détachées.

Pour mettre en évidence le seuil au-delà duquel le cratère est érodé de manière importante, un échantillon mélangé à 2 ml/kg a été testé en enregistrant l'évolution du cratère pour plusieurs vitesses proches du seuil. La figure 4.25 montre la variation au cours du temps de la profondeur du cratère, en lien avec des vitesses d'injection U_J constantes de paliers successifs $9.45, 9.63, 9.80, 9.96$ et 10.16 m/s . On voit sur cette figure qu'un premier seuil d'érosion a lieu à $U_J = 9.63 \text{ m/s}$, avec l'arrachement simultané de deux agrégats d'une hauteur d'un diamètre de billes dans les 2 cas. Ensuite, aucune érosion ne se produit dans les 10 premières secondes pour des vitesses d'injection $U_J = 9.80$ et 9.96 m/s . Un second seuil d'érosion est finalement observé pour une vitesse $U_J = 10.16 \text{ m/s}$, avec un affouillement très brutal formant un cratère de profondeur finale $\delta x_f \simeq 95 \text{ mm}$.

Cette évolution de la profondeur du cratère est montrée sur la figure 4.26 avant et après l'arrachement des deux petits agrégats à $U_J = 9.63 \text{ m/s}$, et sur la figure 4.27 entre le début de l'érosion brutale du cratère à $t = t_0 + 57 \text{ s}$ et la fin de l'essai à $t_0 + 91 \text{ s}$.

4.4.3 Discussion

4.4.3.1 Introduction de l'épaisseur équivalente de vernis

Nous avons constaté une différence de valeurs des seuils d'érosion entre les billes de diamètre 1 mm et 3 mm lorsque ceux-ci étaient représentés en fonction de la teneur en vernis. Le modèle de l'Annexe 3, basé sur l'hypothèse d'une couche uniforme de vernis à

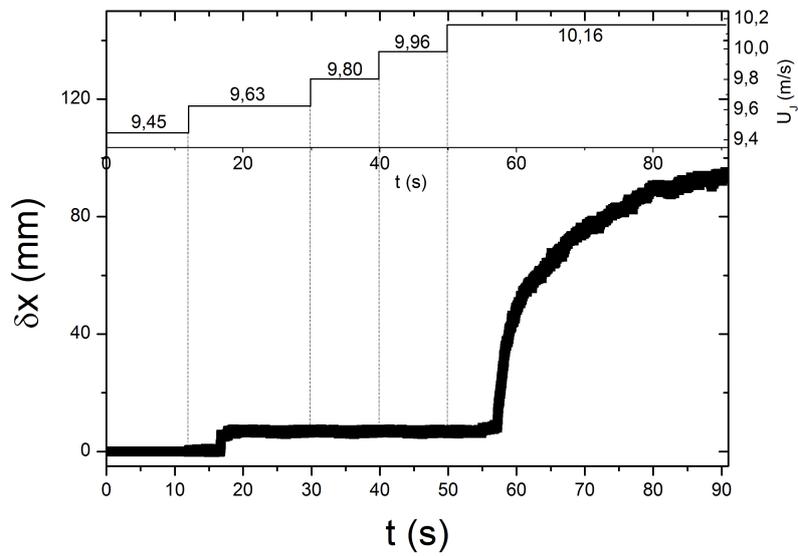


FIGURE 4.25 – Évolution de la profondeur du cratère δx au cours du temps pour plusieurs paliers de vitesses d'injection U_J . Un délai est observé entre l'augmentation du palier et le déclenchement du processus d'affouillement.

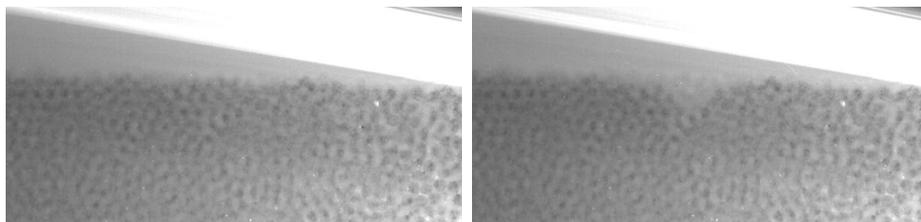


FIGURE 4.26 – Essai d'érosion avec une vitesse d'injection constante $U_J = 9.63m/s$ et une hauteur $h_0 \simeq 70\text{ mm}$ à $t_0 + 17\text{ s}$ à gauche, et à $t_0 + 18\text{ s}$ à droite.

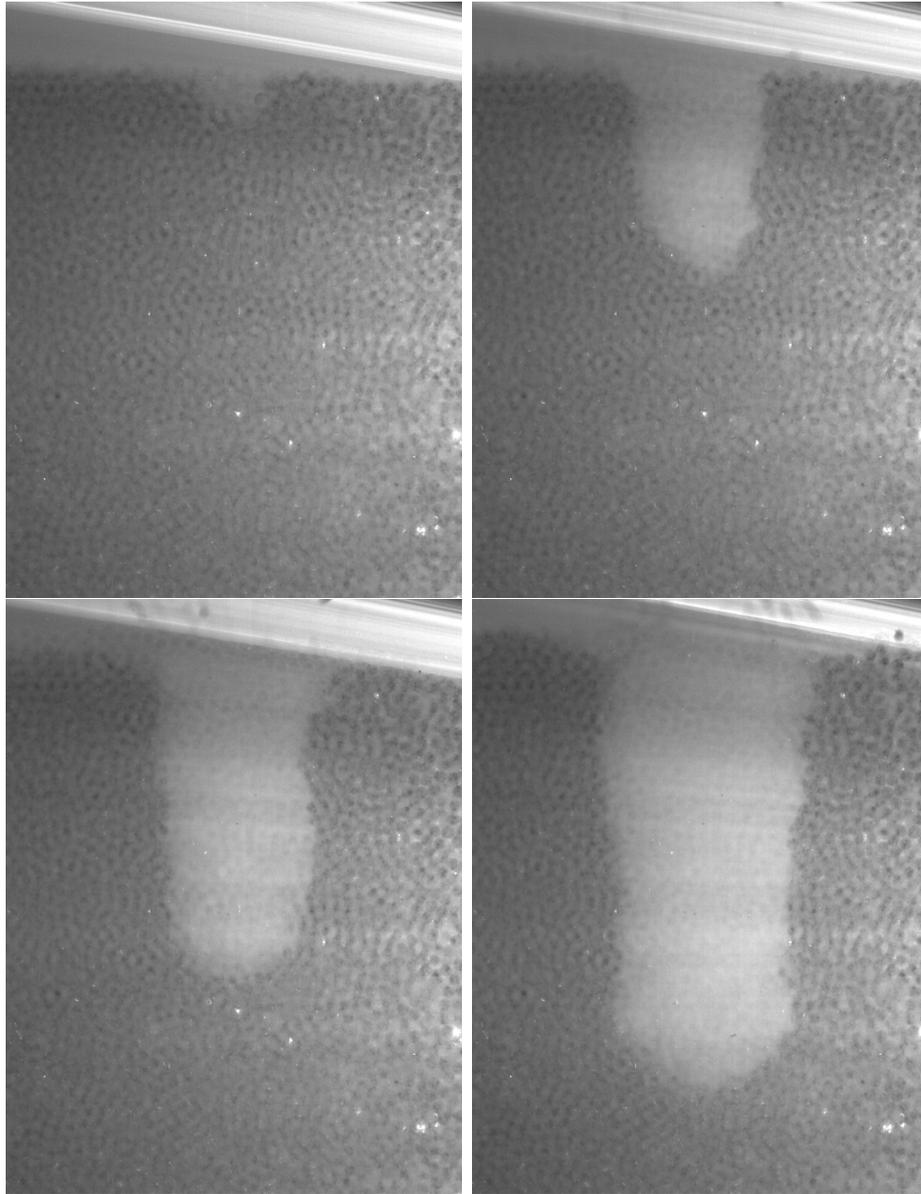


FIGURE 4.27 – Essai d'érosion similaire à la figure 4.26 avec une vitesse d'injection $U_J = 10.16 \text{ m/s}$ à $t_0 + 57 \text{ s}$ en haut à gauche, à $t_0 + 58 \text{ s}$ en haut à droite, à $t_0 + 64 \text{ s}$ en bas à gauche et à $t_0 + 91 \text{ s}$ en bas à droite.

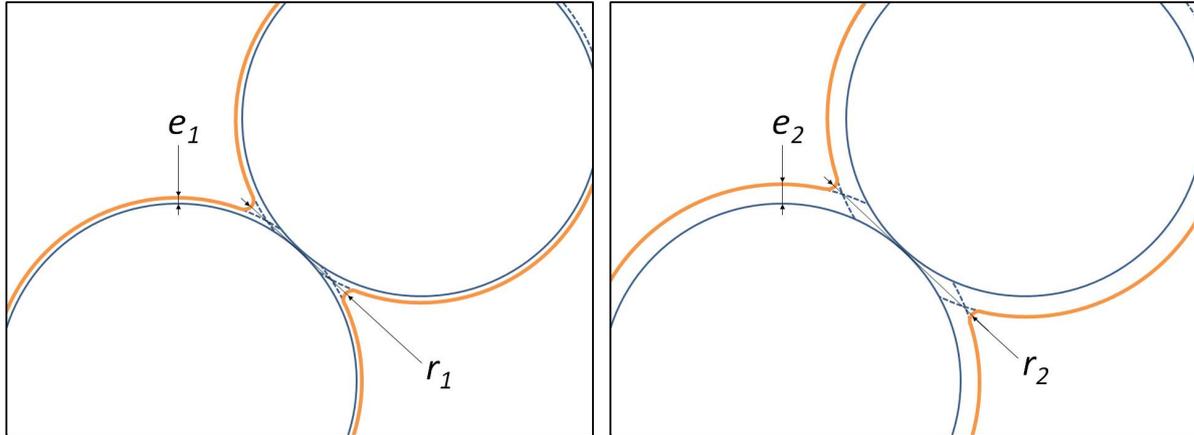


FIGURE 4.28 – Illustration de l'augmentation de la taille des ponts capillaires r_1 et r_2 formés entre deux billes, avec l'épaisseur de liquide e_1 et e_2 à la surface des billes.

la surface des billes (voir figure 4.28), prédit une dépendance de la force limite de traction avec l'épaisseur relative de cette couche. L'épaisseur de vernis $e_{verniss}$ peut être calculée en faisant l'hypothèse d'une répartition uniforme et en connaissant le volume de vernis $V_{verniss}$ et la surface totale des billes de l'empilement S_p :

$$e_{verniss} = \frac{V_{verniss}}{S_p} = C_{verniss} \frac{\rho_p d}{6} \quad (4.24)$$

avec $C_{verniss}$ le volume de vernis en ml par kg de billes, d le diamètre des billes et ρ_p leur masse volumique.

L'épaisseur relative est donc directement proportionnelle à la teneur en vernis indépendamment de la taille des grains. La prédiction du modèle ne permet donc pas de comprendre la différence de seuil avec la taille. En revanche, comme on va le voir ci-dessous, il semble que l'utilisation de l'épaisseur absolue $e_{verniss}$ permette de rendre compte de cette variation.

En effet, lorsque les nombres de Bond calculés pour les deux tailles de billes sont représentés sur la figure 4.29 en fonction de $C_{verniss}$ à gauche et en fonction de $e_{verniss}$ à droite, on observe un regroupement des données. Il peut s'agir d'une coïncidence due par exemple aux préfacteurs qui ne sont pas pris en compte dans les définitions des nombres Bo_m et Bo_M ou d'une vraie indication que la résistance n'est finalement pilotée que par l'épaisseur de vernis $e_{verniss}$.

L'utilisation de $e_{verniss}$ (exprimé en μm) nous permet d'approcher le nombre de Bond par une même relation inverse quelle que soit la taille des billes, soit :

$$Bo \simeq \frac{0.09}{e_{verniss}} \quad (4.25)$$

La figure 4.30 montre la vitesse critique U_J^* et le nombre de Shields critique Sh_U^* en fonction de l'épaisseur moyenne de vernis. Par comparaison aux figures 4.21 et 4.22, les valeurs sont bien mieux regroupées pour tous les diamètres des billes. Le paramètre $e_{verniss}$ semble donc bien, ici encore, adapté pour comparer les valeurs entre elles quelle que soit la taille des billes composant l'empilement et indépendamment des définitions du nombre de Bond.

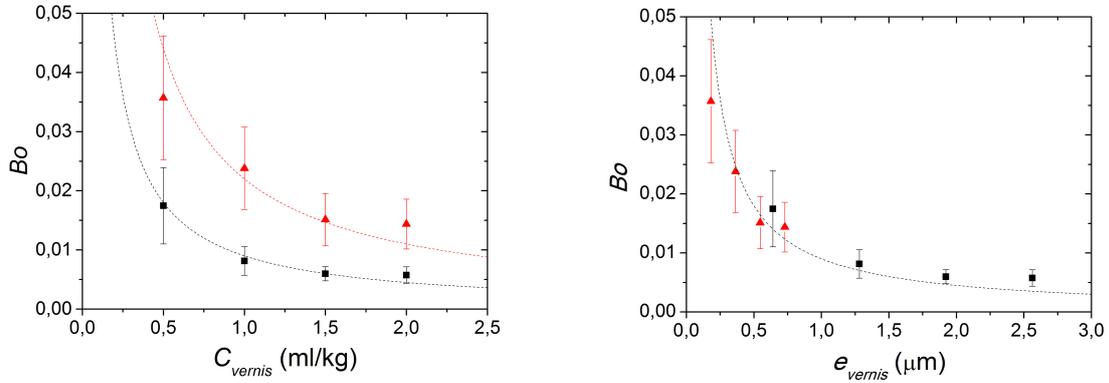


FIGURE 4.29 – Nombre de Bond calculé à partir de la force critique de traction locale entre deux billes de 3 mm (■) et à partir de la contrainte critique de traction globale des billes de 1 mm (▲) en fonction de la teneur en vernis $C_{verniss}$ (à gauche) et en fonction de l'épaisseur de vernis $e_{verniss}$ (à droite).

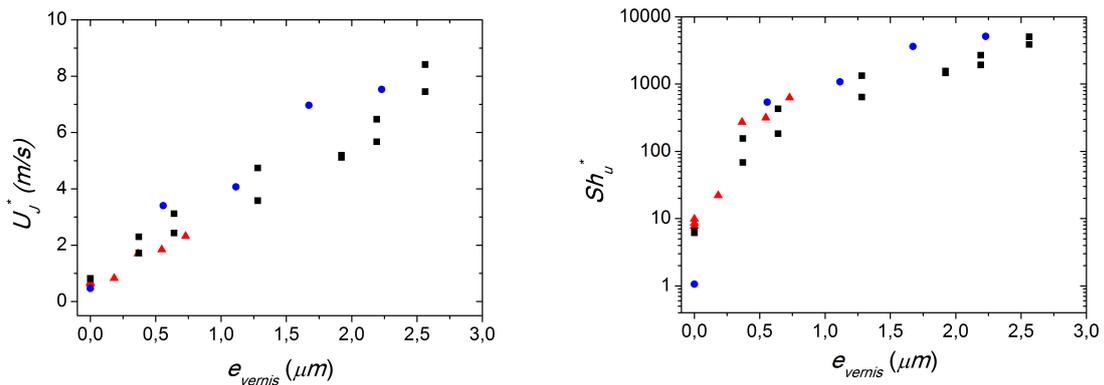


FIGURE 4.30 – À gauche, vitesse critique du jet U_J^* en sortie de la buse d'injection et à droite, nombre de Shields basé sur la vitesse locale de l'écoulement au seuil d'érosion, tous deux en fonction de l'épaisseur de vernis $e_{verniss}$ calculée à partir de l'équation 4.24. Les symboles sont identiques à ceux de la figure 4.21.

Cependant, cette épaisseur moyenne déposée à la surface des billes n'est qu'un paramètre représentatif au premier ordre. En réalité, bien que le volume de vernis liquide ajouté initialement soit connu, une partie s'évapore après séchage en réduisant le volume réel, et donc l'épaisseur de matière sèche, par rapport au vernis liquide comme déjà évoqué. De plus, e_{vernis} est calculé pour une répartition uniforme du liquide. Or le vernis est *a priori* plus concentré au niveau des contacts entre surfaces solides comme le montre la figure 4.28. L'épaisseur réelle varie alors autour d'une bille qui comprend plusieurs points de contact avec d'autres billes. Un travail expérimental et théorique plus poussé devrait être entrepris pour conclure cette étude de la rupture des ponts solides.

4.4.3.2 Étude des nombres sans dimensions

Comme on l'a vu dans la section 4.4.2.1, le nombre de Shields calculé à partir de la formule 4.13 établie pour des grains non cohésifs, augmente de manière importante avec l'ajout de cohésion. Claudin et Andreotti (2006) et Guidoux et al. (2010) ont déjà noté que la taille des grains n'était pas un paramètre suffisant pour représenter le seuil d'érosion, en dessous d'un diamètre suffisamment petit pour créer des forces cohésives. Ils préconisent ainsi de multiplier le nombre de Shields par la fonction de cohésion, proposée par Ternat et al. (2008), pour prendre en compte la cohésion dans le nombre de Shields critique :

$$f_c = 1 + \frac{F_c}{\Delta\rho g d^3} \quad (4.26)$$

où f_c est la fonction de cohésion et F_c la force de cohésion (Ternat et al., 2008).

En présence de cohésion, le poids déjaugé et la force de cohésion contribuent effectivement ensemble à la résistance globale du grain à l'érosion. Comme décrit précédemment, le nombre de Bond permet de connaître la contribution de chacun. En sommant de façon très simpliste ces deux termes, on peut alors définir un nombre de Shields généralisé :

$$Sh_{\text{coh}} = \frac{\tau_f}{\sigma_m + \Delta\rho g d} = \frac{\tau_f}{\sigma_m(1 + Bo)} \quad (4.27)$$

Ainsi, si la cohésion est négligeable, σ_m tend vers 0 et on retrouve bien $Sh_{\text{coh}} = Sh$. En revanche, si la cohésion est importante, c'est Bo qui tend vers 0, l'équation devient alors :

$$Sh_{\text{coh}} = \frac{\tau_f}{\sigma_m} \quad (4.28)$$

La force de cohésion qui va s'opposer à l'érosion d'un grain est liée à la force normale de résistance à la traction. Bien qu'il existe d'autres composantes jouant un rôle dans le mécanisme de détachement (e.g. cisaillement, couple, torsion), on peut faire l'hypothèse, que la contrainte de cohésion σ_m proposée dans la formule 4.28 du nombre de Shields est directement reliée à la contrainte critique de traction.

À l'échelle locale du détachement d'un grain, c'est la force critique de traction F_t^* qui va piloter cette contrainte σ_m . Pour l'exprimer, il est alors possible de s'inspirer de l'expression simplifiée proposée par Delenne et al. (2011) pour relier la force critique de décohesion locale F_t^* à la contrainte macroscopique σ_t^* pour un empilement de billes monodisperse avec un nombre de coordination autour des billes de 6, un angle de friction de $\pi/6$, et une fraction solide $\phi = 0.6$:

$$\sigma_t^* \simeq 2F_t^*/d^2 \quad (4.29)$$

où d est le diamètre d'un grain composant un empilement granulaire cohésif.

On pourra alors écrire dans notre cas :

$$Sh_{coh}^* = \frac{\rho u_0^{*2}}{\sigma_m} = \frac{\rho u_0^{*2} d^2}{2F_t^*} \quad (4.30)$$

Il faut toutefois noter que la relation 4.29 entre F_t^* et σ_t^* n'a pas vraiment été vérifiée lors d'essais sur des billes de verre de $3mm$ rendues très cohésives avec des ponts solides de paraffine, avec lesquelles nous avons réalisé des essais aux deux échelles.

Dans les cas du détachement en masse d'un volume homogène de matériau, on peut cette fois-ci utiliser directement la contrainte critique de traction, σ_t^* , mesurée à l'échelle macroscopique pour les billes entre 0.75 et $1mm$. Sh_{coh}^* vaut alors :

$$Sh_{coh}^* = \frac{\rho u_0^{*2}}{\sigma_t^*} \quad (4.31)$$

Les valeurs de Sh_{coh}^* obtenues à partir des équations 4.30 et 4.31 sont représentées sur la figure 4.31. On constate que les nombres de Shields ainsi obtenus varient peu et restent proches des nombres obtenus avec les billes non cohésives sur la figure 4.12. Lorsqu'on représente Sh_{coh}^* en fonction de Re_p (Figure 4.32), on constate une dépendance assez limitée entre les deux, quelle que soit l'échelle à laquelle la contrainte critique de traction est mesurée. On peut finalement donner une valeur moyenne et un écart type $Sh_{coh}^* = 3.0 \pm 1.9$ qui englobe l'ensemble des points. À l'inverse, Sh_u^* dépend de façon artificielle du nombre de Bond lorsque $Bo \ll 1$ (i.e. $\tau_m \gg \Delta\rho gd$) :

$$Sh_u^* = Sh_{coh}^* \left(1 + \frac{1}{Bo} \right) \simeq \frac{Sh_{coh}^*}{Bo} \quad (4.32)$$

La figure 4.33 montre les valeurs de Sh_u^* pour l'ensemble des billes de verre de silice en fonction de $1/Bo$. La pente donnée par les valeurs moyennes de Sh_{coh}^* de 6.0 , ajuste très bien la majorité des données, excepté pour les deux points correspondant aux échantillons le plus cohésifs ($Bo < 0.006$).

Il est à noter que la relation 4.32 entre les nombres de Shields cohésif et non cohésif nous donne, en se référant à l'expression 4.20 du nombre de Bond, un nombre de Shields cohésif $Sh_{coh}^* = Sh_u/f_c$ et non $Sh_u f_c$ comme proposé par Guidoux et al. (2010) et Beguin (2011).

4.4.3.3 Cinétique d'affouillement

La cinétique d'affouillement du cratère lors de l'augmentation progressive de la vitesse du jet est montrée sur la figure 4.34 avec l'essai déjà évoqué sur la figure 4.23, en comparaison à un empilement de billes non cohésives pour un essai réalisé dans les mêmes conditions. La représentation en fonction de l'adimensionnement $\frac{Re_J}{Re_j^*}$ permet de voir qu'au delà du seuil, l'échantillon cohésif est érodé bien plus rapidement que l'échantillon non cohésif qui s'érode assez proportionnellement à l'augmentation de la vitesse du jet. Il semble que le matériau cohésif ait résisté jusqu'à céder quasi-instantanément sur une très grande hauteur. Ce mécanisme de rupture global a été constaté lors de la manipulation

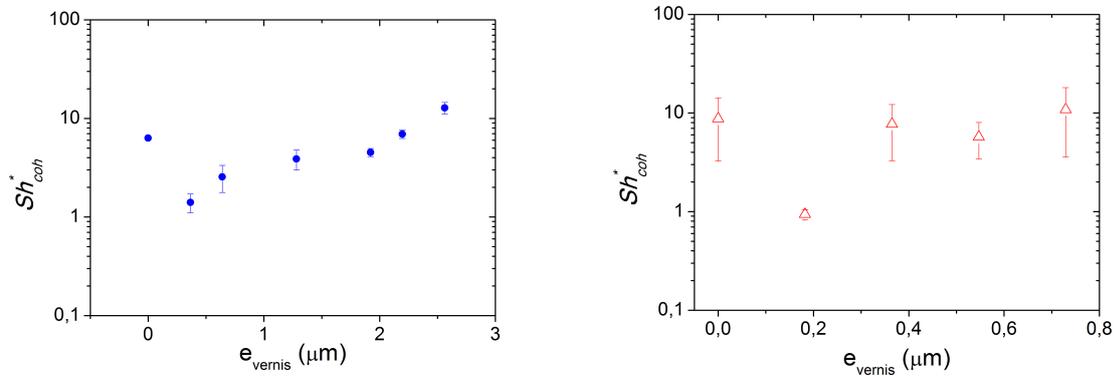


FIGURE 4.31 – Nombre de Shields critique généralisé Sh_{coh}^* en fonction de $e_{verniss}$, calculé à partir de l'équation 4.30 pour les billes de verre de silice de diamètre compris entre 2.85 et 3.30 mm à gauche, et de l'équation 4.31 pour les diamètres compris entre 0.75 et 1 mm à droite.

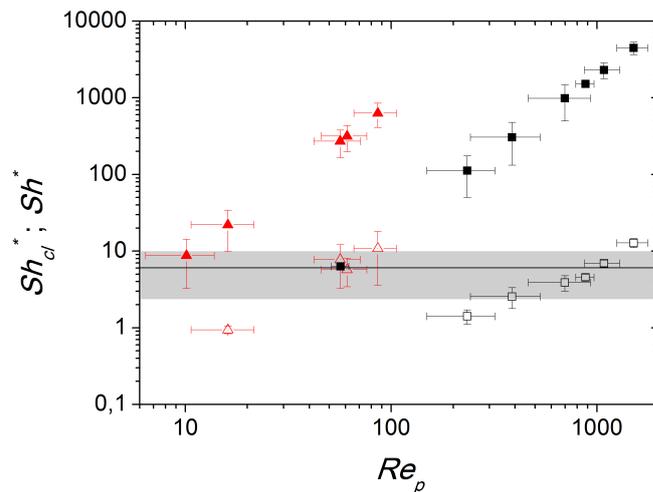


FIGURE 4.32 – Nombre de Shields généralisé Sh_{coh}^* (symboles vides) en fonction du nombre de Reynolds particulaire Re_p pour les deux tailles de billes, en comparaison avec le nombre de Shields inertiel Sh_U^* (symboles pleins). La droite correspond à la valeur moyenne de Sh_{coh}^* encadrée par la zone grisée qui correspond à l'écart type de la moyenne : $Sh_{coh}^* = 6.0 \pm 3.6$

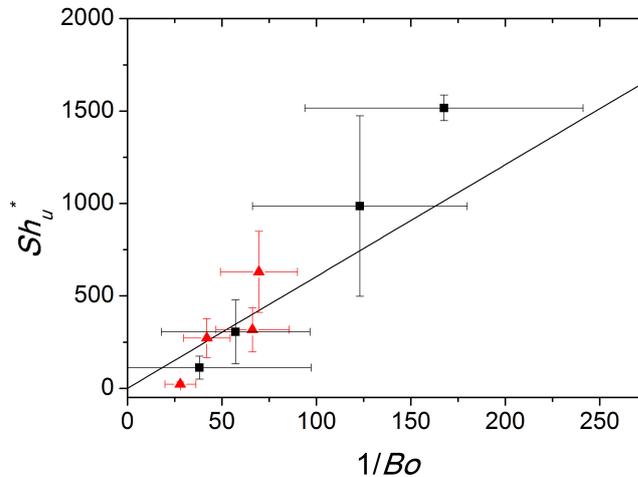


FIGURE 4.33 – Nombre de Shields inertiel Sh_u^* établi pour les matériaux non cohésifs en fonction de $\frac{1}{Bo}$, pour les différentes billes de verre de silice. La droite représente la pente $Sh_{coh}^* \simeq 6.0$.

des échantillons et notamment de la récupération des couples de billes pour les essais de traction à l'échelle microscopique (paragraphe 4.4.1), où le détachement manuel de deux billes encore collées engendrait la rupture simultanée des liens cohésifs d'un grand volume de billes situées à la périphérie.

Ce phénomène montre d'abord que les ponts solides sont très fragiles, à l'image du verre qui peut être résistant mais cassant. Ensuite, le processus d'érosion des échantillons rendus cohésifs par ponts solides s'apparente à un comportement cassant où les fractures vont progresser très rapidement, guidées probablement à la fois par les chaînes de forces à l'intérieur du milieu granulaire et par les faiblesses locales de certains ponts. Une fois le mécanisme de fracture enclenché, des billes déjà érodées viennent alors s'ajouter à l'écoulement fluide en impactant la surface de l'échantillon par des chocs augmentant la sollicitation des liens cohésifs.

4.5 Conclusion

L'utilisation de la technique iso-indice, et l'étude du modèle d'écoulement du jet correspondant, basée sur une loi auto-similaire, a permis de mettre en avant un certain nombre de mécanismes propres à l'érosion. L'utilisation initiale de billes non cohésives, a permis d'identifier le paramètre inertiel lié à l'impact du jet, le plus susceptible d'être à l'origine de la contrainte maximum causant le détachement des grains. Ce paramètre vient vraisemblablement de la force de traînée, due à l'écoulement local du fluide à la surface du lit granulaire, plutôt qu'à la force de pression due au gradient de part et d'autre du grain. Cela confirme le choix de ρu_0^2 majoritairement utilisé dans la littérature, sans toutefois étudier le rôle du facteur de frottement, inférieur à 1, qui réduit la contrainte réelle du fluide.

Dans un second temps, la mise au point de matériaux modèles cohésifs par ponts solides et la réalisation en parallèle de l'essai par jet impactant et d'essais de traction ont permis de proposer une expression générale du nombre de Shields pour les matériaux

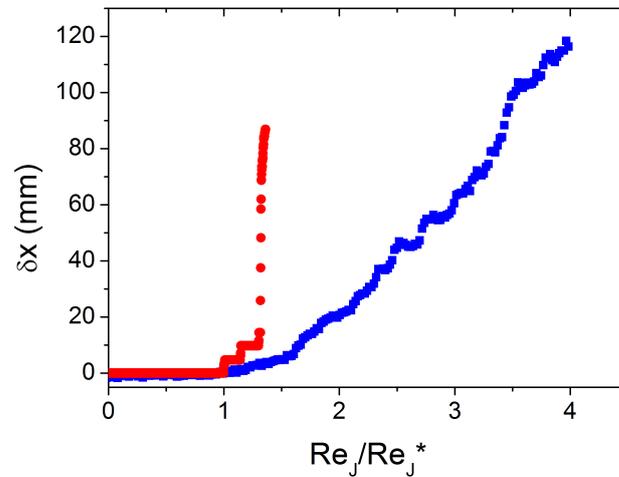


FIGURE 4.34 – Évolution de la profondeur du cratère δx avec le rapport Re_J / Re_J^* pour des empilements de billes de verre borosilicate non cohésives (■), et avec 2 ml de vernis par kg de billes de diamètre $d = 3$ mm (●).

cohésifs et non cohésifs, avec un nombre de Bond généralisé pour quantifier la contribution de la force de cohésion par rapport au poids déjaugé de la particule.

L'impact du jet sur une paroi plane et poreuse et le rôle de la déflexion de l'écoulement sur la contrainte fluide à la surface du matériau n'a toutefois pas été étudié en profondeur. Dans des travaux futurs, il serait intéressant d'étudier plus précisément l'influence de ce changement brutal de direction du jet sur la vitesse locale de l'écoulement. Une brève étude numérique a cependant permis de constater que l'écoulement du jet ne semble être influencé par la paroi plane que peu de temps avant l'impact. L'effet est encore plus réduit dans notre cas du fait de la porosité de la paroi.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux obtenus avec les autres matériaux modèles

Sommaire

5.1	Introduction	110
5.2	Cohésion par ponts liquides	110
5.2.1	Étude des liens cohésifs capillaires	110
5.2.2	Érosion par jet de billes de verre avec du Ucon TM Oil	112
5.2.3	Érosion par jet de billes de verre avec du Carbopol	115
5.3	Cas du sable super-hydrophobe	116
5.3.1	Comportement mécanique	116
5.3.1.1	Scissomètre	116
5.3.1.2	Pénétrömètre dynamique	117
5.3.2	Paramètres d'érosion avec l'essai de JET	118
5.4	Cas du sable cinétique	121
5.4.1	Comportement mécanique au pénétromètre dynamique	121
5.4.2	Érosion par jet d'air	123
5.5	Cas d'une argile synthétique pure	126
5.5.1	Adaptation du dispositif HET	126
5.5.2	Essai de HET sur une argile synthétique transparente	127
5.6	Conclusion	133

5.1 Introduction

Dans ce dernier chapitre, plusieurs autres matériaux, déjà introduits dans le chapitre 3, sont étudiés en réalisant une série de travaux plus exploratoires. Ces analyses ont pour but de valider ou non la pertinence du choix de ces matériaux dans l'étude de l'érosion et ces mécanismes sous-jacents pouvant être mis en évidence.

Dans un premier temps, un autre type de cohésion au sein d'un empilement de billes de verre est étudié au niveau mécanique et au niveau hydraulique. Les empilements sont ici rendus cohésifs par l'utilisation d'une matrice liquide, qui présente un comportement plus complexe que des liens solides, et va notamment induire une réponse spécifique et difficilement contrôlable sous sollicitation d'un jet impactant.

Ensuite, d'autres types de matériaux sont étudiés : il s'agit de grains de sable rendus hydrophobes ou cohésifs par traitement chimique et qui ont des comportements très spécifiques. Des essais mécaniques et hydrauliques adaptés seront alors utilisés dans le but de trouver un lien entre la résistance mécanique du matériau et la résistance face à l'érosion par jet impactant.

Pour finir, un essai d'érosion de conduit sur un gel de Laponite a été réalisé avec le dispositif de HET adapté à la visualisation interne du processus dans l'axe du conduit d'érosion. Cette technique permettra de visualiser le détachement d'agrégats et l'évolution de la forme du conduit au cours du processus d'érosion.

5.2 Cohésion par ponts liquides

5.2.1 Étude des liens cohésifs capillaires

Le matériau modèle étudié dans cette partie est constitué de billes de verre borosilicate de 3 mm de diamètre mélangées à du UconTM Oil pour les rendre cohésives comme décrit dans la partie 3.2.2.3. Afin de caractériser la cohésion induite par les ponts capillaires liquides de UconTM Oil, des images prises au zoom optique (cf. exemple sur la figure 3.6) ont été analysées de manière à calculer la force de cohésion capillaire F_{cap} , liée à chaque quantité de UconTM Oil mélangée à l'empilement granulaire.

La valeur exacte du rayon de courbure d'un pont liquide peut être approchée à partir des rayons r_1 et r_2 représentant respectivement la courbure du ménisque et le rayon du pont capillaire (Pitois et al., 2001; Fisher, 1926) (cf. figure 5.1) :

$$F_{cap} = \pi\gamma r_2 \left(1 + \frac{r_2}{r_1}\right) \quad (5.1)$$

Les rayons r_1 et r_2 peuvent être calculés analytiquement de manière précise à partir de l'angle θ qui représente l'angle de mouillage du fluide sur la surface de verre borosilicate, et de l'angle formé par le pont depuis le centre de la bille ϕ , ainsi qu'à partir du rayon R de la bille (détail du calcul en Annexe 1) :

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= \frac{R(1 - \cos(\phi))}{\cos(\phi + \theta)} \\ r_2 &= R\sin(\phi) - [1 - \sin(\phi + \theta)]r_1 \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

Avec l'hypothèse déjà faite dans le chapitre précédent d'une épaisseur e_{VO} constante de liquide déposée à la surface des billes, la valeur de l'angle θ doit être nulle. Cette hypothèse peut se vérifier sur la figure 5.1 à droite, qui montre bien qu'il y a une couche non négligeable de UconTM Oil sur toute la surface des billes. Sur la figure de gauche, on voit à travers l'analyse d'un pont capillaire que l'angle θ est proche de zéro et si certaines mesures ont donné $\theta = 16^\circ$, la différence entre 0 ou 16° n'est pas très importante car elle est de 4% seulement pour $\cos\theta$ qui apparait dans la force capillaire. La fraction de cette épaisseur e_{VO} dans le pont semble toutefois rester très faible. Cela confirme également la pertinence de l'épaisseur $e_{verniss}$, épaisseur effective moyenne, introduite au paragraphe 4.4.3.1.

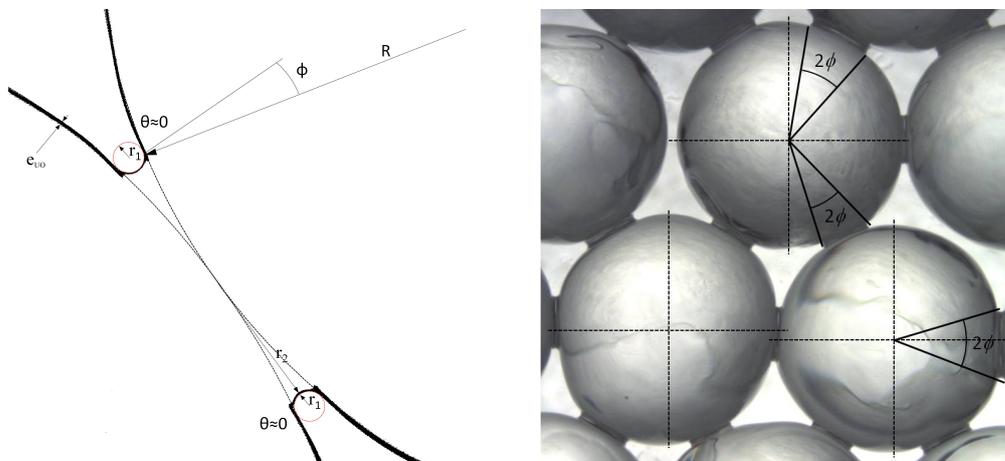


FIGURE 5.1 – À gauche : analyse pour la mesure de l'angle θ du pont de UconTM Oil de l'image 3.6 avec une teneur de 1%. À droite : mesure de l'angle d'ouverture des ponts capillaires égal à 2ϕ sur un échantillon avec une teneur de 1%.

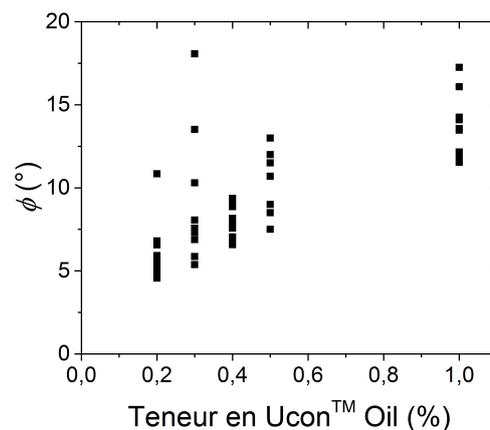


FIGURE 5.2 – Différentes mesures de l'angle ϕ en fonction de la teneur en UconTM Oil.

L'angle ϕ a été mesuré pour une cinquantaine de ponts pris aléatoirement, à partir d'images comprenant un ensemble de ponts capillaires comme sur la figure 5.1 de droite, pour des échantillons avec des teneurs massiques en UconTM Oil de 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 et 1%. Il est à noter qu'aucun pont n'apparaissait sur l'échantillon mélangé à 0.1%. L'évolution

de ϕ en fonction de cette teneur est montrée sur la figure 5.2. Les moyennes des données obtenues pour chaque teneur sont représentées sur la figure 5.3. On note que la force de cohésion capillaire évolue très peu avec la quantité de matrice visqueuse ajoutée à l'empilement granulaire. Une très faible diminution semble être observée, mais dans notre cas il est possible de prendre une valeur moyenne $F_{cap} = 0.722 \text{ mN}$ qui reste dans les barres d'erreurs provenant de l'écart type des valeurs obtenues dans chaque cas. Cette force de cohésion capillaire est valable au mieux pour la gamme de mesures comprises entre 0.2% et 1%. On peut ensuite la comparer au poids des billes avec le nombre de Bond exprimé pour des liens à l'échelle microscopique :

$$Bo = \frac{(\rho_p - \rho_f)gd^3}{F_{cap}}$$

La valeur ainsi obtenue nous donne $Bo = 0.52$, soit un nombre nettement supérieur aux ponts solides utilisés dans le chapitre précédent qui confirme que la force capillaire d'un pont liquide est beaucoup plus faible que la force limite d'un pont solide (Delenne et al., 2011). Cette valeur légèrement inférieure à 1 montre que la force de cohésion permet de retenir les billes sous leur propre poids et permet donc d'augmenter sensiblement la résistance à l'entraînement des billes par un écoulement fluide.

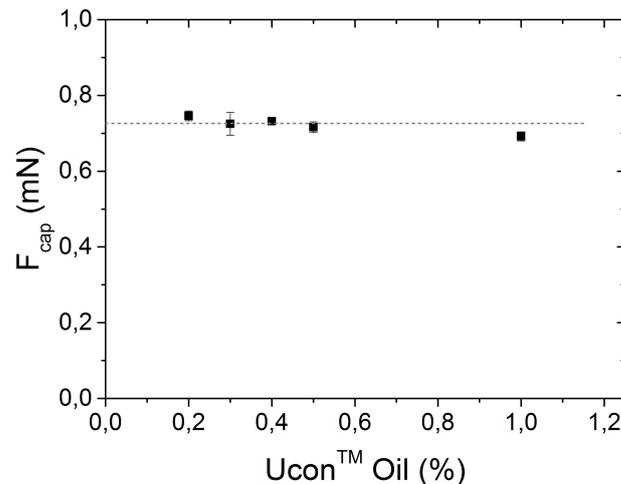


FIGURE 5.3 – Force de cohésion capillaire calculée à partir de l'équation 5.1 en fonction de la teneur en Ucon™ Oil, pour une cinquantaine de ponts cohésifs pris aléatoirement dans des échantillons mélangés à 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 et 1%. La valeur semble constante avec une moyenne $F_{cap} = 0.700 \text{ mN}$.

5.2.2 Érosion par jet de billes de verre avec du Ucon™ Oil

Le Ucon™ Oil ayant un indice de réfraction très proche de celui du verre borosilicate et du fluide érosif (paragraphe 3.2.2.3), il a été possible de suivre la formation d'un cratère d'affouillement formé par le jet impactant iso-indice (paragraphe 4.2.1), dans des échantillons composés de billes de 3 mm et d'une matrice cohésive de Ucon™ Oil. Des teneurs massiques de 0.1, 0.2, 0.4, 0.5 et 1% ont été testées pour des empilements aléatoires mis en place de façon lâche dans le moule transparent, avec une distance initiale entre la

buse et la surface de l'empilement granulaire $h_0 = 70 \text{ mm}$ et une vitesse d'injection $U_J = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$. La figure 5.4 montre l'évolution de la profondeur du cratère pour les différents échantillons comparée avec un échantillon de billes non cohésives. On constate dans un premier temps que la profondeur finale du cratère est atteinte de plus en plus lentement lorsqu'on augmente la quantité de matrice visqueuse. On remarque également que la profondeur finale du cratère ne semble pratiquement pas varier. Les écarts sont de l'ordre de grandeur des fluctuations de la profondeur d'équilibre dynamique de l'empilement non cohésif. La profondeur finale dynamique de l'empilement sans cohésion est engendrée par les avalanches de billes qui ré-alimentent constamment le cratère vertical. Elle donne la marge d'erreur maximale sur la profondeur finale, due aux fluctuations de l'écoulement et à l'arrangement granulaire aléatoire. La moyenne de ces fluctuations est représentée en pointillé sur la figure : on voit qu'elle se situe entre l'empilement composé à 0.4% de UconTM Oil et celui composé à 0.5%.

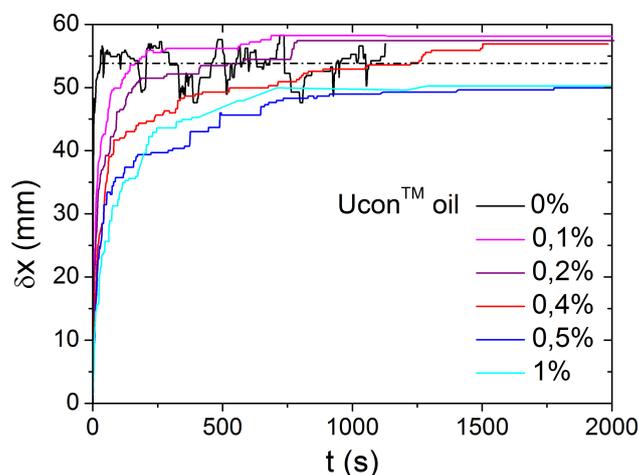


FIGURE 5.4 – Évolution de la profondeur du cratère δx pour des essais de jet impactant sur des échantillons de Billes de verre borosilicate et de UconTM Oil, avec des teneurs massiques allant de 0 à 1%. Les essais ont été réalisés avec une hauteur initiale entre la buse d'injection du jet et la surface du matériau $h_0 = 70 \text{ mm}$, et une vitesse d'injection du jet $U_J = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$. La profondeur finale moyenne du cratère dans l'échantillon sans cohésion, de 54 mm , est représentée en pointillés noirs.

La profondeur finale du cratère δx_f est représentée en fonction de la teneur en UconTM Oil sur la figure 5.5a. On remarque que, quelle que soit la teneur en UconTM Oil, δx_f varie peu, soit l'équivalent de 2.6 diamètres de billes entre les deux valeurs extrêmes qui correspondent aux essais à 0.5% et à 0.1%. En prenant une profondeur d'équilibre médiane $\delta x_e = 56 \text{ mm}$, l'écart avec les différentes profondeurs finales est égal à 1.3 diamètre de bille. De plus, comme on l'a vu précédemment, ces variations ne sont pas supérieures aux fluctuations de la profondeur finale du cratère sans cohésion. On pourra donc considérer que la profondeur d'équilibre est quasiment constante quelle que soit la teneur en UconTM Oil, cohérent avec une force critique de cohésion F_{cap} elle même à peu près constante comme proposé dans le paragraphe précédent. L'interprétation n'est toutefois pas évidente étant donné le phénomène de lessivage de la matrice observé qui sera discuté un peu plus loin.

Pour évaluer la cinétique de l'érosion il est maintenant possible de représenter le temps caractéristique t_{60} nécessaire pour atteindre 60% de la profondeur d'équilibre du cratère. Ces temps ont été mesurés pour les différents essais et représentés sur la figure 5.5b. On voit qu'en prenant une profondeur d'équilibre constante pour le calcul de t_{60} exprimé en secondes, les points sont très bien alignés avec la droite :

$$t_{60} = 100C_{UO} + 2.87 \quad (5.3)$$

Où C_{UO} représente la concentration massique en UconTM Oil dans l'échantillon.

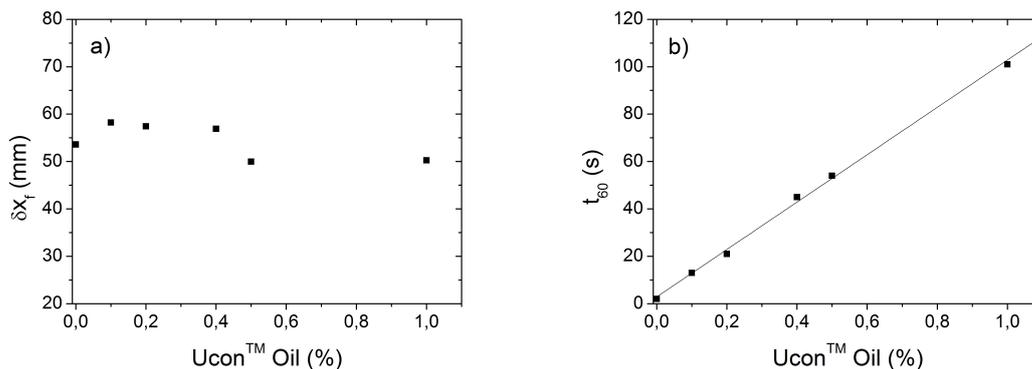


FIGURE 5.5 – a) Profondeur finale du cratère après chaque essai représentée en fonction de la teneur en UconTM Oil. b) Temps caractéristique t_{60} nécessaire pour atteindre 60% de la profondeur d'équilibre médiane des six essais $\delta x_e \simeq 56$ mm.

L'analyse de ces résultats pourrait indiquer l'existence de deux paramètres indépendants représentant soit le seuil de résistance à l'érosion du matériau, soit la cinétique de l'érosion au delà de ce seuil. Cependant, aux cours des essais nous avons remarqué un certain phénomène de lessivage du milieu, du à l'entraînement partiel de la matrice cohésive par l'écoulement. Ce phénomène est mis en évidence sur la figure 5.6, qui souligne une zone plus claire qui s'élargit à partir du point d'impact du jet lors d'un essai d'érosion. Ce front de lessivage par drainage s'agrandit de façon quasi-circulaire en évacuant du milieu une partie de la matrice visqueuse qui suivra les lignes de courant du fluide érosif dans le poreux. Une partie du UconTM Oil est toujours présente dans la zone d'érosion, du moins au niveau des liens, car le matériau est toujours cohésif en fin d'essai. Cependant, on peut craindre une variation importante de la cohésion au cours du drainage de la matrice de UconTM Oil.

Partant de ce constat, on peut alors penser que la cinétique d'affouillement du milieu est en partie contrôlée par le temps nécessaire à l'entraînement partiel de la matrice visqueuse. Pour quantifier ce phénomène de lessivage, il serait intéressant de trouver un moyen de mesurer la teneur finale en UconTM Oil restant à la fin de chaque essai, pour la comparer à la teneur initiale. On peut ensuite faire l'hypothèse qu'une autre partie du temps de détachement des billes est ensuite liée au temps d'écoulement visqueux du UconTM Oil encore présent au niveau des ponts capillaires. Le temps d'élongation du pont jusqu'à sa rupture pilotera alors à une plus grande échelle la cinétique d'érosion du matériau.

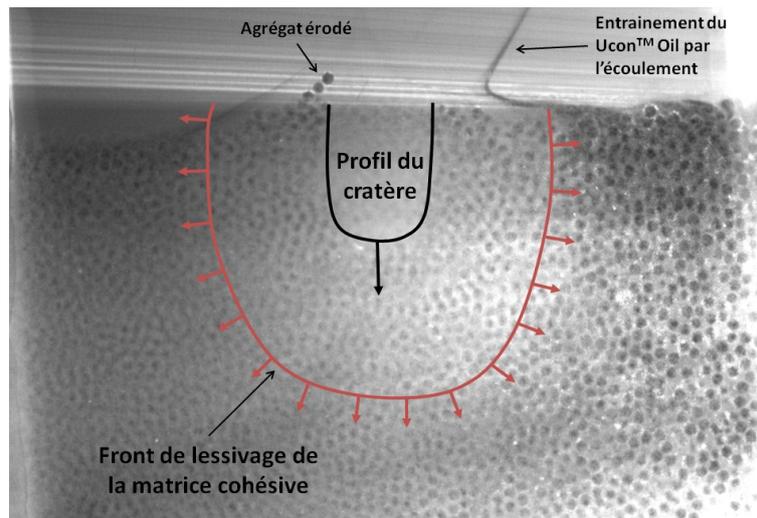


FIGURE 5.6 – Essai de jet impactant sur un échantillon de billes de borosilicate de 3 mm de diamètre mélangées avec 1% en masse de UconTM Oil, à l'instant $t_0 + 38$ secondes. On note un front de lessivage de la matrice visqueuse matérialisé par une zone plus claire, qui s'élargit de façon circulaire à partir du point d'impact du jet. Le UconTM Oil est évacué du milieu, en haut à droite de l'image, en suivant les lignes de courant du fluide érosif.

5.2.3 Érosion par jet de billes de verre avec du Carbopol

La matrice de cohésion visqueuse peut également être réalisée avec un fluide à seuil transparent, tel que ceux présentés dans la partie 3.2.1. Pour pouvoir visualiser l'affouillement du cratère à l'aide de la technique iso-indice, nous avons utilisé du gel de Carbopol à base de DMSO comme indiqué dans la partie 3.2.1.1. L'ajustement précis de l'indice de réfraction permet d'ajouter des quantités plus importantes de matrice cohésive sans altérer la technique optique. Nous avons ainsi réalisé des essais sur des empilements de billes borosilicates de 3 mm de diamètre mélangées à des teneurs massiques de 0.3, 1.3 et 2% de gel de Carbopol concentré à 0.5%.

Sur la figure 5.7, on voit l'évolution de la profondeur du cratère au cours de d'essais de jet impactant iso-indice pour un empilement non cohésif (symboles pleins) et avec l'argile synthétique (symboles vides). On relève sur ce graphique que si l'évolution du cratère n'évolue pas beaucoup après ajout de 0.3% de gel, la profondeur finale ainsi que la vitesse pour l'atteindre diminue de plus en plus lorsqu'on ajoute 1.3% puis 2% de gel. La cohésion induite par les ponts de gel a donc pour effet d'accroître la résistance à l'érosion en augmentant la contrainte seuil d'érosion des grains et en ralentissant la cinétique d'érosion.

La complexité du comportement rhéologique des fluides à seuil, de type Herschel-Bulkley, comme le gel de Carbopol, rend l'analyse des essais très complexe. En effet, si un phénomène de lessivage se produit comme avec le UconTM Oil, la viscosité, et donc le temps d'écoulement du fluide, vont fortement dépendre de la contrainte de cisaillement locale du gel. S'il est intéressant d'étudier le comportement de matériaux composés de billes et de fluides à seuil en faisant l'analogie avec un mélange sable argile réel, la compréhension du comportement de tels fluides demande à être plus approfondie.

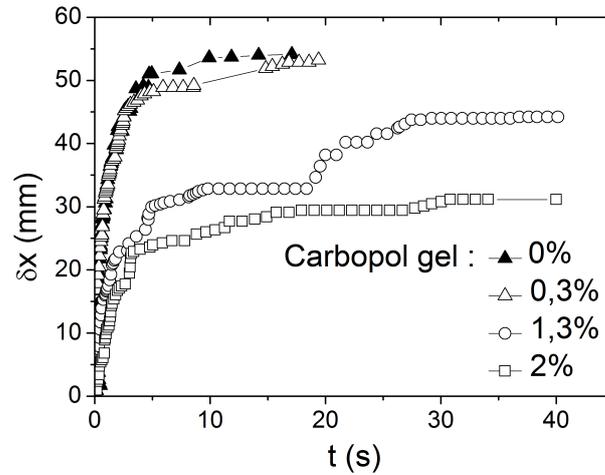


FIGURE 5.7 – Évolution de la profondeur du cratère δx sur des empilements granulaires sans cohésion et mélangés à des teneurs massiques en gel de Carbopol de 0,3, 1,3 et 2%. Les essais ont été réalisés avec une hauteur initiale entre la buse d'injection du jet et la surface du matériau $h_0 = 70 \text{ mm}$, et une vitesse d'injection du jet $U_J = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$.

5.3 Cas du sable super-hydrophobe

5.3.1 Comportement mécanique

5.3.1.1 Scissomètre

Le comportement du sable super-hydrophobe immergé a été étudié à l'aide d'essais mécaniques destinés à mesurer la cohésion d'un sol réel. Le premier essai utilisé a été le Scissomètre décrit dans la partie 3.3.3.3. Pour étudier la pertinence de la mesure sur le sable super-hydrophobe, les essais ont été comparés aux résultats obtenus sur un sable provenant de la carrière d'Hostun, de granulométrie proche, avec un diamètre moyen de $800 \mu\text{m}$. Les deux matériaux ont été testés dans des conditions sec et immergé par de l'eau, avec des teneurs en eau de 10%, 20% et 100% pour le sable d'Hostun et une hauteur d'eau de 2 cm au dessus de la surface de sable super-hydrophobe. Les empilements ont été réalisés de manière lâche ou dense par compactage à l'aide de vibrations d'intensité et de répétition contrôlées (100 coups). Des échantillons de 5 cm de haut ont été mis en place dans un contenant cylindrique de 9 cm de diamètre et de 15 cm de haut. Dans chaque cas, 5 essais ont été réalisés afin d'évaluer l'écart type des résultats, avec des ailettes de 2.5 cm en diamètre et en hauteur. Le ressort utilisé a été soit le numéro 1 ($k_r = 0.080 \text{ N.m.rad}^{-1}$) pour les cas d'empilements lâches, soit le numéro 4 ($k_r = 0.22 \text{ N.m.rad}^{-1}$) pour les cas d'empilements denses.

Les valeurs de la contrainte de résistance au cisaillement Cu , mesurées avec le sable d'Hostun tassé ou non tassé et sec ou immergé, sont calculées à partir de l'équation 3.11 :

- Empilement sec lâche : $Cu = 1.3 \pm 0.2 \text{ kPa}$
- Empilement sec dense : $Cu = 2.7 \pm 0.3 \text{ kPa}$
- Empilement dense saturée à 10% : $Cu = 3.3 \pm 0.5 \text{ kPa}$
- Empilement dense saturée à 20% : $Cu = 4.4 \pm 1.4 \text{ kPa}$
- Empilement lâche saturé à 100% : $Cu = 0.7 \pm 0.5 \text{ kPa}$

On notera dans un premier temps l'influence du compactage de l'empilement de sable sec, qui permet d'augmenter la résistance au cisaillement d'un facteur 2 après un tassement de 100 coups avec une intensité modérée. En effet, plus un milieu granulaire est dense, plus il y aura de chaînes de forces capables de résister au cisaillement. On notera ensuite que les valeurs de la contrainte de cohésion sont également corrélées avec la teneur en eau, avec une valeur légèrement croissante entre 0 et 20%, et une cohésion très faible pour un échantillon complètement saturé en eau, proche de la valeur obtenue pour un matériau sec. Cette influence bien connue de la présence d'un liquide sur la cohésion d'un empilement granulaire a été expliquée dans la partie 2.3.2.1.

Les valeurs de la contrainte obtenues avec le sable super-hydrophobe mesurées dans des conditions similaires à celles dues au sable d'Hostun sont les suivantes :

- Empilement sec lâche : $Cu = 1.3 \pm 0.4 \text{ kPa}$
- Empilement sec dense : $Cu = 13.5 \pm 2.5 \text{ kPa}$

- Empilement lâche immergé : $Cu = 2.1 \pm 0.5 \text{ kPa}$
- Empilement dense immergé : $Cu = 20.4 \pm 2.6 \text{ kPa}$

Sur le sable super-hydrophobe on retrouve bien l'influence du compactage de l'échantillon qui semble cette fois-ci bien plus importante (facteur 10 pour le sable sec). Cette augmentation est peut être due à la granulométrie un peu supérieure du sable et au revêtement de surface chimique des grains. L'influence de la présence d'eau au dessus de l'empilement est de l'ordre de la cohésion capillaire humide du sable d'Hostun, elle augmente la contrainte de cohésion d'un facteur 1.5 à 1.6.

En conclusion, l'essai de Sissomètre semble adapté à la mesure de la cohésion induite par la tension de surface, cependant l'influence du compactage de l'échantillon reste bien plus important que l'influence de la présence d'eau. De plus, l'utilisation d'échantillons de taille granulométrique importante (e.g. billes de 3 mm de diamètre), entrainera des effets de tailles interférant fortement avec la mesure, comme la présence de chaînes de forces inadaptées aux dimensions du dispositif. L'utilisation de cet essai nécessitera donc l'utilisation de matériaux modèles fins adaptés.

5.3.1.2 Pénétromètre dynamique

Le second essai utilisé pour essayer de caractériser le comportement mécanique du sable super-hydrophobe est le pénétromètre dynamique décrit dans la partie 3.3.3.3. Comme avec le Scissomètre, les essais ont été réalisés en parallèle avec du sable d'Hostun rendu plus ou moins cohésif par variation de la teneur en eau. Les échantillons sont mis en place dans le même contenant cylindrique de 9 cm de diamètre et de 15 cm de haut. Le cône de 30° formant la pointe de pénétration est placé au contact de la surface supérieure de l'échantillon, et mis en chute libre jusqu'à l'arrêt total après pénétration à l'intérieur de l'échantillon. La contrainte de résistance dynamique à la pénétration est alors calculée avec l'équation 3.12, à partir de la profondeur de pénétration et de la masse totale du train de cône pesant ici 80.2 g.

Pour le sable d'Hostun on obtient :

- Empilement sec dense : $Cu = 0.9 \pm 0.1 \text{ kPa}$
- Empilement dense saturé à 11% : $Cu = 1.6 \pm 0.4 \text{ kPa}$
- Empilement dense saturée à 21% : $Cu = 4.0 \pm 1.2 \text{ kPa}$

- Empilement dense saturée à 100% : $Cu = 2.0 \pm 0.2 \text{ kPa}$

Pour le sable d'Hostun, les empilements lâches n'étaient pas assez résistants pour mesurer une valeur de résistance à la pénétration. De plus, on note que les valeurs de Cu pour les empilements de sable dense sec et humide sont inférieures à celles obtenues avec le Scissomètre.

Pour le sable super-hydrophobe, les valeurs mesurées avec une immersion de 2 cm d'eau donnent des résistances beaucoup plus faibles qu'avec le Scissomètre :

- Empilement lâche immergé : $Cu = 0.9 \pm 0.2 \text{ kPa}$
- Empilement dense immergé : $Cu = 2.1 \pm 0.3 \text{ kPa}$

Comme pour le sable d'Hostun, le sable super-hydrophobe empilé de façon lâche n'était pas assez résistant pour être mesuré. Après immersion de 2 cm d'eau, on note pour l'empilement lâche que la valeur du sable super-hydrophobe est identique au sable classique compact. Avec cet essai, l'influence de la "cohésion" hydrophobe semble identique à l'influence du compactage de l'échantillon. Pour les empilement denses, on ne note en revanche aucune différence entre les deux types de matériaux.

L'essai de pénétromètre ne semble pas assez sensible pour mesurer des cohésions granulaires faibles de type capillaire. De plus, la granulométrie de taille relativement importante des empilements (i.e. taille des grains de l'ordre du millimètre), rend ce matériau moins adapté à l'essai. En conclusion, le pénétromètre dynamique paraît moins adapté que l'essai de Scissomètre pour mesurer la cohésion apparente induite par le caractère hydrophobe du sable magique.

5.3.2 Paramètres d'érosion avec l'essai de JET

Le comportement du sable super-hydrophobe soumis à l'érosion d'un jet axisymétrique impactant a été étudié à partir du dispositif présenté dans la section 3.3.1. Le sable super-hydrophobe se prête bien aux essais de JET par la facilité de préparation de l'échantillon. De plus, contrairement aux argiles qui rendent l'eau très turbide, une fois les particules de sable magique détachées, celles-ci sédimentent rapidement, ce qui permet une mesure visuelle précise de la profondeur d'affouillement dans une eau qui reste toujours claire.

La préparation de l'échantillon demande une bonne répétabilité car la résistance mécanique sera fortement influencée par les propriétés de l'empilement, et notamment la compacité comme vu dans le paragraphe 5.3.1.1. Le moule cylindrique de 12 cm de haut pour 10 cm de diamètre a été rempli par couches de 335 g, soit environ 3 cm de haut, tassées par 100 coups de maillet d'intensité modérée appliqués sur le moule.

Dans le but de réaliser une étude sur l'influence des conditions initiales et sur les méthodes d'interprétation de l'essai, nous avons fait varier spécifiquement, soit la vitesse d'injection du jet U_J à travers la charge hydraulique Δh , soit la distance initiale entre la buse d'injection et la surface du matériau h_0 . Le couple (U_J, h_0) permet de calculer la contrainte de cisaillement initiale τ_i à la surface du lit, à partir de l'équation 3.5 proposée par Hanson et Cook (2004), exprimée à la hauteur initiale h_0 :

$$\tau_i = C_f \rho U_J^2 \left(\frac{C_d D_J}{h_0} \right)^2 \quad (5.4)$$

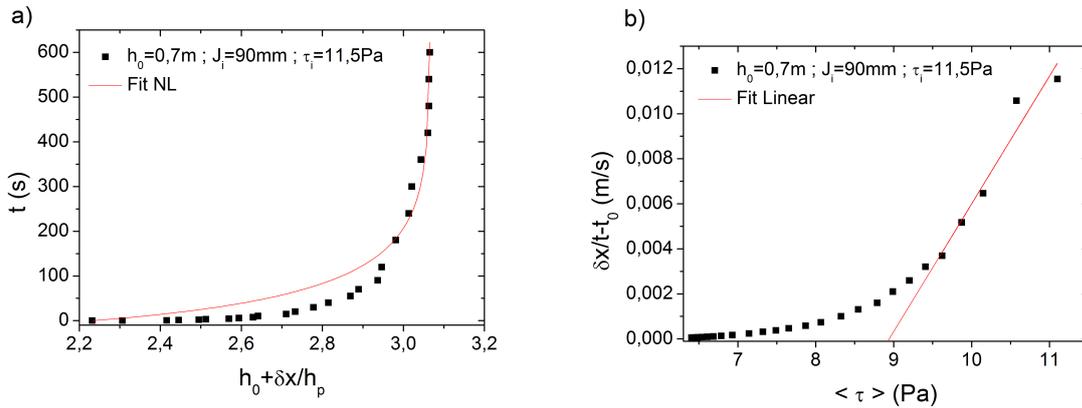


FIGURE 5.8 – a) Ajustement de l'équation 3.7 sur l'ensemble des données issues de l'essai numéro 7 sur le sable super-hydrophobe. b) Ajustement des 5 premiers points du même essai par l'équation 3.8. L'erreur standard obtenue lors de l'ajustement des courbes permet de calculer une erreur relative pour les paramètres d'érosions.

avec $C_f = 0.00416$ et $C_d = 6.3$.

Neufs essais ont été réalisés dans les conditions suivantes :

Numéro de l'essai	1	2	3	4	5	6	7	8	9
h_0 [mm]	68	68	68	90	48	48	90	70	69
Δh [m]	0.7	0.85	1	1.226	0.349	0.7	0.7	1.25	1.6
τ_i [Pa]	20.1	24.4	28.7	20.1	20.1	40.3	11.5	33.8	45.2

Les essais ont été interprétés parallèlement avec les deux méthodes présentées dans le paragraphe 3.3.1.3. En guise d'exemple l'ajustement de la courbe issue de la première méthode d'interprétation est représenté sur la figure 5.8a, avec les points de mesure de l'essai numéro 7 représentés en fonction de la distance $h_0 + \delta x$ adimensionnée par la longueur du cœur potentiel. Afin de réduire les erreurs provenant de la minimisation de la somme des déviations dans l'ajustement de la courbe, tous les essais ont été réalisés sur une même durée totale, soit 10 *min*. La seconde méthode d'interprétation, réalisée par l'ajustement linéaire de la variation de la distance $h_0 + \delta x$ en fonction de la contrainte moyennée est représentée, pour le même essai, sur la figure 5.8b. En comparant sur le graphique 5.9, les résultats de la contrainte critique τ_c et du coefficient d'érosion k_d évalués par les deux méthodes, on constate que les valeurs de τ_c obtenues avec la seconde interprétation, sont systématiquement supérieures d'un facteur $\simeq 1.5$ à la première interprétation. Pour la valeur de k_d , cette différence est plus importante : les résultats de la seconde interprétation sont plus élevés d'un à deux ordres de grandeur. On notera également que l'erreur standard résultant de l'ajustement des courbes est bien supérieure lors de l'évaluation de τ_c avec la seconde interprétation (11% en moyenne contre 1.3%), alors que pour l'évaluation de k_d l'erreur est de 13% en moyenne pour la première et de 5% pour la deuxième. La différence entre les deux méthodes vient du fait que l'ajustement linéaire décrit correctement l'érosion pour des contraintes de cisaillement élevées ($\tau \gg \tau_c$), mais surestime de façon importante le seuil d'érosion, en dessous duquel on notera toujours une érosion, mais à un taux beaucoup plus faible. Au contraire, l'ajustement non linéaire se cale beaucoup plus sur les valeurs de contraintes se rapprochant du seuil ($\tau \sim \tau_c$)

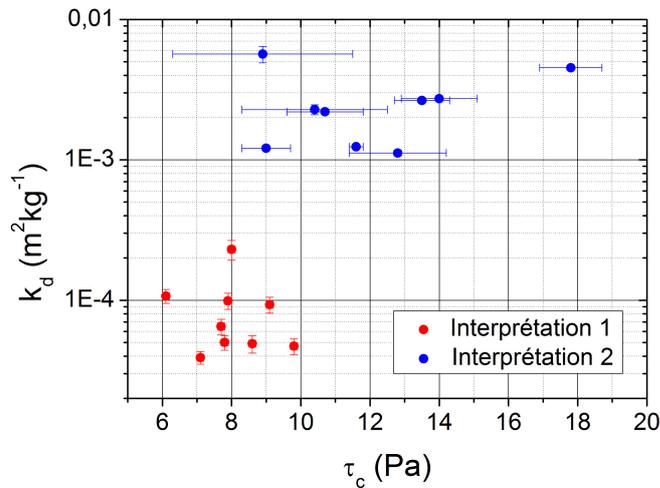


FIGURE 5.9 – τ_c en fonction de k_d évalués sur les essais 1 à 9 à partir de la première interprétation (en rouge) et de la seconde (en bleu).

Sur nos essais, la dispersion relative au coefficient d'érosion est beaucoup plus importante que celle sur la contrainte critique. Les valeurs importantes classent le sable super-hydrophobe dans la catégorie des matériaux facilement érodables au regard de la classification définie par Hanson et Simon (2001). Cela rend le matériau beaucoup plus sensible aux conditions de l'érosion, ce qui peut expliquer la dispersion des résultats. Toutefois, on retiendra qu'il reste plus difficile d'évaluer un coefficient d'érosion fixe qu'une contrainte seuil à partir de laquelle l'érosion va démarrer.

Si on représente maintenant τ_c et k_d en fonction de la contrainte initiale τ_i appliquée à l'interface liquide-sable (figure 5.10), on constate une légère augmentation de la contrainte critique avec la contrainte initiale appliquée au début de l'essai. En revanche, k_d ne semble pas dépendre des conditions initiales malgré la difficulté à estimer ce paramètre précisément.

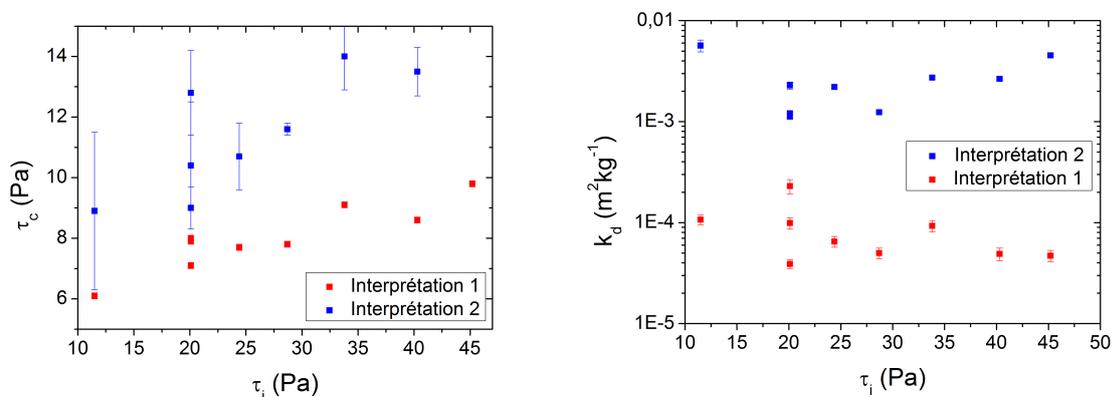


FIGURE 5.10 – Évolution des paramètres d'érosion τ_c et k_d en fonction de τ_i pour les deux méthodes d'interprétation.

Les essais 1, 4 et 5, ont une valeur de contrainte initiale τ_i constante, pour des vitesses d'injection et des distances initiales entre la buse et l'interface croissantes. On voit sur la

figure 5.11, qu’avec la première interprétation, la valeur de τ_c reste très proche entre les essais 1 et 4, mais est sensiblement inférieure (de 11%) pour l’essai numéro 5, qui possède une valeur $h_0 = 48 \text{ mm}$. k_d varie de façon plus importante au cours des trois essais, mais sans corrélation réelle avec le débit du jet ou sa hauteur initiale. Pour la deuxième interprétation le même constat peut être fait, aucune corrélation ne semble ressortir entre les conditions d’essais et les paramètres d’érosion.

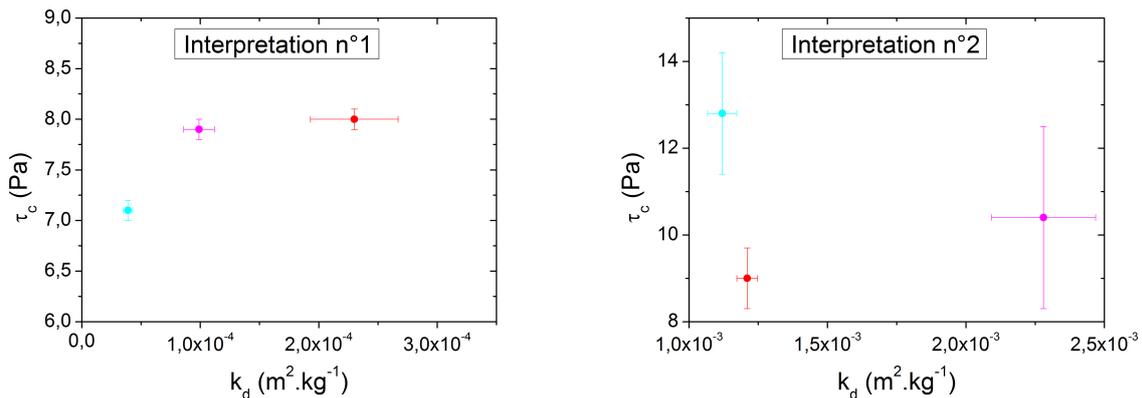


FIGURE 5.11 – Contrainte critique τ_c en fonction du coefficient d’érosion k_d pour les deux interprétations et pour les essais 1 (rouge), 4 (magenta) et 5 (cyan)

On retrouve dans l’étude récente de Khanal et al. (2016) une variabilité comparable des paramètres d’érosion avec la vitesse d’injection du jet, la distance initiale entre la buse et la surface du sol, les intervalles de temps entre deux mesures, ou la méthode d’interprétation de l’essai. Dans cette étude, bien qu’une dépendance soit observée entre les paramètres d’érosion évalués et les conditions initiales de l’essai, aucune tendance générale ne ressort. Ils observent également une grande variation des résultats selon qu’ils interprètent l’essai par la méthode Blaisdell proposée par Hanson et Cook (2004), par la méthode de profondeur d’affouillement proposée par Daly et al. (2013) et équivalente à notre première méthode d’interprétation, ou encore par une méthode itérative proposée par Simon et al. (2010).

En conclusion, l’essai de JET, bien que pertinent pour caractériser l’érosion d’un sol, demande une meilleure compréhension du développement de l’écoulement et des contraintes induites par le jet impactant afin d’interpréter les résultats de manière plus précise. Ensuite, bien que l’analogie avec un sol réel soit complexe, le sable superhydrophobe pourra servir de démonstrateur vis à vis de l’influence de la cohésion sur les propriétés de résistance à l’érosion.

5.4 Cas du sable cinétique

5.4.1 Comportement mécanique au pénétromètre dynamique

Pour mieux connaître le sable cinétique et éventuellement pouvoir l’utiliser comme matériau modèle dans l’étude du comportement face à l’érosion, des essais mécaniques ont d’abord été menés pour caractériser son comportement.

Son comportement spécifique, semblable à celui d’un fluide rhéo-épaississant, rend le sable cinétique incompatible avec l’essai de Scissomètre, décrit précédemment dans la

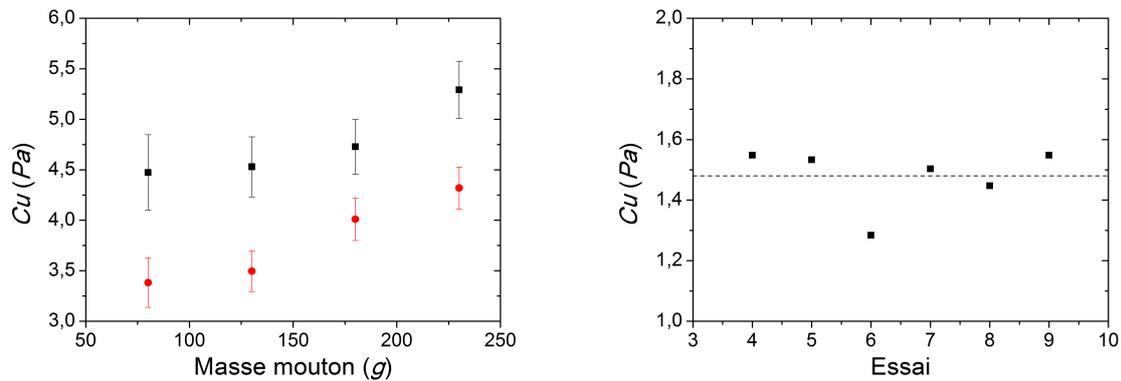


FIGURE 5.12 – À gauche, essais de répétabilité sur un échantillon de densité $\rho_{SC} = 1.68 \text{ g/cm}^3$, en fonction de la masse du mouton pour une durée de chute du cône de 30 s (carrés noirs) et de 60 s (ronds rouges). À droite, essais de répétabilité dans des conditions identiques sur un échantillon de densité $\rho_{SC} = 1.42 \text{ g/cm}^3$, avec en pointillé la valeur moyenne correspondant à $Cu = 1.48 \pm 0.1 \text{ Pa}$.

partie 3.3.3.3, car le matériau va alors se comporter comme un liquide en se déformant à la vitesse de rotation de l'ailette.

En revanche, le sable cinétique convient assez bien à l'utilisation du pénétromètre dynamique, décrit également dans la partie 3.3.3.3, mettant en jeu une contrainte initialement forte, qui diminue rapidement lorsque le cône s'enfonce. Plusieurs essais ont été réalisés en compactant une masse précise de sable cinétique à des volumes contrôlés, pour évaluer l'impact de la densité de l'échantillon sur son comportement mécanique. Les densités ont pu être variées entre 1.24 et 1.68 g/cm^3 . La valeur de la contrainte de résistance à la pénétration a alors été évaluée en mesurant la profondeur de pénétration finale du cône d'angle de 30° .

Dans un premier temps, l'influence de la durée de la chute du cône (i.e. temps entre la mise en chute libre et l'arrêt manuel) et de la masse du mouton a été étudiée lors d'essais de répétabilité. La figure 5.12 de gauche, montre l'évolution de la contrainte Cu en fonction de la masse du mouton, sur un échantillon de densité $\rho_{SC} = 1.68 \text{ g/cm}^3$ pour deux séries d'essais correspondant à des durées d'attente avant de stopper la chute libre du cône de 30 ou 60 secondes. On constate dans un premier temps l'influence importante de cette durée, avec une valeur de Cu qui varie de 25% en moyenne en doublant la durée d'attente avant de stopper le cône. On voit ensuite une légère dépendance de la masse du mouton sur la valeur du Cu qui varie d'environ 20% entre le mouton de 80 g et celui de 230 g. Ces variations de Cu ont été ensuite comparées à des essais de répétabilité avec une masse du mouton constante égale à 80 g et une durée arbitraire du test égale à 60 s, pour un échantillon de densité $\rho_{SC} = 1.42 \text{ g/cm}^3$. Ces 6 essais sont représentés sur la figure 5.12 de droite, donnant une valeur moyenne $Cu = 1.48 \pm 0.1 \text{ Pa}$. Pour l'étude de l'influence de la densité du sable cinétique sur sa résistance mécanique, les essais seront alors réalisés dans ces mêmes conditions en considérant une erreur maximale de 10% sur la valeur mesurée.

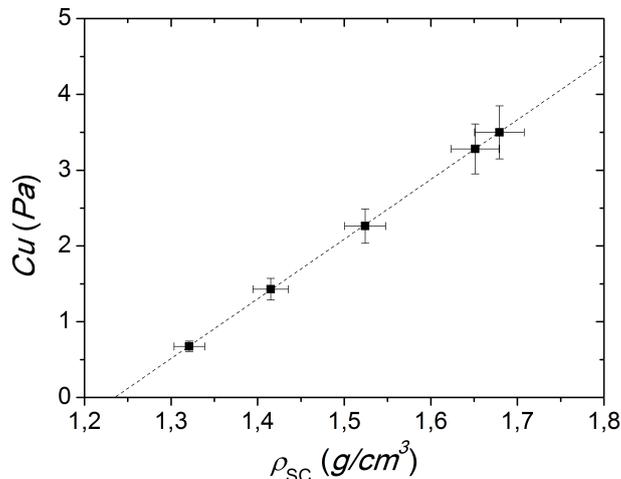


FIGURE 5.13 – Évolution de la contrainte de résistance à la pénétration du cône Cu , en fonction de la densité ρ_{SC} de l'échantillon de sable cinétique ajustée par la relation linéaire 5.5.

Des mesures ont alors été effectuées avec 5 échantillons de densité différente. La figure 5.13 montre une évolution linéaire de la contrainte de résistance Cu en fonction de la densité du matériau. Cette dépendance linéaire entre les deux paramètres s'écrit :

$$Cu = 7.88 (\rho_{SC} - 1.235) \quad (5.5)$$

avec Cu en Pa et ρ_{SC} en g/cm^3 .

La valeur de $1.235 g/cm^3$ semble représenter la densité pour laquelle la résistance au cisaillement devient nulle. Cette relation permet alors de contrôler la résistance mécanique du sable cinétique à partir de sa densité. En combinant cette résistance mécanique au comportement face à l'érosion, il est possible de mettre en avant le lien entre les deux.

5.4.2 Érosion par jet d'air

Contrairement au sable super-hydrophobe, le sable cinétique perd rapidement toutes propriétés cohésives une fois immergé avec de l'eau, nous avons donc étudié de l'érosion par jet d'air. Ce jet est alimenté par un compresseur à travers un détendeur permettant de contrôler le différentiel de pression à la sortie de la buse. L'essai de jet impactant 2D, décrit dans le chapitre 3, a été utilisé de manière à évaluer le comportement face à l'érosion du sable cinétique en fonction de sa résistance mécanique.

Le jet d'air a été propulsé à travers un conduit rectiligne de $4 mm$ de diamètre intérieur en contrôlant le différentiel de pression ΔP à la sortie de la buse. Différentes densités d'échantillons ont été réalisées en damant par couches successives un volume précis de sable cinétique. L'influence de ce paramètre a été étudiée sur des échantillons de densité respectives $\rho_{SC} = 1.32, 1.54$ et $1.77 g.cm^{-3}$ lors d'essais avec $\Delta P \simeq 200 kPa$. L'évolution de la profondeur d'affouillement de ces échantillons lors des essais de jet d'air impactant est représentée sur la figure 5.14. On voit sur ce graphique que la profondeur finale du cratère diminue très nettement lorsque la densité du matériau augmente. On remarque aussi un ralentissement de la cinétique d'affouillement. Le rôle de la pression d'injection du jet d'air a également été étudié en réalisant trois essais sur des échantillons de densité $\rho_{SC} =$

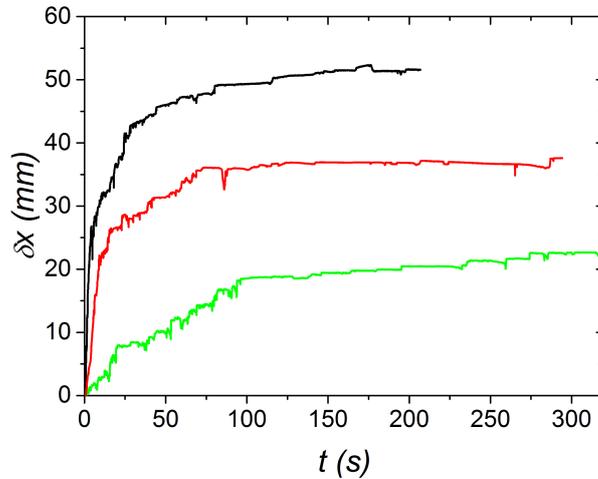


FIGURE 5.14 – Évolution de la profondeur d'affouillement δx pour un essai au jet d'air 2D, avec une pression d'injection du jet constante, $\Delta P \simeq 200 \text{ kPa}$, et des densités d'échantillons $\rho_{SC} = 1.32 \text{ g.cm}^{-3}$ (courbe noire), 1.54 g.cm^{-3} (courbe rouge) et 1.77 g.cm^{-3} (courbe verte).

1.77 g.cm^{-3} avec $\Delta P \simeq 200, 300$ et 400 kPa . L'évolution de la profondeur d'affouillement est visible sur la figure 5.15. Comme attendue, la profondeur finale atteinte croît lorsque la pression d'injection augmente. Cependant, il est intéressant de noter que, dans cette situation, la cinétique d'affouillement reste relativement lente, même pour une profondeur finale élevée équivalente à celle de l'échantillon de densité plus faible ($\rho_{SC} = 1.32 \text{ g.cm}^{-3}$), testé à 200 kPa .

Pour essayer d'évaluer une valeur de la contrainte seuil et du coefficient d'érosion, nous avons réalisé l'ajustement non linéaire par l'équation 3.7, vue précédemment, sur la représentation adimensionnée des essais actuels. Comme on peut le voir sur la figure 5.16 pour deux essais typiques, l'équation s'ajuste relativement bien avec les données. Pour évaluer la valeur des paramètres d'érosion à partir de la méthode décrit dans le paragraphe 3.3.1.3, une vitesse de jet, U_J , en sortie de la buse a été évaluée à partir de la pression relative à la sortie ΔP :

$$U_J = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_{air}}} \quad (5.6)$$

où ρ_{air} est la masse volumique de l'air à température ambiante.

À partir de cette vitesse, les valeurs de τ_c et $k_{er} = k_d \rho_{SC}$ ont été calculées pour les deux séries d'essais.

Les valeurs sont représentées pour les trois essais réalisés avec des densités différentes sur la figure 5.17, qui montre bien l'augmentation linéaire de la résistance à l'érosion avec la densité caractérisée par une augmentation de τ_c et une diminution de k_{er} . Cela permet en particulier d'exprimer la contrainte seuil d'érosion par une relation linéaire avec la contrainte critique de cisaillement Cu , calculée à partir de l'équation 5.5 (figure 5.18) :

$$\tau_c = 21.5(Cu + 4.7) \quad (5.7)$$

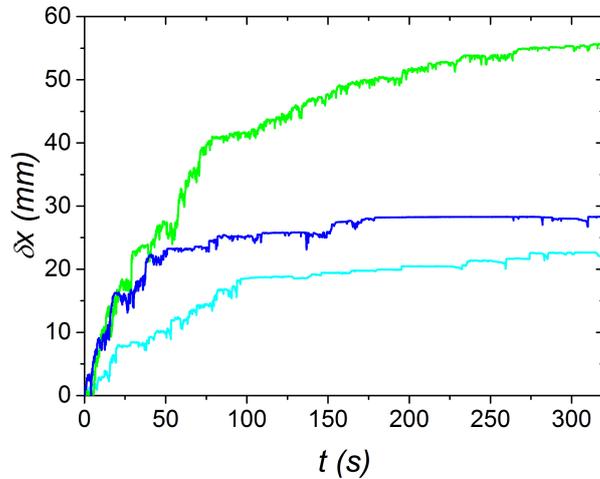


FIGURE 5.15 – Évolution de la profondeur d’affouillement δx pour un essai au jet d’air 2D, avec une densité de l’échantillon constante, $\rho_{SC} = 1.77 \text{ g.cm}^{-3}$, et des pressions d’injection du jet d’air $\Delta P \simeq 200 \text{ kPa}$ (courbe bleue claire), 300 kPa (courbe bleue foncé) et 400 kPa (courbe verte).

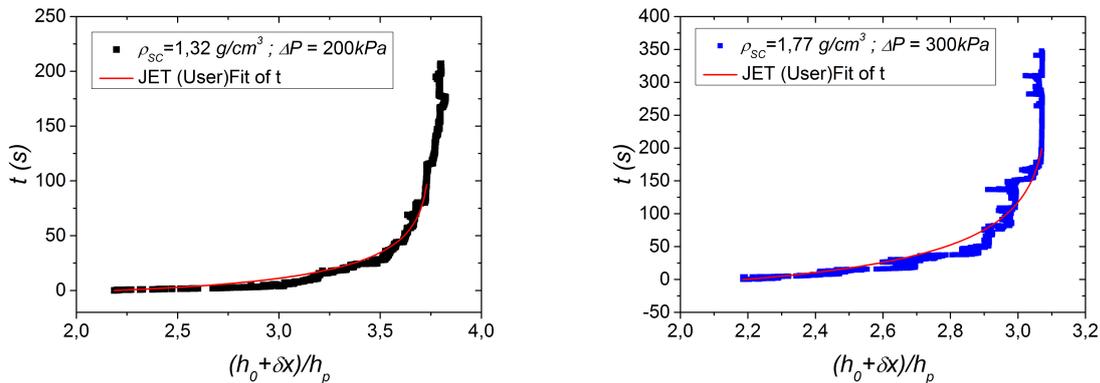


FIGURE 5.16 – Deux des six essais réalisés sur le sable cinétique ajustés par l’équation 3.7.

De la même façon, l’équation 2.16 proposée par Winterwerp et Van Kesteren (2004) donne une relation inverse entre k_{er} et Cu . Cependant, les valeurs mesurées ici ne montrent pas de dépendance linéaire entre k_{er} et $1/Cu$.

La relation empirique entre τ_c et Cu est toutefois basée sur seulement trois points et bien qu’il soit difficile de dépasser les densités extrêmes atteintes de 1.77 et 1.32 g/cm^3 , plus de points intermédiaires permettraient de confirmer ce résultat. De plus, la valeur de τ_c calculée reste représentative de la contrainte seuil réelle, car d’une part, la vitesse de jet utilisée correspond à la vitesse d’injection et non à celle en surface du matériau, et d’autre part, les coefficients C_d et C_f utilisés dans l’interprétation n’ont pas été évalués pour de l’air (cf. paragraphe 3.3.1.3).

Les valeurs de τ_c et k_{er} évaluées pour les essais réalisés avec des pressions d’injections différentes sont ensuite représentées sur la figure 5.19. Cette fois-ci, les échantillons testés sont *a priori* identiques et les propriétés de résistance au cisaillement reste donc inchangées ($Cu = cte$). Les paramètres d’érosion *a priori* intrinsèques au matériau ne sont donc pas

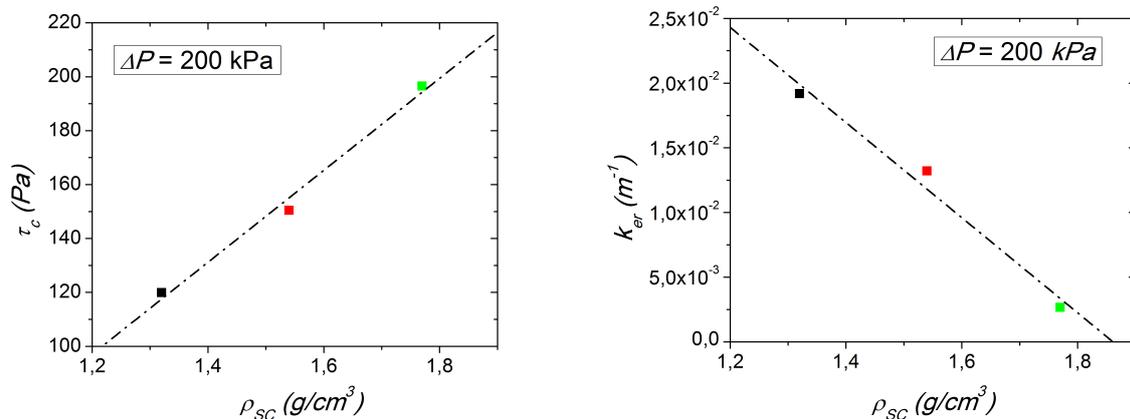


FIGURE 5.17 – Contrainte critique τ_c (à gauche) et coefficient massique d'érosion k_{er} (à droite) évalués à partir des ajustements non linéaires représentés en fonction de ρ_{SC} .

sensés varier avec la pression d'injection, aucune corrélation avec ΔP ne semble d'ailleurs ressortir même si des fluctuations sont observées. De plus, en comparant les résultats avec la figure 5.17, on constate que le coefficient d'érosion reste faible et varie très peu par rapport aux variations avec la densité du matériau.

5.5 Cas d'une argile synthétique pure

5.5.1 Adaptation du dispositif HET

Afin de pouvoir visualiser l'évolution de la forme du conduit, nous avons mis en place pour l'essai de HET un gel de Laponite (paragraphe 3.2.1.2), suffisamment concentré, directement dans le tube éprouvette. Pour cela, le tube est rendu étanche à une extrémité jusqu'à la gélification totale de l'argile transparente. La gélification du mélange de la poudre de Laponite avec l'eau étant très rapide ($\simeq 30$ s), et le matériau étant très peu remaniable après solidification, la réalisation de l'échantillon a été très délicate. Pour les quelques échantillons testés, il a fallu 620 g d'eau distillée et désaérée sous cloche à vide, directement dans le moule de l'essai, pour éviter d'être transvasée ultérieurement et de créer à nouveau des bulles d'air. L'argile synthétique ayant le même indice optique que l'eau, un colorant fluorescent (Rhodamine 6G) est ajouté avant la réalisation du gel pour différencier celui-ci de l'écoulement d'eau. L'échantillon rempli avec de l'eau très pure est d'abord maintenu à une température de 20 °C pour que la gélification se fasse correctement puis remué à l'aide d'un barreau aimanté à 250 tours par minute pendant que 39 g de poudre de Laponite sont versés régulièrement dans la solution, sur une durée inférieure à 30 secondes. Cet échantillon est ensuite laissé dans ces conditions pendant 24 h pour assurer l'hydratation complète de la poudre et une bonne transparence du milieu. Pour finir, on obtient un échantillon cylindrique d'environ 15 cm de long pour 8 cm de diamètre, dans lequel on va pouvoir percer un pré-conduit de 6 mm de diamètre en vue de l'essai de HET. Comme pour l'essai classique, l'échantillon est mis en place sur le dispositif, puis immergé dans l'eau. Afin de visualiser le conduit, une nappe laser de longueur d'onde 532 nm est placée perpendiculairement à la caméra et de façon à intercepter l'axe du conduit. L'argile synthétique apparaît alors dans le plan, traversée par un conduit de couleur sombre comme illustré sur la figure 5.20.

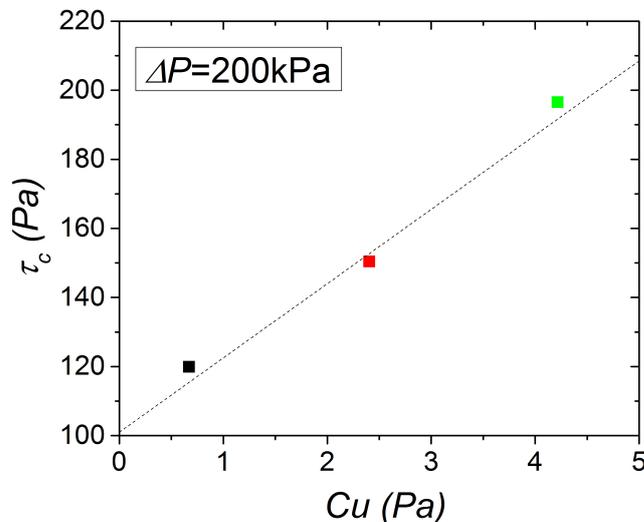


FIGURE 5.18 – Évolution de la contrainte critique, τ_c , en fonction de la contrainte critique de cisaillement, C_u , calculée au pénétromètre pour des densités d'échantillons $\rho_{SC} = 1.32 g.cm^{-3}$ (noire), $1.54 g.cm^{-3}$ (rouge) et $1.77 g.cm^{-3}$ (verte).

Lors de l'ouverture du circuit d'eau, l'équilibrage de la pression en amont et en aval de l'échantillon peut détruire une partie de l'échantillon entraînée par extrusion à l'aval. Pour remédier à ce problème, il est important de relier l'amont et l'aval du conduit lors de la mise en pression de l'échantillon. De plus, le matériau étant peu résistant, l'ouverture brutale du débit entraîne une érosion très rapide de l'échantillon. Les essais ont donc été réalisés en augmentant le débit très progressivement, jusqu'à environ 2000 l/h au maximum, tout en filmant l'échantillon avec une caméra à 20 images par secondes.

Après la mise en place du matériau, on constate qu'au repos très peu de colorant se mélange avec l'eau. L'argile synthétique semble donc stable dans l'eau, tout au moins sur la durée d'un essai. Les effets de dispersion et de dissolution du matériau pourront donc être *a priori* négligés.

5.5.2 Essai de HET sur une argile synthétique transparente

4 essais de HET ont été réalisés avec l'argile synthétique transparente, selon le protocole décrit précédemment. Nous allons ici présenter l'essai qui correspond à la séquence d'images de meilleur qualité (peu de bulles d'air et bonne concentration en colorant). L'évolution du débit Q_v au cours de l'essai est montrée sur la figure 5.21. La sensibilité du débitmètre ne dépasse pas les 200 l/h, d'où l'absence de données en dessous de cette valeur et les fortes fluctuations à la fin de l'essai, où le débit est censé être constant.

La figure 5.22 montre l'échantillon visible sur la figure 5.20 à différents instants au cours de l'essai. On voit ici l'initiation de fissures sur les parois du conduit qui entraîne ensuite le détachement localisé de morceaux d'argile synthétique, augmentant petit à petit le diamètre moyen du conduit. On voit également sur le processus général que les agrégats semblent se détacher d'abord en aval de l'écoulement, puis de plus en plus en amont pour tendre vers un diamètre moyen relativement homogène le long du conduit. Pour finir, les

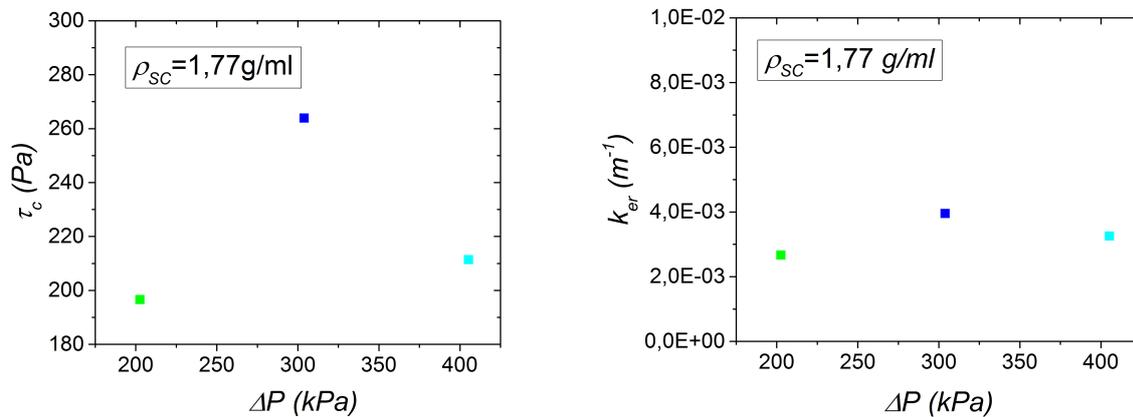


FIGURE 5.19 – Contrainte critique τ_c (à gauche) et coefficient massique d'érosion k_{er} (à droite) évalués à partir des ajustements non linéaires, représentés en fonction de ΔP .

images confirment une rugosité relativement importante des parois, similaire à un essai de HET sur un sol réel (voir figure 2.15).

La fréquence d'enregistrement des images a permis d'observer plus localement le détachement par morceaux de l'argile synthétique. Comme on peut le voir sur la figure 5.23, les fissures sont généralement initiées à la base d'une rugosité plus exposée à l'écoulement, ou située au niveau d'un étranglement du conduit qui est donc sollicité de manière plus importante. La fissure se propage alors en suivant vraisemblablement certaines faiblesses du matériau, pour rejoindre l'autre extrémité de la rugosité et détacher définitivement un morceau d'argile. Ce mécanisme peut se dérouler très rapidement : sur la figure 5.23, moins de 0.2 s s'écoule entre l'initiation de la fissure et le détachement de l'agrégat.

Le processus local d'érosion se déroule également à des échelles plus grandes. La figure 5.24 montre l'apparition spontanée de fissures dans différentes directions au sein d'une même zone de faiblesse. Une fracture principale se propage alors en suivant les fissures, jusqu'à détacher un premier volume de matière. Il est alors intéressant de voir que, dans ce cas précis, le morceau détaché n'est pas entièrement évacué car une partie est sans doute encore raccordée aux parois du conduit en dehors de notre champ d'observation. Cet obstacle, qui va se désagréger petit à petit, crée dans le plan de visualisation deux chemins d'écoulement parallèles qui vont subsister jusqu'à la disparition de l'obstacle. Plusieurs dizaines de secondes plus tard, la figure 5.25 montre une nouvelle fracture qui se crée en suivant à nouveau les lignes de fissures initiales, jusqu'à détacher un second volume de matière. Ce processus d'érosion se déroule à l'échelle de plusieurs secondes, à l'inverse du processus précédent qui se déroulait à l'échelle du dixième de seconde sur un volume plus faible du matériau.

Lors du processus général de l'érosion, la matière semble se détacher initialement au niveau de l'élargissement du conduit, situé en aval de l'écoulement, en se détachant de plus en plus en amont pour tendre en permanence vers un diamètre moyen constant sur toute la longueur du conduit. Localement, le détachement des agrégats se produit donc suivant un mécanisme de fracture au niveau de zones de fortes concentrations des sollicitations, sur une surface plus exposée à l'écoulement ou au niveau d'un diamètre local plus étroit du

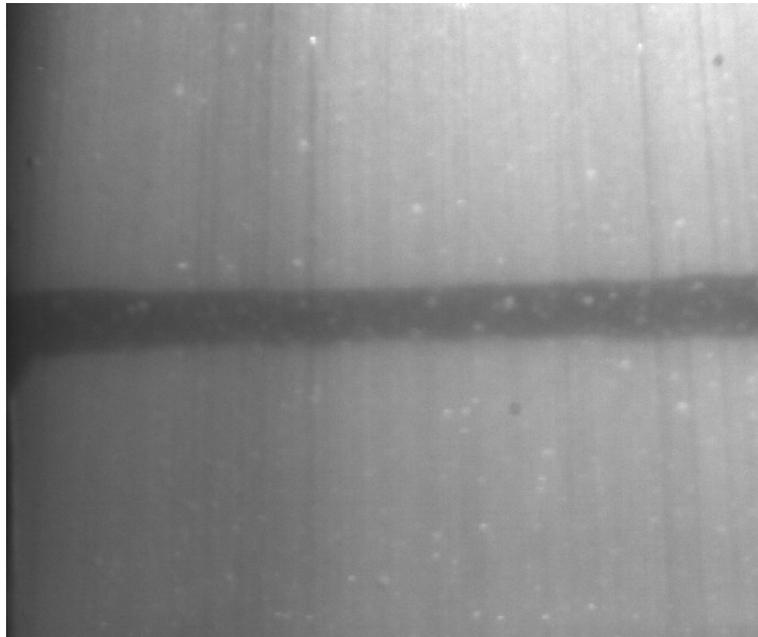


FIGURE 5.20 – Échantillon de gel de laponite initialement percé d'un conduit de 6 mm de diamètre, mis en place pour un essai de HET et visualisé dans l'axe du conduit par une nappe laser.

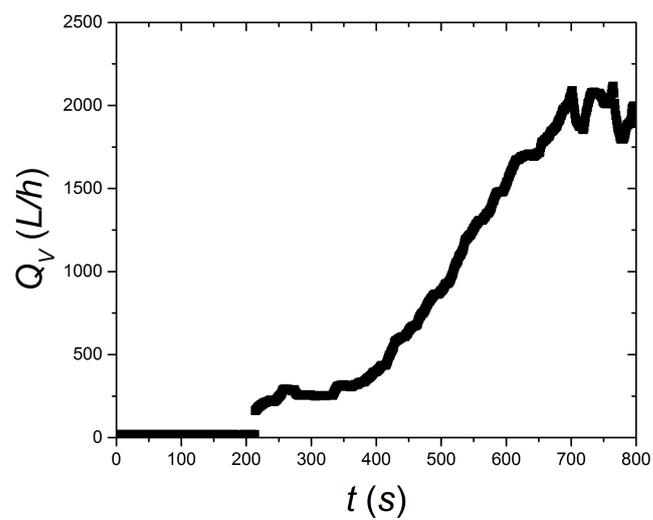


FIGURE 5.21 – Évolution du débit Q_v au cours de l'essai de HET.

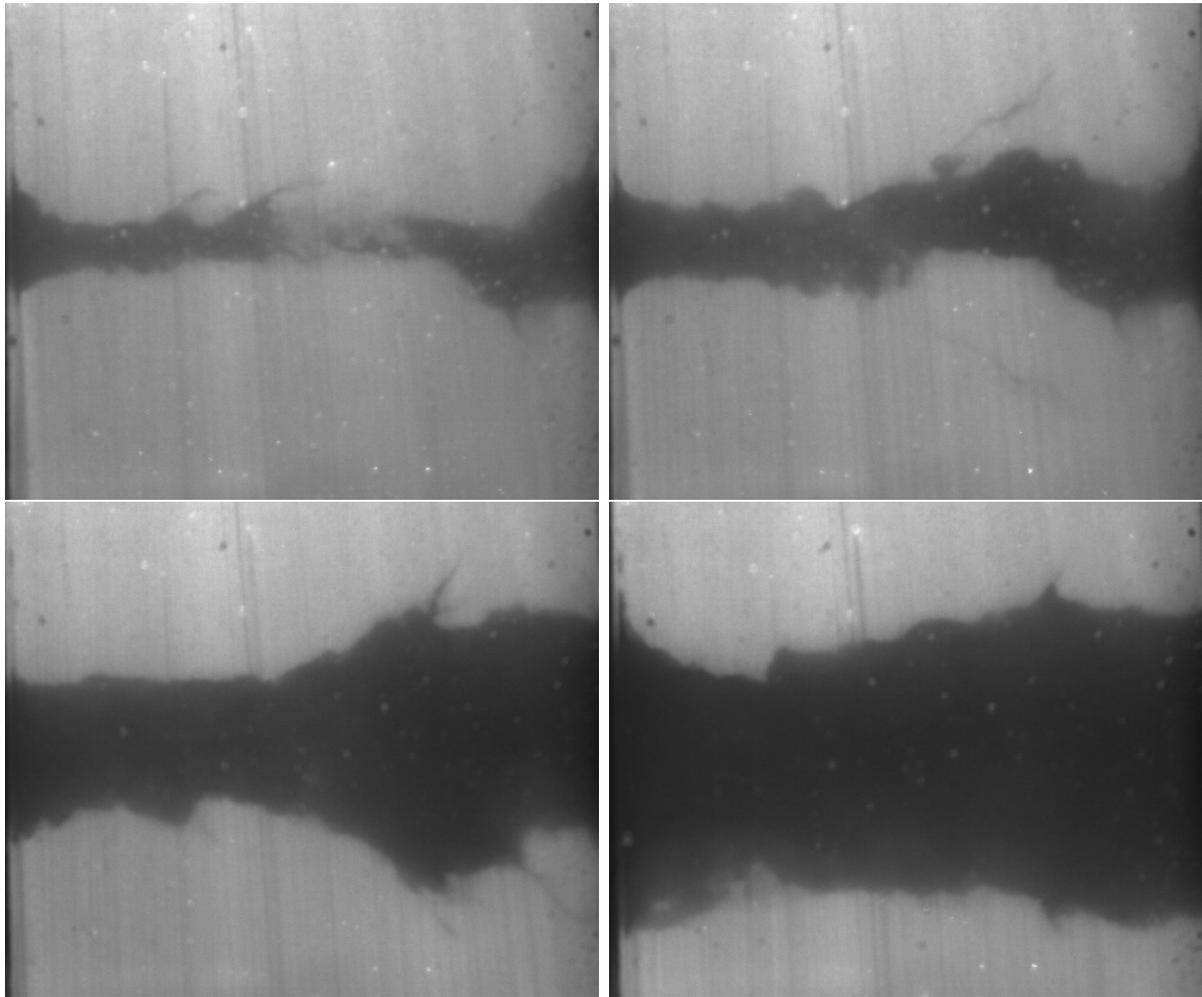


FIGURE 5.22 – Évolution de la forme du conduit au cours de l'essai de HET sur l'argile synthétique de la figure 5.20, l'écoulement circulant de gauche à droite. De haut en bas et de gauche à droite, la durée de l'essai correspond respectivement à 94 s, 200 s, 350 s et 800 s.

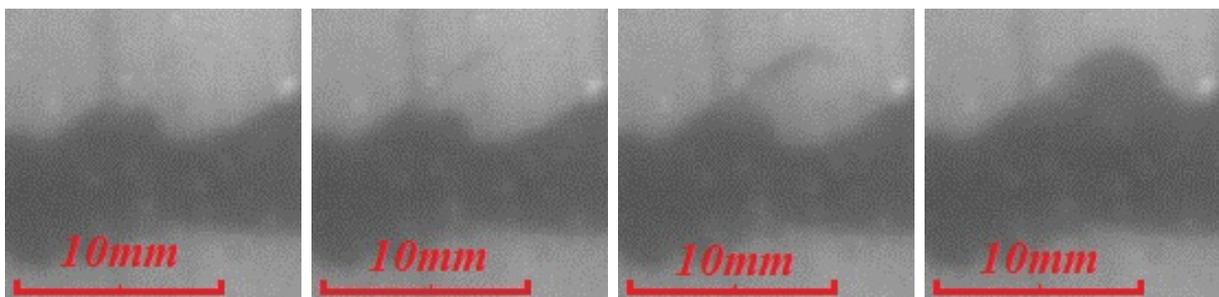


FIGURE 5.23 – Déroulement typique du détachement d'un agrégat. L'intervalle de temps entre les images correspond à 0.05 s.

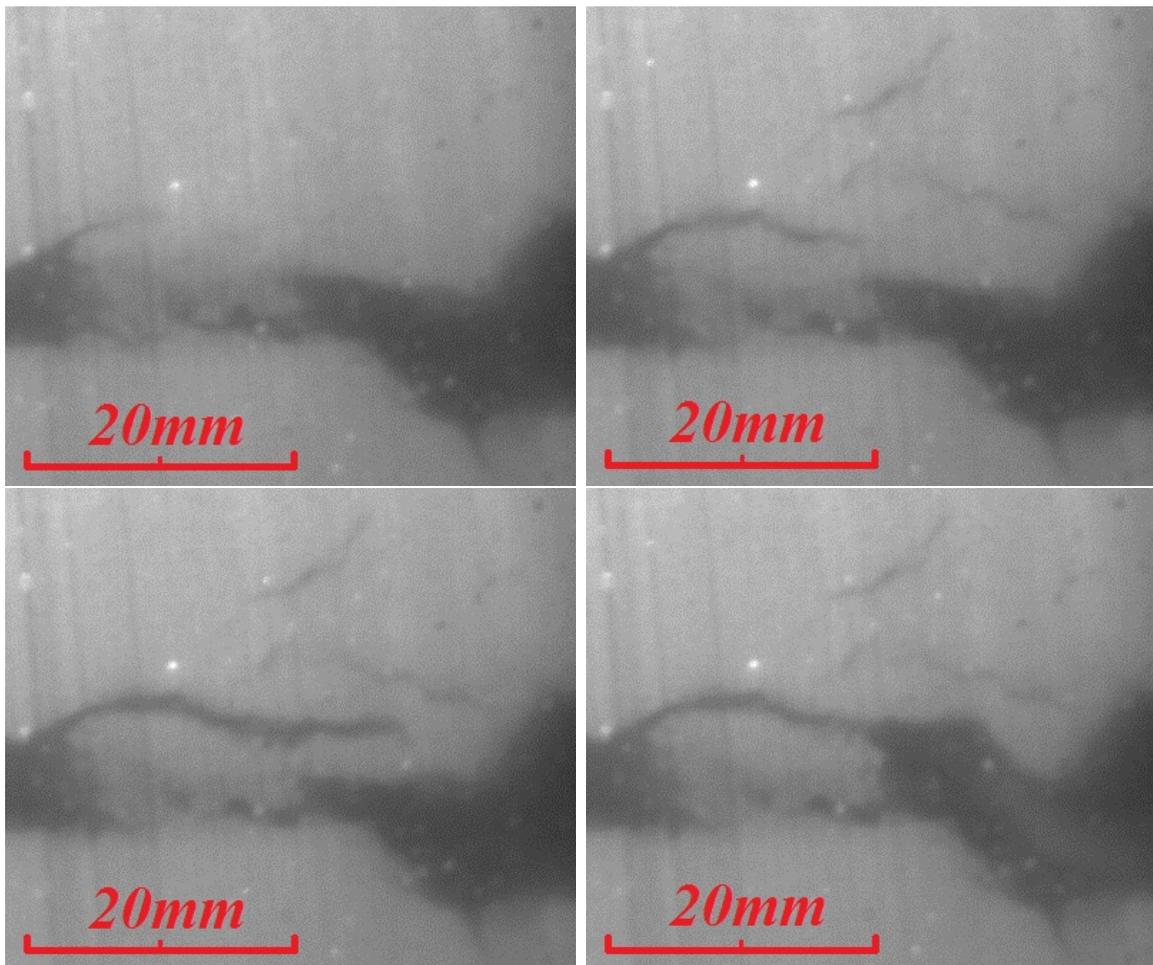


FIGURE 5.24 – Propagation de fissures et détachement d'agrégats lors de l'essai de HET. Les images de haut en bas et de gauche à droite correspondent aux instants 94 s, 103 s, 110.4 s et 110.6 s.

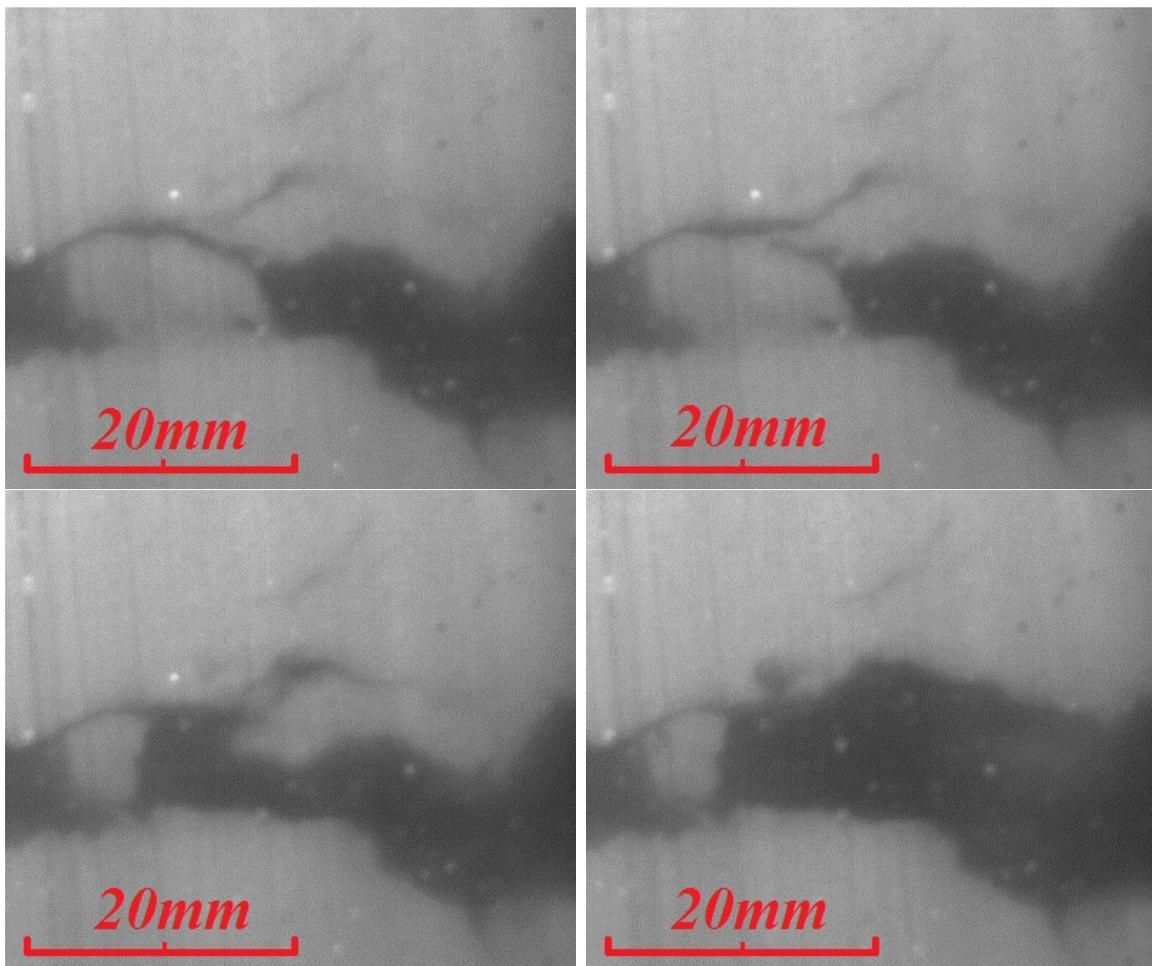


FIGURE 5.25 – Propagation de fissures et détachement d'agrégats lors de l'essai de HET à la suite de la figure 5.23. Les images de haut en bas et de gauche à droite correspondent aux instants 192.35 s, 192.55 s, 192.65 s et 193.45 s.

conduit. De tels mécanismes de ruptures ont par exemple été observés par Bianchi et al. (2016), qui ont identifié des seuils de déformation pour lesquels une fracture apparaît au sein de matériaux granulaires fins (billes de verre entre 70 et 190 μm de diamètre), avec différentes densités et différents degrés de saturation en eau.

Il serait maintenant intéressant de développer cette technique, et notamment le matériau modèle, pour réaliser une étude plus systématique et plus précise du processus d'érosion. En effet, la précision de notre dispositif et la faible résistance du gel de Laponite, nous ont obligé à réaliser les essais à débit croissant au cours de l'élargissement du conduit, sans pouvoir le corrélérer de manière précise au détachement des agrégats ni l'interpréter avec le modèle usuel. Ce protocole induit que la sollicitation sur les parois ne dépasse jamais une certaine valeur, pour laquelle une petite partie est érodée, réduisant la sollicitation du matériau. En augmentant la sensibilité du débit, il serait possible d'identifier plus précisément le seuil d'érosion et d'appliquer des écoulements d'intensité constante, en observant si d'autres mécanismes entrent en jeu.

5.6 Conclusion

Un grand nombre de matériaux aux propriétés et aux applications différentes a été étudié dans ce chapitre. Les billes rendues cohésives par ponts liquides à l'aide d'un fluide très visqueux ont d'abord été étudiées. Elles présentent une facilité de mise en place intéressante et de nombreux paramètres facilement contrôlables, comme la taille des ponts capillaires ou la viscosité du fluide cohésif. Cependant, nous avons vu que ce type de matériau modèle présentait l'inconvénient d'avoir deux comportements distincts, liés à la matrice de fluide cohésif et à l'empilement granulaire. En effet, la matrice cohésive est lessivée en partie par le jet, avant d'entamer le processus d'érosion, rendant l'exploitation des résultats peu évidente. Le temps d'affouillement du matériau est sans doute contrôlé par l'étirement des ponts capillaires et sûrement directement influencé par la quantité introduite et la viscosité du fluide qui va ralentir le temps de détachement des billes.

Les matériaux ayant subi des traitements chimiques de surface ont des comportements très spécifiques. Le sable super-hydrophobe présente par exemple des difficultés d'interprétation liées à la présence de 3 phases distinctes, liquide, gazeuse et solide. Le sable cinétique, quant à lui, est peu compatible avec l'utilisation d'un liquide comme fluide d'érosion. Mais un essai de jet d'air sur une faible épaisseur de matériau a permis de mettre en évidence un comportement particulier face à ce type d'érosion. En effet, la profondeur d'affouillement semble pouvoir être modifiée indépendamment ou non de la cinétique d'érosion, suivant que l'on joue sur la densité du matériau ou sur la vitesse d'impact du jet.

Ces deux matériaux très particuliers peuvent finalement servir de démonstrateur pour des comportements plus généraux face à l'érosion mais sont moins adaptés à une étude paramétrique du processus.

L'utilisation du HET avec une argile synthétique transparente permet pour la première fois de visualiser le processus d'érosion de conduit, directement à l'intérieur du matériau. Des processus locaux d'érosion associés au détachement de la matière ont ainsi été identifiés par propagation de fractures à plusieurs échelles de temps et de taille. Ces mécanismes semblent avoir lieu initialement à l'aval du conduit puis le détachement et

l'évacuation de la matière constitutive du matériau a ensuite lieu de plus en plus en amont de l'écoulement, en agrandissant le diamètre du conduit jusqu'à une éventuelle rupture définitive du matériau.

Chapitre 6

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse a été d'étudier les mécanismes d'érosion selon une méthodologie encore peu utilisée dans ce domaine, consistant à réaliser une étude paramétrique à partir de sols modèles. Cette démarche s'est avérée plus délicate à mettre en œuvre qu'initialement envisagé, mais malgré les difficultés rencontrées dans plusieurs configurations étudiées, des avancées significatives ont pu être réalisées et les principaux résultats marquants sont rappelés ci-dessous.

Tout d'abord, un dispositif innovant a été réalisé en adaptant un banc d'essai, initialement conçu pour l'étude de la fluidisation, sur le principe du jet axisymétrique impactant tout en étant capable de visualiser le processus d'affouillement à l'intérieur du matériau. Le dispositif combine les techniques de fluorescence induite par plan laser (PLIF) et d'ajustement des indices de réfraction (RIM), avec un fluide érosif plus visqueux que l'eau et au comportement laminaire dans les écoulements mis en jeu. Une étude préliminaire a été réalisée à partir de calculs PIV dans le but de valider le modèle autosimilaire de jet axisymétrique laminaire dans nos configurations d'essais. Ce modèle a alors permis de mener une analyse plus élaborée à partir des résultats obtenus avec les différents matériaux.

La difficulté à trouver des matériaux modèles transparents répondant aux caractéristiques d'un sol cohésif tout en pouvant être très bien contrôlés et utilisés avec les essais d'érosion usuels en laboratoire nous a amené à réaliser une première étude sur des empilements granulaires non cohésifs. C'était également l'occasion d'avoir des données de référence en vue de la comparaison des comportements en présence de cohésion. Ces échantillons ont été fabriqués à l'aide de verre borosilicate sous forme de billes ou de verre cassé et tamisé dans des gammes précises. Il a ainsi été possible de mettre en évidence la pertinence de l'utilisation du nombre de Shields comme paramètre définissant le seuil d'érosion de lits granulaires non cohésifs. Les essais ont également permis de tester deux facteurs possibles, liés à l'écoulement local à la surface du lit, pouvant causer la mise en mouvement des grains pour faire ressortir le rôle dominant de la vitesse locale du fluide par rapport au gradient de pression dû à l'écoulement entre l'amont et l'aval du grain. Un modèle empirique a aussi été proposé pour tenir compte de la diminution de la contrainte fluide en présence d'un cratère d'affouillement une fois le seuil d'érosion dépassé et la cinétique d'érosion enclenchée.

De la cohésion a ensuite été ajoutée au sein des grains suivant différentes techniques tout en gardant la possibilité de visualiser les déformations internes du matériau. Une technique de cohésion dite "visqueuse" a consisté à ajouter aux empilements une matrice liquide environ 10000 fois plus visqueuse que le fluide érosif, dans des quantités suffisantes pour créer des forces capillaires cohésives aux contacts entre billes. L'étude des ponts capillaires mis en jeu a cependant montré la faible influence de la matrice cohésive sur

les forces de cohésion induites, en accord avec le résultat théorique selon lequel la force capillaire dépend peu du volume du pont. Les essais d'érosion iso-indices ont alors montré un phénomène d'entraînement (lessivage) de la matrice cohésive au cours de l'essai, dont la cinétique semble assez rapide devant le temps d'affouillement, tandis que la cinétique d'érosion serait contrôlée par le temps d'élongation du pont jusqu'à la rupture.

Un second type de cohésion, basé sur l'ajout d'une matrice initialement liquide durcissant après séchage ou après solidification par refroidissement, a été utilisé pour étudier le lien entre forces attractives de cohésion et processus d'érosion. Des essais mécaniques de traction pour mesurer les forces normales de cohésion ont permis de construire un nombre de Bond généralisé pour quantifier le rapport entre le poids des billes et les forces de cohésion. L'étude du seuil d'érosion des échantillons rendus ainsi cohésifs par ce type de ponts solides a ensuite pu fournir une relation entre ce nombre et le nombre de Shields classique, pour proposer une formulation généralisée aux grains avec et sans cohésion du paramètre critique d'érosion.

Un second type de matériau a été utilisé dans le but de modéliser une argile, à partir d'un fluide à seuil transparent. Cette argile synthétique permet, dans des concentrations suffisantes, de réaliser un échantillon pouvant être percé en son centre et testé par essais de Hole Erosion Test. En adaptant l'essai à la technique PLIF, le processus d'érosion de conduit a pu être observé à l'intérieur du matériau, dans l'axe du conduit. Cela a permis de mettre en évidence le phénomène de détachement des agrégats du matériau, par fissuration au niveau de constriction dans le conduit ou de zones proéminentes créant une sollicitation plus importante à la surface du matériau. Le processus général peut alors être décrit comme l'arrachement successif d'agrégats de tailles pouvant être centimétriques, plutôt de l'aval vers l'amont de l'écoulement, tendant à former un conduit de diamètre équivalent sur toute sa longueur.

Enfin, deux autres matériaux, un sable aux grains super-hydrophobes et l'autre aux grains modifiés chimiquement pour les rendre cohésifs ont été plus rapidement étudiés à l'aide d'essais mécaniques et d'érosion. Si dans le cas du sable cinétique la cohésion des grains permet de modéliser le processus d'érosion avec l'utilisation d'air comme fluide d'érosion, le sable super-hydrophobe possède un comportement particulier plus difficilement comparable à un matériau réel.

Au bilan du travail exploratoire réalisé pour sélectionner les matériaux modèles et les dispositifs d'essais associés, nous pouvons dire que l'utilisation de la technique iso-indice est très prometteuse pour l'étude des mécanismes locaux d'érosion. En revanche, cette technique présente la difficulté de trouver des matériaux pouvant être ajustés au niveau de l'indice optique entre la partie liquide, la partie granulaire et la partie cohésive, tout en ayant une physicochimie favorable entre les différentes phases, pour éviter par exemple que les ponts solides en paraffine perdent toute adhérence sur les billes une fois plongés dans l'huile iso-indice. L'utilisation de fluides non miscibles de viscosité différentes pour modéliser le fluide d'érosion et la matrice cohésive, a révélé des comportements demandant à être mieux compris pour l'interprétation des essais d'érosion. L'utilisation de ponts solides translucides et suffisamment petits permet, dans une moindre mesure, de créer des échantillons cohésifs transparents avec l'ajustement optique des grains et du fluide uniquement. Cette dernière technique a d'ailleurs été utilisée sur une partie de l'étude, avec des essais de traction en complément pour quantifier la force normale

nécessaire à la désolidarisation des billes. L'ensemble des données obtenues pour deux tailles de billes différentes a montré une corrélation possible avec un nombre de Shields pour les matériaux granulaire cohésifs. Cependant, le paramètre permettant de représenter l'évolution de la cohésion pour différentes tailles de grains n'a pas été clairement identifié et cette étude pourrait être approfondie en termes de développements analytiques pour modéliser la relation entre la quantité de matrice cohésive dans l'empilement et la force réelle des liens. De plus, l'étude de la résistance des ponts cohésifs à d'autres types de sollicitations mécaniques que la traction pure, comme le cisaillement, la torsion ou le roulement, permettrait éventuellement d'établir le rôle de chacun de ces modes de rupture des contacts dans la résistance globale à l'érosion.

Les fluides à seuil utilisés comme argile synthétique ont également été difficiles à mettre au point, avec d'un côté un gel de Carbopol pouvant être ajusté en indice optique avec du DMSO, et de l'autre un gel de Laponite plus résistant mécaniquement mais nécessitant exclusivement de l'eau très pure. Ce dernier a permis de réaliser des essais de HET mais ne peut pas être utilisé comme matrice cohésive avec des billes tout en gardant la transparence du milieu, alors que le premier gel n'est pas suffisamment résistant pour la réalisation d'essais de HET. De plus, le mélange entre un milieu granulaire et ces argiles synthétiques crée un grand nombre de bulles d'air perturbant fortement la visualisation. Pour aller plus loin avec ces matériaux il serait donc indispensable de trouver une technique pour éliminer ces bulles d'air afin de visualiser le comportement interne du matériau lors de l'essai d'érosion.

Le sable super-hydrophobe s'avère un matériau prometteur pour l'étude de l'érosion, du fait du comportement de la "cohésion équivalente" variant avec la teneur en eau de l'échantillon ainsi qu'avec la pression interstitielle. Si ce matériau facilement mis en place a permis d'identifier les limites de l'interprétation du JET, il ne permet pas de réaliser une étude précise du mécanisme d'érosion. Le sable cinétique quant à lui, possède un comportement comparable à un fluide à seuil, mais ne peut pas s'utiliser pour des essais hydrauliques. Il peut toutefois être sollicité par jet d'air, ce fluide à cependant un comportement qui diffère nettement de celui de l'eau et la corrélation avec l'érosion par écoulement d'eau s'avère complexe.

Ces travaux de recherche ont amené un grand nombre de questions spécifiques à l'utilisation de matériaux modèles pour l'étude de l'érosion. De nombreuses perspectives peuvent alors être envisagées, comme l'utilisation de matériaux transparents mixtes tel que des argiles synthétiques renforcées à l'aide de billes verre ou de verre cassé. À l'aide d'essais de JET ou de HET sur différentes concentrations en argile ou en grains, le rôle de chacun dans le processus d'érosion pourrait alors être identifié. L'interprétation des essais mécaniques peut également être améliorée, avec l'adaptation de l'essai de traction sur un volume représentatif de matériau de manière à réaliser l'essai à la fois à l'échelle macroscopique et microscopique sur un même matériau, et pouvoir mieux comprendre la relation de changement d'échelle et tester notamment la formule de Rumpf.

Dans des travaux futurs, l'interprétation des résultats peut être plus poussée en proposant des modèles théoriques du comportement des ponts solides de résine après séchage, et des lois de changement d'échelle entre l'essai de traction macroscopique et microscopique. Il serait également intéressant de venir compléter ses travaux par des développements numériques, validés dans un premier temps par comparaison avec les essais réalisés ici,

puis ciblés sur différentes sollicitations tout en faisant varier de manière continue les propriétés du matériau à l'aide d'un modèle micro-mécanique de contact (Delenne et al., 2004). Ce sujet fait d'ailleurs l'objet d'une thèse démarrant à l'automne 2016, réalisée par Zeyd Benseghier, et se plaçant dans la même logique que ce travail avec une modélisation de type DEM-LBM.

Pour finir, l'étude réalisée ici se distingue principalement par la méthodologie développée pour étudier les mécanismes de l'érosion à l'échelle locale, à partir de sols modèles aux propriétés spécifiquement et continûment variables. Notre travail est resté assez exploratoire avec une ébauche d'étude paramétrique de l'érosion. Le chemin vers la compréhension des mécanismes d'érosion et la proposition éventuelle de nouvelle(s) loi(s) d'érosion, qui a simplement été amorcé dans cette thèse, est encore long et devra être poursuivi.

Bibliographie

- Aderibigbe, O. O. et N. Rajaratnam. 1996, «Erosion of loose beds by submerged circular impinging vertical turbulent jets», *J. Hydraul. Res.*, vol. 34(1), p. 19–33.
- Andreotti, B., Y. Forterre et O. Pouliquen. 2011, *Les milieux granulaires, Entre fluide et solide*, EDP Sciences CNRS Editions, Paris.
- Ariathurai, R. et K. Arulanandan. 1978, «Erosion rate of cohesive soil», *J. Hydraul. Division*, vol. ASCE 104(2), p. 279–283.
- Arulanandan, K., E. Gillogley et R. Tully. 1980, «Development of a quantitative method to predict critical shear stress and rate of erosion of natural undisturbed cohesive soils», (*Technical Report GL-80-5*), Vicksburg, MS : USACE, Waterways Experiment Station.
- Badr, S., G. Gauthier et P. Gondret. 2014, «Erosion threshold of a liquid immersed granular bed by an impinging plane liquid jet», *Physics of Fluids*, vol. 26, p. 023302.
- Beguin, R. 2011, *Etude multi-échelle de l'érosion de contact au sein des ouvrages hydrauliques en terre*, thèse de doctorat, Université de Grenoble.
- Béguin, R., P. Philippe et Y.-H. Faure. 2013, «Pore-scale flow measurements at the interface between a sandy layer and a model porous medium : Application to statistical modeling of contact erosion», *J. Hydraul. Eng.*, vol. ASCE 139(1), p. 1–11.
- Beltaos, S. et N. Rajaratnam. 1974, «Impinging circular turbulent jets», *J. Hydraul. Div.*, vol. 100, p. 1313–1328.
- Beltaos, S. et N. Rajaratnam. 1977, «Impingement of axisymmetric developing jets», *J. Hydraul. Res.*, vol. 15(4), p. 311–326.
- Benahmed, N. et S. Bonelli. 2012, «Investigating concentrated leak erosion behaviour of cohesive soils by performing hole erosion tests», *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, vol. 16(1), p. 43–58.
- Benahmed, N., T. K. Nguyen, P. Y. Hicher et M. Nicolas. 2015, «An experimental investigation into the effects of low plastic fines content on the behaviour of sand/silt mixtures», *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, vol. 19(1), p. 109–128.
- Bianchi, F., M. Thielmann, R. Mani, D. Or et H. J. Hermann. 2016, «Tensile stress relaxation in unsaturated granular materials», *Granular Matter*, vol. 18(4), p. 75.
- Blaisdell, F. W., L. A. Clayton et G. G. Hebaus. 1981, «Ultimate dimension of local scour», *J. Hydraulics Division*, vol. 107(HY3), p. 327–337.

- Blanpain, O., P. Cann, P. Le Hir, P. Cugier, P. BaillyDuBois, R. Lafite et T. Garlan. 2015, «Influence de l'arrangement granulaire d'un sédiment polydispersés sur le seuil de mise en mouvement», dans *22^{ème} Congrès Français de Mécanique*, Lyon.
- Bonelli, S. et N. Benahmed. 2011, «Piping flow erosion in water retaining structures», *Int. J. on Hydropower and Dams*, vol. 18(3), p. 94–98.
- Bonelli, S., O. Brivois, R. Borghi et N. Benahmed. 2006, «On the modelling of piping erosion», *Comptes Rendus de Mécanique*, vol. 8-9(334), p. 555–559.
- Boyer, P., K. Beaugelin-Seiller, F. Ternat, F. Anselmet et M. Amielh. 2005, «A dynamic box model to predict the radionuclide behaviour in rivers for medium and long-term periods», *Radioprotection*, vol. 40, suppl. 1, p. S307–S313.
- Briaud, J. L. et F. C. K. Ting. 1999, «Sricos : Prediction of scour rate in cohesive soils at bridge piers», *J. Geotech. Geoenviron. Eng.*, vol. 125(4), p. 237–246.
- Briaud, J. L., F. C. K. Ting, H. C. Chen, Y. Cao, W. Han et K. W. Kwak. 2001, «Erosion function apparatus for scour rate predictions», *J. Geotech. Geoenviron. Eng.*, vol. 127, p. 105–113.
- Brivois, O., S. Bonelli et R. Borghi. 2007, «Soil erosion in the boundary layer flow along a slope : a theoretical study», *Eur. J. Mechanics B-Fluids*, vol. 26(6), p. 707–719.
- Buffington, J. M. 1999, «The legend of a. f. shields», *J. hydraul. Eng.*, vol. 125(4), p. 376–387.
- Carraro, J. A. H., T. G. Murthy, D. Loukidis, R. Salgado et M. Prezzi. 2007, «Undrained monotonic response of clean and silty sands», *Geotechnique*, vol. 57, p. 273–288.
- Cheng, N. S., B. M. Sumer et J. Fredsøe. 2003, «Investigation of bed shear stresses subject to external turbulence», *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 24, p. 816–824.
- Clark, L. A. et T. Wynn. 2007, «Methods for determining streambank critical shear stress and soil erodibility : Implications for erosion rate predictions», *American Society of Agricultural and Biological Engineers*, vol. 50(1), p. 95–106.
- Claudin, P. et B. Andreotti. 2006, «A scaling law for aeolian dunes on mars, venus, earth and for subaqueous ripples», *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 252(1-2), p. 30–44.
- Coleman, S. E. et V. I. Nikora. 2008, «A unifying framework for particle entrainment», *Water Resources Research*, vol. 44, p. W04415.
- Cossette, D., K. A. Mazurek et C. D. Rennie. 2012, «Critical shear stress from varied method of analysis of a submerged circular turbulent impinging jet test for determining erosion resistance of cohesive soils», dans *ICSE*, 6, Paris, p. 27–31.
- Cuéllar, P., P. Philippe, S. Bonelli, N. Benahmed, J. Ngoma, F. Brunier-Coulin, J.-Y. Delenne et F. Radjaï. 2015, «Micromechanical analysis of the erosion of a cohesive soil by water flow by means of dem/lbm modeling», dans *Particles*, IV International Ionference on Particle-Based Methods. Fundamentals and Applications, Barcelona.

- Da Costa Araújo, M. A. V. 2004, *Erosion mechanisms in marine sediments*, thèse de doctorat, Universidade do Minho.
- Daly, E. R. 2014, *Quantifying fluvial resistance of streambanks using JET erosion tests*, thèse de doctorat, Oklahoma State University.
- Daly, E. R., G. A. Fox, A. T. Al-Madhhachi et R. B. Miller. 2013, «A scour depth approach for deriving erodibility parameters from jet erosion tests», *Trans. ASABE*, vol. 56(6), p. 1343–1351.
- Dargahi, B. 1990, «Controlling mechanism of local scouring», *J. Hydraul. Eng.*, vol. 116(10), p. 1197–1214.
- Delenne, J.-Y., M. S. El Youssofi, F. Cherblanc et J.-C. Bénet. 2004, «Mechanical behaviour and failure of cohesive granular materials», *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*, vol. 28, p. 1577–1594.
- Delenne, J.-Y., Y. Haddad, J.-C. Bénet et J. Abecassis. 2008, «Use of mechanics of cohesive granular media for analysis of hardness and vitreousness of wheat endosperm», *J. Cereal Science*, vol. 47, p. 438–444.
- Delenne, J.-Y., F. Soulié, M. S. El Youssofi et F. Radjai. 2011, «From liquid to solid bonding in cohesive granular media», *Mechanics of Materials*, vol. 43, p. 529–537.
- Delenne, J.-Y., V. Topin et F. Radjai. 2009, «Failure of cemented granular materials under simple compression : experiments and numerical simulations», *Acta Mechanica*, vol. 205(1-4), p. 9–21.
- Diplas, P., C. L. Dancey, A. O. Celik, M. Valyrakis, K. Greer et T. Akar. 2008, «The role of impulse on the initiation of particle movement under turbulent conditions», *Science*, vol. 322(5902), p. 717–720.
- Dufois, F., R. Verney, L. H. Pierre et F. Dumas. 2014, «Impact of winter storms on sediment erosion in the rhon river prodelta and fate of sediment in the gulf of lions (north western mediterranean sea)», *Continental Shelf Research*, vol. 72, p. 57–72.
- Dunn, I. S. 1959, «Tractive resistance of cohesive channels», *J. Soil Mech. Found.*, vol. 85, p. 1–24.
- Feng, T. W. 2001, «Fall-cone penetration and water content relationships of clays», *Géotechnique*, vol. 51(9), p. 819–821.
- Fisher, R. A. 1926, «On the capillary forces in an ideal soil ; correction of formulae given by w. b. haines», *J. Agric. Sci.*, vol. 16, p. 492–505.
- Foster, M., R. Fell et M. Spannagle. 2000, «The statistics of embankment dam failures and accidents», *Can. Geotech. J.*, vol. 37, p. 1000–1024.
- Fournier, Z., D. Geromichalos, S. Hermingaus, M. M. Kohonen, F. Mugele, M. Scheel, M. Schulz, C. Schier, R. Seemann et A. Skudelny. 2005, «Mechanical properties of wet granular materials», *J. Phys. : Condens. Matter*, vol. 17, p. S477–S502.

- Ghaneezad, S. M. et J. F. Atkinson. 2015, «Effect of flow confinement on the hydrodynamics of circular impinging jets : implications for erosion assessment», *Environ. Fluid Mech.*, vol. 15, p. 1–25.
- Ghidaglia, C. 1994, *Filtration en profondeur de particules*, thèse de doctorat, Université Paris VI.
- Girard, M. C., C. Walter, J. C. Rémy, J. Berthelin et J. L. Morel. 2005, *Sols et environnement*, Dunod, Paris.
- Grabowski, R. C., I. G. Droppo et G. Wharton. 2011, «Erodibility of cohesive sediment : The importance of sediment properties», *Earth-Science Reviews*, vol. 105, p. 101–120.
- Gras, J.-P., J.-Y. Delenne et M. S. El Youssoufi. 2013, «Study of capillary interaction between two grains : a new experimental device with suction control», *Granular Matter*, vol. 15, p. 49–56.
- Grass, A. J. 1970, «Initial instability of fine bed sand», *J. Hydraul. Div.*, vol. 96(3), p. 619–632.
- Guidoux, C., Y. H. Faure, R. Beguin et H. Chia-Chun. 2010, «Contact erosion at the interface between granular coarse soil and various base soils under tangential flow condition», *J. Geotech. Geoenviron. Eng.*, vol. 136(5), p. 741–750.
- Haghigh, I., C. Chevalier, M. Duc, S. Guédon et P. Reiffsteck. 2012, «Improvement of hole erosion test and results on reference soils», *J. Geotech. Geoenv. Eng.*, vol. 139(2), p. 330–339.
- Hansbo, S. 1957, «A new approach to the determination of the shear strength of clay by the fall cone test», *Swedish Geotech Institute Proc.*, vol. Stockholm, 14, p. 1–48.
- Hanson, G. J. et K. R. Cook. 2004, «Apparatus, test procedures, and analytical methods to measure soil erodibility in situ», *Applied Eng. in Agriculture*, vol. 20(4), p. 455–462.
- Hanson, G. J. et A. Simon. 2001, «Erodibility of cohesive streambeds in the loess area of the midwestern usa», *Hydrological processes*, vol. 15(1), p. 23–38.
- Hanson, G. J. et D. M. Temple. 2002, «Performance of bare-earth and vegetated steep channels under long-duration flows.», *Trans. ASAE*, vol. 45(3), p. 695–701.
- Hofland, B. et J. A. Battjes. 2006, «Probability density function of instantaneous drag forces and shear stresses on a bed», *J. Hydraul. Eng.*, vol. 132(11), p. 1169–1175.
- Iskander, M. G. 1997, «A transparent material to model the geotechnical properties of soils.», *In : Proc. 14th ICSMFE*, vol. 1, p. 315–319.
- Iskander, M. G. 2010, *Modelling with Transparent Soils : Visualizing soil structure interaction and multi phase flow, non intrusively*, Springer Science and Business Media, Germany.
- Iskander, M. G., J. Liu et S. Sadek. 2002, «Transparent amorphous silica to model clay», *J. Geotech. Geoenviron. Eng.*, vol. 128(3), p. 262–273.

- Israelachvili, J. 1997, *Intermolecular and Surface Forces*, Elsevier, New York.
- Jacobs, W., P. Le Hir, W. Van Kesteren et P. Cann. 2011, «Erosion threshold of sand–mud mixtures», *Continental Shelf Research*, vol. 31, p. S14–S25.
- Julian, J. P. et R. Torres. 2006, «Hydraulic erosion of cohesive riverbanks», *Geomorphology*, vol. 76, p. 193–206.
- Khanal, A., G. A. Fox et A. T. Al-Madhhachi. 2016, «Variability of erodibility parameters from laboratory mini jet erosion tests», *J. Hydrol. Eng.*, p. 04016 030–1.
- Knapen, A., J. Peosen, G. Govers, G. Gyssels et J. Nachtergael. 2007, «Resistance of soils to concentrated flow erosion : A review», *Earth-Science Reviews*, vol. 80(1-2), p. 75–109.
- Kohonen, M. M., D. Geromichalos, M. Sheel, C. Schier et S. Herminghaus. 2004, «On capillary bridges in wet granular materials», *Physica A*, vol. 339, p. 7–15.
- Koumoto, T. et G. T. Houlsby. 2001, «Theory and practice of the fall cone test», *Géotechnique*, vol. 51(8), p. 701–712.
- Larsen, R. J., A. L. Jones et F. C. K. Ting. 2008, «Erosion function apparatus», *Civil and Environmental Engineering*, p. 51–56.
- Lavelle, J. W. et H. O. Mofjeld. 1987, «Do critical stresses for incipient motion and erosion really exist ?», *J. Hydraul. Eng.*, vol. 113, p. 370–385.
- Lefebvre, G., K. Rohan et S. Douville. 1985, «Erosivity of natural intact structured clay : evaluation», *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 22, p. 508–517.
- Lick, W., L. Jin et J. Gailani. 2004, «Initiation of movement of quartz particles», *Journal of Hydraulic Engineering*, p. 755–761.
- Luu, L. H., P. Philippe et G. Chambon. 2015, «Experimental study of the solid-liquid interface in a yield-stress fluid flow upstream of a step», *Physical Review E*, vol. 91, p. 013 013.
- Marot, D., P.-L. Regazzoni et T. Wahl. 2011, «Energy-based method for providing soil surface erodibility rankings», *J. Geotech. Geoenv. Eng.*, vol. 137(12), p. 1290–1293.
- Mazurek, K. A. et T. Hossain. 2007, «Scour by jets in cohesionless and cohesive soils», *Civ. Eng.*, vol. 34, p. 744–751.
- Melville, B. et Y. Chiew. 1999, «Time scale for local scour at bridge piers», *J. Hydraul. Eng.*, vol. 125(1), p. 59–65.
- Mercier, F. 2013, *Modélisation numérique de l'érosion d'un sol cohésif par un écoulement turbulent*, thèse de doctorat, Université Aix-Marseille.
- Meunier, P. et T. Leweke. 2003, «Analysis and treatment of errors due to high velocity gradients in particle image velocimetry», *Experiments in Fluids*, vol. 35(5), p. 408–421.

- Moore, W. L. et F. D. Masch. 1962, «Experiments on the scour resistance of cohesive sediments», *J. of Geophys. Res.*, vol. 67(4), p. 1437–1446.
- Nadji, D. 1998, *Colmatage d'un milieu modèle par une suspension d'argile : application au colmatage des chaussées poreuses*, thèse de doctorat, ENPC.
- Ni, Q., C. Hird et I. Guymer. 2010, «Physical modeling of pile penetration in clay using transparent soil and particle image velocimetry», *Geotechnique*, vol. 60(2), p. 121–132.
- Nicolas, M. 2003, «Ecoulements dans les milieux poreux», *DEA Mécanique énergétique, Ecole Doctorale Mécanique, Physique et Modélisation, Université de Provence, Marseille*, p. 1–33.
- Obi, S., K. Inoue, T. Furukawa et S. Masuda. 1996, «Experimental study on the statistics of wall shear stress in turbulent channel flows», *Int. J. Heat and Fluid flow*, vol. 17(3), p. 187–192.
- Pakpour, M., M. Habibi, P. Moller et D. Bonn. 2012, «How to construct the perfect sandcastle», *Scientific Reports*, vol. 2 :549.
- Parchure, T. M. et A. J. Mehta. 1985, «Erosion of soft cohesive sediment deposits», *J. Hydraul. Eng.*, vol. ASCE 111, p. 1308–1326.
- Partheniades, E. 1965, «Erosion and deposition of cohesive soil», *J. Hydraul. Division*, vol. 91, p. 105–139.
- Partheniades, E. et R. E. Paaswell. 1970, «Erodibility of channels with cohesive boundary», *J. Hydraul. Div. Am. Soc. Civ. Eng.*, vol. 96, p. 755–771.
- Phares, D. J., G. T. Smedley et R. C. Flagan. 2000, «The wall shear stress produced by the normal impingement of a jet on a flat surface», *J. Fluid Mech.*, vol. 418, p. 351–375.
- Pierrat, P. et H. S. Caram. 1997, «Tensile strength of wet granular materials», *Powder technology*, vol. 91(2), p. 83–93.
- Pitois, O., P. Moucheront et X. Chateau. 2000, «Liquid bridge between two moving spheres : An experimental study of viscosity effects», *J. Colloid and Interface*, vol. 231, p. 26–31.
- Pitois, O., P. Moucheront et X. Chateau. 2001, «Rupture energy of a pendular liquid bridge», *Eur. Phys. J.*, vol. B 23, p. 79–86.
- Pouliquen, O. 2001, «Les milieux granulaires (entre fluide et solide)», *ENSTEA, IUSTI, Ecole Doctorale Mécanique, Physique et Modélisation, Université de Provence, Marseille*, p. 1–74.
- Pouv, K. S. 2011, *Vers un lien entre propriétés mécaniques de sédiments cohésifs et leur érodabilité — Étude macroscopique et locale du comportement en rhéométrie et en érosion de matériaux modèles*, thèse de doctorat, Université de Caen.
- Pouv, K. S., A. Besq et S. Guillou. 2012, «Dispositif pour l'étude locale de l'érodabilité de sédiments modèles transparents», dans *XIIèmes Journées Nationales Génie Côtier*, Cherbourg, p. 12–14.

- Pouv, K. S., A. Besq, S. Guillou et E. A. Toorman. 2014, «On the cohesive sediment erosion : A first experimental study of the local processes of transparent model materials», *Advances in Water Resources*, vol. 72, p. 71–83.
- Rabinovich, Y. I., J. J. Adler, A. Ata, R. K. Singh et B. M. Moudgil. 2000, «Adhesion between nanoscale rough surfaces», *J. Colloid and Interface*, vol. 232, p. 10–16.
- Revuelta, A. et A. L. Sánchez. 2002, «The virtual origin as a first-order correction for the far-field description of laminar jets», *Physics of Fluids*, vol. 14(6), p. 1821–1824.
- Righetti, M. et C. Lucarelli. 2007, «May the shields theory be extended to cohesive and adhesive benthic sediments?», *Journal of Geophysics Research*, vol. 112, p. C05 039.
- Roberts, J., R. Jepsen, D. Gotthard et W. Lick. 1998, «Effects of particle size and bulk density on erosion of quartz particles», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 124, p. 1261–1267.
- Roussel, N., T. L. H. Nguyen et P. Coussot. 2007, «General probabilistic approach to the filtration process», *Physical review letters*, vol. 98(11), p. 114 502.
- Roy, M. et A. Leblanc. 1986, «Facteurs influençant la mesure au scissomètre», *Bulletin de liaison des laboratoires des ponts et chaussées*, p. 25–35.
- Schlichting, H. 1960, *Boundary layer theory*, McGraw Hill Book Co., New York.
- Sharma, B. et P. K. Bora. 2003, «Plastic limit, liquid limit and undrained shear strength of soil-reappraisal», *J. Geotech. Geoenv. Eng.*, vol. 129(8), p. 774–777.
- Shields, A. F. 1936, «Application of similarity principles and turbulence research to bed-load movement», *Hydrodynamics Laboratory Publ.*, vol. 167, p. trans., W. P. Ott and J.C. van Uchelen, California Institute of Technologie.
- Simon, A., N. Pollen-Bankhead et R. E. Thomas. 2011, *Development and application of a deterministic bank stability and toe erosion model for stream restoration.*, Dans *Stream Restoration in Dynamic Fluvial Systems : Scientific Approaches, Analyses, and Tools*, 454-474. Geophysical Monograph Series, vol. 194, Washington D.C. : American Geophysical Union.
- Simon, A., R. Thomas et L. Klimetz. 2010, «Comparison and experiences with field techniques to measure critical shear stress and erodibility of cohesive deposits», dans *2nd Joint Federal Interagency*, Las Vegas.
- Smerdon, E. T. et R. P. Beasley. 1961, «Critical tractive forces in cohesive soils», *Agricultural Engineering*, vol. 42(1), p. 26–29.
- Stein, O. R. et D. D. Nett. 1997, «Impinging jet calibration of excess shear stress sediment detachment parameters», *Transaction of the ASAE*, vol. 40(6), p. 1573–1580.
- Ternat, F., P. Boyer, F. Anselmet et M. Amielh. 2008, «Erosion threshold of saturated natural cohesive sediments : Modeling and experiments», *Water Resources Research*, vol. 44, p. W11 434, doi : 10.1029/2007WR006 537.

- Thorne, C. R. et A. M. Osman. 1988, «Riverbank stability analysis. ii : Applications», *J. Hydraul. Eng.*, vol. 114, p. 134–150.
- Utley, B. C. et M. Wynn. 2008, «Cohesive soil erosion : Theory and practice», dans *World Environmental and Water Resources Congress*, Ahupua'a.
- Van Oost, K., T. A. Quine, G. Govers, S. De Gryze, J. Six, J. W. Harden, G. W. Ritchie, J. C. McCarty, G. Heckrath, C. Kosmas, J. V. Giraldez, J. R. Marques da Silva et R. Merckx. 2007, «The impact of agricultural soil erosion on the global carbon cycle», *Science*, vol. 318(5850), p. 626–629.
- Van Prooijen, B. C. et J. C. Winterwerp. 2010, «A stochastic formulation for erosion of cohesive sediments», *J. Geophys. Res.*, vol. 115, p. C01 005.
- Van Rijn, L. C. 1984, «Sediment pick-up functions», *J. Hydraul. Eng.*, vol. 110, p. 1494–1502.
- Walder. 2016, «Dimensionless erosion laws for cohesive sediment», *J. Hydraul. Eng.*, vol. 142(7), p. 08216 002.
- Wan, C. F. et R. Fell. 2002, «Investigation of internal erosion and piping of soils in embankment dams by the slot erosion test and the hole erosion test», *UNICIV Report*, vol. R-412, p. 3–18.
- Wan, C. F. et R. Fell. 2004, «Laboratory tests on the rate of piping erosion of soils in embankment dams», *Geotech. Testing J.*, vol. 27(3), p. 295–303.
- Welker, A. L., J. J. Bowders et R. B. Gilbert. 1999, «Applied research using a transparent material with hydraulic properties similar to soil», *Geotechnical Testing J.*, vol. 22(3), p. 266–270.
- Wilson, B. 1993a, «Development of a fundamentally based detachment model», *Trans. ASAE*, vol. 36(4), p. 1105–1114.
- Wilson, B. 1993b, «Evaluation of a fundamentally based detachment model», *Trans. ASAE*, vol. 36(4), p. 1115–1122.
- Winterwerp, J. C. et W. G. M. Van Kesteren. 2004, *Introduction to the physics of cohesive sediment in the marine environment*, Elsevier, Developments in sedimentology (vol. 56), T. van Loon.
- Yang, C. T. 1973, «Incipient motion and sediment transport», *J. Hydraul. Division*, vol. 99(10), p. 1679–1704.
- Zhu, Y., J. Lu, H. Liao, J. Wang, B. Fan et S. Yao. 2008, «Research on cohesive sediment erosion by flow : An overview», *Science in China Series E : Technological Sciences*, vol. 51(11), p. 2001–2012.
- Zlatovic, S. et K. Ishihara. 1995, *On the influence of nonplastic fines on residual strength*, In K. Ishihara (Ed.), Tokyo, Japan.

Annexe 1 : Calcul de la force attractive d'un pont capillaire

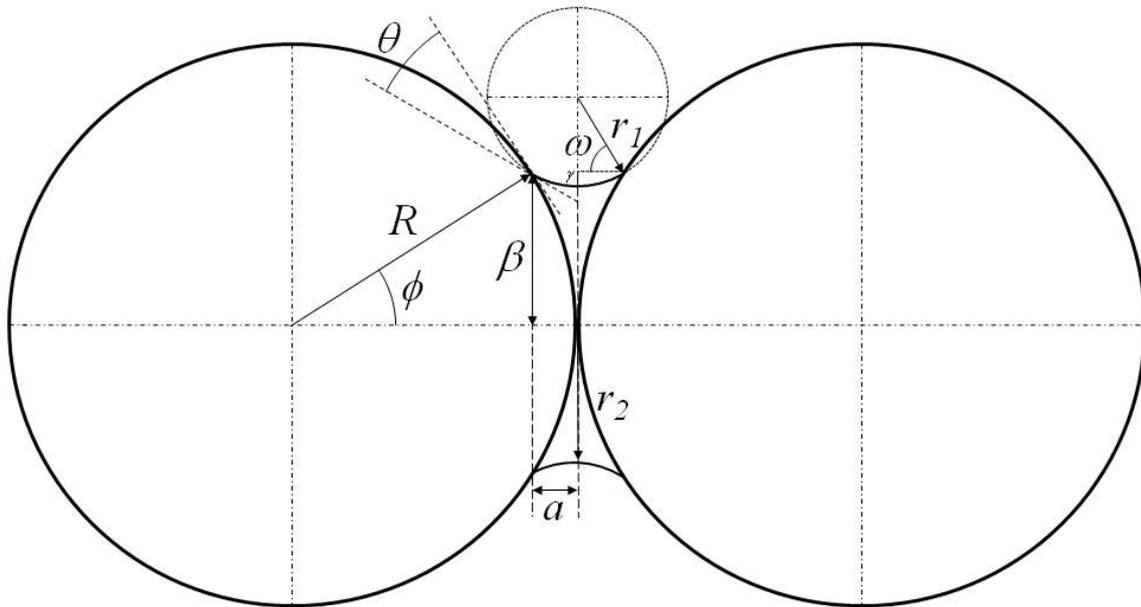


FIGURE 6.1 – Profil d'un pont capillaire entre deux billes.

Soit un pont capillaire en présence de trois phases, formé par un volume de liquide V_l entre deux billes de même rayon R . Le pont liquide est caractérisé par deux rayons de courbure r_1 et r_2 représentés sur la Figure 6.1. On introduit avec les notations usuelles l'angle de mouillage θ , l'angle de recouvrement du liquide ϕ et la tension de surface γ entre le liquide et l'air. Le calcul de la force capillaire F_{cap} induite par ce pont peut se faire en fonction de la distance δ entre les deux sphères mais on se limitera ici au cas où $\delta = 0$ en faisant l'hypothèse raisonnable qu'il y a contact direct entre toutes les billes dans nos empilements. Pour évaluer la force F_{cap} , on utilisera la méthode dite de "gorge" qui produit une erreur inférieure à 10% de la valeur exacte, obtenue par intégration numérique (Pitois et al., 2000). On a alors :

$$F_{cap} \approx \pi\gamma r_2 \left(1 + \frac{r_2}{r_1}\right) \quad (6.1)$$

Les deux rayons de courbures peuvent se calculer par considérations géométriques. Dans le plan passant par le centre des deux sphères, la hauteur a entre la droite tangente aux deux sphères et la droite parallèle passant par le point de contact des trois phases, peut être calculée à partir de l'angle de recouvrement du liquide ϕ :

$$a = R - R \cos(\phi) \quad (6.2)$$

L'angle ω correspond à la somme de l'angle correspondant de ϕ , et de l'angle de mouillage θ après rotation à 90° de la droite tangente à la sphère, soit $\omega = \phi + \theta$. À partir de cet angle ω , on peut finalement calculer r_1 :

$$r_1 = \frac{a}{\cos(\omega)} = R \frac{1 - \cos(\phi)}{\cos(\phi + \theta)} \quad (6.3)$$

Le second rayon de courbure r_2 s'exprime à partir de la longueur $R \sin(\phi)$ à laquelle il faut retrancher l'effet de la courbure due à r_1 et qui s'écrit $r_1(1 - \sin(\omega))$. On obtient finalement pour r_2 :

$$r_2 = R \sin(\phi) - r_1 [1 - \sin(\phi + \theta)] \quad (6.4)$$

Il faut donc mesurer les angles ϕ et θ pour réussir à calculer la force capillaire F_{cap} . C'est ce qui a été fait avec les données du paragraphe 4.4 pour lesquelles un angle de contact constant a été supposé, $\theta = 16^\circ$ (valeur médiane des mesures obtenues, comprises entre 10° et 22°), et des valeurs de ϕ ont été mesurées approximativement entre 5° et 18° . Les valeurs obtenues pour F_{cap} sont présentées dans le manuscrit à la Figure 5.3. Il est à noter que le rayon de courbure r_2 a également pu être mesuré directement et qu'il y a un très bon accord entre ces mesures et les valeurs obtenues avec l'expression analytique de l'équation 6.4 et les valeurs mesurées de ϕ comme on le voit sur la Figure 6.2.

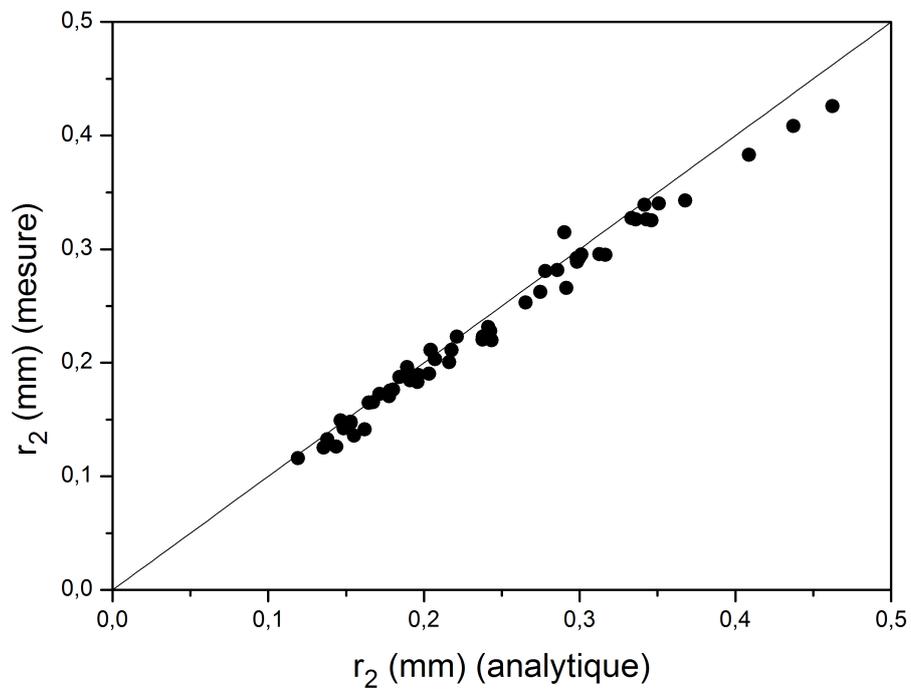


FIGURE 6.2 – Cohérence entre la mesure directe du rayon de courbure r_2 et son expression analytique donnée par l'équation 6.4

Annexe 2 : Pont liquide avec un modèle d'épaisseur uniforme de liquide

La méthode de préparation des empilements en présence d'une phase liquide nécessite de remuer fortement le milieu pour homogénéiser la répartition du liquide entre toutes les particules. De ce fait, il y a du liquide dans les ponts au niveau des points de contact mais aussi sur toute la surface des billes comme le montre par exemple la photographie de la figure 5.1. On voit aussi sur cette image que les ponts capillaires sont très petits. En suivant cette observation, on peut construire le modèle suivant basé sur l'hypothèse de départ que la quasi-totalité du liquide se trouve sur la surface des billes, répartie uniformément sur une épaisseur constante e . Comme dans l'Annexe 1, on garde également l'hypothèse de contact direct entre tous les grains. La situation est schématisée sur la Figure 6.3 (schéma de gauche).

L'angle ϕ de recouvrement du liquide s'écrit alors simplement :

$$\cos \phi = \frac{R}{R + e} = \frac{1}{1 + \epsilon} \quad (6.5)$$

en introduisant l'épaisseur relative $\epsilon = e/R$.

Dans nos expériences, la valeur de ϵ ne dépasse pas 0.007 et on peut donc effectuer un développement limité pour $\epsilon \ll 1$:

$$\phi = \sqrt{2\epsilon} \quad (6.6)$$

La comparaison de cette prédiction théorique avec les mesures du paragraphe 4.4 montre une forte sous-estimation du modèle comme on peut le voir avec la courbe en bleu sur le graphique de la Figure 6.4.

Il y a vraisemblablement deux raisons pour cela. D'une part, une partie du liquide est comptée deux fois au niveau des ponts et la valeur réelle de ϵ s'en trouve un peu augmentée. Mais la principale raison vient de la non prise en compte de l'effet de courbure au niveau du rayon r_1 qu'il faudrait rajouter comme cela est illustré sur la Figure 6.3 (schéma de droite). L'angle de recouvrement ϕ est alors celui calculé précédemment et noté ϕ_e (ou même un peu moins étant donné qu'il y a cette fois une plus grande fraction de liquide concentrée dans les ponts et donc une petite diminution de ϵ) auquel il faut rajouter un angle ϕ_c induit par la courbure et qui reste inconnu. Cependant, de façon empirique, on voit que si ces deux angles sont du même ordre de grandeur, on retrouve des valeurs très correctes pour ϕ . En supposant exactement égalité entre ϕ_e et ϕ_c , le modèle, désormais empirique, donne :

$$\phi = \sqrt{8\epsilon} \quad (6.7)$$

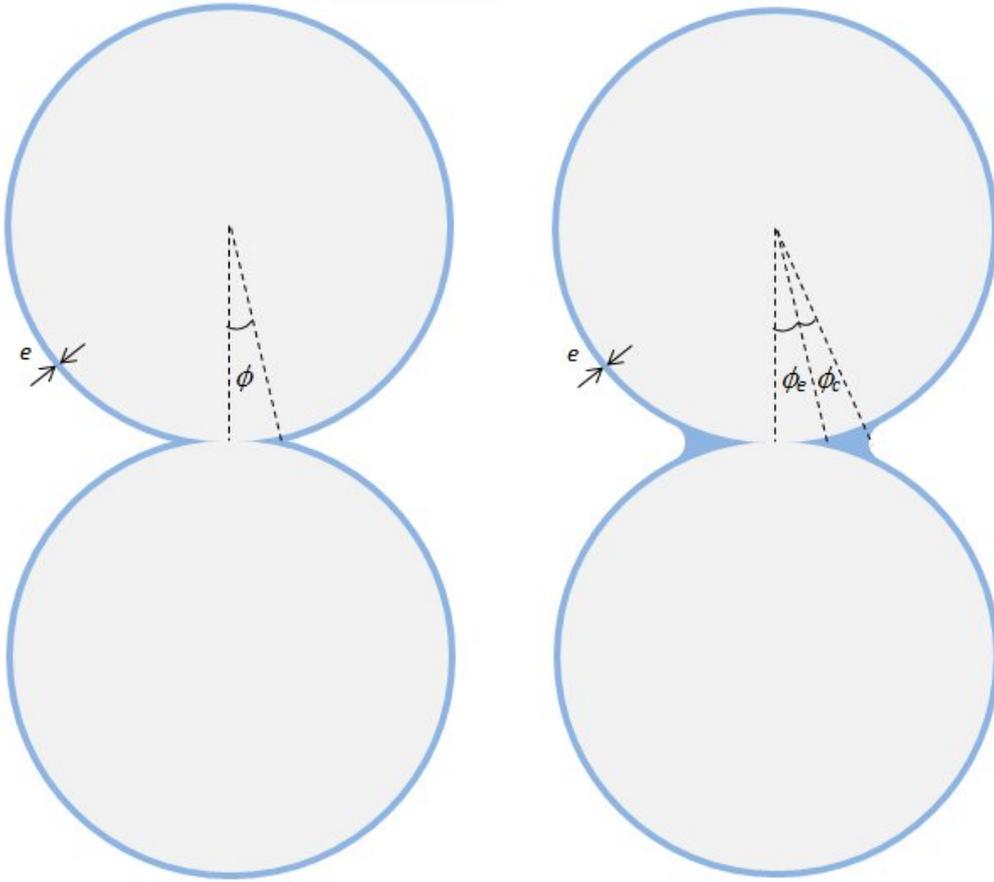


FIGURE 6.3 – A gauche : Profil idéal d’un pont capillaire en présence d’une épaisseur constante de liquide à la surface des deux billes. A droite : Profil réel d’un pont capillaire en présence d’une épaisseur constante de liquide à la surfaces des deux billes et avec prise en compte de la courbure r_1 .

Comme on le voit sur la Figure 6.4, il y a maintenant un accord satisfaisant entre les mesures de ϕ et la loi empirique ci-dessus (courbe en noir).

Le calcul de la force capillaire à partir de l’équation 6.1 donnée dans l’Annexe 1 demande de connaître l’angle de contact θ . Les mesures sont très délicates et ont montré une gamme de valeurs très proche de zéro, avec des valeurs pouvant cependant atteindre 20° . La cohérence du présent modèle avec l’existence de la couche uniforme de liquide à la surface des billes voudrait que l’angle de contact soit nul. La différence entre ces deux choix (0 ou 20°) n’est toutefois pas très importante (4%) pour ce qui concerne $\cos \theta$ qui est le terme dominant comme on le verra ci-dessous.

En conservant l’hypothèse que l’angle ϕ est suffisamment petit pour faire un développement limité et avec introduction de la loi empirique $\phi = \sqrt{8\epsilon}$ (Eq. 6.7), on obtient à partir des expressions analytiques de r_1 , r_2 et de la formule pour la force capillaire donnée par la méthode de gorge (voir Annexe 1) :

$$r_1 = R \frac{1 - \cos \phi}{\cos(\phi + \theta)} \approx \frac{R}{\cos \theta} \frac{\phi^2}{2} (1 + \phi \tan \theta) \approx \frac{R}{\cos \theta} 4\epsilon (1 + \sqrt{8\epsilon} \tan \theta) \quad (6.8)$$

$$r_2 = R \sin \phi - r_1 [1 - \sin(\phi + \theta)] \approx R\phi \left(1 - \frac{\phi}{2} \frac{1 - \sin \theta}{\cos \theta}\right) \approx R\sqrt{8\epsilon} \left(1 - \sqrt{2\epsilon} \frac{1 - \sin \theta}{\cos \theta}\right) \quad (6.9)$$

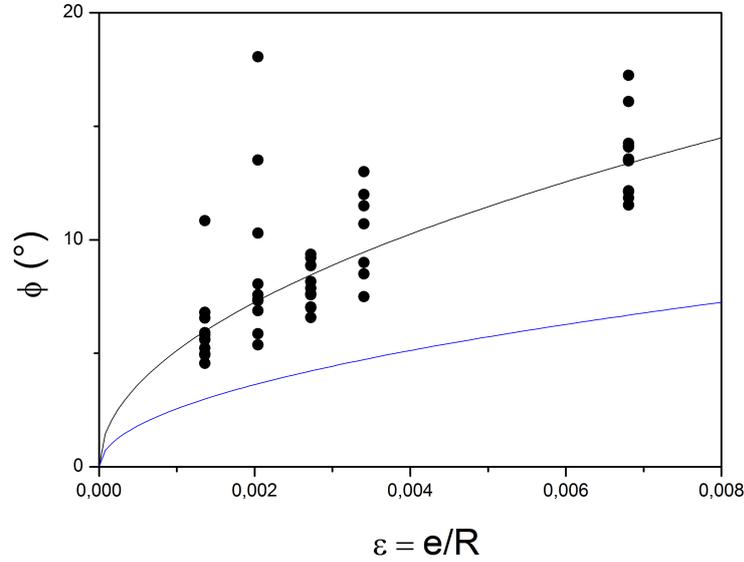


FIGURE 6.4 – Mesures obtenues pour l'angle ϕ en fonction de l'épaisseur relative $\epsilon = e/R$. Les courbes en bleu et en noir représentent respectivement les lois $\phi = \sqrt{2\epsilon}$ et $\phi = \sqrt{8\epsilon}$.

$$F_{cap} = \pi\gamma r_2 \left(1 + \frac{r_2}{r_1}\right) \approx 2\pi\gamma R \cos\theta (1 - \sqrt{8\epsilon} \tan\theta) \left(1 - \sqrt{2\epsilon} \frac{1 - \sin\theta}{\cos\theta}\right) \quad (6.10)$$

Ces expressions se simplifient dans l'hypothèse où $\theta = 0^\circ$ pour donner :

$$r_1 \approx 4R\epsilon \quad (6.11)$$

$$r_2 \approx R\sqrt{8\epsilon}(1 - \sqrt{2\epsilon}) \quad (6.12)$$

$$F_{cap} \approx 2\pi\gamma R(1 - \sqrt{2\epsilon}) \quad (6.13)$$

Les graphiques de la Figure 6.5 comparent ces prédictions semi-empiriques aux valeurs obtenues à partir des mesures de ϕ et montrent le bon accord obtenu.

Au bilan, on voit que ce modèle semi-empirique donne des prédictions compatibles avec les mesures réalisées pour des billes de verre de 3 mm de diamètre avec des teneurs en UconTM Oil inférieures à 1%. On note en particulier que la force capillaire varie très peu et que la force de cohésion est donc quasi-uniquement contrôlée par la tension de surface et la taille des billes, et très peu par la teneur en liquide.

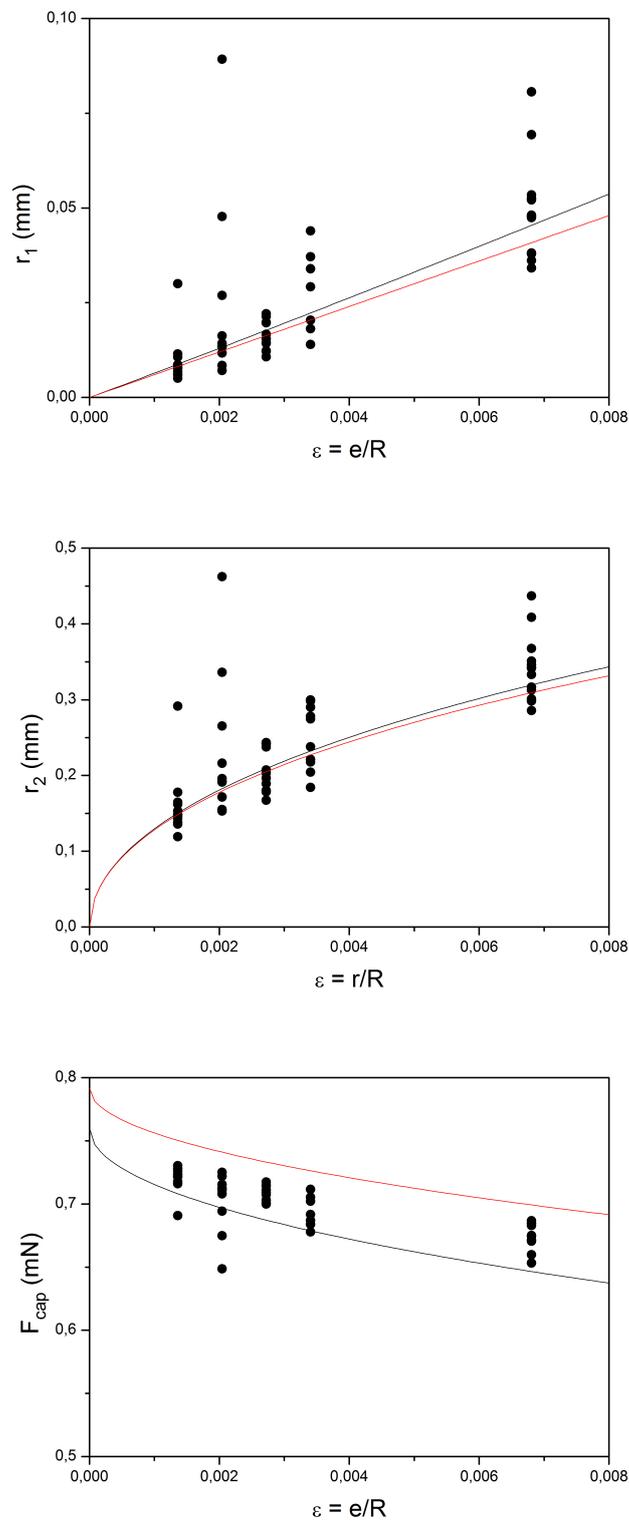


FIGURE 6.5 – Valeurs obtenues pour les rayons de courbures r_1 et r_2 et pour la force capillaire F_{cap} à partir des mesures de l'angle ϕ en fonction de l'épaisseur relative $\epsilon = e/R$. Les courbes en noir et en rouge représentent respectivement les prédictions semi-empiriques pour $\theta = 16^\circ$ (Eq. 6.8, Eq. 6.9 et Eq. 6.10) et pour $\theta = 0^\circ$ (Eq. 6.11, Eq. 6.12 et Eq. 6.13).

Annexe 3 : Force limite en traction pour un pont solide

Ce calcul se place dans la continuité du modèle de pont capillaire développé dans l'Annexe 2 mais en considérant cette fois-ci la situation où soit le liquide s'est solidifié par refroidissement (cas de la paraffine décrit dans le paragraphe 3.2.2.4), soit il a totalement séché (cas du vernis décrit également dans le paragraphe 3.2.2.4) pour donner un solide de moindre volume mais dont on supposera que la réduction de volume s'est faite de manière homogène au sein de toute la phase initialement liquide. Cette hypothèse est plutôt bien en accord avec les observations comme on peut le voir sur les photographies de la Figure 6.6.

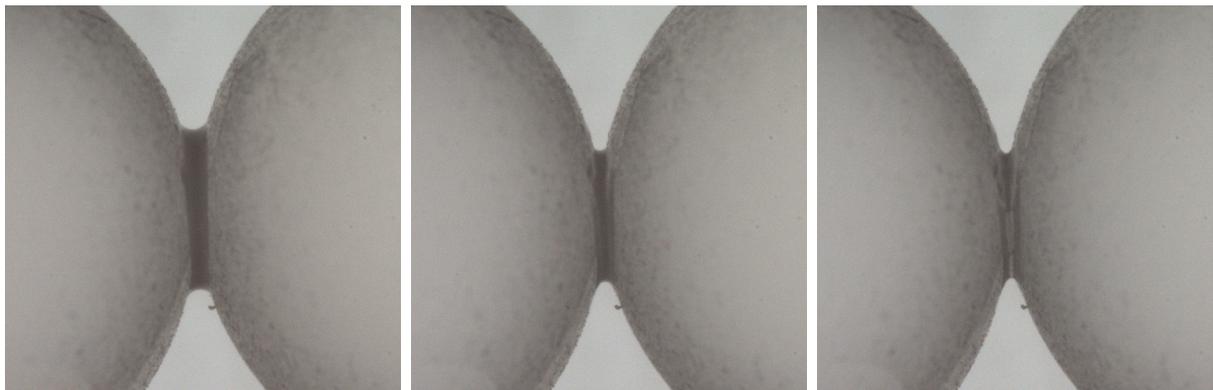


FIGURE 6.6 – Séchage d'un pont capillaire de vernis mélangé à 50% d'eau entre deux billes de 7 mm à t_0 , 4 min et 8 min.

Tout d'abord, comme on s'y attend (Delenne et al., 2011), ce passage d'un pont liquide à un pont solide entraîne une augmentation très significative de la force de cohésion sur 1 à 2 ordres de grandeur. Par exemple, la force capillaire d'un pont liquide formé de vernis et d'eau entre deux billes de diamètre 3 mm est typiquement vers 0.5 à 1 mN alors que la force nécessaire à la rupture en traction d'un pont solide de vernis entre billes de même taille se trouve dans une gamme approximative de 20 à 80 mN selon la teneur en vernis (voir paragraphe 4.4.1.1). Ces rapports entre force capillaire et force limite en traction d'un pont solide sont tout à fait cohérents avec les valeurs rapportées par Delenne et al. (2011).

La Figure 6.7 montre les billes de la Figure 6.6 après rupture par traction du pont solide. On voit bien que la rupture se fait par arrachement au contact entre le pont et une des billes. C'est le régime de non endommagement des billes selon le diagramme de phase proposé par Delenne et al. (2008), ce qui est logique du fait que le vernis après solidification est manifestement un matériau nettement plus fragile que le verre constituant les billes.

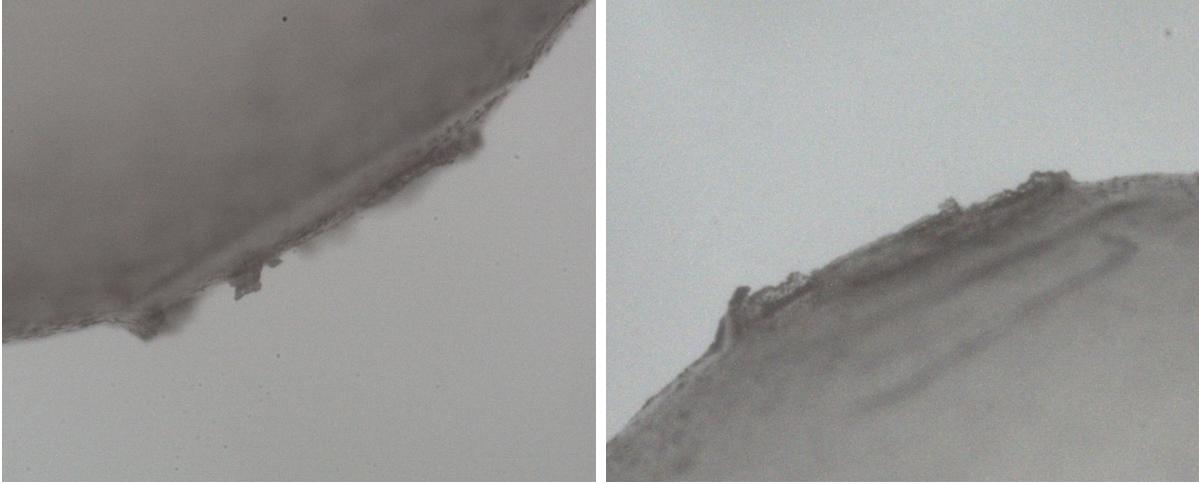


FIGURE 6.7 – Pont de vernis après séchage, visible sur la figure 6.6, après rupture en traction

A l'échelle locale d'un contact, en supposant le pont solide sollicité en traction, la force limite F_t^* s'écrit :

$$F_t^* = \sigma_c \pi r_2^2 \quad (6.14)$$

où r_2 est le rayon principal du pont et σ_c est la contrainte seuil en traction du solide constituant le pont (paraffine, vernis) qui quantifie l'adhérence entre ce solide et le matériau constituant les particules (verre). Il est à noter qu'une sensibilité à la rugosité des particules est à attendre.

Le modèle de l'Annexe 2 donne $r_2 \approx R\sqrt{8\epsilon}$. D'où :

$$F_t^* \approx \sigma_c 2\pi d^2 \epsilon \quad (6.15)$$

A partir des données obtenues avec le test de traction microscopique (paragraphe 4.4.1.1) pour des billes de verre borosilicate de 3 mm de diamètre avec des ponts solides en résine, on a tracé sur la Figure 6.8 $F_t^*/(2\pi d^2)$ en fonction de ϵ . Comme prédit, une relation linéaire est compatible avec les données et la pente fournit une valeur de la contrainte critique $\sigma_c \sim 650 \text{ kPa}$. C'est une valeur un peu faible mais raisonnable pour un matériau fragile et qu'il faut en plus corriger car la concentration en vernis solide n'est pas égale à la valeur calculée. En effet, le vernis pur contient déjà de l'eau qui va elle aussi s'évaporer au cours du séchage. Nous avons pu estimer qu'il y a environ 50 % de perte de volume lors du séchage du vernis pur. Cela veut dire que ϵ est en réalité deux fois plus petit et que σ_c doit être multiplié par 2 : $\sigma_c \sim 1.3 \text{ MPa}$.

Le passage à la contrainte moyenne dans le milieu granulaire cohésif se fait à l'aide de la formule de Rumpf :

$$\sigma_t^* = k \frac{\Phi F_t^*}{\pi d^2} \approx 2\Phi k \sigma_c \epsilon \quad (6.16)$$

avec k le nombre de coordination du milieu et Φ sa fraction volume solide.

En comparant cette prédiction aux données issues du test de traction macroscopique avec des billes de verre borosilicate de diamètre 1 mm collées par des ponts solides en vernis, on retrouve bien une relation linéaire entre σ^* et ϵ comme le montre la Figure 6.9. Mais en revanche, en prenant des valeurs typiques $\Phi \sim 0.6$ et $k \sim 6$ et après correction du facteur 2 tenant compte de la présence d'eau dans le vernis pur, la valeur de σ_c

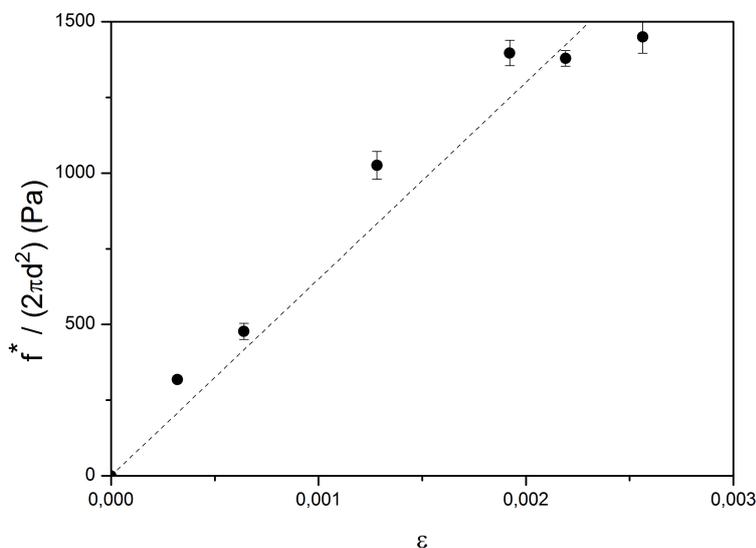


FIGURE 6.8 – $\frac{F_t^*}{2\pi d^2}$ tracé en fonction de ϵ pour les mesures obtenues par test de traction microscopique sur des billes de verre borosilicate de 3 mm de diamètre et des ponts solides en vernis. La droite correspond à la relation linéaire $y = ax$ avec $a = 650kPa$.

obtenue à partir de la pente est $\sigma_c \sim 120kPa$. Soit un facteur 10 d'écart par rapport au résultat obtenu avec les données de l'essai de traction microscopique. Nous n'avons pour l'heure pas d'explication pour cet écart. Toutefois, il est connu dans la littérature que la formule de Rumpf semble sur-estimer la contrainte critique en comparaison des mesures expérimentales (Pierrat et Caram, 1997). Dans la seconde approche développée, on peut également remettre en cause l'hypothèse que tous les contacts vont rompre en traction. Des ruptures locales en roulement et cisaillement apparaissent inévitablement et dans des proportions très importantes du fait de la texture du milieu. Si les seuils de rupture de roulement et cisaillement sont sensiblement plus faibles que celui en traction (ce que l'on constate qualitativement en manipulant nos matériaux modèles), on peut comprendre qu'une plus faible valeur soit obtenue pour σ_c du fait de l'inadéquation des modèles développés pour le passage du contact au matériau.

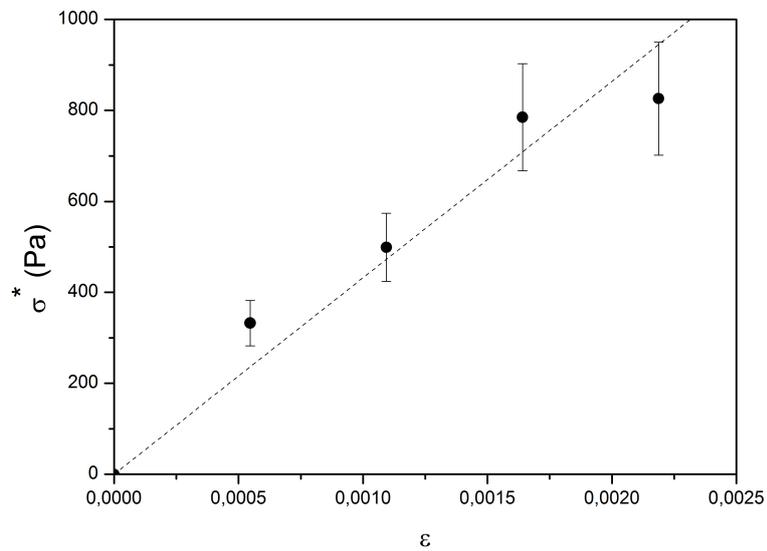


FIGURE 6.9 – σ_t^* tracé en fonction de ϵ pour les mesures obtenues par test de traction macroscopique sur des billes de verre borosilicate de 1 mm de diamètre et des ponts solides en vernis. La droite correspond à la relation linéaire $y = bx$ avec $b = 430kPa$.