



HAL
open science

Erosion d'un milieu granulaire par un jet

Sarah Badr

► **To cite this version:**

Sarah Badr. Erosion d'un milieu granulaire par un jet. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. ⟨NNT : 2014PA112349⟩. ⟨tel-01134321⟩

HAL Id: tel-01134321

<https://theses.hal.science/tel-01134321v1>

Submitted on 23 Mar 2015

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

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



HAL Authorization

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE MIPEGE
LABORATOIRE FAST

DISCIPLINE : MÉCANIQUE PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Sarah Badr

Erosion d'un milieu granulaire par un jet

Directeur de thèse : M. Philippe Gondret

Professeur (FAST Orsay)

Co-directeur de thèse : M. Georges Gauthier

Maître de Conférence (FAST Orsay)

Composition du jury :

Président du jury : M. François Lusseyran

Directeur de Recherche CNRS (LIMSI Orsay)

Rapporteurs : M. Pierre Philippe

Chargé de Recherche HDR

(IRSTEA Aix-en-Provence)

M. Alexandre Valance

Directeur de Recherche CNRS

(IPR Rennes)

Examineurs : M. Pierre Jop

Chargé de Recherche

(SVI Aubervilliers)

M. Jose-Eduardo Wesfreid

Directeur de Recherche Émérite

(PMMH Paris)

Table des matières

1	Introduction	5
2	État de l'art	7
2.1	Paramètres d'érosion	7
2.2	Érosion tangentielle	9
2.2.1	Seuil d'érosion	9
2.2.2	Au-delà du seuil	10
2.2.3	Érosion localisée	14
2.3	Érosion par jet normal	17
2.3.1	Description qualitative de l'érosion	17
2.3.2	Description des jets libres	21
2.3.3	Description des jets réels	26
2.3.4	Description quantitative de l'érosion	37
2.3.5	Définition de la problématique	50
3	Au seuil d'érosion par jet	51
3.1	Dispositif et protocole expérimentaux	51
3.2	Caractérisation du seuil d'érosion	54
3.2.1	Courbes d'érosion en vitesse critique-distance	54
3.2.2	Régimes de jet et Shields inertiel	57
3.3	Modèle de jet et Shields critique local	60
3.4	Conclusion	67
4	Au-delà du seuil d'érosion par jet	69
4.1	Dispositif et protocole expérimentaux	70
4.1.1	Présentation de l'expérience	70
4.1.2	Espace exploré des paramètres	72
4.1.3	Mesure par profilomètre laser	73
4.1.4	Méthode d'analyse des cratères d'érosion	74
4.2	Cratérisation par nombre de Shields	81
4.2.1	Transition de cratères I-II	83

4.2.2	Transition de cratères II-III	88
4.3	Influence de la distance sur la cratérisation	92
4.3.1	Ecart au Shields critique d'érosion	92
4.3.2	Modèles de jet et Shields local	103
4.4	Influence de l'épaisseur sur la cratérisation	107
4.4.1	Variation de l'épaisseur	107
4.4.2	Transition de cratères I-III	109
4.5	Conclusion	114
5	Conclusion et Perspectives	117
	Appendices	121
A	Influence de la perméabilité du support	123

Chapitre 1

Introduction

Les milieux granulaires sont omniprésents dans notre quotidien, aussi bien au niveau de notre alimentation avec le sucre, les céréales ou le riz, qu'à travers quantité d'objets qui nous entourent comme les billes pour enfants, les pièces du porte-monnaie ou les coussins ergonomiques. Ces amas de particules représentent une grande partie des structures géologiques qui existent et qui ont été formées par des écoulements de grains, telles que les dunes de sable ou les amas de roches suite à un éboulement. Les milieux granulaires ont aussi leur place dans bon nombre de matériaux pour la construction de routes, de bâtiments ou de structures hydrauliques.

Selon la façon avec laquelle ces matériaux sont sollicités, ils peuvent avoir le comportement collectif d'un solide comme le sol sur lequel on marche, ou d'un liquide comme lorsqu'on verse du sucre dans son café, ou individuel d'un gaz si on vibre fortement un pot contenant des grains (Andreotti et al. [2]). Les écoulements sollicitent très souvent les matériaux granulaires comme dans la formation des dunes et des rides éoliennes et sous-marines : cette sollicitation correspond ce qu'on appelle l'érosion et le transport. L'interaction fluide-grain transporte les grains et pose problème dans beaucoup de situations, puisqu'elle constitue surtout une source de dégradation de l'empilement. Cette interaction peut être naturelle, par exemple dans le cas d'une rivière qui creuse son lit ; humaine et non-contrôlée si on considère le déversement d'eaux usagées dans des rivières ou la rotation des pales d'un bateau à proximité du fond d'un canal ; mais aussi contrôlée lors de l'utilisation de jets abrasifs pour nettoyer des surfaces comme la carrosserie d'une voiture ou dans la découpe de matériaux. L'érosion est donc présente dans une multitude de domaines allant du génie civil à l'ingénierie aérospatiale pour lesquels la stabilité des sols soumis à une contrainte fluide constitue le principal enjeu : crues à proximité de structures hydrauliques ou effet du gaz propulsif d'une fusée au décollage ou à l'atterrissage. L'érosion par jet présente aussi un grand intérêt sur les sites nucléaires qui utilisent ce procédé pour débarrasser les surfaces des réacteurs des particules nocives.

Milieux granulaires à part, l'impact d'un jet sur une surface non déformable est par

ailleurs très présent dans les industries de l'électronique ou de la métallurgie, comme procédé de refroidissement des surfaces par la projection directe du jet froid. Il est utilisé dans d'autres secteurs plus traditionnels comme la fabrication du verre où un rideau d'air refroidit le verre en fusion, mais aussi la fabrication du papier où l'impact du jet évapore l'eau de la pâte à papier. Les jets fluides constituent aussi un isolant thermique dans les chambres froides en limitant la possible entrée d'air chaud par le moyen de rideaux d'air. Ces mêmes rideaux d'air sont utilisés lorsqu'il y a des incendies dans les grands tunnels routiers, comme "barrière" à la propagation de fumée.

Du fait de son importance dans l'industrie et de son implication dans les processus d'érosion, l'écoulement du jet a été intensivement étudié et il existe une bibliographie riche en modèles théoriques, expériences en laboratoire et applications immédiates sur le terrain. La compréhension de son hydrodynamique est intimement liée à celle du processus d'érosion dans la configuration qui nous intéresse. C'est pourquoi, nous commencerons par faire le point d'une part sur les connaissances acquises sur l'érosion, mais aussi sur l'hydrodynamique complexe des jets. Cet État de l'Art nous permettra alors d'énoncer la problématique et la ligne conductrice de notre étude expérimentale sur l'érosion d'un milieu granulaire par un jet vertical qui fait l'objet de ce mémoire de thèse.

Chapitre 2

État de l'art

Sommaire

2.1 Paramètres d'érosion	7
2.2 Érosion tangentielle	9
2.2.1 Seuil d'érosion	9
2.2.2 Au-delà du seuil	10
2.2.3 Érosion localisée	14
2.3 Érosion par jet normal	17
2.3.1 Description qualitative de l'érosion	17
2.3.2 Description des jets libres	21
2.3.3 Description des jets réels	26
2.3.4 Description quantitative de l'érosion	37
2.3.5 Définition de la problématique	50

2.1 Paramètres d'érosion

Considérons un empilement horizontal de grains qui reposent les uns sur les autres. La gravité tend à maintenir un grain entre ses deux voisins. Lorsqu'une contrainte fluide τ_f s'exerce sur ce grain, elle tend à le sortir de son état d'équilibre. L'avancée la plus importante dans l'étude du transport de grains est faite par Shields en 1936 qui montre de façon analytique et expérimentale que l'initiation du mouvement est gouvernée par le rapport entre la force exercée par une contrainte fluide τ_f et le poids apparent d'un grain $\Delta\rho gd^3$ avec $\Delta\rho = \rho_s - \rho$ pour un grain de diamètre d (ρ_s est la masse volumique d'un grain et ρ celle du fluide) :

$$Sh = \frac{\tau_f d^2}{\Delta\rho g d^3} \quad (2.1)$$

Ce nombre sans dimension est appelé nombre de Shields. Il est communément désigné par Sh , θ ou τ^* et nous choisissons la notation Sh pour la suite. Les observations expérimentales montrent qu'il existe une valeur critique de la contrainte fluide, appelée contrainte seuil τ_c en-dessous de laquelle l'empilement n'est pas déstabilisé, et au-dessus de laquelle, des grains sont déplacés. L'estimation du seuil d'érosion diffère selon les études comme nous allons le voir dans la Partie 2.2.

Nous introduisons le nombre de Reynolds Re permettant de caractériser l'écoulement à l'origine de la contrainte, comme illustré sur la figure 2.1. Il compare les effets inertiels du fluide aux effets visqueux tel que :

$$Re = \frac{\mathcal{U}\mathcal{L}}{\nu} \quad (2.2)$$

\mathcal{U} est la vitesse de l'écoulement, \mathcal{L} est l'échelle de longueur caractéristique, par exemple le diamètre d'un grain ou la largeur d'un lit de rivière, et ν est la viscosité cinématique du fluide. Ainsi lorsque $Re < 1$, l'écoulement est visqueux (la viscosité du fluide l'emporte sur son inertie) et lorsque $Re > 1$ l'écoulement est inertiel. Le régime de l'écoulement est laminaire pour $Re < Re_c$, tandis que pour $Re > Re_c$, l'écoulement est qualifié de turbulent, avec d'importantes fluctuations de vitesse. Dans toute notre étude, nous serons en situation d'écoulement inertiel.

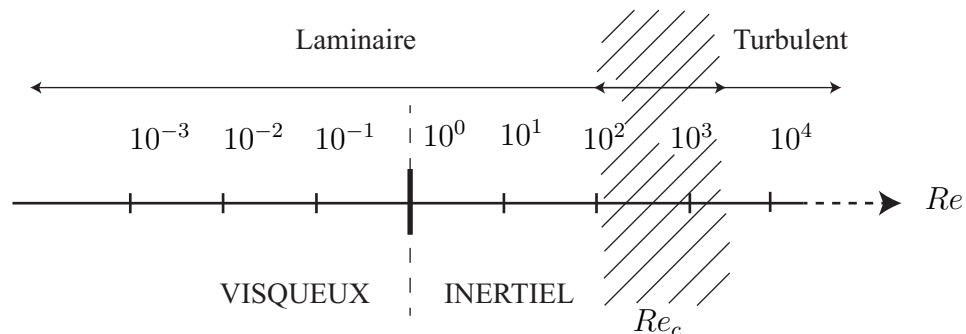


FIGURE 2.1 – Régimes de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds Re . La région hachurée est la zone de transition entre un écoulement laminaire et turbulent pour $10^2 < Re < 10^3$.

Lorsque le nombre de Reynolds est basé sur le diamètre d'un grain, il s'agit d'un nombre de Reynolds particulière Re_p décrivant l'écoulement autour d'un grain. Aussi Re_p peut être construit sur la vitesse caractéristique de l'écoulement dont la contrainte fluide visqueuse s'écrit $\tau_f = \eta\dot{\gamma}$ (avec η la viscosité dynamique du fluide et $\dot{\gamma}$ le cisaillement), ou inertielle $\tau_f = \rho\mathcal{U}^2$. Mais Re_p peut aussi être basé sur la vitesse de sédimentation d'un grain w_p qui en régime stationnaire s'écrit $w_{pv} \approx (\Delta\rho g d^2) / \eta = g' d^2 / \nu$ (avec $g' = g\Delta\rho/\rho$) lorsque le régime est visqueux, et $w_{pi} \approx (g' d)^{1/2}$ lorsqu'il est inertiel.

Dans le cas des écoulements turbulents, le transport de grains est souvent décrit par un autre nombre sans dimension, le nombre de Rouse Rs , qui compare la vitesse du

fluide \mathcal{U} à la vitesse de sédimentation w_p d'un grain dans ce fluide, via la constante Von Kármán $\kappa = 0.41$, tel que :

$$Rs = \frac{w_p}{\kappa \mathcal{U}} \quad (2.3)$$

Au-delà du seuil d'érosion, les grains sont transportés par l'écoulement selon différents mécanismes : roulement, glissement, saltation et suspension. Le roulement se fait lorsque quelques grains roulent sur leurs voisins et lorsque plusieurs couches de grains sont mobilisées, le roulement s'apparente au glissement entre ces couches. La saltation se reconnaît par les petits sauts balistiques des grains pour lesquels il est possible de déterminer la hauteur, la longueur du saut et la vitesse des grains (Lajeunesse et al. [52]). Enfin la suspension désigne le déplacement des grains qui ne sont plus en contact avec l'empilement mais portés par le fluide ambiant. Le charriage, aussi appelé tractation, comprend les mouvements par roulement, glissement et saltation. Une grandeur caractéristique à prendre compte dans l'estimation du transport de sédiment est la longueur de saturation $L_{sat} \approx (\rho_s/\rho)d$ (Langlois and Valance [53], Charru [15], Andreotti et al. [2]) : elle correspond à la distance au bout de laquelle le flux de grains atteint un régime stationnaire saturé puisque ce processus ne se fait pas instantanément (on parle généralement de relaxation du flux vers une valeur constante).

2.2 Érosion tangentielle

Dans cette partie, nous étudions la mobilisation des grains soumis à un écoulement tangentiel unidirectionnel. Il est alors possible d'observer une érosion de surface par exemple dans le cas des rivières ou de la formation de dunes dans le désert, mais aussi une érosion en volume lorsque l'écoulement parallèle est localisé, avec entre autres l'exemple du Hole Erosion Test (Bonelli et al. [11], Courivaud et al. [22], Mercier [62]) utilisé dans le domaine du Génie Civil pour évaluer la résistance à l'érosion des sols et des structures hydrauliques.

2.2.1 Seuil d'érosion

La figure 2.2 représente le diagramme de Shields du seuil de transport de grains construit de façon empirique à partir de nombreuses expériences, d'où la dispersion importante qui peut être observée. Nous pouvons remarquer que le nombre de Shields au seuil Sh_c tend vers une valeur constante pour des gros grains et augmente lorsque leur taille diminue. Il y a transport de grains au-dessus de cette courbe pour $Sh \geq Sh_c$.

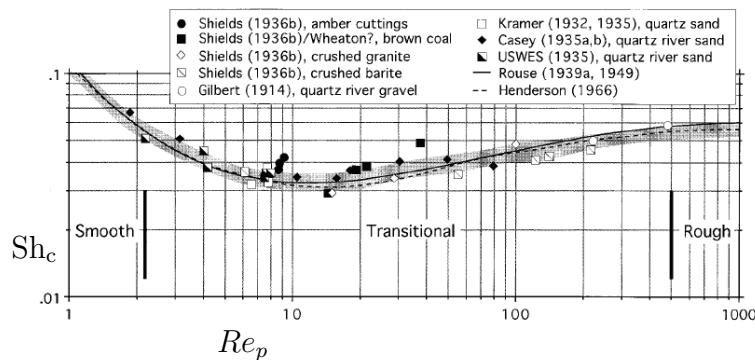


FIGURE 2.2 – Diagramme de Shields : nombre de Shields au seuil Sh_c en fonction du nombre de Reynolds particulaire Re_p . Figure extraite de Buffington [12].

2.2.2 Au-delà du seuil

Nous présentons la loi et les modes de transport du charriage, ainsi que l'influence de la pente de l'empilement et la formation de structures sédimentaires en présence d'un écoulement tangentiel de surface.

Loi de transport

Dans la configuration d'écoulement tangentiel, le charriage constitue le mode de transport privilégié par les grains. Il semblerait que la première tentative pour modéliser le transport de grains dans cette configuration d'écoulement tangentiel à la surface du sédiment soit de Du Boys en 1879 [35], où il identifie la contrainte de cisaillement exercée par le fluide sur un fond supposé rigide comme le paramètre de contrôle de la mobilité du sédiment. Il définit q_p le flux de particules transportées par le fluide dans le régime permanent d'érosion et introduit la contrainte seuil dans l'expression de q_p pour tenir compte de l'absence de mouvement des grains lorsque le cisaillement est faible. Cette formulation existe encore aujourd'hui dans les modélisations et les études expérimentales. Meyer-Peter and Müller [47] ont développé une loi empirique afin de lier le débit de grains transportés par charriage au nombre de Shields :

$$q_{MPM} = 8\rho_s w_{pi} d^2 (Sh - Sh_c)^{3/2} \quad (2.4)$$

De nombreuses formulations notamment répertoriées par Lajeunesse et al. [52] existent et peuvent être synthétisées par :

$$q_s \propto \rho_s w_{pi} d^2 Sh^n (Sh - Sh_c)^m \quad (2.5)$$

Les exposants m et n varient selon les études qu'ils soient déterminés expérimentalement ou par un modèle (Julien [47], Guignier [39]) avec globalement $m + n = 3/2$. Selon l'écart à la contrainte seuil, le déplacement des grains se fait de différentes façons. Près de Sh_c ,

les grains roulent et glissent les uns sur les autres avec une vitesse discontinue car il arrive qu'ils s'arrêtent au moins une fois pendant leur trajet. Lorsque le débit de grains est continu, le mode de transport du charriage est dominé par la saltation des grains qui représente 70 à 100% des grains en mouvement.

Aussi, la détermination du seuil d'érosion diffère selon les études. Comme l'état initial du lit est très sensible aux conditions de préparation, des grains peuvent bouger par intermittence pour des débits faibles (Charru et al. [18]). Le seuil peut être choisi comme la contrainte fluide à partir de laquelle le flux de grains est constant (Loiseleux et al. [56]). Il peut aussi être caractérisé à partir de l'arrêt de mouvement des grains (Ouriemi et al. [70]) après qu'il ait été vérifié que ce seuil d'arrêt correspond bien au seuil de démarrage. Enfin, des études comme celles de Lajeunesse et al. [52] estiment la contrainte seuil τ_c à partir de la décroissance linéaire de la densité de grains en mouvement avec la contrainte : elle correspond à la valeur de τ en-dessous de laquelle aucun mouvement de grains n'est observé (Buffington and Montgomery [13]).

Influence de la pente

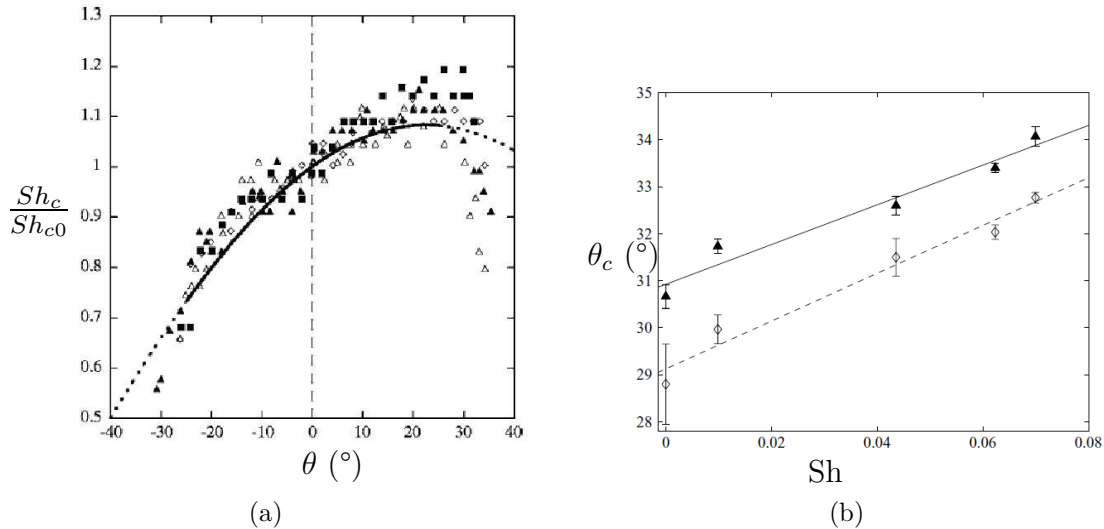


FIGURE 2.3 – (a) Evolution du nombre de Shields critique Sh_c normalisé par sa valeur Sh_{c0} à $\theta = 0^\circ$ en fonction de l'angle d'inclinaison θ de l'empilement. (b) Evolution de l'angle maximal de stabilité θ_c de l'empilement en fonction du nombre de Shields Sh pour des contre-écoulements ($\beta > 0$). Figures extraites de Doppler et al. [34] et Loiseleux et al. [56].

Si un empilement incliné d'un angle θ est aussi soumis à un écoulement tangentiel, alors le seuil d'érosion est fonction de cet angle qui est plus petit si l'écoulement descend la pente ($\theta < 0$ par convention) que s'il la remonte ($\theta > 0$). Cette configuration a été étudiée notamment par Loiseleux et al. [56]. Lorsque l'écoulement est tangentiel, un modèle d'érosion faisant le bilan des forces sur un grain sur un plan soumis à un

écoulement montre que le nombre de Shields critique Sh_c s'écrit :

$$\frac{Sh_c}{Sh_{c0}} = \frac{\Phi(Re_{d0}) \sin(\theta + \delta)}{\Phi(Re_d) \sin \delta} \quad (2.6)$$

avec Sh_{c0} le nombre de Shields critique pour un plan horizontal ($\theta = 0$) et $\Phi(Re_d) = 1 + 0.15Re_d^{0.687}$ le facteur de correction à la trainée de Stokes autour d'un grain lorsque le nombre de Reynolds particulière Re_p n'est pas petit. δ est l'angle de friction entre grains et la valeur la plus adaptée trouvée $\delta = 67.5^\circ \pm 3.5^\circ$ est de façon surprenante très grande devant l'angle naturel d'avalanche $\theta_m = 23.8^\circ$. Ainsi, Sh_c augmente quasi linéairement avec θ pour $-20^\circ < \theta < +20^\circ$, c'est-à-dire que Sh_c est d'autant plus petit lorsque la gravité s'ajoute à l'écoulement pour déplacer les grains, et augmente lorsque la gravité s'oppose à l'écoulement. C'est ce qui est illustré sur la figure 2.3(a) extraite de Loiseleux et al. [56]. La figure 2.3(b) montre aussi que l'angle maximal de stabilité θ_c augmente avec Sh en présence d'un contre-écoulement.

A présent, lorsque l'angle d'inclinaison θ d'un empilement dépasse sa valeur critique θ_c de stabilité, plusieurs couches de grains glissent sur le reste de l'empilement. Ce mouvement global appelé avalanche démarre à $\theta \geq \theta_c$ où l'empilement n'est plus stable, et s'arrête un angle d'inclinaison inférieur de quelques degrés pour lequel il redevient stable. La nature des avalanches dépend du nombre de contact entre grains, du fluide interstitiel, de l'existence ou non de parois latérales et peut sensiblement varier avec la taille des grains (Courrech du Pont et al. [23], Andreotti et al. [2]). Les avalanches (en milieu fluide, air ou eau) se comportent différemment à cause de la viscosité du fluide qui, lorsqu'elle est augmentée, diminue l'amplitude des avalanches et l'angle de mouvement, et augmente leur durée. C'est ce qui différencie les dunes éoliennes qui se déplacent par avalanches successives, des dunes sous-marines dont l'écoulement se fait de façon continue sur la face d'avalanche. Les effets de confinement dus aux éventuelles parois latérales disparaissent lorsqu'elles sont distantes d'au moins $15d$ et par exemple, la valeur moyenne typique de l'angle de stabilité maximal d'un empilement de billes de verre de diamètre $d \approx 0.25$ mm est de $\theta_m = 27.5^\circ \pm 0.7^\circ$.

Rides et dunes

En présence d'un écoulement tangentiel (laminaire ou turbulent) dont le nombre de Shields excède la valeur critique de seuil de transport, l'empilement granulaire est susceptible de se déstabiliser en surface et les motifs les plus souvent observés sont les rides et les dunes. Celui-ci se déstabilise et des motifs périodiques peuvent être observés, aussi bien dans l'air que dans l'eau et à toutes les échelles allant du centimètre pour les rides aquatiques (figure 2.4(c)), au kilomètre pour les dunes éoliennes dans le désert (figure 2.4(b)). Une dune de hauteur h et de longueur L a un aspect triangulaire (figure

2.4(a)) avec une face amont de faible pente α et une face aval de plus forte pente β . Les rides ressemblent à des dunes mais sont beaucoup plus allongées (figure 2.4(c)).

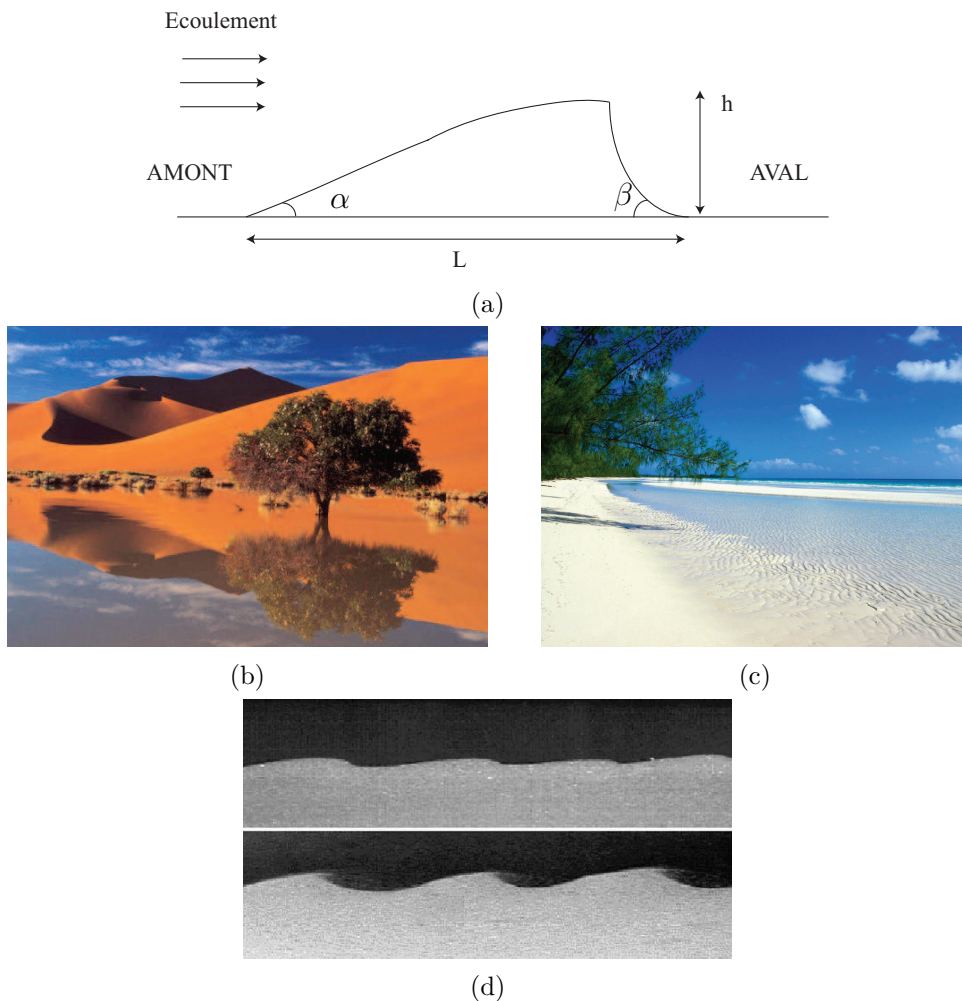


FIGURE 2.4 – (a) Schéma d’une dune en présence d’un écoulement tangentiel. (b) Dune éolienne de Sossusvlei dans le désert de Namibie, (c) rides aquatiques sur une plage, (d) visualisations de rides en présence de co-écoulement (en haut) et contre-écoulement (en bas) extraites de la Figure 2 de Loiseleux et al. (2005 [56]).

De nombreuses études analytiques (stabilité linéaire) et expérimentales ont été menées pour comprendre la formation de ces structures sédimentaires qui nous entourent, à savoir les mécanismes contrôlant leur émergence, les échelles de temps et de longueur, les points communs et différences dans la comparaison air-eau, notamment par Langlois and Valance [53],[54], Charru [15], Charru and Hinch [17], Andreotti et al. [2], Charru et al. [16] et Guignier [39]. Des travaux ont aussi mis en évidence l’existence de rides en présence de co-écoulement et contre-écoulement (rides à tourbillon) lorsque l’empilement est incliné à des angles très importants (Loiseleux et al. [56], Doppler [33]) comme l’illustre la figure 2.4(d).

2.2.3 Érosion localisée

Lorsque l'empilement est soumis à un écoulement tangentiel qui n'est plus homogène comme celui d'un jet, l'érosion devient localisée et il est possible d'observer la formation d'un cratère associée à celle d'un talus. Cette configuration est surtout étudiée dans le domaine du Génie Civil pour comprendre l'effet du déversement d'eau dans un canal ou près de structures hydrauliques, généralement désigné par le terme d'affouillement.

Jet horizontal de paroi

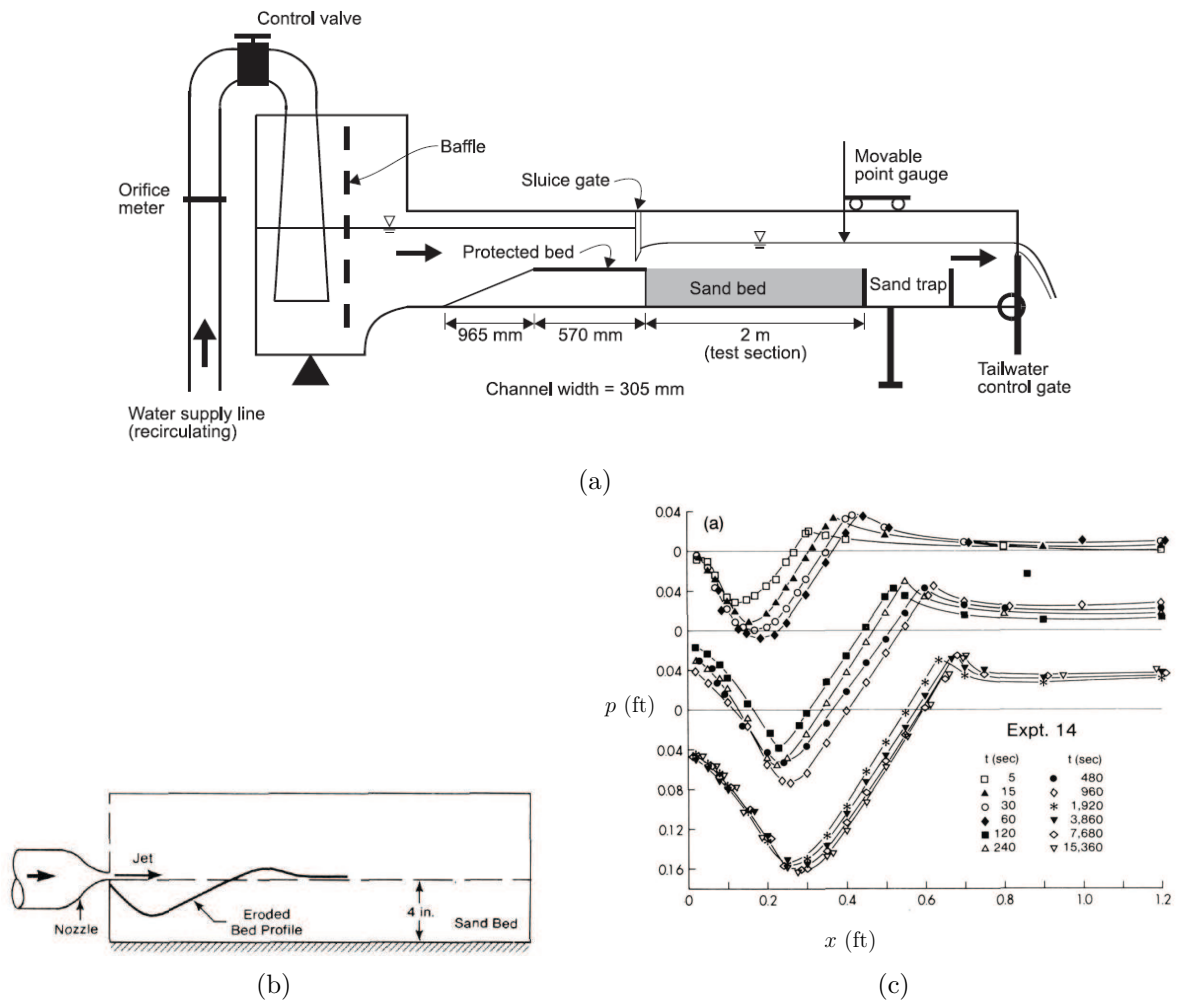
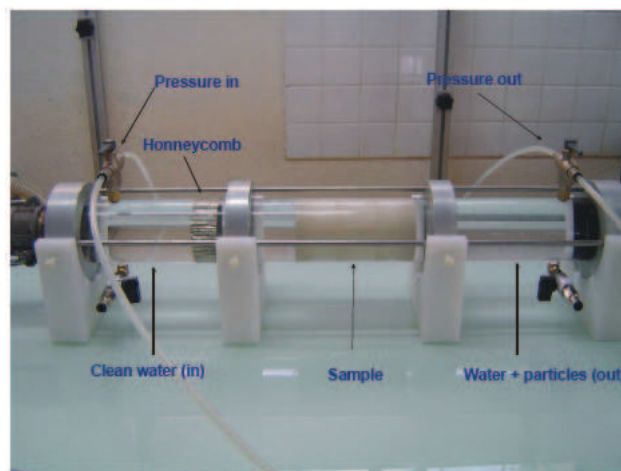


FIGURE 2.5 – (a) Schéma du montage expérimental pour étudier l'érosion d'un empilement granulaire par un jet de paroi en présence d'une vanne-Couperet. Figure extraite de l'étude de Kells et al. [48]. (b) Schéma du montage expérimental pour étudier l'érosion d'un empilement granulaire par un jet de paroi, (c) évolution temporelle du cratère avec p la profondeur et x la direction transverse à partir de laquelle est déterminée la largeur du cratère. Figures extraites de l'étude de Rajaratnam [77].

La situation du déversement d'eau est généralement reproduite en laboratoire par deux dispositifs similaires illustrés sur les figures 2.5(a-b) : l'un consiste à obstruer un écoulement horizontal par une vanne à l'aplomb de l'empilement (Kells et al. [48], Martino et al. [59]), l'autre correspond à un jet de paroi émergeant à "l'entrée" de l'empilement (Rajaratnam [77], Mazurek and Hossain [61]). Ces études sont menées dans le but de caractériser l'écoulement complexe qu'est celui du jet, son interaction avec l'empilement, ainsi que la morphologie des cratères formés, très semblables pour les deux configurations. La figure 2.5(c) illustre l'évolution temporelle d'un profil de cratère : le cratère grandit en fonction du temps puisque son extension radiale et sa profondeur augmentent, et il est même possible de distinguer le déplacement de la profondeur maximale vers l'aval. D'ailleurs, nous remarquons que sa morphologie asymétrique, due à une sur-vitesse locale de l'écoulement, semble rester la même au cours du temps et mais aussi dans l'espace de variation des paramètres explorés dans les différentes études, induisant une auto-similarité des profils de cratères. Ainsi, l'ensemble des profils se superposent lorsqu'ils sont adimensionnés par une échelle de longueur caractéristique et cette morphologie semble être unique dans cette configuration d'érosion localisée par un écoulement horizontal.

Hole Erosion Test



(a)

FIGURE 2.6 – Dispositif expérimental de Hole Erosion Test mis au point par l'IRSTEA. Figure extraite de Courivaud et al. [22].

Le Hole Erosion Test fait parti des tests mécaniques qui ont été développés dans le Génie Civil dans le but de caractériser la sensibilité à l'érosion et par la suite la stabilité des sols et des matériaux naturels qui constituent la plupart des structures hydrauliques, et d'en prévenir la dégradation. Le HET illustré sur la figure 2.6 a été mis au point à l'IRSTEA et repose sur le principe d'érosion par un écoulement tangentiel à débit imposé

constant dans un volume de sédiment, à la différence des tests qui reposent sur l'érosion de surface, comme c'est le cas par exemple du Erosion Function Apparatus test que nous n'aborderons pas plus en détail ici. L'écoulement passe par un trou pré-formé dans le volume de sédiment et la masse érodée de grains permet d'estimer l'érodibilité k_d (la résistance à une contrainte fluide) et la contrainte seuil τ_c du matériau à partir de la loi classique d'érosion (Du Boys [35]) :

$$q_p = k_d (\tau - \tau_c) \quad (2.7)$$

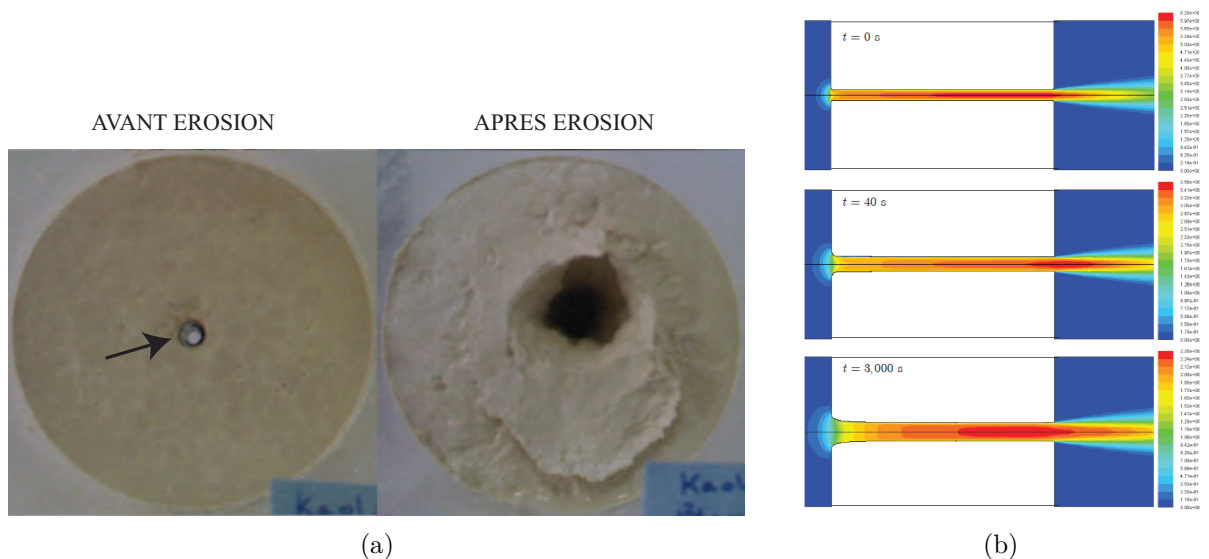


FIGURE 2.7 – (a) Trous formés dans un échantillon de sol avec le dispositif expérimental HET illustré sur la figure 2.6. (b) Simulation numérique de la formation d'un trou dans un échantillon de sol avec le test HET. Figures extraites de Mercier [62].

L'image 2.7(a) illustre l'aspect de l'échantillon avant et après érosion par l'écoulement tangentiel et il est possible d'observer l'agrandissement du trou pré-formé. La figure 2.7(b) représente le résultat d'une simulation numérique du HET sur un échantillon de sol par Mercier [62] : nous pouvons suivre l'évolution temporelle du trou érodé par l'écoulement tangentiel et l'échelle de couleur renseigne sur le champ de vitesse de cet écoulement, qui semble plus rapide près de la sortie de l'échantillon.

Les valeurs types de k_d et τ_c obtenues avec le HET sont présentées sur la figure 2.8 et il est possible de remarquer qu'elles varient de plusieurs ordres de grandeurs pour des matériaux identiques avec ce test, mais aussi en comparaison avec le Jet Erosion Test (JET) qui exerce cette fois-ci une contrainte plus complexe sur le matériau via un jet vertical. Cette configuration sera étudiée dans la Partie 2.3.4 de ce Chapitre. L'obtention de caractéristiques très éloignées invite à une analyse encore plus poussée de l'interaction jet-empilement à la base de la compréhension du mécanisme d'érosion dans ces configurations.

ESSAI	I_{HET}	k_{dHET} (m ² .s/kg)	τ_{cHET} (Pa)	I_{JET}	k_{dJET} (m ² .s/kg)	τ_{cJET} (Pa)	k_{dJET}/k_{dHET}	τ_{cHET}/τ_{cJET}
<u>Regazzoni 2008</u>								
R_a	1.7	8.3E-07	3.9	2.6	1.7E-06	0.7	2.0	6.0
R_b	1.7	4.3E-07	9.0	2.7	1.1E-06	0.9	2.5	10.0
R_c	1.7	3.8E-07	10.1	2.7	1.2E-06	0.5	3.1	20.2
R_d	1.7	3.4E-07	—	2.6	1.5E-06	0.6	4.3	—
R_e	1.7	1.9E-08	277.5	2.6	1.4E-06	1.9	74.2	148.4
R_f	1.7	2.0E-09	225.5	3.6	1.6E-07	8.2	80.3	27.6
<u>Wahl 2008</u>								
W_a	3.3	2.4E-07	8.0	2.7	1.0E-06	0.5	4.2	17.8
W_b	3.3	2.4E-07	8.0	2.4	2.2E-06	0.7	8.9	11.3
<u>IRSTEA</u>								
<u>geophyConsult</u>								
IG_a (sol A)	2.8	8.3E-07	17.3	1.7	1.0E-05	11.0	12.4	1.6
IG_b	1.6	1.4E-05	2.7	—	8.0E-04	3.8	57.5	0.7
IG_c	2.2	3.3E-06	4.4	1.9	6.9E-06	12.4	2.1	0.4
IG_d	2.3	2.6E-06	6.1	2.8	8.0E-07	—	0.3	—
IG_e	3.0	6.0E-07	35.8	3.7	1.1E-07	6.0	0.2	6.0
IG_f	2.6	1.7E-06	6.4	3.3	3.0E-07	8.4	0.2	0.8
IG_g	3.5	2.1E-07	125.3	4.1	5.0E-08	5.4	0.2	23.2

FIGURE 2.8 – Tableau comparatif des valeurs de k_d et τ_c obtenues avec le HET et le JET pour des matériaux identiques par plusieurs équipes. Figure extraite de Mercier [62].

2.3 Érosion par jet normal

L'érosion d'un empilement par jet normal est localisée et le transport des grains se fait différemment de la situation d'un écoulement tangentiel. Nous commençons par décrire de façon qualitative les cratères formés par l'impact du jet sur l'empilement. Une compréhension de l'écoulement complexe qu'est le jet est cependant nécessaire à celle des mécanismes en jeu dans le processus d'érosion. C'est pourquoi nous abordons alors le cas des jets libres, tels qu'ils sont modélisés dans la littérature, en comparaison avec les jets réels. Cette description des jets permet une étude plus quantitative de l'érosion que nous présentons dans une troisième partie.

2.3.1 Description qualitative de l'érosion

L'initiation du mouvement des grains est décrite de façon intéressante par Sutherland en 1967 [86] qui est le premier à associer le mécanisme de mise en suspension des grains formant un empilement, à l'interaction de structures cohérentes du fluide cisailant avec la région proche-sédiment. Il constate une "corrélacion forte entre le mouvement des grains et les importantes perturbations qui ont lieu dans la sous-couche" de fluide qui recouvre le sédiment. Selon lui, il y a "intrusion de tourbillons turbulents dans la sous-couche" et ce sont ces "bouffées de fluide" qui induisent le mouvement des grains.

Le dispositif expérimental qu'il met en place à l'époque pour reproduire ces "bouffées" locales et brèves est celui d'un jet vertical pulsé au-dessus d'un sédiment horizontal, afin

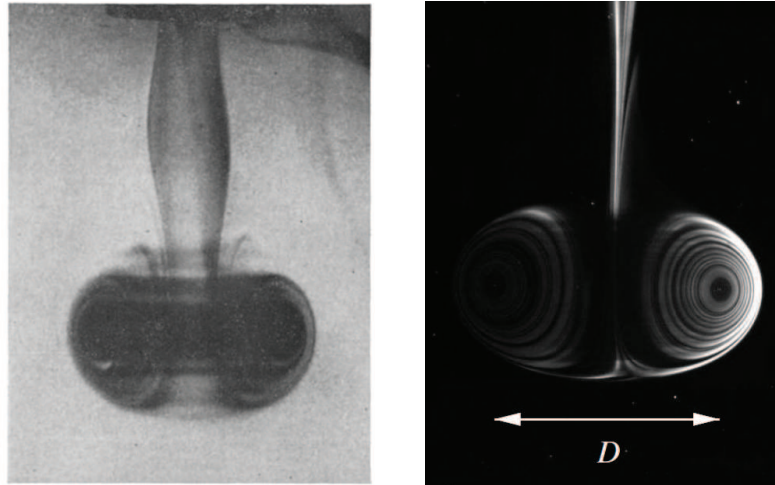


FIGURE 2.9 – Images d’anneaux tourbillonnaires formés par jet pulsé. Visualisation de Sutherland [86] (à gauche) et Munro et al. [66] (à droite).

d’étudier l’initiation du déplacement des grains. Le pulse est un anneau tourbillonnaire concentrique qui s’apparente à une structure cohérente turbulente généralement représentée comme une "boule de fluide" (figure 2.9(a)). Il met en évidence l’existence d’une fréquence de pulsation seuil en-dessous de laquelle les grains ne bougent pas et au-delà de laquelle il observe le roulement intermittent de quelques uns d’autre eux, correspondant ici à la notion de seuil d’érosion. Puis il décrit l’apparition de cratères de forme annulaire pour des fréquences de pulsation du jet qui sont croissantes. D’après lui, le mécanisme d’érosion est dû à l’existence de composantes verticales de la vitesse dans l’anneau tourbillonnaire, qui exercent une force verticale sur les grains lorsqu’il entre en contact avec l’empilement. Ce n’est qu’au-delà d’une contrainte seuil de l’anneau que la force verticale devient plus grande que le poids apparent des grains et peut les soulever. Il est donc question ici du nombre de Shields, même si Sutherland ne le mentionne pas et son analyse est essentiellement fondée sur des observations.

Très récemment, Munro, Bethke et Dalziel [67] [8] [66] [9] reprennent cette étude de l’interaction d’un anneau tourbillonnaire isolé avec une couche de grains. L’étude se fait en termes de nombres de Rouse Rs basé sur la vitesse d’éjection d’un grain et de Reynolds particulaire Re_p , tous deux tenant compte de sa vitesse de sédimentation. Ils mettent en évidence que les gros grains sont déplacés plus facilement dans la gamme explorée et dressent un bilan énergétique précis pour expliquer l’initiation du mouvement des grains par l’anneau tourbillonnaire. Une étude similaire dans le cas de l’écoulement continu du jet vertical constitue une perspective intéressante dans la compréhension du mécanisme d’érosion et est présentée dans la Partie 2.3.4 (Sutherland and Dalziel [87]).

L’érosion des grains forment un cratère annulaire qu’ils caractérisent par la technique expérimentale d’atténuation de lumière (Bethke et al. [67],[8],[66],[65],[9]) et dont la mor-

phologie s'avère être auto-similaire (figures 2.10(a-b)), comme pour les cratères formés par un jet horizontal (Partie 2.2).

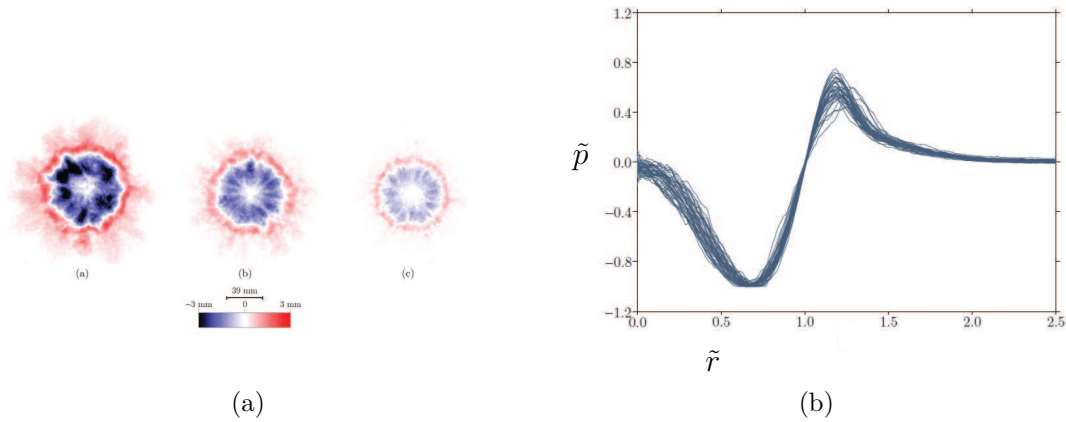


FIGURE 2.10 – (a) Cratères d'érosion formés par impact d'anneaux tourbillonnaires à vitesse décroissante. Visualisation par technique d'atténuation de lumière. Image extraite de Munro et al. [66]. (b) Auto-similarité des cratères (\tilde{p} la profondeur et \tilde{r} le rayon), avec un centre non érodé entouré d'un creux annulaire puis d'une crête également annulaire. Image extraite de Bethke and Dalziel [9].

Pour un jet continu à débit suffisant excédant une valeur seuil, il y a aussi formation d'un cratère. A partir des études menées par les différentes communautés, nous pouvons dire qu'il existe deux morphologies bien distinctes, illustrées sur la figure 2.11 extraite de Kobus et al. [49]. Les auteurs appellent le cratère simple à gauche "Forme I" et le cratère complexe à droite "Forme II", et les caractérisent en fonction de l'écoulement du jet, comme le montrent les lignes de courant en pointillées sur les schémas associés aux visualisations.

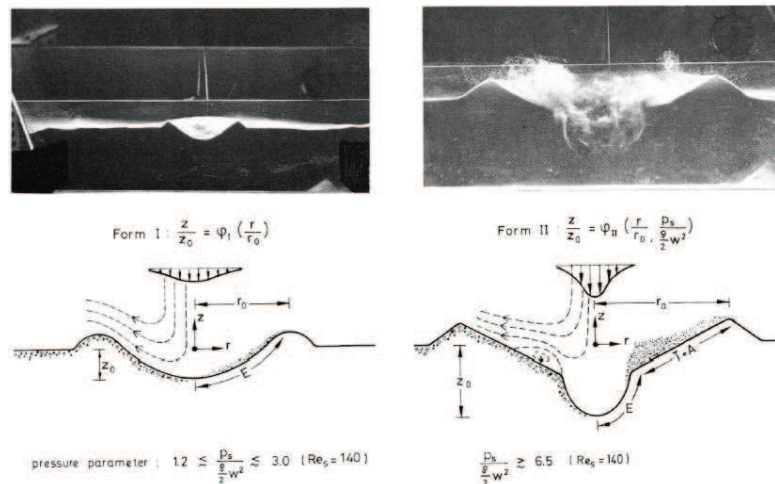


FIGURE 2.11 – Formes de cratères I et II observées par Kobus et al. [49] en fonction de k_0 .

De façon générale, nous pouvons voir que le cratère est symétrique par rapport à l'axe du jet, qu'il possède toujours une région curviligne en son centre et des talus sur les bords. La "Forme II" décrite par Kobus et al. [49] présente aussi une partie rectiligne de part et d'autre de la région courbée. Metzger et al. [63],[64] la qualifient de "paraboloïde" et tout comme Rouse [82] et Kobus et al. [49], ils remarquent que la région rectiligne a une pente correspondant à l'angle de repos de l'empilement, que Rouse estime entre 29 et 30°. La "Forme II" se rapproche beaucoup de la forme des cratères qui apparaissent lorsqu'un empilement granulaire immergé est fluidisé par un écoulement ascendant de bulles d'air, étudiée par Varas [89] et Varas et al. [90],[91], comme le montre la figure 2.12(b).

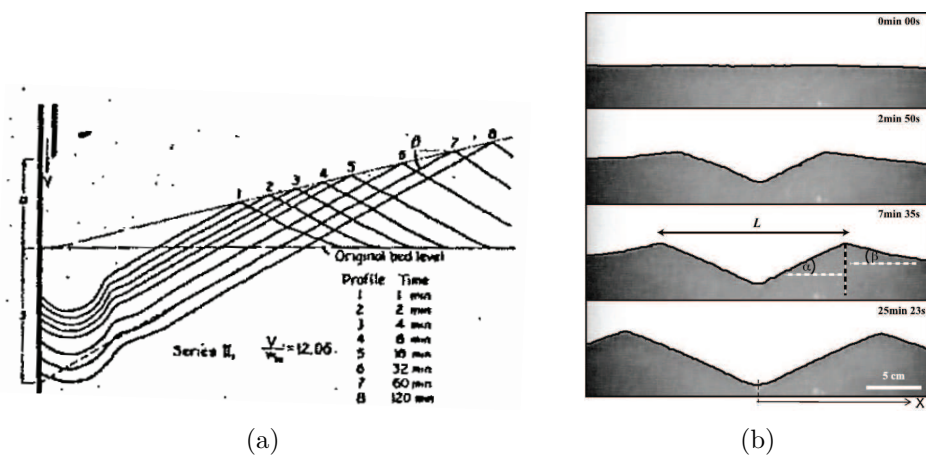


FIGURE 2.12 – (a) Profils d'un cratère érodé par un jet vertical de vitesse constante à différents intervalles de temps. Images extraites de Rouse [82]. (b) Profils d'un cratère érodé par la remontée de bulles d'air à différents intervalles de temps. Figure extraite de Varas et al. [90].

Le mécanisme d'érosion par un jet vertical reste le charriage avec principalement du roulement et de la saltation (Kobus et al. [49]) et l'étude temporelle de la formation du cratère permet d'estimer la vitesse d'érosion. Une des premières représentations qui existent de la dynamique d'érosion dans un cratère est celle de Rouse en 1939 [82], illustrée sur la figure 2.12(a) qui montre l'évolution de la forme du cratère en fonction du temps. Il est ainsi possible de voir que la taille du cratère augmente avec le temps, mais cette croissance n'est pas infinie. Aussi, l'aspect auto-similaire des cratères annulaires formés par l'impact d'un anneau tourbillonnaire (figure 2.10) reste vraie pour les cratères formés sous l'écoulement continu du jet. Avant d'aller plus loin dans la description des cratères et de leur dynamique, il est indispensable de faire le point sur les connaissances acquises sur l'écoulement du jet, en ayant en tête que les grains aussi agissent sur l'écoulement.

2.3.2 Description des jets libres

Dans cette partie, nous allons présenter l'écoulement d'un jet libre et les modèles qui existent pour le décrire. Puis nous comparerons le jet "théorique" libre au jet réel qui existe dans différentes situations, en particulier de confinement.

Dépendance en nombre de Reynolds

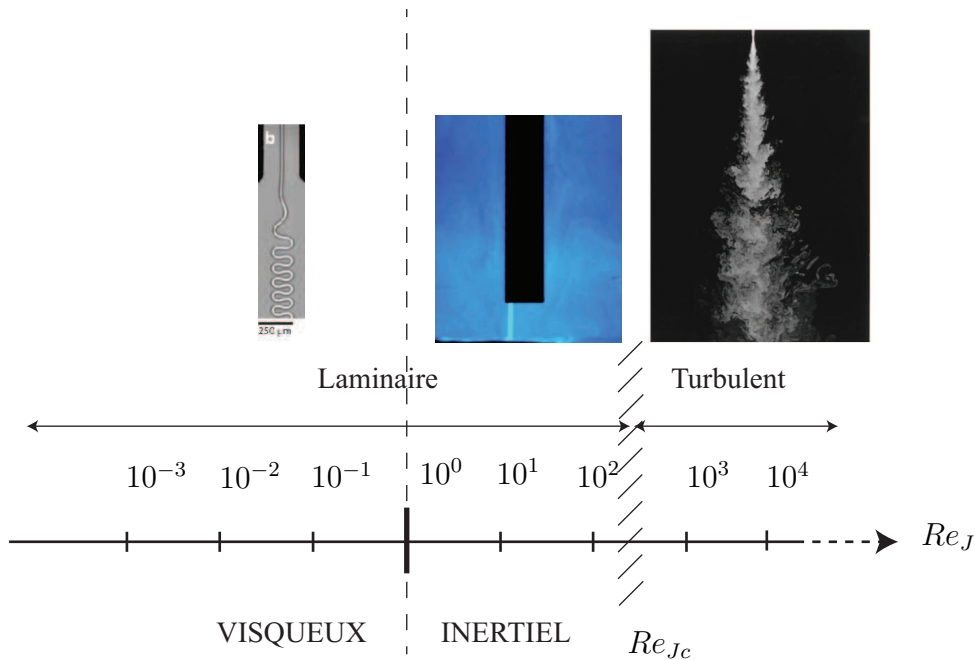


FIGURE 2.13 – Écoulement d'un jet associé aux différents régimes de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds Re_J . La région hachurée est la zone de transition entre un écoulement laminaire et turbulent pour $10^2 < Re_{Jc} < 10^3$. Figures extraites de Ribe et al. [81] (gauche, écoulements visqueux), Badr et al. [3] (milieu, jet laminaire), Dimotakis et al. [32] (droite, jet turbulent).

Le jet fait partie des écoulements dits de cisaillement : l'arrivée d'un fluide avec une vitesse non nulle dans un fluide au repos ou à une vitesse très inférieure induit un cisaillement à l'"interface" entre ces deux milieux en mouvement relatif. Ce frottement cause le ralentissement du fluide entrant mais aussi son mélange avec le fluide ambiant. Les caractéristiques du jet sont sa dimension transverse (diamètre D du tube ou largeur de fente b) avec laquelle il entre dans le milieu ambiant, sa vitesse moyenne d'entrée (sortie de l'injecteur) U_J et sa viscosité cinématique ν . Le nombre sans dimension construit à partir de ces grandeurs et permettant de décrire l'hydrodynamique du jet est le nombre de Reynolds $Re_J = U_J D / \nu$ (ou $U_J b / \nu$) avec l'indice J pour préciser qu'il s'agit du nombre de Reynolds du jet, basé sa dimension transverse. Les trois situations majeures sont représentées sur la figure 2.13. Ainsi quand $Re_J < 1$, le fluide est très visqueux (gauche)

et pour un fluide inertielle $Re_J > 1$, nous distinguons deux situations : le jet reste laminaire lorsque $Re_J < Re_{Jc}$ (le jet s'élargit peu, l'écoulement reste quasi-uniforme) tandis qu'il devient turbulent lorsque $Re_J > Re_{Jc}$ (le jet s'élargit fortement et l'écoulement présente d'importantes fluctuations de vitesses). Dans le cas de l'érosion par un jet vertical, nous avons affaire à un jet inertielle $Re_J > 1$ et nous présentons dans ce qui suit la modélisation des jets inertiels laminaires et turbulents.

Modèles auto-similaires

Les observations du jet entrant dans un milieu considéré comme infini où les parois latérales ou horizontales sont très éloignées, ont conduit à l'établissement d'une forme théorique modèle du jet quel que soit Re_J , afin d'en simplifier la description. La figure 2.14 illustre l'écoulement d'un jet dans un milieu infini de même nature. Comme le flux de la quantité de mouvement de l'écoulement est supposément conservé, le jet s'élargit pour compenser l'entrée de masse de fluide et l'atténuation de sa vitesse. La largeur et la vitesse longitudinale $u(x, y)$ du jet (y pour un jet plan, r pour un jet rond) sont fonction de la distance x par rapport à la sortie de l'injecteur et dépendent du régime du jet, caractérisé par le nombre de Reynolds, et de la géométrie de l'embout, rond ou plan et nous notons $u_0(x, y = 0)$ (respectivement $u_0(x, r = 0)$ pour un jet rond) la vitesse axiale du jet et $\Delta(x)$ la largeur du jet à la distance x .

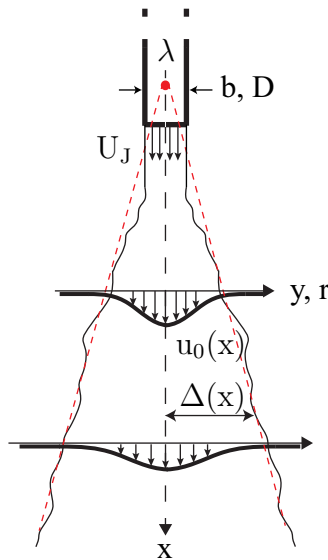


FIGURE 2.14 – Schéma d'un profil de jet, rond ou plan, avec la position de l'origine virtuelle λ en amont de la sortie de l'injecteur.

La dépendance de la vitesse et de l'élargissement du jet sont approchées par des équations modèles de développement de couche limite de Schlichting [85] pour un jet rond, adapté par Bickley [10] pour le jet plan. Ces modèles s'appuient sur l'hypothèse

selon laquelle le jet est issu d'un point source de vitesse infinie. La solution recherchée par ces modèles est auto-similaire : le jet atteint un état asymptotique caractérisé par la similitude des caractéristiques de l'écoulement en tout point. Ainsi, des profils de vitesse acquis à différentes distances de l'injecteur ont la même forme, à condition d'être adimensionnés par les "bonnes" vitesse et largeur caractéristiques. L'expression auto-similaire générale s'écrit :

$$u(x, y) = u_0(x) f(\eta) \quad (2.8)$$

$$\text{avec } f(\eta) = \operatorname{sech}^2[\eta] = \frac{1}{\cosh^2(\eta)} = \left(\frac{2}{e^\eta + e^{-\eta}} \right)^2 \quad (2.9)$$

$$\eta = y/\Delta(x) \quad \text{pour un jet plan} \quad (2.10)$$

$$\eta = r/\Delta(x) \quad \text{pour un jet rond} \quad (2.11)$$

Ce point source de l'écoulement appelé origine virtuelle dont la largeur caractéristique est nulle ($\Delta(x) = 0$) est situé à une distance $x = \lambda$ de l'injecteur et ne coïncide pas forcément avec la sortie physique de l'injecteur ($\lambda \neq 0$) qui n'est pas ponctuelle, mais de taille finie. Nous choisissons la convention $\lambda > 0$ lorsque l'origine virtuelle est en amont, $\lambda < 0$ lorsqu'elle est en aval. Le jet s'élargit depuis le point source dans la direction x et la décroissance de la vitesse $u_0(x)$ dépend d'un coefficient de décroissance K constant. La position de l'origine virtuelle (en amont ou en aval de l'injecteur) et la valeur de la constante de décroissance de la vitesse dépendent des conditions initiales expérimentales et les différentes situations sont discutées dans la partie suivante sur les jets réels (Partie 2.3.3).

Nous distinguons deux cas limites géométriques, et deux régimes hydrodynamiques inertiels ($Re_J > 1$), laminaire ($Re_J \ll 10^3$) et turbulent ($Re_J \gg 10^2$) que nous allons étudier dans ce qui suit. Le croisement des limites laminaire-turbulent est volontaire car la valeur de transition Re_{Jc} est comprise dans l'intervalle $Re_J = 10^2 - 10^3$, valeur qui est sensible aux conditions expérimentales. La transition laminaire-turbulent sera précisée plus bas dans la section suivante (Partie 2.3.3).

Régime laminaire : Jet plan Le régime laminaire d'un écoulement se caractérise par des nombres de Reynolds modérés dont la limite supérieure dépend fortement des conditions d'injection. Lorsque le jet est laminaire, il n'y a quasiment pas de fluctuations de vitesse dans l'écoulement et le jet s'élargit peu.

La solution auto-similaire de Bickley [10] pour un jet plan s'écrit :

$$u_0(x) = \left(\frac{3M^2}{32\rho^2\nu(x+\lambda)} \right)^{1/3} \quad (2.12)$$

$$\Delta(x) = \left(\frac{48\rho\nu^2(x+\lambda)^2}{M} \right)^{1/3} \quad (2.13)$$

$$M = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho u^2(y) dy \quad (2.14)$$

$$(2.15)$$

où M le flux de la quantité de mouvement du jet. Les détails du calcul figurent par exemple dans Tritton [88]. Si le profil de vitesse dans la conduite d'injection est parabolique (écoulement de Poiseuille) alors $M = (6/5) \rho U_J^2 b$, avec $U_J = (2/3) U_0$ la vitesse moyenne et U_0 la vitesse maximale à la sortie de l'injecteur. Par conséquent, la vitesse axiale en aval s'exprime de façon explicite en fonction de K_{2DL} et λ sous la forme :

$$u_0(x) = U_J \frac{K_{2DL}}{(x^* + \lambda^*)^{1/3}} \quad (2.16)$$

$$\text{avec } K_{2DL} = \frac{3}{10} (5Re_J)^{1/3} \quad (2.17)$$

avec $x^* = x/b$ et $\lambda^* = \lambda/b$ pour un jet plan issu d'un injecteur de largeur b .

Régime laminaire : Jet rond La décroissance de la vitesse axiale et l'élargissement pour un jet laminaire axisymétrique de diamètre D (Tritton [88], Phares et al. [73]) s'écrivent dans un modèle auto-similaire :

$$u_0(x) = U_J \frac{K_{3DL}}{x^* + \lambda^*} \quad (2.18)$$

$$\text{avec } K_{3DL} = \frac{3}{8\pi} \frac{6}{5} Re_J \quad (2.19)$$

$$\Delta(x) = 4\nu \left(\frac{\pi}{3} \frac{\rho}{M} \right)^{1/2} (x + \lambda) \quad (2.20)$$

avec $x^* = x/D$, $\lambda^* = \lambda/D$, $M = (\pi/6) \rho U_J^2 D^2$ et $U_J = U_0/2$ pour un jet rond en écoulement de Poiseuille. Ici la décroissance de la vitesse en $(x^* + \lambda^*)^{-1}$ alors qu'elle est beaucoup plus lente lorsque le jet est plan en $(x^* + \lambda^*)^{-1/3}$.

Régime turbulent : Jet plan Le jet turbulent se forme pour des grands nombres de Reynolds ($Re_J \gg 10^2$) et il existe d'importantes fluctuations de vitesse dans l'écoulement comme le montre la figure 2.15 sur laquelle nous pouvons voir un jet beaucoup plus large que dans le régime laminaire, avec la présence de tourbillons. La coupe transverse codée en couleur du rouge au bleu pour les vitesses décroissantes montre la vitesse diminuant progressivement dans la direction transverse avec une occupation importantes des plus

petites vitesses (bleu), témoignant aussi des fluctuations dans le jet. La décroissance de la vitesse axiale et l'élargissement pour un jet turbulent plan (Pope [76], Chassaing [19], Guyon et al. [40]) s'écrivent :

$$u_0(x) = U_J \frac{K_{2DT}}{(x^* + \lambda^*)^{1/2}} \quad (2.21)$$

$$\Delta(x) = \frac{(x + \lambda)}{\sigma} \quad (2.22)$$

où $\sigma \approx 7.6$ est une constante empirique (Phares et al. [73]). Nous pouvons remarquer que la vitesse axiale d'un jet laminaire rond proportionnelle à $(x^* + \lambda^*)^{-1/2}$ décroît plus vite qu'un jet laminaire plan qui varie en $(x^* + \lambda^*)^{-1/3}$. Aussi, il semblerait que $\Delta(x)$ ne dépende pas M , contrairement aux autres situations présentées.

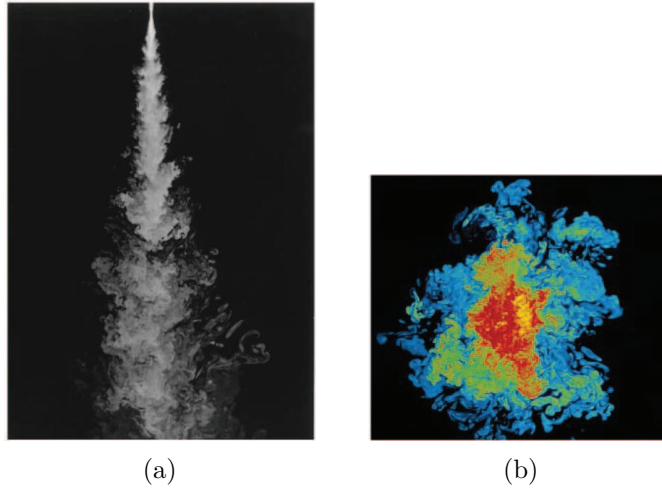


FIGURE 2.15 – (a) Visualisation d'un jet turbulent pour $Re_J = 18 10^4$. (b) Coupe transversale du jet avec le code couleur pour la concentration de fluide. Figures extraites de Dimotakis [32].

Régime turbulent : Jet rond La décroissance de la vitesse d'un jet rond turbulent (Pope [76], Chassaing [19], Guyon et al. [40]) s'écrit :

$$u_0(x) = U_J \frac{K_{3DT}}{x^* + \lambda^*} \quad (2.23)$$

$$\Delta(x) = 4\epsilon_0 \left(\frac{\pi}{3} \frac{\rho}{M} \right)^{1/2} (x + \lambda) \quad (2.24)$$

où ϵ_0 est la viscosité turbulente et $\epsilon_0/M^{1/2} \approx 0.017$ une constante empirique (Phares et al. [73]). Nous remarquons qu'à nouveau, la vitesse axiale d'un jet turbulent décroît plus vite lorsqu'il est rond avec une dépendance en $(x^* + \lambda^*)^{-1}$, que lorsqu'il est plan avec une dépendance en $(x^* + \lambda^*)^{-1/2}$. En revanche, nous constatons que le régime du jet laminaire ou turbulent n'a pas d'influence sur la décroissance de la vitesse axiale

qui reste en $(x^* + \lambda^*)^{-1}$. Pour ce qui est de la largeur caractéristique du jet $\Delta(x)$, nous pouvons voir qu'elle est toujours linéairement proportionnelle à $(x + \lambda)$, sauf lorsque le jet est laminaire plan.

2.3.3 Description des jets réels

Le jet expérimental diffère quelque peu du modèle de jet théorique suivant les modèles auto-similaires exposés précédemment, dans le sens où cet écoulement est très sensible aux conditions initiales d'injection et aux perturbations extérieures (amplificateur de bruit). Ainsi pour une même gamme de nombre de Reynolds, il est possible de trouver des valeurs du coefficient de décroissance de la vitesse K et de la position de l'origine virtuelle λ très différentes d'un dispositif expérimental à l'autre (Chua and Lua [20]). La position de l'origine virtuelle est obtenue expérimentalement par extrapolation à 0 de la largeur du jet $\Delta(x)$ ou de l'inverse de sa vitesse $1/u_0(x)$ en fonction de la distance $(x + \lambda)$, par l'ajustement de leur évolution par la loi de décroissance axiale appropriée (géométrie de l'injecteur et régime du jet). C'est l'intersection de cet ajustement avec l'axe $(x + \lambda) = 0$ qui donne la valeur de λ . Le coefficient de décroissance K , constant pour un jet turbulent (équations 2.21, 2.23) est alors déduit de la mesure de la décroissance de la vitesse, tandis qu'il dépend de Re_J lorsque le jet est laminaire (équations 2.16, 2.18). De plus, la vitesse axiale du jet ne commence pas à décroître dès sa sortie de l'injecteur, mais à partir d'une certaine distance en aval, appelée coeur potentiel du jet, qui dépend du régime de l'écoulement laminaire ou turbulent. Dans un premier temps nous allons présenter le coeur potentiel du jet réel, puis nous ferons le point sur les différentes valeurs de λ et K trouvées selon la nature de l'écoulement et l'aspect de l'injecteur.

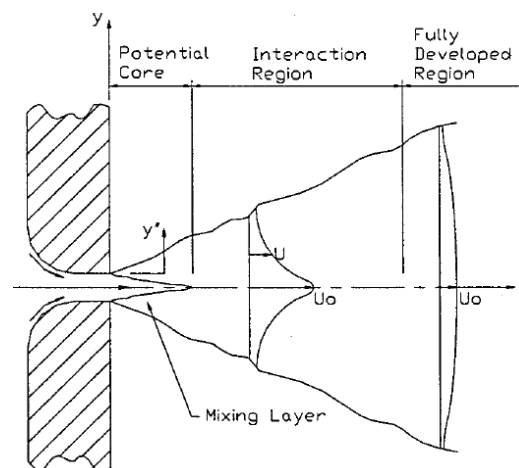


FIGURE 2.16 – Schéma du développement d'un jet réel avec la différenciation de chaque région. Figure extraite Chua and Lua [20].

Longueur du coeur potentiel

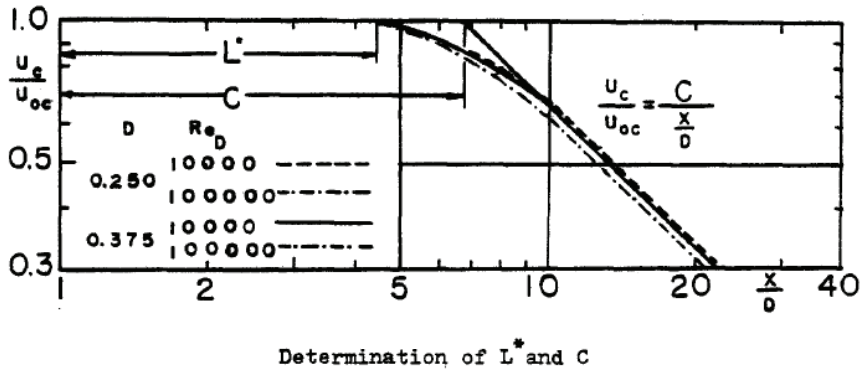
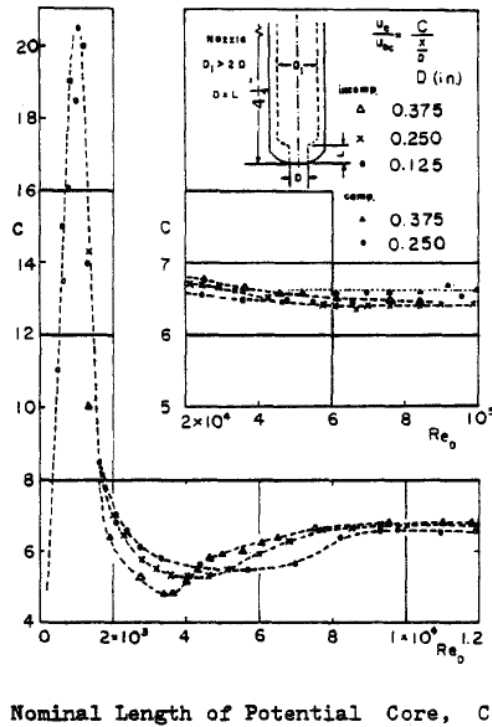


FIGURE 2.17 – Détermination de la longueur adimensionnée du coeur potentiel l_{CP}/D (ici notée C) à partir de la décroissance de la vitesse adimensionnée $u_0(x)/U_0$ du jet en fonction de la distance adimensionnée x/D pour des nombres Reynolds allant de 0 à 10^5 . Figures extraites de Hrycak et al. [46].

Dans la région du coeur potentiel du jet, la vitesse axiale $u_0(x)$ reste la même sur une distance l_{CP} après la sortie de l'injecteur. Sa longueur correspond à la distance au bout de laquelle $u_0(x)$ représente 98% de la vitesse initiale. Il s'agit du point de rencontre du développement des couches de mélange comme le montre la figure 2.16.

Il a été établi que la longueur du coeur potentiel est une fonction du nombre de Reynolds, par exemple par Sato and Sakao [84] ou Hrycak et al. [46]. D'après leurs

résultats expérimentaux pour un jet rond, Hrycak et al. l'estiment expérimentalement à partir de l'extrapolation de la décroissance de la vitesse telle que $u_0(l_{CP}) = U_0$ (figure 2.17). Pour $Re_J < 2 \cdot 10^3$, la longueur du coeur potentiel varie fortement, tandis que pour $Re_J > 2 \cdot 10^3$, leurs résultats montrent une valeur de l_{CP} variant peu : $l_{CP}^* \approx 6.5$. Chua and Lua [20] trouvent également une longueur de coeur potentiel constante dans la gamme $l_{CP}^* = 4 - 10$ pour des jets ronds et plans.

Coefficient de décroissance et position de l'origine virtuelle

Cas du jet laminaire Andrade and Tsien [29] et Andrade [28] montrent que les modèles auto-similaires de jets laminaires plans et ronds (équations 2.16 et 2.18) ajustent mieux les mesures expérimentales lorsque la position de l'origine virtuelle λ est déplacée en amont de la sortie de l'injecteur. Ce résultat a été repris par les études qui suivirent pour estimer λ , comme par Sato [83], Sato and Sakao [84], Hrycak et al. [46] et Revuelta et al. [78],[79]. L'estimation la plus fine est faite dans l'étude numérique de Revuelta et al. [79] précisant que λ est fonction de $Re_J b$ pour un jet plan et $Re_J D$ pour un rond, avec un coefficient numérique qui dépend du profil initial du jet, parabolique ou bouchon, tel que :

Jet plan

$$\lambda^* = 0.095 Re_J \quad \text{profil uniforme} \quad (2.25)$$

$$\lambda^* = 0.053 Re_J \quad \text{profil parabolique} \quad (2.26)$$

Jet rond

$$\lambda^* = 0.115 Re_J \quad \text{profil uniforme} \quad (2.27)$$

$$\lambda^* = 0.084 Re_J \quad \text{profil parabolique} \quad (2.28)$$

Le coefficient de décroissance K est aussi proportionnel au nombre de Reynolds, comme le montrent les équations 2.16 et 2.18.

Cas du jet turbulent Cet écoulement est très sensible à l'aspect de l'injecteur dont la géométrie (rond, plan) ou la finition (présence d'un convergent ou non, embout biseauté...) sont des sources de variabilité d'une expérience à l'autre et même pour de très grand nombres de Reynolds à de très grandes distances, le jet garde en mémoire ce qui s'est passé au niveau de l'injecteur. De plus, les études ne s'accordent pas tout à fait sur la distance à partir de laquelle le modèle auto-similaire peut être appliqué à un jet réel. La plage d'auto-similarité (aussi appelée affinité) peut commencer à la sortie du coeur potentiel, à partir de 4 à $10D$ (ou b) selon Chua and Lua [20], au-delà de $20D$ pour

Malmström et al. [57] et plutôt supérieur à $50D$ selon Panchamakesan and Lumley [71]. De son côté, Kostsovinos [50] montre qu'il est préférable que la plage d'autosimilarité soit très grande (pouvant aller jusqu'à $2300b!$) à cause d'un sensible changement de comportement de la largeur du jet $\Delta(x)$ pour les très grandes distances. Les conditions expérimentales (géométrie de l'injecteur, Re_J) et les différentes plages d'auto-similarité de mesure de la vitesse locale et de la largeur du jet, impliquent que les valeurs du coefficient de décroissance de la vitesse K et λ peuvent varier d'une étude à l'autre.

Jet plan Beltaos and Rajaratnam [5] et Kostsovinos [50] trouvent $K_{2DT} \approx 2.5$ et Chua and Lua [20] recensent des valeurs allant de 1.5 et 2.5 issues d'études similaires pour des nombres de Reynolds compris entre 10^3 et 10^5 et différents rapports d'aspect de l'injecteur variant de 6 à 150. Etant donné le faible intervalle de variation de K_{2DT} , nous le considérons constant quel que soit le nombre de Reynolds ou le rapport d'aspect du jet, avec $K_{2DT} = 2$. En revanche la position de l'origine virtuelle λ déterminée à partir de la décroissance de la vitesse axiale, passe de l'amont (figure 2.14) à l'aval (figure 2.18) d'une étude à l'autre pour des distances pourtant similaires ($4 \leq x^* \leq 60$). Chua and Lua répertorient ainsi des valeurs allant de -9 à $4.6b$.

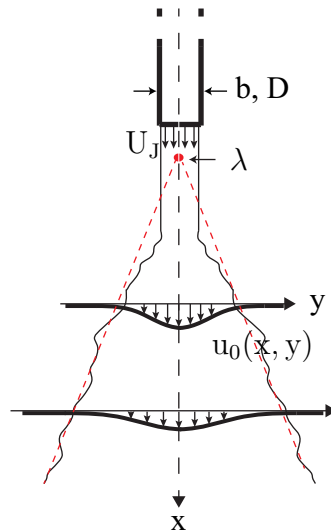


FIGURE 2.18 – Schéma d'un profil de jet turbulent, rond ou plan avec la position de l'origine virtuelle λ en aval de la sortie de l'injecteur.

Jet rond Le coefficient de décroissance de la vitesse K_{3DT} et la position de l'origine virtuelle λ restent toujours très variables : $2.7 \leq K_{3DT} \leq 6.2$ et $-7 \leq \lambda/D \leq 2.5$ d'après les recensements effectués par Malmström et al. (1997 [57]), Chua and Lua [20] et Chassaing [19]. Par conséquent, il reste nécessaire d'estimer soi-même la position de l'origine virtuelle dépendante des conditions d'expériences.

Transition du jet : Apparition d'instabilités

Le passage d'un écoulement laminaire à turbulent ne se fait pas de façon soudaine à une valeur unique critique Re_{Jc} de Reynolds, mais l'ensemble des études s'accordent sur un intervalle de transition laminaire-turbulent de $Re_J = 10^2 - 10^3$. A nombre de Reynolds croissant à partir du régime laminaire stationnaire, le cisaillement du jet dans le milieu ambiant est de plus en plus fort donnant naissance à des instabilités convectives de structures tourbillonnaires cohérentes sur les bords du jet de type Kelvin-Helmholtz, comme les observent O'Neill et al. [69], Zaouali et al. [93],[94]. En 1962, A. J. Reynolds ([80]) les observe et les décrit comme étant la "décomposition du jet en nuages de cisaillement" ("puffs") schématisée sur la figure 2.19 (à gauche).

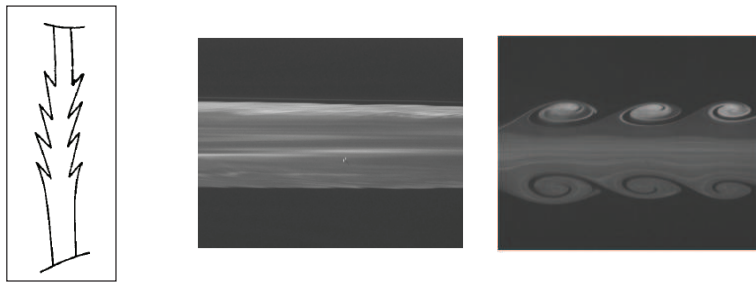


FIGURE 2.19 – (A gauche) Schéma de l'apparition des instabilités tourbillonnaires d'un jet à $Re_J \approx 300$ par Reynolds (1962 [80]). Visualisations d'un jet à $Re_J = 250$ (au milieu) et $Re_J = 900$ (à droite) extraites de O'Neill et al. [69].

L'apparition de structures tourbillonnaires de plus en plus complexes à Re_J croissant suscitent aussi l'intérêt de numériciens comme Danaila et al. [30] qui complètent les observations de Crow and Champagne de 1971 [27] sur l'évolution de l'instabilité à nombre de Reynolds croissant, illustrée sur la figure 2.20.

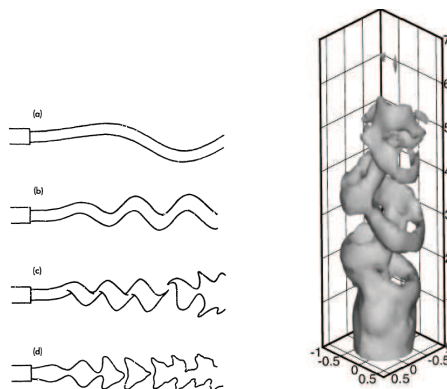


FIGURE 2.20 – (A gauche) Evolution de l'instabilité du jet à nombre de Reynolds croissant de 10^2 à 10^3 . Figure extraite de Crow and Champagne [27]. (A droite) Structures tourbillonnaires obtenues avec un modèle numérique pour $Re_J = 500$, représentant la structure (c) observée par Crow and Champagne. Figure extraite de Danaila et al. [30].

Influence du confinement

Même si un jet réel évoluant dans un milieu "infini" (parois latérales et horizontales très éloignées) reste en soi un écoulement intéressant du point de vue transport de matière ou transfert d'énergie entre les différentes échelles, et esthétiquement joli à observer du fait des instabilités et des structures tourbillonnaires qui s'y développent facilement, la compréhension d'un jet réel est avant tout menée dans un but pratique d'impact de l'écoulement avec une surface plane ou courbée, perméable ou non. Le comportement du jet change en présence d'obstacle et nous allons présenter les différentes configurations généralement rencontrées dans ce qui suit.

Instabilité absolue L'étude fondamentale de Maurel et al. [60] met en évidence l'existence d'un comportement oscillatoire de jets confinés dans la configuration expérimentale illustrée sur la figure 2.21 de gauche, très différent des instabilités qui s'installent au moment de la transition laminaire-turbulent. Le jet entre dans une boîte de laquelle il ne peut sortir que par l'ouverture à la paroi normale à la distance L en aval. Maurel et al.

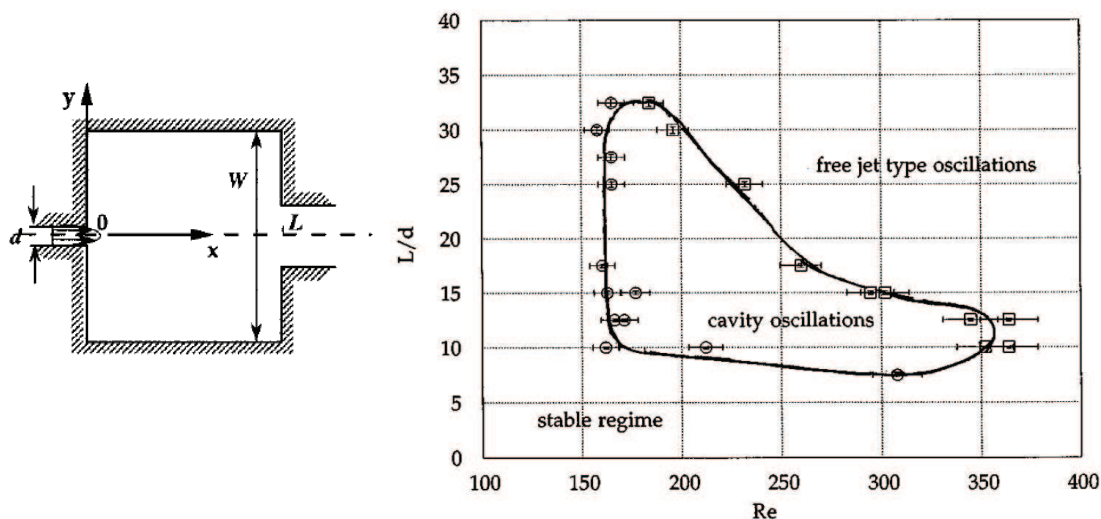


FIGURE 2.21 – Schéma de la configuration étudiée et diagramme de phase du jet en Re_J et l/D . Images extraites de Maurel et al. [60].

montrent qu'il existe un intervalle en nombre de Reynolds et distance à la paroi dans lequel le jet oscille à des fréquences stables. Leurs résultats montrent que l'apparition de ces oscillations est due à la rétroaction de la paroi sur le jet car leur longueur d'onde est proportionnelle à la distance L et non pas au diamètre D du jet comme c'est le cas de l'instabilité convective à la transition laminaire-turbulent. La figure 2.21 de droite montre le diagramme de phase en Re_J et L/D établi à partir des visualisations du jet et de l'analyse spatio-temporelle. Ils observent que le jet est dans un régime stable pour L/d et Re_J petits, tandis qu'une augmentation des paramètres induit une transition de l'écou-

lement vers le régime oscillatoire, avant d'observer le comportement de jets turbulents libres pour Re_J et L/d encore plus grands.

Présence d'une surface rigide plane Du fait de son implication dans de très nombreuses applications, l'étude de l'impact du jet sur une surface est effectuée dans tout autant de communautés. Le but de ce paragraphe est de comprendre comment l'écoulement est affecté par la présence d'une paroi, rigide et plane.

Les travaux de Beltaos and Rajaratnam [5], [6], [4], de Giralt et al. [37], Cant et al. [14] ou encore Duda et al. [36] montrent l'évolution de la vitesse axiale et de la largeur du jet à proximité d'une paroi plane. Celle-ci exerce une influence sur l'écoulement vertical en son proche voisinage. Le vecteur vitesse voit sa composante longitudinale diminuer près de la paroi jusqu'à s'annuler à son contact (figure 2.22(a)), au profit de la composante transverse qui devient de plus en plus importante. Ceci induit un élargissement du jet (figure 2.22(b)), l'apparition d'un écoulement de paroi très mince (figure 2.22(d)) et l'existence d'un champ de contrainte à la paroi (figure 2.22(c)). Il est à noter que la longueur du coeur potentiel l_{CP} reste invariante quelle que soit la distance à la paroi avec $l_{CP}^* \approx 10$. Nous remarquons par ailleurs que la distance sur laquelle la décroissance de la vitesse du jet jusqu'à son annulation à la paroi est plus forte que celle d'un jet libre, est extrêmement courte : elle représente environ 15-20% de la distance l entre le jet et la paroi.

Beltaos and Rajaratnam [6] prévoient que la vitesse axiale du jet plan proche de la paroi ($0.75 \leq x^* \leq 1$) varie alors selon la loi :

$$\frac{u_0(x)}{U_J} = 5.5 \sqrt{1 - \frac{x}{l}} \sqrt{\frac{b}{l}} \quad (2.29)$$

Le champ radial de la contrainte à la paroi τ_0 normalisé par la contrainte maximale τ_{0m} est représenté sur la figure 2.22(c) en plus de mesures expérimentales et s'écrit :

$$\frac{\tau_0}{\tau_{0m}} = 1.47 \left(\frac{1}{r/D} \left[1 - e^{-1.8(r/D)^2} \right] - \frac{r}{D} e^{-1.8(r/D)^2} \right) \quad (2.30)$$

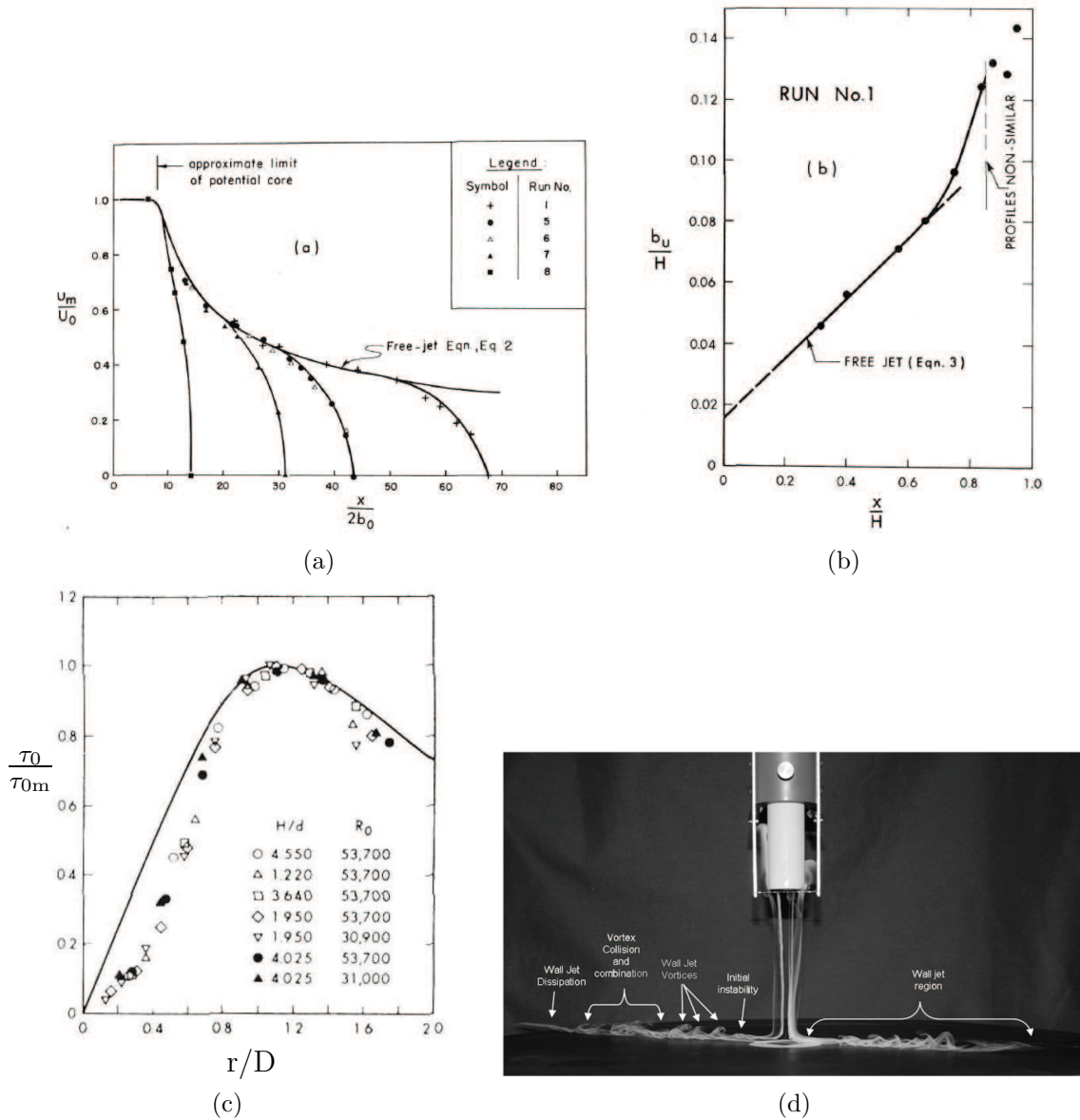


FIGURE 2.22 – (a) Evolution de la vitesse axiale normalisée $u_0(x)/U_0$, (b) de la largeur d'un jet plan en fonction de la distance, adimensionnée par la distance jet-paroi l correspondant ici à H , à l'approche d'une paroi horizontale de plus en plus éloignée et (c) répartition radiale de la containte expérimentale avec l'équation 2.30 (—). Figures extraites de Beltaos and Rajaratnam [6]. (d) Visualisation de l'impact d'un jet rond sur une surface plane avec la formation d'un jet de paroi, pour un nombre de Reynolds $Re_J = 400$. Image extraite de Duda et al. [36].

Influence de la porosité/perméabilité d'une surface plane Il existe aussi des études s'intéressant à l'impact d'un jet sur une surface poreuse perméable en vue d'applications telles que l'amélioration de la diffusion de pesticides par spray comme en discutent Webb et al. [92] pour un jet axisymétrique ou Cant et al. [14] pour un jet plan. Ils étudient l'évolution des caractéristiques du jet de part et d'autre d'un "écran" plus ou moins perméable à l'écoulement.

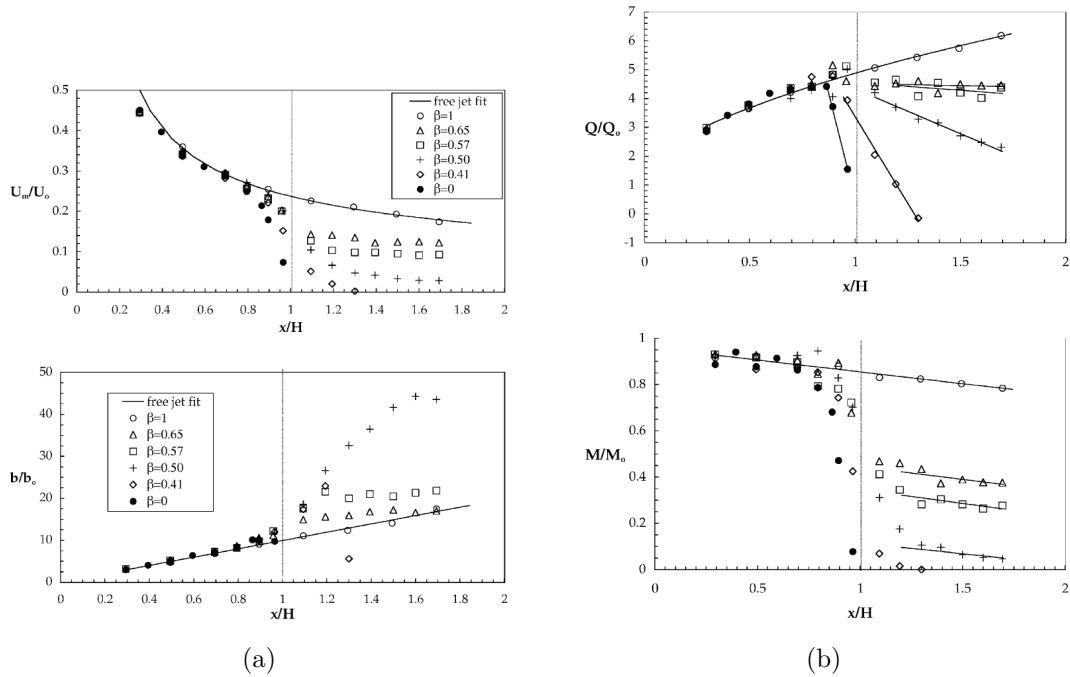


FIGURE 2.23 – (a) Evolution de la vitesse axiale et de la largeur du jet, (b) du flux volumique et du flux de quantité de mouvement en fonction de la distance adimensionnée (ici par la distance H à l'injecteur) à porosité (ici β) croissante. Figures extraites de Cant et al. [14].

Comme le montrent les figures 2.23(a-b), la décroissance de la vitesse et l'élargissement du jet sont de moins en moins influencés par la présence de l'écran dont la porosité augmente, et leur comportement en aval de l'écran se rapproche de celui d'un jet libre. Les auteurs montrent aussi que le flux volumique reste relativement constant en aval de la paroi, tandis que la quantité de mouvement est très diminuée. Inversement, plus la porosité diminue, plus les caractéristiques du jet en présence d'une paroi poreuse se rapprochent de celles d'un jet en présence d'une paroi imperméable.

Influence de la forme d'une surface rigide A présent, dans l'application de refroidissement de surfaces non planes, certains auteurs comme Cornaro et al. [21] se penchent sur le comportement de l'écoulement du jet en présence de parois incurvées, convexes ou concaves, en comparaison avec la configuration plane. Les auteurs mettent en évidence des comportements similaires pour les deux géométries. L'écoulement semble être

stabilisé lorsque la distance d'impact diminue car les oscillations du jet et les structures tourbillonnaires tendent à disparaître. Dans le cas particulier de la géométrie concave, il est possible d'observer une recirculation du fluide à l'intérieur de la cavité. Les visualisations réalisées par Cornaro et al. [21] sont illustrées sur les figures 2.24(a-b) pour une paroi convexe et concave.

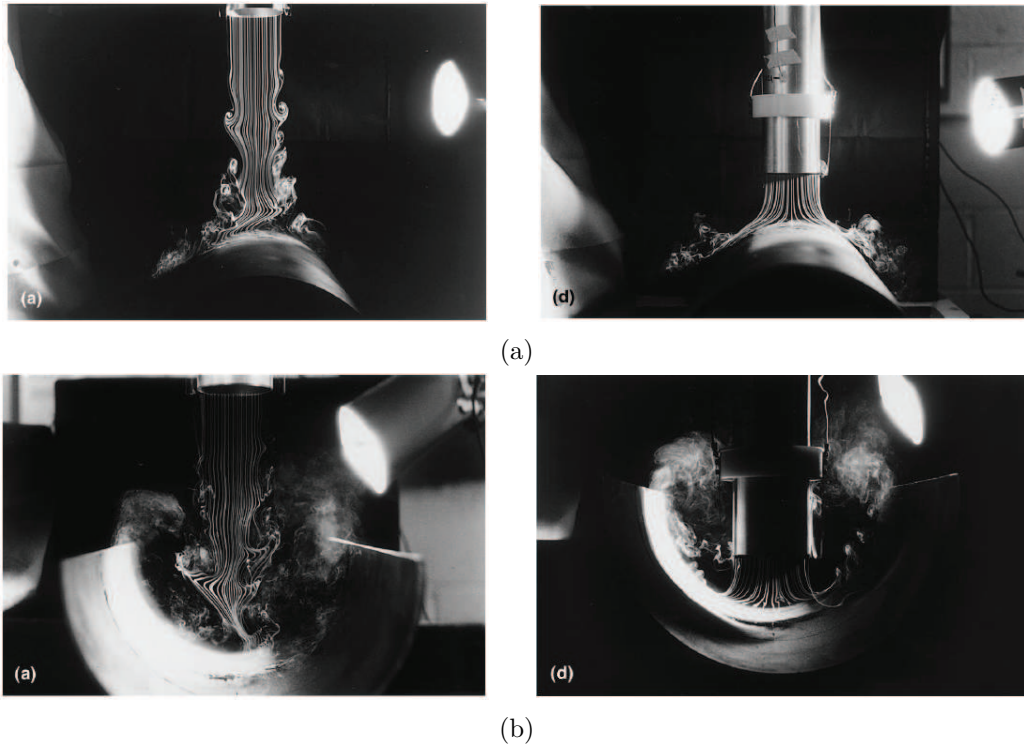


FIGURE 2.24 – Visualisations de l'impact d'un jet sur une surface (a) convexe et (b) concave, à un nombre de Reynolds $re_J = 6000$, pour une distance jet-paroi décroissante. Images extraites de Cornaro et al. [21].

Bilan

Les modèles auto-similaires de jets libres permettent de simplifier la description d'un jet réel dont la vitesse diminue et la largeur augmente avec la distance à l'injecteur, en introduisant la notion de point source : l'origine virtuelle λ . La vitesse axiale du jet dépend de la géométrie de l'injecteur et du régime de l'écoulement, très sensible à la moindre perturbation notamment lorsque l'écoulement est turbulent. Ainsi, l'origine virtuelle λ et le coefficient de décroissance de la vitesse K sont bien définis dans le cas d'un écoulement laminaire avec une dépendance linéaire en Re_J , tandis qu'ils restent à déterminer dans chaque configuration expérimentale particulière, dans le cas d'un jet turbulent.

De façon générale la vitesse axiale du jet décroît en $(x + \lambda)^m$ avec m qui varie de $-1/3$ à -1 selon la géométrie de l'injecteur et la nature laminaire ou turbulente du jet (équations 2.16, 2.18, 2.21 et 2.23). Le jet réel est facilement sujet au développement d'instabilités, au moment de la transition laminaire-turbulent, mais aussi dans une certaine gamme de nombres de Reynolds et distances, lorsqu'il est confiné par une paroi horizontale induisant un couplage jet-paroi.

La présence de la paroi n'est ressentie par le jet qu'après avoir parcouru 80-85% de la distance qui les sépare, suivie d'une décroissance beaucoup plus significative de la vitesse longitudinale du jet au profit de sa composante transverse (formation d'un jet horizontal sur la paroi). Ceci nous permet de considérer que la vitesse transverse qui déplace les grains dans la situation d'érosion par jet, correspond à sa composante longitudinale décrite par le modèle de décroissance d'un jet libre, puisque le jet réel reste libre sur quasiment toute la distance à la paroi.

Enfin, il s'avère que l'écoulement du jet est stabilisé par le rapprochement de la paroi perpendiculaire qui fait disparaître les structures tourbillonnaires et si cette paroi est incurvée, elle devient à l'origine de la recirculation de l'écoulement dans la cavité. Cette configuration est similaire à l'écoulement d'un jet à la surface d'un cratère d'aspect courbé, et fera l'objet de comparaisons dans l'étude des cratères.

2.3.4 Description quantitative de l'érosion

Dans cette partie, nous montrons que la description des cratères formés par l'impact d'un jet vertical ne peut se faire sans la compréhension de l'hydrodynamique de cet écoulement. Toutes les études s'appuient sur la décroissance de la vitesse axiale du jet dans le but d'estimer la vitesse locale au niveau de l'empilement. Les jets rencontrés dans les études que nous présentons sont turbulents, avec une décroissance de la vitesse axiale en $x^{-1/2}$ pour un jet plan et x^{-1} pour un jet rond. Nous commencerons par décrire les formes de cratère généralement observées. Puis nous nous intéresserons aux résultats portant sur la dynamique d'érosion. Enfin, nous traiterons de la configuration qui a motivé et guidé notre étude : le Jet Erosion Test (Hanson et al. [41],[42],[43],[44],[45] et Bonelli et al. [11],[22],[62],[74]).

Évolution asymptotique des cratères

La définition de l'état asymptotique, aussi appelé état final, est commune à toutes les études traitant de la morphologie des cratères. Il s'agit du moment où le cratère ne grandit plus, en équilibre dynamique par l'action du jet sur l'empilement granulaire.

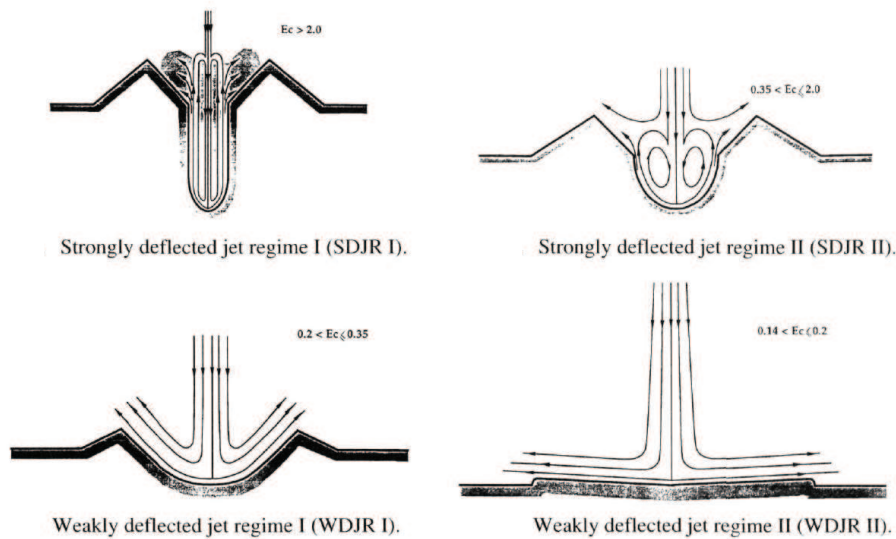


FIGURE 2.25 – Formes de cratères I et II observées par Aderibigbe and Rajaratnam [1] en fonction de E_c .

Les deux morphologies présentées qualitativement dans la partie 2.3.1 et illustrées par les figures 2.11 et 2.25, sont caractérisées par Kobus et al. [49] et Aderibigbe and Rajaratnam [1] selon l'état de confinement de l'écoulement, puisque l'aspect concave d'une paroi influence l'écoulement et peut conduire à sa recirculation à l'intérieur de la cavité (Partie 2.3.3).

Ils conduisent des expériences d'érosion avec un jet d'eau axisymétrique turbulent impactant sur un sédiment immergé et l'introduction de nombres sans dimension comparant la force fluide à la résistance d'un grain leur permet de relier l'hydrodynamique du jet (tenant compte en partie de l'état de confinement de l'écoulement) au mécanisme d'érosion.

Kobus et al. [49] mènent leur étude en comparaison avec la configuration de paroi rigide et s'appuient donc sur les paramètres qui caractérisent l'écoulement impactant une paroi : la pression p_w , la contrainte τ et la vitesse maximale parallèle à la paroi. D'après eux, le processus d'érosion est uniquement dépendant des paramètres géométriques et de l'écoulement à l'état initial (jet impactant un empilement horizontal). C'est pourquoi il est décrit comme une fonction de la pression. Ainsi, ils définissent un paramètre de pression k_0 comme le rapport de la pression du fluide au point de stagnation p_s sur l'empilement avec la résistance d'un grain au fluide :

$$k_0 = \frac{p_s}{(\rho/2)w_p^2} = \frac{u_l^2}{w_p^2} \propto \frac{1}{Rs^2} \quad (2.31)$$

La pression "stabilisante" du grain est construite sur la vitesse de sédimentation du grain w_p et k_0 correspond donc à l'inverse du carré du nombre de Rouse (à un facteur numérique κ^2 près), comparant donc la vitesse de chute d'un grain avec la vitesse locale axiale du jet $u_l = u_0$ à la distance l au niveau de l'empilement à son état initial horizontal.

De leur côté, Aderibigbe and Rajaratnam [1] définissent un paramètre d'érosion E_c pour $l/D > 8.3$ (l est la distance jet-lit et D le diamètre de l'injecteur), distance qui pourrait correspondre à la fin du coeur potentiel du jet, mais cette notion n'est pas explicitement introduite dans leur étude. Le paramètre E_c permet d'estimer la force du jet sur un grain de diamètre d situé à la surface du sédiment sous le jet, relativement à la force de résistance du grain, ici son poids apparent $\Delta\rho g d^3$ ($\Delta\rho = \rho_s - \rho$ est l'écart entre les masses volumiques d'un grain avec le fluide) :

$$E_c = \frac{U_J}{\sqrt{(\Delta\rho/\rho)gd}} \left(\frac{D}{l}\right) \quad (2.32)$$

où U_J la vitesse moyenne débitante du jet. E_c n'est autre que la racine carrée d'un nombre de Shields inertiel local, basé sur la vitesse du jet estimée au niveau de l'empilement par un modèle auto-similaire de jet libre axisymétrique : $\sqrt{Sh_l(x=l)} = \sqrt{u_l^2/(\Delta\rho/\rho)gd}$.

Les auteurs des deux études font remarquer que le temps qu'il faut pour observer la forme finale des cratères est très long. Aderibigbe and Rajaratnam [1] précisent qu'ils ont mis de 6 à 50 heures pour réaliser les 67 expériences présentées dans leur étude. L'aspect des cratères est décrit en termes de "déviations du jet" par rapport à l'horizontale (confinement de l'écoulement), qui correspond à l'écoulement du jet dans le cratère.

Pour la forme de cratère I ($1.2 \leq k_0 \leq 3$ pour Kobus et al. et $0.01 \leq E_c^2 \leq 0.13$ pour Aderibigbe and Rajaratnam), l'angle de déviation du jet par rapport à l'horizontale

reste inférieur à 90° : cela correspond à la situation où l'écoulement reste attaché aux parois du cratère, comme le montrent les figures 2.11 et 2.25. D'ailleurs, Aderibigbe and Rajaratnam poussent un peu plus la description de ce régime en distinguant deux cas : (WDJR II) où l'écoulement du jet n'est quasiment pas dévié par un cratère très plat et pour lequel ils observent que le rapport d'aspect rayon sur profondeur tend vers l'infini pour $0.14 \leq E_c \leq 0.2$ ($0.02 \leq E_c^2 \leq 0.04$) ; et (WDJR I) où la mesure des caractéristiques peut clairement se faire pour $0.2 \leq E_c \leq 0.35$ ($0.04 \leq E_c^2 \leq 0.12$).

Pour la forme de cratère II, l'angle de déviation du jet est très important (compris entre 90° et 180°) et correspond plus simplement à la recirculation de l'écoulement dans la partie incurvée du cratère illustrée par les figures 2.11 et 2.25. Aderibigbe and Rajaratnam considèrent que cette morphologie est instable car à l'arrêt du jet, les grains qui étaient gardés en suspension par l'écoulement dans le cratère, s'effondrent dans la cavité. Là aussi, les auteurs distinguent subtilement deux situations de Régime de Jet Fortement Dévié en fonction de E_c et de la recirculation du jet dans le cratère.

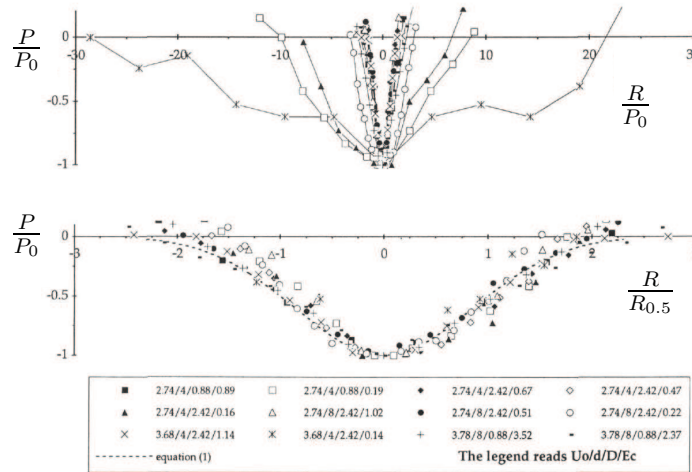


FIGURE 2.26 – Profils de cratères formés par l'érosion d'un empilement granulaire immergé par un jet d'eau (en haut) P/P_0 la profondeur normalisée par la profondeur maximale du cratère selon l'axe du jet en fonction de R/P_0 le rayon du cratère normalisée par cette même profondeur P_0 , (en bas) P/P_0 en fonction de $R/R_{0.5}$ le rayon cette fois-ci adimensionné par la distance radiale $R_{0.5}$ du cratère à mi-profondeur. Figures extraites de Aderibigbe and Rajaratnam [1].

Ils mesurent les dimensions des cratères (profondeur, rayon, hauteur et largeur du talus) pour toutes les formes de cratères observées et constatent que les profils des cratères sont auto-similaires : ils se superposent à condition d'adimensionner la profondeur par la profondeur maximale du cratère P_0 dans l'axe du jet et le rayon par la distance radiale $R_{0.5}$ du cratère à mi-profondeur. De plus, ils constatent qu'à une vitesse donnée du jet, il existe une distance à partir de laquelle la profondeur diminue lorsque la distance diminue aussi. Ce changement de comportement est associé au changement de régime du jet qui passe de faiblement dévié (WDJR) à fortement dévié (SDJR) pour un paramètre

d'érosion $E_c = 0.35$ ($E_c^2 = 0.13$) et donc à un changement de mode de transport des grains, étudiés dans la partie 2.3.4 qui suit.

Aussi lorsque le cratère est de forme I, Aderibigbe and Rajaratnam observent que le rapport d'aspect du cratère R/P_0 est très grand (il tend vers de très grandes valeurs puisque la profondeur tend vers 0 pour E_c très petit). Mais dès que le cratère adopte la forme II, alors ce rapport d'aspect devient constant $R/P_0 \approx 1.7$ quel que soit la valeur de E_c . Les auteurs prédisent de façon semi-empirique l'évolution des dimensions du cratère en fonction de E_c , en s'appuyant sur la décroissance de la vitesse axiale du jet pour l'estimer au niveau de la surface initiale du sédiment. Ils trouvent que la profondeur augmente en loi de puissance de E_c , tandis que le rayon est une fonction linéaire de ce paramètre lorsque le cratère est de type II : E_c pour $E_c \leq 0.5$ ($E_c^2 \leq 0.25$), une fois que le régime SDJR est bien établi.

$$\begin{aligned} P_0/l &= 7.32E_c \left(\frac{D}{l}\right)^\alpha & \alpha &= 1.53E_c^{0.22} - 1 \\ R_0/l &= 1.46E_c^{0.15} - 1 & & E_c \geq 0.5 \\ R_0/l &= 0.22 + 0.2E_c & & E_c \geq 0.5 \end{aligned}$$

De leur côté, Mazurek and Hossain [61] étudient le comportement du rayon et de la profondeur en fonction de l'écart à la contrainte seuil $(\tau_m - \tau_c)/\tau_c$ pour un sol cohésif et non-cohésif. τ_m est la contrainte maximale que peut exercer le jet, c'est-à-dire lorsque le sédiment est dans son état initial horizontal. Cette contrainte s'exprime différemment selon la nature du sol :

$$\begin{aligned} \tau_m &= 0.16\rho U_j^2 & \text{cohésif} \\ \tau_m &= \rho U_j^2 \left(\frac{D}{l}\right)^2 f\left(\frac{k_s}{l}\right) & \text{non - cohésif} \end{aligned}$$

tel que τ_m dépend d'une fonction $f(k_s/l)$ de la rugosité $k_s = 2d$ de l'empilement. Ils s'appuient sur le paramètre d'érosion E_c défini par Aderibigbe and Rajaratnam [1] pour décrire l'écoulement et la morphologie des cratères, et expliquer leurs résultats. L'analyse montre que tant que le cratère est de forme I avec un jet faiblement dévié, alors la profondeur varie de la même façon avec $(\tau_m - \tau_c)/\tau_c$ quelle que soit la nature du sol. Une fois que la morphologie du cratère change, la profondeur est plus importante lorsque le sol est cohésif. En ce qui concerne le rayon, il est toujours plus grand lorsque le sol est cohésif, quelle que soit la forme du cratère. Les auteurs supposent que la différence provient du mode de transport lorsque le jet est fortement dévié : l'érosion se fait par éjections soudaines d'amas pour un sol cohésif, tandis que beaucoup de grains restent en suspension dans le cratère pour un sol non-cohésif et accélèrent la décroissance du jet.

Evolution temporelle des cratères et lois de transport

Comme précisé plus haut, le temps d'expérience est très long pour observer l'état asymptotique, ce qui suggère une dynamique lente d'érosion. Le jet est en interaction continue avec l'empilement granulaire qui rétroagit sur l'écoulement. En effet, lorsque le jet impacte l'empilement granulaire en exerçant une contrainte τ supérieure à la contrainte seuil τ_c du matériau, de plus en plus de grains sont déplacés et le cratère grandit. Comme la surface du sédiment se déforme, la distance x entre le jet et le sédiment augmente ce qui diminue la vitesse locale $u_0(x)$ du jet au fur et à mesure que le cratère grandit. Tandis qu'une portion de l'énergie du jet est dissipée par infiltration de l'empilement (Kobus et al. [49]), le jet est plus ou moins dévié sous l'action du confinement du cratère. Rouse [82], Kobus et al. [49] et Metzger et al. [63],[64] mettent en évidence une évolution temporelle logarithmique de la profondeur du cratère selon deux régimes d'érosion.

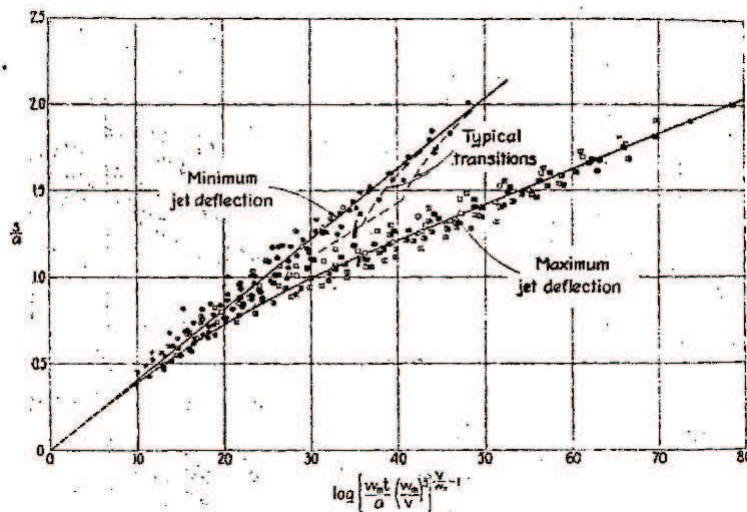


FIGURE 2.27 – Evolution de la profondeur adimensionnée p/l en fonction du logarithme d'un temps adimensionné proportionnel à $w_p t / l$. Image extraite de Rouse (1939) [82].

Rouse [82] représente sur la figure 2.27 la profondeur en fonction d'un temps d'érosion qui dépend de la distance l , de la vitesse du jet U_J et de la vitesse de sédimentation d'un grain w_p (première notation du nombre de Rouse qui compare la vitesse l'écoulement à la vitesse de sédimentation d'un grain). Il attribue les deux régimes logarithmiques d'érosion qu'il observe à un changement de régime du jet. Celui-ci passe de fortement dévié (maximum jet deflection) avec une recirculation de l'écoulement dans le cratère et la mise en suspension de beaucoup de grains, à faiblement dévié (minimum jet deflection) où la plupart des grains éjectés sont transportés par charriage le long de la pente rectiligne sur les bords du cratère. Notons ici que les appellations "faiblement dévié" et "fortement dévié" utilisées par Rouse correspondent à la forme II décrite par Aderibigbe

and Rajaratnam [1] et Kobus et al. [49]. Aderibigbe and Rajaratnam [1] et Kobus et al. [49] s'accordent tout de même avec Rouse sur le fait que l'érosion est plus efficace quand le jet reste faiblement dévié car les grains sont transportés hors du cratère par charriage, contrairement à la situation de recirculation de l'écoulement qui devient défavorable à l'érosion car le fluide ascendant freine le fluide descendant et les grains mis en suspension sont à nouveau entraînés à l'intérieur du cratère.

Metzger et al. [63],[64] s'attardent à décrire l'évolution temporelle de l'ensemble du cratère illustrée par la figure 2.28 et présentent le comportement du rayon mais aussi des caractéristiques de la partie incurvée du cratère présente sous l'aplomb du jet, qualifiée de paraboloïde, comme l'illustre la figure 2.28.

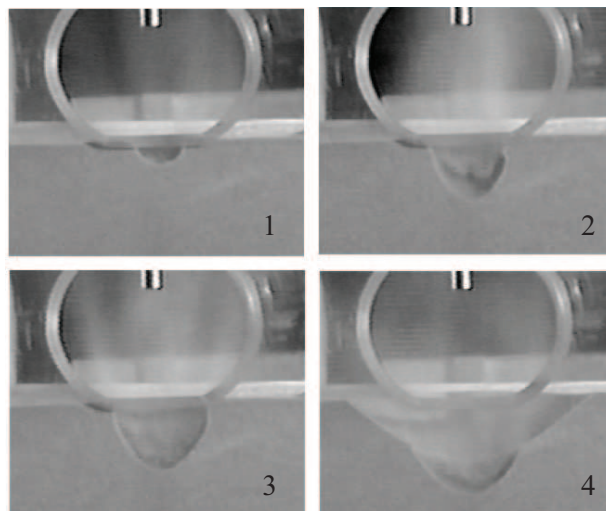


FIGURE 2.28 – Evolution du cratère en fonction du temps, formé par l'érosion d'un empilement de grains par un jet d'air. Les images extraites de Metzger et al. [64] sont numérotées dans l'ordre d'évolution temporelle.

Voici comment les auteurs la décrivent : au bout d'un temps très court après l'enclenchement du jet, le cratère formé par l'impact du jet d'air sur l'empilement a l'aspect d'une "coupe" (cup, image 1), qui s'agrandit avec l'apparition de deux cellules de recirculation de grains à l'intérieur de celle-ci (image 2). La taille du cratère continue d'augmenter jusqu'à ce que l'écoulement ne puisse plus maintenir la forte pente sur ses bords (image 3). Ceci conduit donc à l'effondrement des bords de la "coupe" vers l'angle de repos de grains qui composent l'empilement, ce qui entraîne une couche de grains, qui roulent et retournent dans le "cratère intérieur" (image 4). Les courbes supérieures de la figure 2.29 représentent respectivement le rayon et la profondeur formant le "cratère extérieur" (outer crater selon Metzger et al.), tandis que les courbes inférieures correspondent au rayon et à la profondeur du "cratère intérieur" (paraboloid inner crater), pour des expériences effectuées avec différents diamètres de grains. Les caractéristiques du "cratère extérieur" augmentent logarithmiquement avec le temps, et la profondeur du "cratère intérieur" suit

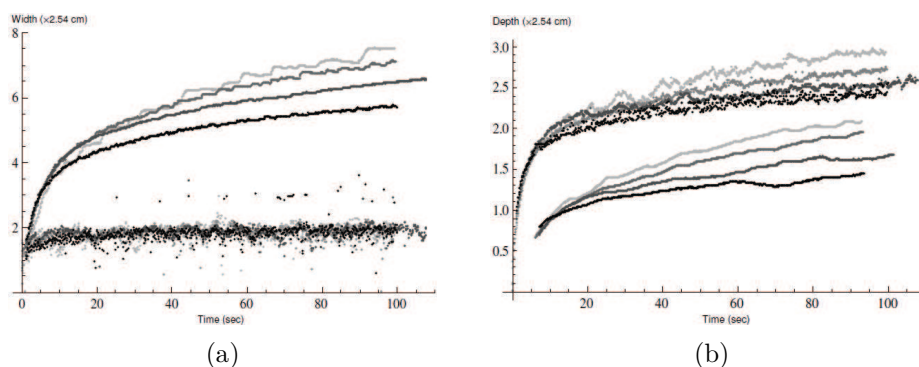


FIGURE 2.29 – Evolution en fonction du temps des (a) rayons extérieurs (ligne) et intérieur (points), (b) profondeurs maximale (points) et intermédiaire (ligne) pour plusieurs diamètres de grains allant de 240 à 550 μm (de haut en bas). Images extraites de Metzger et al. [64].

le même comportement tandis que le rayon "intérieur" reste constant au cours du temps quelque soit l'expérience réalisée. Ils trouvent que le volume augmente avec une loi de puissance telle que $V \propto t^\alpha$ avec $\alpha < 1$, alors que Kobus et al. [49] caractérise cette évolution de logarithmique. De plus, il est à noter que le volume de grains qui reste en suspension est une fonction linéaire du temps comme le montre la figure 2.30(a).

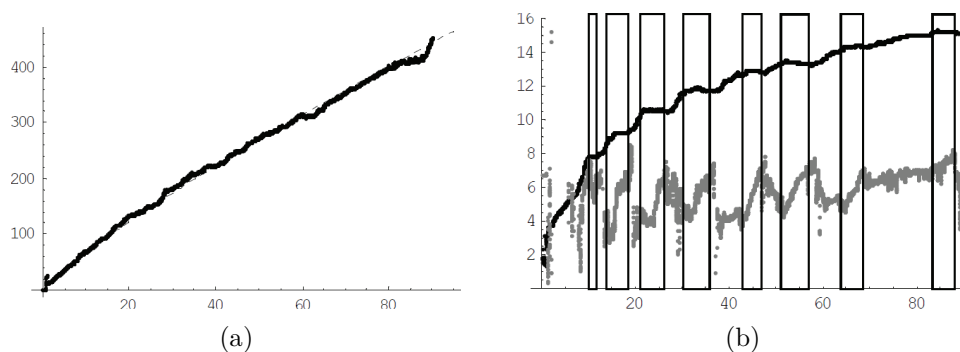


FIGURE 2.30 – Evolution en fonction du temps des (a) volume érodé (mL) avec ajustement en loi de puissance, (b) profondeur (noir) et angle des avalanches (gris). Images extraites de Metzger et al. [63]

Enfin, Metzger et al. illustrent le phénomène d'avalanches successives qui se produit au cours du temps et qui contribue à l'agrandissement du cratère comme nous pouvons le voir sur la figure 2.30(b). La courbe supérieure correspond à l'évolution de la profondeur et celle du bas à celle de l'angle de la pente sur les bords du cratère. Le commencement du comportement périodique d'avalanches marque l'apparition du "cratère extérieur" selon Metzger et al. En regardant de plus près les courbes, nous remarquons qu'il y a une alternance entre un épisode temporel pendant lequel la profondeur est constante et l'angle de la pente augmente, avec un épisode au cours duquel la profondeur augmente après un court laps et l'angle chute fortement. Cette figure montre que l'angle de la région

rectiligne augmente avec le temps jusqu'à atteindre une valeur critique qui l'amène à diminuer par avalanche vers un angle inférieur, correspondant en moyenne selon Metzger et al. à l'angle de repos de l'empilement (l'échelle n'est pas indiquée sur la figure 2.30(b)). Alors cette avalanche alimente en grains le centre du cratère où se concentre le transport des grains qui sont mis en suspension par la recirculation de l'écoulement et partiellement éjectés définitivement hors du cratère.

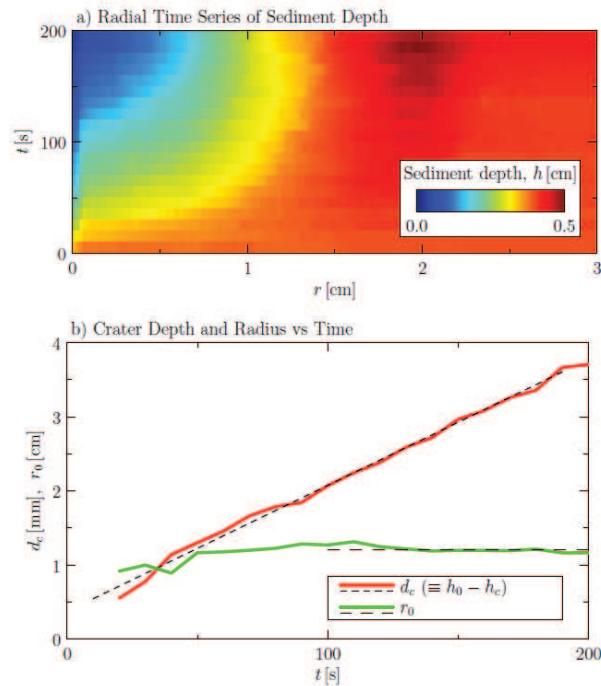


FIGURE 2.31 – Evolution temporelle du cratère par atténuation de lumière (en haut) et des profondeur (rouge) et rayon (vert) (en bas). Images extraites de Sutherland and Dalziel [87].

L'étude très récente de Sutherland et Dalziel [87] s'intéresse plus finement à la dynamique de formation de cratères peu profonds, qui correspondent aux cratères de "Forme I" observés par Aderibigbe and Rajaratnam [1], Kobus et al. [49], appelée "coupe" par Metzger et al. [63],[64]. Les auteurs mesurent l'évolution du cratère en fonction du temps par le moyen de deux techniques expérimentales (par électrodes ou atténuation de lumière) dans le but de définir précisément la vitesse d'érosion du cratère. Ils montrent que la profondeur augmente linéairement avec le temps tandis que le rayon reste quasi constant, comme l'illustre la figure 2.31. Par conséquent la vitesse d'érosion $w_c = dP/dt$ est constante (où P est ici la profondeur). Le flux volumique de particules adimensionné est défini par $\tilde{Q} = w_c/w_p$ (w_p est la vitesse de sédimentation d'un grain) et leur analyse en termes de nombre de Rouse $Rs = w_p/\kappa u_l$ montre que ce flux est une fonction linéaire de l'écart au nombre de Rouse critique Rs_c tel que $\tilde{Q} \approx 14Re_p(Rs_c - Rs)$, tant que le taux d'érosion reste inférieur à une valeur critique ($w_c/w_p < 0.002$). La vitesse d'érosion w_c est alors une fonction de la vitesse de sédimentation w_p , du nombre de Reynolds parti-

culaire Re_p et de la vitesse du jet au niveau du sédiment $u_l = U_0 (D/2\alpha) / (l + D/2\alpha)$ (D diamètre de l'injecteur, $\alpha = 0.08$ et $D/2\alpha$ correspond à la fois au coefficient de décroissance et à la position de l'origine virtuelle dans ce modèle auto-similaire de décroissance de la vitesse).

Le Jet Erosion Test

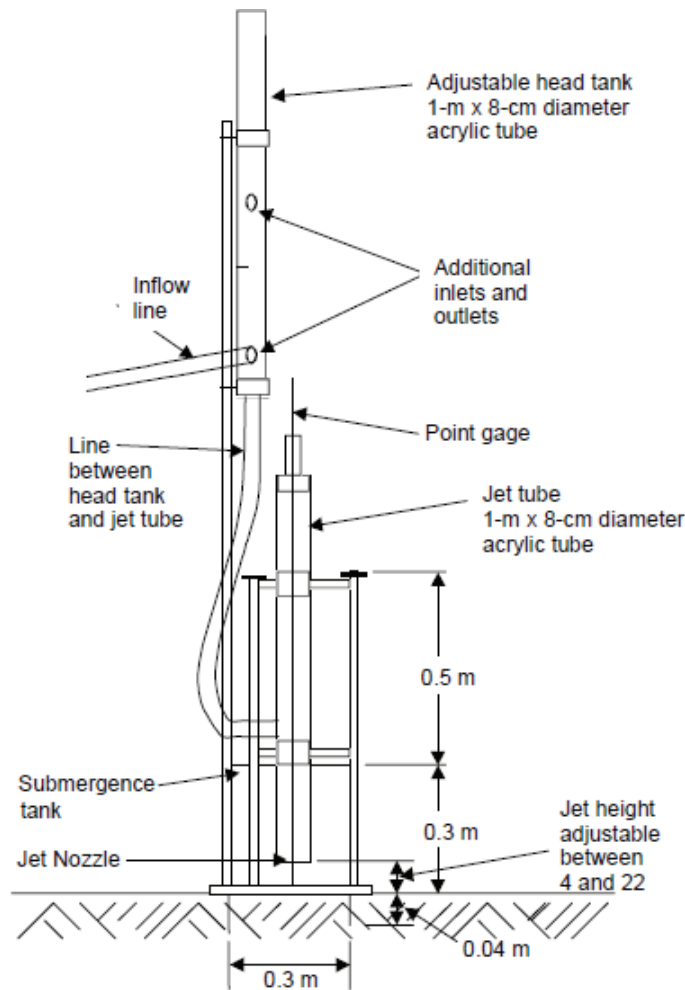


FIGURE 2.32 – Schéma du Jet Erosion Test. Image extraite de Hanson (2001) [43].

Le Jet Erosion Test (JET) est un Test mécanique de résistance des sols mis au point dans le domaine du Génie Civil qui présente l'avantage de pouvoir être utilisé à la fois en laboratoire et sur le terrain sans perturber la structure d'origine du sol, contrairement par exemple au Hole Erosion Test présenté dans la partie 2.2.3 à partir notamment des travaux de Bonelli et al. [11], Courivaud et al. [22] et Mercier [62].

Le JET est un dispositif de jet immergé dans un réservoir circulaire placé sur le sol à étudier. Le jet est généralement orienté perpendiculairement à la surface et tout un

protocole d'utilisation est établi de façon à mesurer la profondeur érodée par le jet P au cours du temps. Hanson et al. [43],[45],[44],[41],[42] s'appuient sur la loi d'érosion 2.7 selon laquelle la vitesse d'érosion notée $\dot{\epsilon} = dP/dt$ varie linéairement avec l'écart de la contrainte fluide à la contrainte seuil τ_c via un coefficient de proportionnalité k_d appelé coefficient d'érosion (le couple de paramètres τ_c et k_d caractérise l'érodibilité du sédiment) :

$$\dot{\epsilon} = k_d (\tau_e - \tau_c) \quad (2.33)$$

avec la contrainte effective $\tau_e = \tau (l_{CP}/P)^2$ et la longueur du coeur potentiel du jet $l_{CP} \approx 6D$. τ_e semble être estimée selon un modèle auto-similaire de décroissance de la vitesse locale $u_0(x)$ avec $\tau_e \propto u_0^2(x = P)$ au fond du cratère, tenant compte de la longueur du coeur potentiel en aval de laquelle le modèle de jet est vérifié. La contrainte seuil τ_c est déterminée à partir de l'équilibre final entre le jet et le cratère. Le temps de mesure dure 120 minutes avec une estimation de la profondeur toutes les 10 minutes à l'aide d'une jauge qui passe à travers l'injecteur jusqu'au sédiment (il existe d'autres protocoles au cours desquels la mesure de la profondeur est adaptée à la cinétique d'érosion, mais aussi en différents points de la surface et pas seulement au centre (Dao et al. [31])). Si l'état d'équilibre est atteint pendant ces 120 minutes, τ_c est estimé en se basant sur la profondeur finale P_0 et la longueur du coeur potentiel du jet l_{CP} tel que :

$$\tau_c = \tau \left(\frac{l_{CP}}{P_0} \right)^2 \quad (2.34)$$

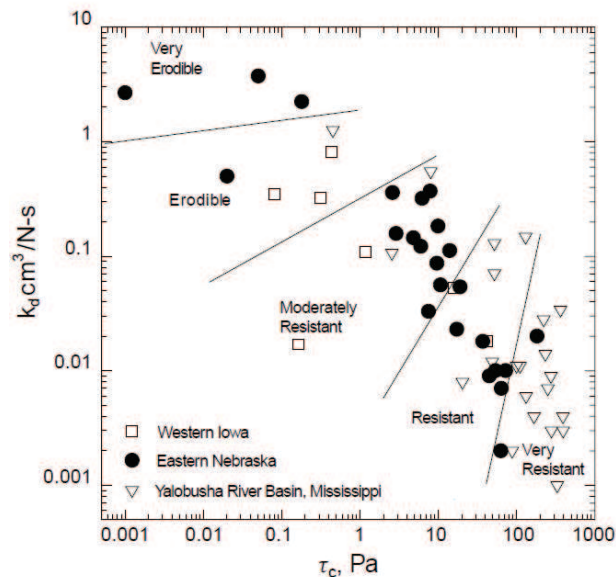


FIGURE 2.33 – Valeurs de k_d en fonction de τ_c pour différents sols. Image extraite de Hanson [43].

En revanche, si l'état d'équilibre n'est pas atteint à la fin du protocole de mesure, les utilisateurs du JET utilisent un modèle présenté dans [41] qui donne une estimation de la profondeur finale du cratère en s'appuyant sur les paramètres d'expériences, et l'ajustement de leurs mesures de la profondeur en fonction du temps permet la détermination de τ_c et k_d . Pinettes et al. [75] et Mercier [62] montrent qu'il est possible de s'affranchir de ce modèle pour accéder à la valeur de la profondeur finale si τ_c est connue à partir de l'équation 2.34. L'estimation des coefficients τ_c et k_d montre qu'ils sont dépendants l'un de l'autre avec $k_d = 0.2\tau_c^{-0.5}$. Malgré toute cette rigueur mise en place, l'érodibilité d'un sol se trouve varier de plusieurs ordres de grandeurs même si la contrainte seuil reste la même, comme le montre la figure 2.33 (voir par exemple les mesures en ●). Nous avons par ailleurs vu dans la Partie 2.2.3, qu'il existe aussi des écarts importants dans les estimation de k_d et τ_c avec le HET. Cette importante variabilité ne permet pas de juger avec certitude de la stabilité du sol et nécessite des éléments de réponse.

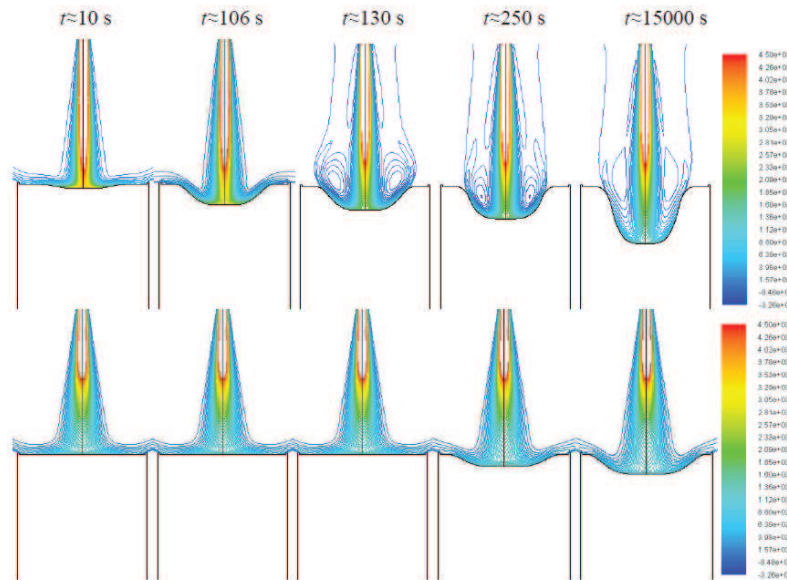


FIGURE 2.34 – Evolution du champ de pression du jet en fonction du temps d'érosion, résultats obtenus avec le modèle $k - \epsilon$ au-dessus et avec le modèle $k - \omega$ en-dessous. Figure extraite de Mercier [62].

D'ailleurs, il existe des études numériques sur cette configuration de JET afin de caractériser le plus finement possible l'interaction fluide-grain et la formation des cratères. Nous pouvons notamment citer celle de Mercier [62] (dont une illustration est faite avec la figure 2.34) qui modélise l'érosion d'un sol cohésif par l'écoulement turbulent du jet avec une approche monophasique qui repose sur l'hypothèse d'érosion lente. Ainsi, le sol est considéré comme des grains contenant de l'eau (hypothèse de sol à saturation), tandis que la phase fluide est de l'eau avec des grains en phase dispersée (hypothèse d'écoulement dilué, 1% de la masse de particules dans l'écoulement, sachant qu'elle ne permet pas de

tenir compte de la présence des particules dans la modélisation de l'écoulement) et les deux milieux sont séparés par une interface singulière à travers laquelle est modélisé le sol. L'hypothèse d'érosion lente face à la vitesse de l'écoulement permet de considérer que l'écoulement turbulent est stationnaire, d'où l'application de la méthode RANS (Reynolds Average Navier Stokes) pour résoudre l'écoulement, avec la comparaison des deux équations $k - \epsilon$ et $k - \omega$ pour modéliser la viscosité turbulente et l'utilisation de la loi d'érosion 2.7. Une étude de sensibilité du modèle aux paramètres d'érosion k_d et τ_c est aussi menée, en comparaison avec les résultats semi-empiriques de Hanson et al. [41], et il s'avère que ce modèle est a priori adapté aux seuls sols cohésifs.

Cette configuration d'érosion peut aussi être modélisée selon une approche biphasique comme celle de Pham Van Bang et al. [72] qui unifie les équations de mécanique des milieux continus et tient compte à la fois de la poroélasticité de l'empilement, du caractère non-Newtonien de la suspension de grains et de la rétroaction de l'empilement sur la turbulence de l'écoulement. Cette analyse numérique est comparée à une étude expérimentale menée sur le dispositif que nous présentons dans le Chapitre 3. La figure 2.35 illustre le type de champ de vitesse de forme de cratère pouvant être obtenue par cette modélisation bi-phasique.

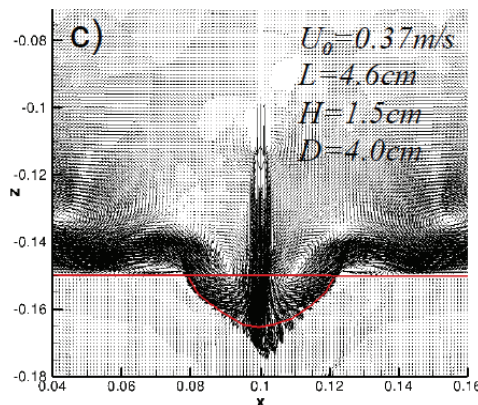


FIGURE 2.35 – Champ de vitesse de l'écoulement et forme de cratère due à l'impact du jet, obtenue par simulation numérique. Figure extraite de Pham Van Bang et al. [72].

Enfin, la formation des cratères sous l'impact d'un jet vertical peut être modélisée selon l'approche DEM (Discrete Element Method) utilisée par Kuang et al. [51] de façon à résoudre l'interaction des grains avec le fluide mais aussi des grains entre eux, bien distincte de l'approche monophasique de Mercier [62]. Les figures 2.36(a-c) montrent les résultats numériques du champ de vitesse des grains, de la "concentration" solide et des forces de contact dans l'empilement.

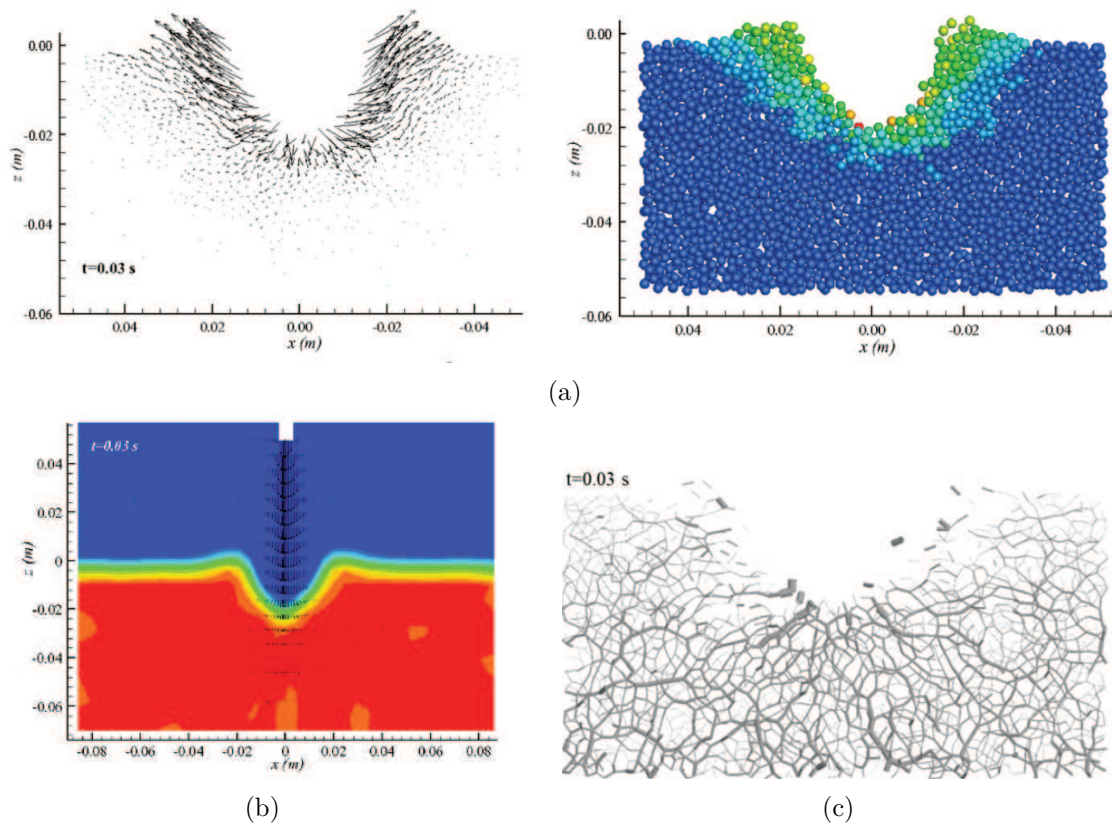


FIGURE 2.36 – (a) Champ de vitesse des grains et son ordre de grandeur v_p codée en couleur avec $v_p = 0$ m/s (bleu) jusqu'à $v_p = 0.5$ m/s (jaune). (b) Concentration solide codée en bleu pour du fluide pur et en rouge pour du solide pur. (c) Champ des forces de contact normales dans l'empilement. Figures extraites de Kuang et al. [51].

2.3.5 Définition de la problématique

La plupart des études expérimentales qui caractérisent l'érosion d'un empilement granulaire par un jet vertical se base sur les modèles auto-similaires de jets libres qui prédisent la décroissance de la vitesse de l'écoulement en fonction de la distance, à partir de laquelle la vitesse locale de l'écoulement au niveau du lit est estimée. A notre connaissance, seule une étude, celle de Sutherland and Dalziel [87] tient explicitement compte de la position de l'origine virtuelle du jet λ , qui constitue l'hypothèse même de validité du modèle auto-similaire de ces écoulements. Les études menées sur la stabilité des sols par Hanson et al. [43],[45],[44],[41],[42] semblent aussi s'appuyer sur la position de l'origine virtuelle pour estimer la vitesse locale de l'écoulement au fond du cratère, mais sa formulation est plus implicite car elle introduit plutôt la longueur du coeur potentiel, au-delà de laquelle le modèle de décroissance axiale de la vitesse est valable.

Nous avons pu voir que λ ainsi que le coefficient de décroissance K sont extrêmement sensibles aux conditions expérimentales dans le cas des jets turbulents, régime d'écoulement correspondants à tous les domaines d'application. Il semble donc capital d'estimer λ et de l'introduire dans l'expression de la décroissance de la vitesse qui sera utilisée.

Par ailleurs, la majorité des études, du point de vue application, aborde des régimes d'érosion pouvant être qualifiée de "massive" avec des nombres de Reynolds très élevés et beaucoup de grains en suspension, exceptée à nouveau les récents travaux de Sutherland and Dalziel [87]. C'est pourquoi, très peu abordent l'estimation fine du seuil d'érosion à part entière à des nombres de Reynolds plus modérés.

C'est principalement en vue d'amener des réponses à ces deux constatations que les travaux de cette thèse ont été menés. Ainsi, nous proposons d'abord une étude expérimentale fine du seuil d'érosion dans cette configuration de jet vertical impactant un empilement granulaire horizontal, avant d'aborder de façon plus détaillée la morphologie des cratères formés au-delà du seuil pour des nombres de Reynolds modérés. Notre compréhension du mécanisme d'érosion s'appuie sur les modèles auto-similaires de jets tenant compte de la position de l'origine virtuelle du jet selon la nature et la géométrie de l'écoulement.

Chapitre 3

Au seuil d'érosion par jet

Sommaire

3.1	Dispositif et protocole expérimentaux	51
3.2	Caractérisation du seuil d'érosion	54
3.2.1	Courbes d'érosion en vitesse critique-distance	54
3.2.2	Régimes de jet et Shields inertiel	57
3.3	Modèle de jet et Shields critique local	60
3.4	Conclusion	67

3.1 Dispositif et protocole expérimentaux

Dans ce chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental ainsi que le protocole suivi pour mesurer le seuil d'érosion. Par ailleurs, nous faisons le point sur les variables adimensionnées qui sont pertinentes pour la compréhension du seuil d'érosion.

Le dispositif permettant de réaliser les expériences sur le seuil d'érosion est illustré sur la figure 3.1. Nous disposons d'un sédiment constitué de billes de verre monodisperses en taille, de masse volumique $\rho_s = 2.5 \cdot 10^3 \text{kg/m}^3$ et de diamètre d . Elles sont immergées dans un fluide de densité ρ et de viscosité dynamique η . Une mince nappe fluide d'épaisseur $b = 4 \text{ mm}$ sort d'un injecteur à une distance l perpendiculairement à la surface du sédiment. L'ensemble est contenu dans une cellule rectangulaire de longueur $L = 20 \text{ cm}$, de hauteur $H = 50 \text{ cm}$ et de largeur $w = 3 \text{ cm}$. Elle est en Plexiglass de façon à permettre la visualisation de l'écoulement.

Les billes de verre sont issues d'un tamisage afin de contrôler leur diamètre d et elles ont une dispersion relative en taille de 10% par rapport à leur diamètre moyen d , qui a été varié de 0.1 à 1 mm. Une telle taille de grain reste petite devant l'épaisseur de la nappe fluide b ($d/b < 1$). La hauteur du sédiment immergé est d'environ $h = 10 \text{ cm}$, ce qui permet d'avoir au moins 100 couches de billes. Le fluide généralement utilisé est de

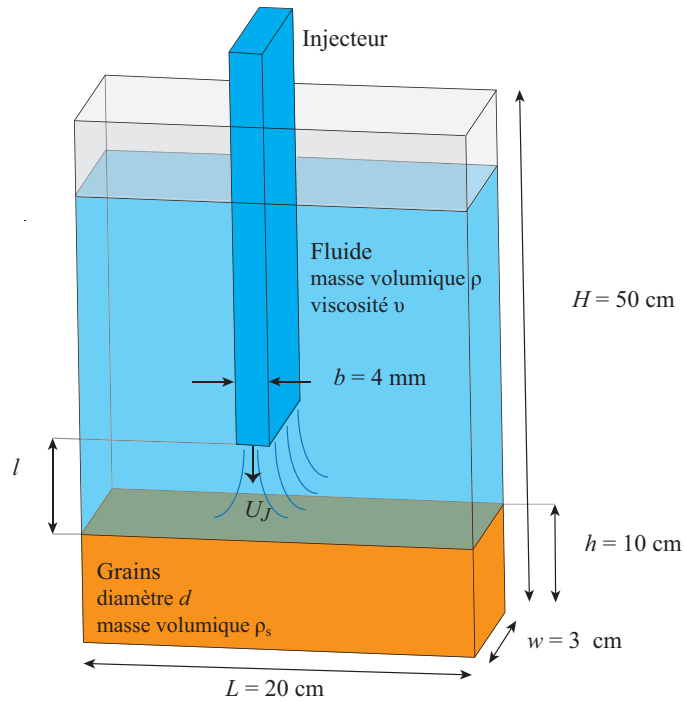


FIGURE 3.1 – Schéma du dispositif expérimental.

l'eau, mais nous avons aussi composé des solutions aqueuses de glycérol de viscosité plus grande pouvant atteindre quatre fois celle de l'eau. Nous notons la viscosité cinématique de l'eau $\nu = \eta/\rho = 10^{-6}$ m²/s avec la masse volumique du fluide $\rho \approx 10^3$ kg/m³. Enfin, l'injecteur est un tube parallélépipédique de 20 cm de longueur avec une section intérieure d'épaisseur $b = 4$ mm et de largeur $w_j = 2.4$ cm légèrement inférieure à la largeur w de la cellule, avec un rapport d'aspect $w_j/b = 6$, ce qui confère un aspect quasi-2D à l'expérience. Une pompe à engrenages permet de varier le débit volumique Q passant dans l'injecteur avec une vitesse moyenne débitante $U_j = Q/bw_j$ pouvant aller jusqu'à 1 m/s. Le fluide circule en boucle fermée dans l'expérience car le même débit sortant de l'injecteur est aspiré par des tuyaux au niveau des bords supérieurs de la cellule, le plus loin possible de l'écoulement pour ne pas le perturber en forçant la recirculation du fluide.

Le protocole expérimental est le suivant. Tout d'abord, nous réalisons un sédiment horizontal et de même compacité d'une expérience à l'autre. Pour ce faire, un écoulement ascendant passant par un milieu poreux sur lequel repose les billes vient fluidiser les billes par dessous. Puis l'écoulement est arrêté pour permettre à la suspension de sédimenter et former un lit horizontal de fraction volumique reproductible d'environ $\phi = 0.6$ (Martin et al. [58]). L'injecteur est placé à une distance l de la surface du sédiment et la vitesse débitante U_j du jet est progressivement augmentée généralement par pas de 0.005 m/s, jusqu'à ce que nous puissions voir le déplacement des premiers grains à la surface : c'est le seuil d'érosion et nous notons la vitesse U_j à laquelle il est observé.

Cette procédure est répétée une dizaine de fois pour quantifier la dispersion des mesures autour d'une valeur moyenne, et ce pour des distances l allant de 0.5 à 30 cm.

Au cours des expériences sur le seuil d'érosion, nous pouvons varier beaucoup de paramètres tels que la distance l , le diamètre des grains d ou la largeur de la cellule L . Aussi, la construction de nombres adimensionnés à partir de ces paramètres d'expérience permet de caractériser la physique du problème. Dans un premier temps, nous allons présenter les nombres sans dimension qui existent dans cette configuration de jet 2D, puis montrer qu'un nombre restreint reste pertinent dans notre présente étude.

A l'aide du théorème Π (ou Vashy-Buckingham), nous utilisons les k grandeurs physiques u_1, u_2, \dots, u_k et les r grandeurs dimensionnellement indépendantes pour obtenir les $k - r$ grandeurs sans dimension Π_i de la forme $\Pi = u_\alpha^{a_\alpha} \cdot u_\beta^{a_\beta} \cdot u_\gamma^{a_\gamma} \dots$ (a_α, a_β, \dots sont des nombres relatifs entiers ou fractionnaires). Il est alors possible de passer d'une relation homogène en dimension $u_1 = f(u_2, \dots, u_k)$ à une relation adimensionnée $\Pi_1 = \Phi(\Pi_2, \Pi_3, \dots, \Pi_{k-r})$.

Dans notre cas, les grandeurs physiques sont :

- b : l'épaisseur du jet (m) ;
- L : la longueur de la cellule (m) ;
- w : la largeur de la cellule (m) ($w \approx w_J$: la largeur de l'injecteur (m)) ;
- l : la distance entre le jet et le sédiment (m) ;
- h_f : la hauteur d'eau au-dessus du sédiment (m) ($h_f \approx L$) ;
- h : l'épaisseur du sédiment (m) ;
- d : le diamètre des billes (m) ;
- U_J : la vitesse de sortie du jet (m.s^{-1}) ;
- ν : la viscosité cinématique du fluide (m^2/s) ;
- ρ : la masse volumique du fluide (kg.m^{-3}) ;
- $\Delta\rho = \rho_s - \rho$: la différence de la masse volumique du fluide avec celle des billes (kg.m^{-3}) ;
- g : la gravité (m.s^{-2}).

Toutes ces grandeurs physiques font intervenir trois dimensions indépendantes : la masse \mathcal{M} , la longueur \mathcal{L} et le temps \mathcal{T} . Donc, nous pouvons construire $k - r = 12 - 3 = 9$ nombres sans dimension. Pour ce faire, nous avons besoin de trois grandeurs physiques parmi celles énoncées, reposant sur les trois dimensions indépendantes. En choisissant de prendre U_J, b et ρ , les 9 nombres sans dimension obtenus sont les suivants :

- L/b est le confinement latéral du jet : il compare la longueur de la cellule avec l'épaisseur de la nappe du jet ;
- w_J/b est le rapport d'aspect de l'injecteur ;
- l/b est la distance jet-sédiment adimensionnée par l'épaisseur du jet et correspond au confinement basal du jet ;
- h_f/w est la hauteur de fluide adimensionnée ;

- h/d est la hauteur du sédiment adimensionnée et correspond au nombre de couches de grains ;
- b/d correspond au nombre de grains sur l'épaisseur du jet ;
- $Re_J = U_J b / \nu$ est le nombre de Reynolds : il compare l'inertie du fluide à sa viscosité et permet de décrire l'hydrodynamique du jet ;
- $\Delta\rho/\rho$ représente l'écart de la densité des grains à celle du fluide ;
- $Sh_{Ji} = \rho U_J^2 / \Delta\rho g b$ est le nombre Shields basé sur une contrainte inertielle : il compare une force hydrodynamique inertielle du jet au poids apparent des grains.

Voici l'ensemble des valeurs des nombres sans dimension qui décrivent le système dans l'intervalle de variation des paramètres d'expérience :

Confinement latéral du jet	$30 \leq L/b \leq 50$	$L/b \gg 1$
Rapport d'aspect du jet	$w_J/b = 6$	$w_J/b > 1$
Confinement basal du jet	$0 \leq l/b \leq 60$	l/b
Hauteur de fluide / largeur de cellule	$h_f/w \approx 10$	$h_f/w \gg 1$
Épaisseur du jet / taille d'un grain	$4 \leq b/d \leq 40$	$b/d \gg 1$
Nombre de couches de grains dans le sédiment	$h/d > 100$	$h/d \gg 1$
Nombre de Reynolds	$10 \leq Re_J \leq 1000$	$Re_J > 1$
Nombre de Shields inertiel	$0 \leq Sh_{Ji} \leq 20$	Sh_{Ji}

Nous verrons par la suite que plusieurs d'entre eux ne seront plus à considérer dans cette étude du seuil.

3.2 Caractérisation du seuil d'érosion

Dans cette partie, nous présentons les résultats des expériences au seuil d'érosion. En premier lieu, nous étudions l'influence de plusieurs paramètres sur l'évolution de la vitesse critique au seuil U_{Jc} tel que le diamètre des grains et la viscosité du fluide. Nous remarquons que le jet passe par différents régimes puisque la distance jet-sédiment et la vitesse sont variées, et nous présentons une étude détaillée de ces régimes pour comprendre le mécanisme de mise en mouvement des grains au niveau du sédiment. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans *Physics of Fluids* [3].

3.2.1 Courbes d'érosion en vitesse critique-distance

Pour un fluide de viscosité ν et une taille de grain d donnés, nous déterminons la vitesse au seuil U_{Jc} pour laquelle le jet déplace les premiers grains à la surface du sédiment, pour l'ensemble des distances l pouvant être explorées de 0.5 à 30 cm. La figure 3.2 illustre le résultat type obtenu, représentant la vitesse U_{Jc} mesurée au seuil d'érosion

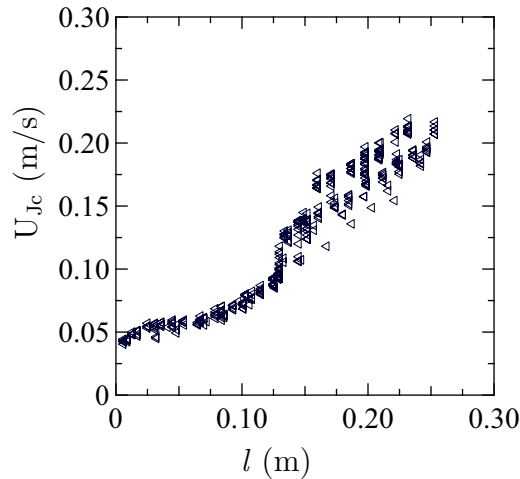


FIGURE 3.2 – Vitesse moyenne du jet au seuil U_{Jc} en fonction de la distance jet-sédiment l , pour des billes de verre de diamètre $d = 0.25$ mm dans l'eau ($\nu = 10^{-6}$ m²/s).

en fonction de la distance l , pour des billes de verre de diamètre $d = 0.25$ mm immergées dans l'eau ($\nu = 10^{-6}$ m²/s). Nous remarquons que U_{Jc} augmente avec l : plus l est grand plus il faut accroître U_J pour que la vitesse du jet au niveau du sédiment soit suffisante pour déplacer les premiers grains en surface. La tendance précise de la courbe qui n'est pas monotone sera étudiée plus en détail en aval du chapitre. Dans ce qui suit, nous étudions l'influence des différents paramètres d'expérience.

Pour commencer, nous regardons l'effet du confinement latéral sur la mesure du seuil en diminuant la longueur de la cellule de $L = 20$ cm (taille standard) à 12 cm. Nous avons représenté la vitesse du jet au seuil U_{Jc} en fonction de la distance l pour les différentes longueurs de cellule sur la figure 3.3. Nous remarquons que l'ensemble des données se superpose quelle que soit L . Donc le confinement latéral n'a pas d'influence sur la mesure du seuil dans cet intervalle de variation où $L/b \gg 1$. Par ailleurs, nous avons aussi vérifié que la hauteur d'eau immergeant le sédiment n'a pas d'effet sur U_J au seuil d'érosion en menant des expériences pour deux hauteurs de fluide h_f significativement différentes $h_f = 40$ (hauteur standard) et 20 cm qui sont très grandes par rapport à la largeur de la cellule $h_f/w \gg 1$.

A présent, nous nous intéressons à l'effet du diamètre des grains sur le seuil d'érosion. Nous avons représenté U_{Jc} en fonction de l pour deux diamètres de grains $d = 0.25$ et 1 mm sur la figure 3.4(a). De façon générale, nous remarquons que la vitesse au seuil augmente avec la distance quel que soit le diamètre des grains et nous observons qu'elle est toujours plus grande pour les grains de plus gros diamètre. Donc il faut une vitesse plus importante pour déplacer des grains plus volumineux. De plus, nous notons l'existence d'une valeur plateau où la vitesse U_{Jc} est constante ($U_{Jc} \approx 7.5 \pm 0.5$ cm/s) en-dessous de $l = 10$ cm pour les grains de diamètre $d = 1$ mm. Ce comportement dû à l'hydrodynamique du jet est abordé dans la partie 3.2.2.

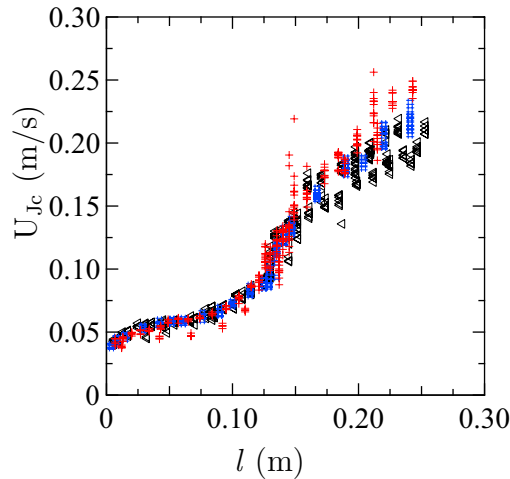


FIGURE 3.3 – Vitesse moyenne du jet au seuil U_{Jc} en fonction de la distance jet-sédiment l , pour des billes de verre de diamètre $d = 0.25$ mm dans l'eau ($\nu = 10^{-6}$ m²/s) - Longueurs de cellule $L = 20$ (\blacktriangle), 16 (\blacksquare) et 12 cm ($+$).

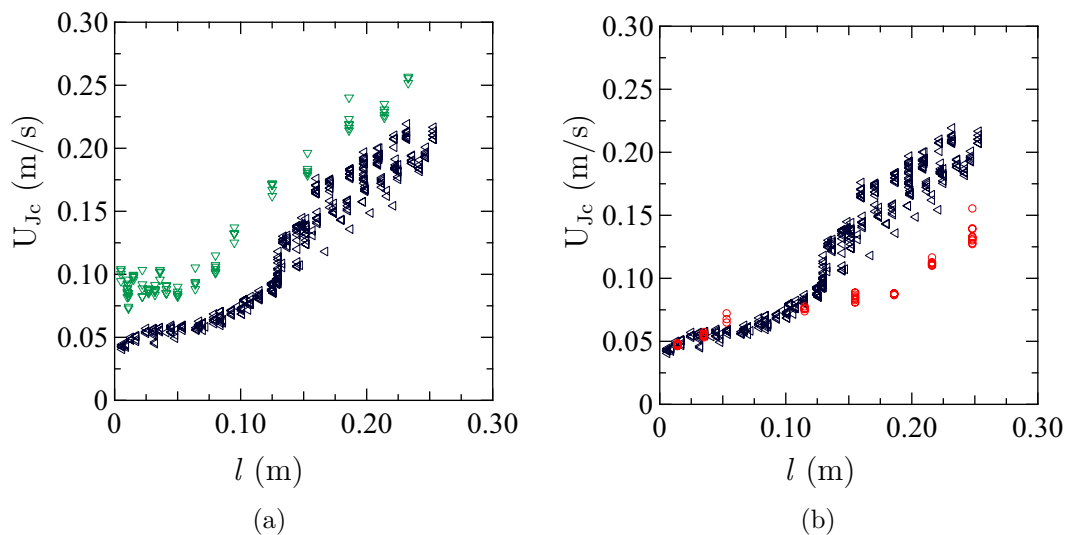


FIGURE 3.4 – Vitesse moyenne du jet au seuil U_{Jc} en fonction de la distance jet-sédiment l , pour des billes de verre de diamètre (a) $d = 0.25$ (\blacktriangle) et 1 mm (∇) immergées dans l'eau ($\nu = 10^{-6}$ m²/s) et (b) $d = 0.25$ mm immergées dans l'eau (\blacktriangle) et dans une solution aqueuse de glycérol ($\nu = 4 \cdot 10^{-6}$ m²/s) (\circ).

Par ailleurs, nous étudions l'influence de la viscosité du fluide ν sur la mesure du seuil d'érosion, viscosité que nous avons augmentée en ajoutant un certain pourcentage de glycérol à l'eau. Les résultats de mesure du seuil pour des billes de diamètre $d = 0.25$ mm immergées dans un fluide de deux viscosités différentes $\nu = 10^{-6}$ et $4 \cdot 10^{-6}$ m²/s sont représentés sur la figure 3.4(b). Nous remarquons que U_{Jc} croît toujours avec l même lorsque la viscosité du fluide est augmentée. Néanmoins, nous distinguons deux comportements différents selon la distance. Pour $l \leq 12$ cm, les deux courbes se confondent,

alors qu'au-delà de cette distance, la vitesse mesurée au seuil est plus faible dans le fluide plus visqueux. Ce résultat suggère qu'il existe une distance en-dessous de laquelle U_{Jc} est indépendant de la viscosité.

Pour décrire le système jet+sédiment dans la gamme des paramètres variés, nous utilisons les nombres adimensionnés présentés dans la partie 3.1. Nous avons montré que la vitesse du jet U_{Jc} au seuil d'érosion est indépendante de la présence des parois latérales et de la hauteur de fluide immergeant le sédiment, dans l'intervalle de variation de ces paramètres. Donc $L/b \gg 1$ et $h_f/d \gg 1$ n'ont pas d'influence. De plus, nous sommes dans la configuration où $h/d \gg 1$ de façon que ce qui se passe à la surface du sédiment ne ressent pas la présence du fond (nous montrons dans le Chapitre 4 que la hauteur du sédiment n'a pas d'influence sur le mécanisme d'érosion). Enfin, la taille des grains reste suffisamment petite devant l'épaisseur de la nappe dans l'intervalle de variation de leur diamètre d avec $d/b \ll 1$.

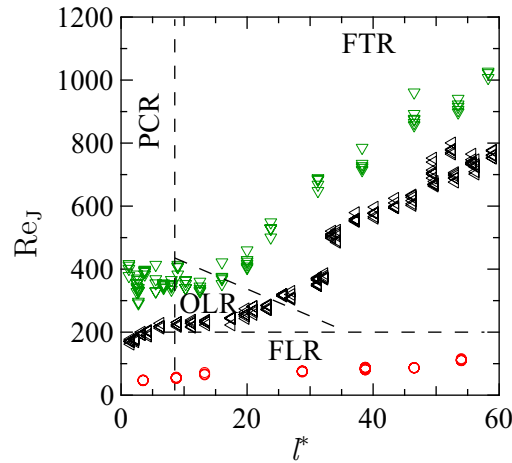
Par conséquent, les nombres sans dimension qui restent pertinents dans notre étude sont : la distance adimensionnée $l^* = l/b$ (confinement basal du jet) puisque U_{Jc} varie avec l^* ; le nombre de Reynolds Re_J (hydrodynamique du jet), et le nombre de Shields inertiel Sh_{Ji} (érosion par une contrainte fluide inertielle).

3.2.2 Régimes de jet et Shields inertiel

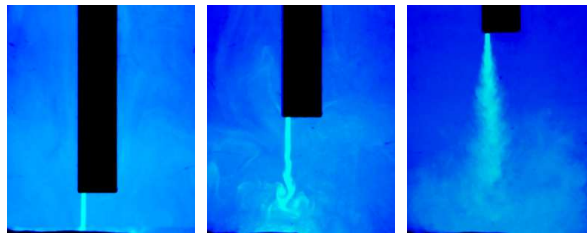
Des mesures de la vitesse du jet U_{Jc} au seuil d'érosion sont représentées sur la figure 3.5(a) en termes de nombre de Reynolds Re_J en fonction de la distance l^* , pour trois configurations pour lesquelles nous avons varié le diamètre des grains avec $d = 0.25$ et 1 mm, et la viscosité du fluide avec $\nu = 10^{-6}$ et $4.10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$. Nous remarquons que la vitesse au seuil et donc le nombre de Reynolds correspondant augmente avec l^* , mais de façon non-monotone. Comme ici $l^* = l/b \gg 1$ et $L^* = L/b \gg 1$, nous considérons que le jet est libre. Alors la transition d'un régime laminaire à un régime turbulent a lieu aux alentours d'un nombre de Reynolds critique compris entre 10^2 et 10^3 (Reynolds [80], Crow and Champagne [27], Danaila et al. [30], O'Neill et al.[68] et [69]). A partir de visualisations du jet au colorant comme celle que montre la figure 3.5(b), nous remarquons que dans nos expériences le jet reste laminaire jusqu'à $Re_J \approx 200$ et nous reportons cette valeur en ligne horizontale (— — —) sur le diagramme (Re_J, l^*) . Dans cette gamme de nombre Reynolds, le jet s'élargit peu et il n'y a pas de fluctuations de vitesse.

Pour des valeurs de l^* et Re_J beaucoup plus importantes, le jet devient turbulent. Une visualisation du jet au colorant sur la figure 3.5(d) met en évidence l'existence d'une courte région d'épaisseur constante juste à la sortie de l'injecteur avant que le jet s'élargisse fortement avec des fluctuations de vitesse significatives.

Lorsque le jet est proche du sédiment en-dessous de $l^* = 8$, la distance n'est pas suffisante pour permettre au jet de se développer pleinement et l'écoulement reste en coeur potentiel



(a)



(b)

(c)

(d)

FIGURE 3.5 – (a) Nombre de Reynolds du jet au seuil Re_J en fonction de la distance jet-sédiment adimensionnée $l^* = l/b$, avec la viscosité cinématique de l'eau $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ pour des billes de diamètre $d = 0.25 \text{ mm}$ (\triangleleft) et $d = 1 \text{ mm}$ (∇), et avec $\nu = 4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ pour $d = 0.25 \text{ mm}$ (\circ). [(b)-(d)] Visualisations du jet au seuil d'érosion pour (b) le régime laminaire libre (FLR) avec $Re_J = 174$ et $l^* = 7.5$, (c) le régime de jet couplé oscillant (OLR) avec $Re_J = 230$ et $l^* = 25$, et (d) le régime turbulent libre (FTR) avec $Re_J = 804$ et $l^* = 43$. La visualisation du jet dans le régime de coeur potentiel (PCR) est similaire à l'image (b).

quelque soit le nombre de Reynolds Re_J . Sato [83], Hrycak et al. [46], et Chua and Lua [20] trouvent une longueur de coeur potentiel comprise entre 4 et $10b$. Alors la vitesse axiale du jet reste constante et égale à celle à la sortie de l'injecteur sur toute la longueur du coeur potentiel, d'où la valeur plateau $Re_J \approx 400$ pour les données à $d = 1 \text{ mm}$ sur la figure 3.5(a). Nous reportons la valeur $l^* = 8$ en ligne verticale (---) sur le diagramme de la figure 3.5(a).

Pour des distances intermédiaires telles que $8 < l^* < 35$, Maurel et al. [60] ont montré qu'il existe des oscillations périodiques auto-entretenues du jet dans l'intervalle en Reynolds $200 \leq Re_J \leq 400$, différentes des instabilités qui apparaissent à la transition laminaire-turbulent, et que nos visualisations illustrées par la figure 3.5(c) confirment dans la région triangulaire reportée sur le diagramme. Alors le jet n'est plus libre, mais couplé à la présence du sédiment qui rétroagit sur l'écoulement.

Ainsi, quatre régimes sont mis en évidence dans ce diagramme de phase (Re_J , l^*) sur la figure 3.5(a) : le régime de jet libre laminaire (FLR) pour $Re_J \leq 200$ quel que soit l^* , le régime couplé oscillant (OLR) dans la zone triangulaire pour $8 \leq l^* \leq 35$ et $200 \leq Re_J \leq 400$, le régime de jet libre turbulent (FTR) pour d'importantes valeurs de l^* et Re_J , et le régime de coeur potentiel (PCR) pour $l^* < 8$. Nous remarquons par ailleurs que la série correspondant à la viscosité la plus importante avec $d = 0.25$ mm évolue entièrement dans le régime de jet laminaire libre (FLR), tandis que les deux autres séries passent par trois régimes à savoir laminaire libre (FLR) ou coeur potentiel (PCR), puis oscillant couplé (OLR) et turbulent libre (FTR).

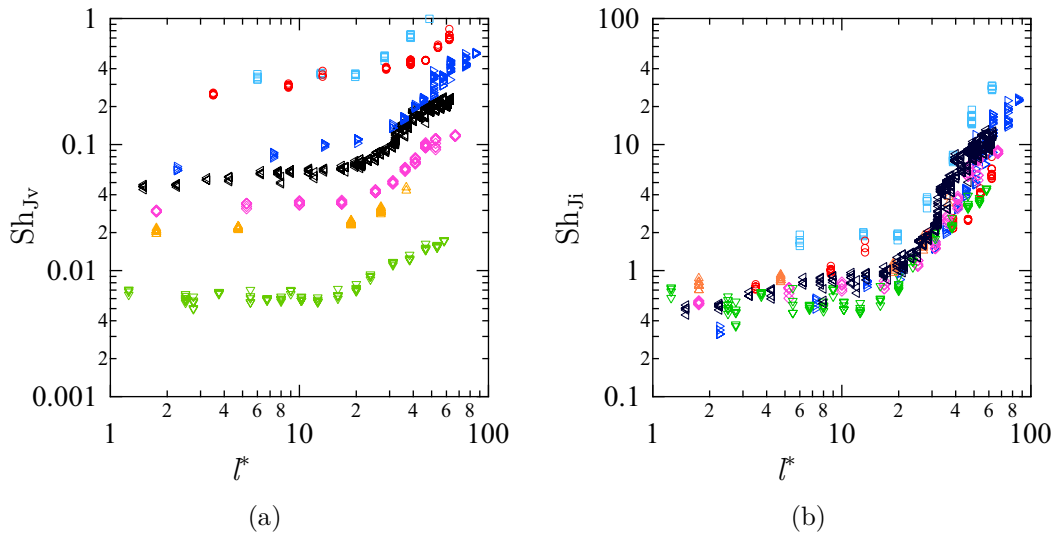


FIGURE 3.6 – Nombres de Shields (a) visqueux Sh_{Jv} et (b) inertiel Sh_{Ji} en fonction de la distance jet-sédiment adimensionnée $l^* = l/b$, pour des fluides de différentes viscosités cinématiques ν et des billes de différents diamètres : $d = 0.1$ mm (\square), $d = 0.25$ mm (\triangleleft), $d = 0.35$ mm (\diamond), $d = 0.5$ mm (\triangle) et $d = 1$ mm (∇) dans l'eau avec $\nu = 10^{-6}$ m²/s, et $d = 0.25$ mm dans un mélange eau-glycérol de viscosité $\nu = 1.6 \cdot 10^{-6}$ m²/s (\triangleright) et $\nu = 4 \cdot 10^{-6}$ m²/s (\circ).

Avant d'approfondir les conséquences du régime de jet sur le seuil d'érosion, nous nous intéressons au mécanisme global d'érosion. La force hydrodynamique qui s'exerce sur les grains et les met en mouvement au seuil, peut être d'origine inertielle ou visqueuse. Le nombre sans dimension caractéristique de l'érosion est le nombre de Shields Sh_J et voici son expression pour les deux types de contraintes fluides qui peuvent être responsables de l'érosion :

$$Sh_{Jv} = \frac{\eta U_J}{\Delta \rho g d^2} \quad \text{Shields visqueux} \quad (3.1)$$

$$Sh_{Ji} = \frac{\rho U_J^2}{\Delta \rho g d} \quad \text{Shields inertiel} \quad (3.2)$$

où Sh_{Jv} est la combinaison de Sh_{Ji} et Re_J . Sh_{Jv} et Sh_{Ji} sont calculés à partir de la

vitesse critique au seuil U_{Jc} et respectivement représentés en fonction de la distance jet-sédiment adimensionnée l^* sur les figures 3.6(a-b).

En plus des trois séries de données présentées sur la figure 3.5(a), nous avons quatre autres séries correspondant à d'autres viscosités de fluide ν , et d'autres diamètres de grain d : grains de diamètre $d = 0.1, 0.35$ et 0.5 mm immergés dans l'eau ($\nu = 10^{-6}$ m²/s) et $d = 0.25$ mm immergés dans une solution aqueuse de glycérol de viscosité $\nu = 1.6 \cdot 10^{-6}$ m²/s. Nous remarquons que les différentes courbes s'étalent sur environ deux ordres de grandeur en Sh_{Jv} , de 0.007 à 1, sur l'intervalle des distances explorées : plus d est grand, plus Sh_{Jv} est petit puisque $Sh_{Jv} \propto 1/d^2$. Donc le mécanisme d'érosion au seuil n'est pas visqueux et le nombre de Shields visqueux Sh_{Jv} n'est pas le bon paramètre d'érosion dans notre étude.

En revanche, nous pouvons voir que la représentation en Sh_{Ji} semble être plus appropriée car elle rassemble l'ensemble des expériences en ce qui semble être une courbe maîtresse, suggérant que le nombre de Shields inertiel est un paramètre de contrôle pertinent pour décrire l'érosion dans cette configuration. Ce résultat vient appuyer l'indépendance de U_{Jc} avec la viscosité en-dessous d'une certaine distance observée sur la figure 3.4(b). Par conséquent, nous adoptons la notation $Sh_J = Sh_{Ji}$ puisqu'il ne sera plus nécessaire de faire la distinction avec le nombre de Shields visqueux par la suite. De cette courbe, nous pouvons distinguer deux comportements distincts : en-dessous de $l^* = 20$, le nombre de Shields est quasi-constant avec des valeurs plateau allant de $Sh_J = 0.4$ à 1.5 ($d = 0.1$ mm immergés dans l'eau), et au-delà de cette distance, Sh_J augmente fortement avec l^* . Nous montrerons que la relation entre Sh_J et l^* n'est pas si simple et nécessite une analyse détaillée des régimes du jet.

3.3 Modèle de jet et Shields critique local

A présent, nous cherchons à caractériser le mécanisme d'érosion local au niveau du sédiment en $x = l$. Il y a érosion à partir du moment où la vitesse locale du jet est suffisante pour permettre à la contrainte inertielle de déplacer un grain. L'estimation de cette vitesse est rendue possible par l'utilisation de modèles auto-similaires décrivant la décroissance de la vitesse de jets libres. Les études menées sur l'impact d'un jet sur une paroi horizontale par Beltaos and Rajaratnam [5], [6], [4], Giralt et al. [37], Cant et al. [14] ou encore Duda et al. [36], montrent que l'écoulement ressent la présence de la paroi après avoir parcouru 80 à 85% de la distance qui les sépare. Alors la vitesse axiale du jet décroît fortement jusqu'à s'annuler si la paroi est rigide ou devenir très faible lorsqu'elle est perméable à l'écoulement, comme en discutent Cant et al. [14] et Webb and Castro [92], au profit de la composante tangentielle qui est à l'origine de l'érosion. Comme la décroissance de la vitesse se fait sur une courte distance avant le contact du

jet avec la paroi, nous considérons que la vitesse du jet au niveau du sédiment est égale à la vitesse axiale d'un jet libre en $x = l$ et que la vitesse axiale est l'image de la vitesse tangentielle qui contribue au déplacement des grains.

Il existe des modèles auto-similaires pour les jets plans laminaires et turbulents et nous commençons par chercher la vitesse locale du jet lorsqu'il est dans le régime de jet libre turbulent (FTR). La vitesse axiale u_0 à la distance $(x + \lambda)$ en aval du coeur potentiel ($x/b \approx 8$) est donnée par la loi générale (Chapitre 2) :

$$\frac{u_0(x^*)}{U_J} = \frac{K_{2DT}}{(x^* + \lambda^*)^{1/2}} \quad (3.3)$$

K_{2DT} est le coefficient de décroissance de la vitesse et $\lambda^* = \lambda/b$ est la position de l'origine virtuelle par rapport à la sortie de l'injecteur. L'origine virtuelle est en amont de l'injecteur lorsque $\lambda^* > 0$ et en aval lorsque $\lambda^* < 0$. Comme nous l'avons vu dans l'État de l'Art, les valeurs de K_{2DT} et λ^* varient beaucoup d'une étude à l'autre car le jet est très sensible aux conditions initiales, comme le rapport d'aspect de l'injecteur, qu'il garde en mémoire pendant son développement. Le coefficient de décroissance d'un jet plan est généralement compris entre 1.5 et 2.5, comme le montrent le recensement de Chua and Lua [20] et l'estimation de Beltaos and Rajaratnam [5] ($K_{2DT} = 2.4$). Comme la valeur de K_{2DT} varie peu sur l'intervalle du nombre de Reynolds examiné ($3 \cdot 10^3 \leq Re_J \leq 8 \cdot 10^4$), nous considérons que K_{2DT} est constant avec $K_{2DT} \approx 2$. La position de l'origine virtuelle dépend fortement de la gamme de Reynolds et du rapport d'aspect et Chua and Lua [20] répertorient des valeurs de λ^* aussi bien que positives que négatives avec $-9 \leq \lambda^* \leq 4.6$. Nous considérons que la vitesse locale u_{lc} à la surface du sédiment est égale à la vitesse du jet en $x^* = l^*$ tel que $u_{lc} = u_0(l^*)$ et qu'elle doit être la même pour configuration fluide-grain donnée quelle que soit la distance l^* . Il est possible d'estimer u_{lc} et λ^* à partir de la représentation de U_{Jc}^2 en fonction de l^* tel que :

$$U_{Jc}^2 = \left(\frac{u_{lc}}{K_{2DT}} \right)^2 (l^* + \lambda^*) \quad (3.4)$$

en ajustant les points appartenant au régime de jet libre turbulent (FTR) par la fonction affine $U_{Jc}^2 = \alpha + \beta l^*$ (α et β coefficients libres) :

$$u_{lc} = K_{2DT} \sqrt{\beta} \quad (3.5)$$

$$\lambda^* = -\frac{\alpha}{\beta} \quad (3.6)$$

Nous représentons l'évolution de U_{Jc}^2 en fonction de l^* pour l'expérience effectuée avec des grains de diamètre $d = 1$ mm immergés dans l'eau sur la figure 3.4 car la plupart des points de cette courbe appartiennent au régime FTR comme le montre le diagramme en (Re_J, l^*) sur la figure 3.5(a). Ces points sont donc ajustés par la fonction affine $U_{Jc}^2 = \alpha + \beta l^*$. La vitesse locale u_{lc} est calculé à partir de $K_{2DT} = 2$ et β , et

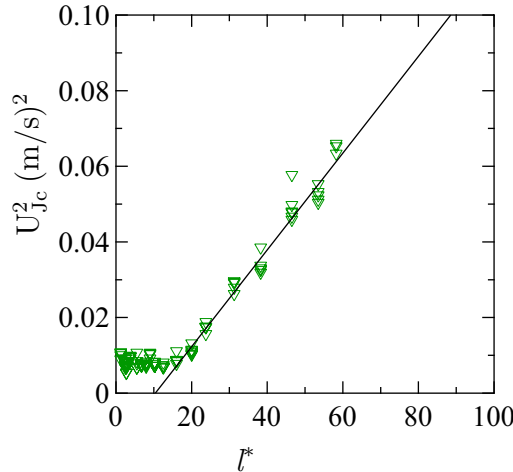


FIGURE 3.7 – U_{Jc}^2 en fonction de l^* pour des billes de diamètre $d = 1$ mm immergées dans l'eau $\nu = 10^{-6}$ m²/s (∇) et ajustement linéaire (—) par l'équation (3.4).

l'origine $\lambda^* = -\alpha/\beta$ peut être estimée plus directement à partir de l'intersection de la fonction avec l'axe des abscisses avec $\lambda^* = -l^*$. Nous obtenons $u_{lc} = 8 \pm 0.5$ cm/s et $\lambda^* = -10$. La valeur de λ^* indique que l'origine virtuelle se situe en aval de l'injecteur à la distance $|\lambda| = |-10b| = 4$ cm. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la plus petite valeur trouvée dans la littérature ($\lambda = -9b$), et est proche de la longueur du coeur potentiel obtenue pour nos données à environ $|-8b|$. Par conséquent, l'extrapolation à 0 de la vitesse permet d'obtenir une origine virtuelle sensiblement supérieure à la longueur du coeur potentiel. Cette estimation est en désaccord avec l'extrapolation à 0 de la largeur du jet qui donne toujours une origine virtuelle en amont de la fin du coeur potentiel, comme le montre la figure 3.8. Pourtant, la position de l'origine virtuelle est généralement déterminée à partir de la décroissance de la vitesse comme l'ont fait Sato [83], Sato and Sakao [84] et Chua and Lua [20]. Comme nous ne mesurons pas l'élargissement du jet qui nous permettrait une seconde estimation de λ^* forcément plus petite que la longueur du coeur potentiel, nous retenons la position de l'origine virtuelle $\lambda^* = -10$, estimée avec la décroissance de la vitesse.

Nous remarquons que u_{lc} est très proche de la valeur plateau $U_{Jc} = 8 \pm 1$ cm/s observée dans le coeur potentiel à faible distance l^* (figure 3.7), ce qui correspond à un nombre de Shields local $Sh_{lc} = \rho u_{lc}^2 / \Delta \rho g d = 0.4$. Le résultat obtenu $u_{lc} = U_{Jc}$ est cohérent car U_{Jc} reste le même depuis la sortie de l'injecteur jusqu'au niveau du sédiment lorsque le jet est en régime de coeur potentiel, ce qui valide notre modèle. Lorsque le nombre de Shields global Sh_{Jc} est exprimé en fonction de la vitesse locale u_{lc} , nous obtenons une relation de proportionnalité avec $(l^* + \lambda^*)$, pour $l^* > 10$ avec λ^* comparable avec l^* . Donc Sh_{Jc} augmente linéairement avec l^* . En revanche, pour $l^* < 10$, le jet est en régime de coeur potentiel. Donc la vitesse critique U_{Jc} est constante, d'où le plateau de Sh_{Jc} constant observé sur la figure 3.6(b).

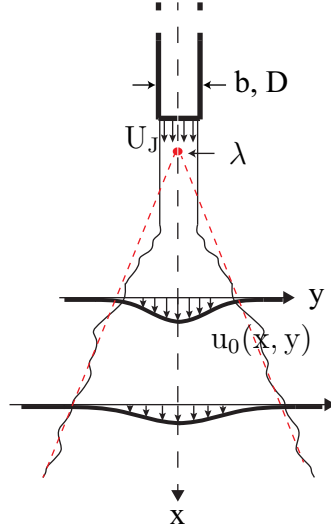


FIGURE 3.8 – Schéma d'un profil de jet turbulent, rond ou plan avec la position de l'origine virtuelle λ en aval de la sortie de l'injecteur, estimée à partir de l'extrapolation à un point source de la largeur du jet.

Lorsque le jet est dans le régime laminaire libre (FLR) à nombre de Reynolds suffisamment petit tel que $Re_J < 200$, nous considérons que la vitesse axiale $u_0(x)$ du jet est donnée par la solution auto-similaire de Bickley ([10]) pour un jet laminaire 2D :

$$\frac{u_0(x^*)}{U_J} = \frac{3}{10} \left(\frac{5Re_J}{x^* + \lambda^*} \right)^{1/3} \quad (3.7)$$

Ici l'origine virtuelle dépend du nombre de Reynolds tel que $\lambda^* = 0.026Re_J$ d'après l'étude numérique de Revuelta et al. (2002 [78]). Nous remarquons que $\lambda > 0$, donc l'origine virtuelle est située en amont de l'injecteur. Nous cherchons $u_{lc} = u_0(l)$ à la surface du sédiment. Elle doit être la même au seuil d'érosion pour une configuration fluide-grain donnée, quelle que soit la distance l^* . Par conséquent la relation qui existe entre U_J et $(l^* + \lambda^*)$ s'écrit :

$$U_{Jc} = \left[\frac{1}{5} \left(\frac{10}{3} \right)^3 \frac{u_{lc}^3 \nu}{b} (l^* + \lambda^*) \right]^{1/4} \quad (3.8)$$

donc la vitesse critique U_{Jc} doit varier en $(l^* + \lambda^*)^{1/4}$ et nous représentons sur la figure 3.9 en échelle logarithmique la vitesse au seuil d'érosion U_{Jc} en fonction de $(l^* + \lambda^*)$ pour un sédiment constitué de billes de $d = 0.25$ mm, immergées dans un mélange eau-glycérol de viscosité cinématique $\nu = 4 \cdot 10^{-6}$ m²/s car une grande partie de cette expérience appartient au régime laminaire libre (FLR) dans le diagramme (Re_J, l^*) de la figure 3.5(a). Ces points sont ajustés par la fonction $U_{Jc} = \gamma (l^* + \lambda^*)^{1/4}$ (γ paramètre libre) et la vitesse locale u_{lc} est estimée à partir de γ . Les points expérimentaux s'alignent effectivement sur la droite de pente 1/4, montrant ainsi que le critère au seuil de vitesse

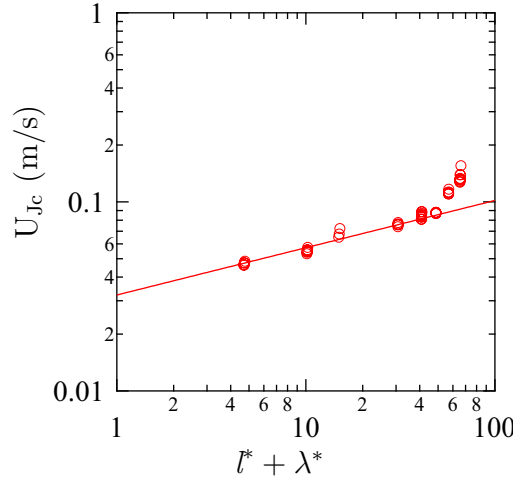


FIGURE 3.9 – Vitesse du jet au seuil U_{Jc} en fonction de la distance jet-sédiment adimensionnée et corrigée par l’origine virtuelle ($l^* + \lambda^*$) pour des billes de diamètre $d = 0.25$ mm immergées dans un mélange eau-glycérol de viscosité cinématique $\nu = 4 \cdot 10^{-6}$ m²/s (○) et ajustement linéaire (—) par l’équation (3.8).

locale constante à la surface du sédiment est approprié. Les derniers points pour U_{Jc} et l^* plus grands dévient de la droite $(l^* + \lambda^*)^{1/4}$, et n’appartiennent sans doute pas au régime laminaire pur. Nous trouvons $u_{lc} = 5.4 \pm 0.4$ cm/s, ce qui correspond au nombre de Shields local $Sh_{lc} = \rho u_{lc}^2 / \Delta \rho g d \approx 1$. Lorsque Sh_J est exprimé en fonction de la vitesse locale u_{lc} , nous trouvons qu’il est proportionnel à $(u_{lc}^3 (l^* + \lambda^*))^{1/2}$. Or comme λ^* dépend de Re_J , il n’y a pas de loi de puissance évidente de Sh_J avec l^* pouvant expliquer l’accroissement pour $l^* > 20$ illustré sur la figure 3.6(b).

A présent, nous nous intéressons à la troisième série de données passant par les régimes de jet laminaire libre (FLR), oscillant (OLR) et turbulent libre (FTR), avec un sédiment composé de billes de verre de diamètre $d = 0.25$ mm immergées dans l’eau. Sur la figure 3.10(a), nous représentons en fonction de l^* , le nombre de Shields global Sh_{Jc} basé sur la vitesse au seuil U_{Jc} et les nombres Shields locaux Sh_{lc} calculés avec les vitesses locales estimées à partir des modèles laminaire Eq.(3.7) et turbulent Eq.(3.3). Nous remarquons que les valeurs de Sh_{lc} calculées avec le modèle laminaire forment un plateau dans les régimes de jet laminaire libre et oscillant pour $l^* \leq 20$. En revanche, les valeurs correspondant à $l^* > 20$ dont une bonne partie appartient au régime de jet libre turbulent s’écartent du plateau de Sh_{lc} constant et augmentent avec l^* . Ceci montre que le modèle de jet laminaire fonctionne pour tout le régime de jet laminaire libre, et n’est pas adapté au régime turbulent libre, comme attendu. Nous remarquons que la valeur plateau de $Sh_{lc} \approx 1.2 \pm 0.2$ est plus grande que $Sh_{Jc} \approx 0.6 \pm 0.2$. Ceci provient de la différence entre Sh_J qui est défini à partir de la vitesse moyenne du jet U_J , alors que Sh_l est calculé avec la vitesse axiale du jet qui peut atteindre $(3/2)U_J$ à la sortie de l’injecteur pour un profil de Poiseuille établi. Alors, Sh_{lc} peut atteindre $(9/4)Sh_{Jc} = 1.35$.

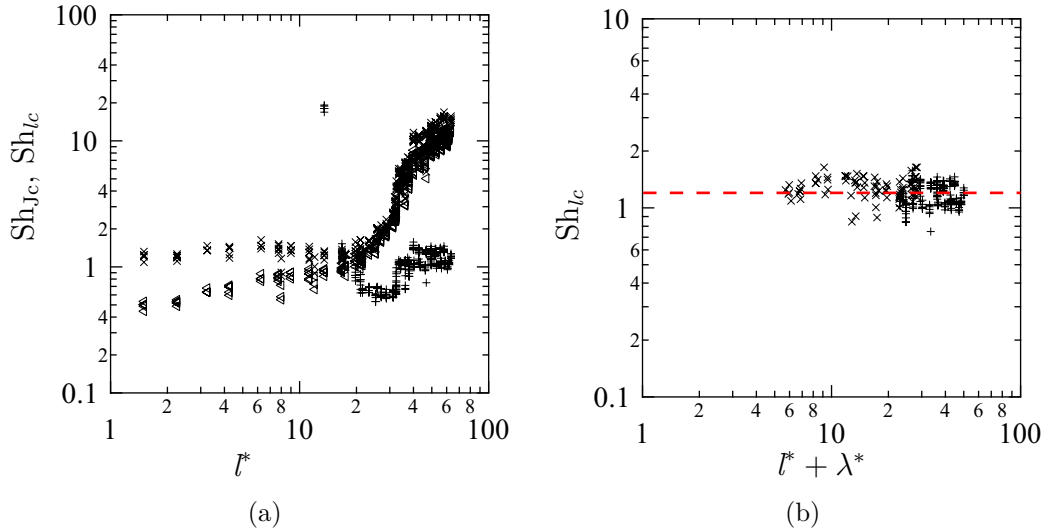


FIGURE 3.10 – (a) Valeurs globales de Shields Sh_{Jc} (\triangleleft), et valeurs locales de Shields Sh_{lc} calculées à partir du modèle laminaire Eq.(3.7) (\times) et du modèle turbulent Eq.(3.3) ($+$) pour des grains de diamètre $d = 0.25$ mm immergés dans l'eau $\nu = 10^{-6}$ m²/s, en fonction de l^* . (b) Nombres de Shields local Sh_{lc} en fonction de $(l^* + \lambda^*)$.

De même, les valeurs de Sh_{lc} calculées avec la vitesse locale extraite du modèle turbulent Eq.(3.3) forment un plateau dans le régime de jet turbulent libre pour $l^* > 40$ avec $Sh_{lc} \approx 1 \pm 0.2$. Pour $l^* > 30$, nous pouvons voir que Sh_{lc} varie avec l^* . Par conséquent, le modèle turbulent est bien adapté au régime de jet turbulent libre et permet même de distinguer les points qui appartiennent à une turbulence pleinement développée, ici à partir de $l^* = 30$ où commence le plateau de Sh_{lc} constant.

Par ailleurs, nous remarquons que dans la zone de transition $20 \leq l^* \leq 30$, aucun des modèles ne fonctionne. Notons que dans cette représentation, la distance à l'origine virtuelle qui est différente pour chaque modèle, n'est prise en compte que dans le calcul de Sh_{lc} . Donc si nous traçons les nombres de Shields locaux Sh_{lc} laminaires et turbulents en fonction cette fois-ci de $(l^* + \lambda^*)$, alors il n'y a plus d'écart entre les deux zones plateaux, qui vont même jusqu'à se recouvrir. Ceci provient du changement de signe de λ^* qui passe de valeurs positives dans le régime laminaire (origine virtuelle en amont de l'injecteur), à négatives dans le régime turbulent (origine virtuelle en aval). Le point supplémentaire à retenir est que la valeur plateau de Sh_{lc} trouvée dans chacun des modèles est la même et très proche de 1 : $Sh_{lc} \approx 1.2 \pm 0.4$. Par conséquent, la nature du jet (laminaire ou turbulent) ne semble pas avoir d'influence sur le seuil d'érosion et la valeur locale du nombre de Shields est unique pour une configuration jet-sédiment donnée.

Ainsi à partir des modèles auto-similaires de jet libre laminaire (Eq.3.7) et turbulent (Eq.3.3), nous pouvons estimer le nombre de Shields local Sh_{lc} pour l'ensemble des expériences réalisées pour lesquelles la viscosité ν du fluide et le diamètre d des grains

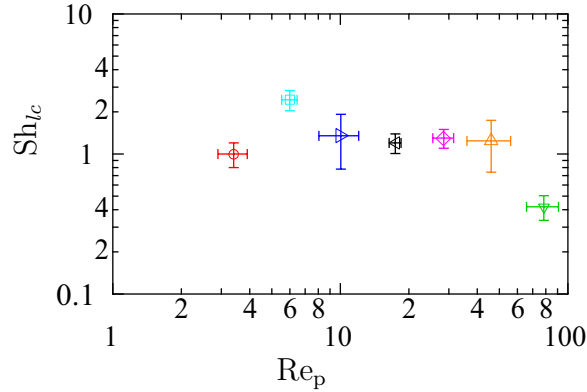


FIGURE 3.11 – Nombre de Shields local Sh_{lc} en fonction du nombre de Reynolds particulaire local Re_p . Mêmes symboles que sur la figure 3.6.

ont été variés. Les valeurs trouvées avec chaque modèle dans une même configuration sont moyennées et nous regardons comment l'ensemble de ces valeurs évolue avec le nombre de Reynolds particulaire local $Re_p = u_{lc}d/\nu$ sur la figure 3.11. Ce nombre adimensionné caractérise l'écoulement autour d'un grain à la surface du sédiment. Nous remarquons que les valeurs de Sh_{lc} trouvées pour chaque expérience semblent être constantes avec $Sh_{lc} = 1.2 \pm 0.6$ quelque soit la valeur de Re_p ici supérieure à 1. Un nombre de Reynolds particulaire supérieur à l'unité correspond à une situation de régime inertiel et nous trouvons un nombre de Shields local basé sur une contrainte inertielle constant et de l'ordre de l'unité. Par conséquent, le mécanisme d'érosion local étudié ici est inertiel indépendamment du régime du jet (laminaire ou turbulent) et des grains utilisés.

3.4 Conclusion

Dans cette partie nous avons présenté le matériel et les méthodes qui nous ont permis de caractériser le seuil d'érosion d'un milieu granulaire immergé sous l'impact normal d'un jet vertical en nappe, dans une configuration bidimensionnelle.

Tout d'abord nous avons commencé par présenter l'évolution type de la vitesse moyenne du jet U_{Jc} au seuil d'érosion déterminée de façon visuelle et correspondant au déplacement des premiers grains à la surface du sédiment. De façon générale, nous observons que celle-ci augmente avec la distance et ce de façon non-monotone à cause des différents régimes par lequel l'écoulement passe. En effet, les visualisations de jet ainsi que la littérature nous ont permis d'établir un diagramme de phase dans les paramètres sans dimension Re_J et l^* , le nombre de Reynolds caractérisant l'hydrodynamique du jet, et la distance adimensionnée pour son confinement spatial. Ainsi en-dessous de $Re_J \approx 200$, le jet est laminaire quel que soit l^* (FLR), et en-dessous de $l^* \approx 8$, le jet est dans le régime de coeur potentiel pour $Re_J > 200$ (PCR). Pour des grandes valeurs de Re_J et l^* , le jet est turbulent (FTR) tandis qu'il existe une région pour des valeurs intermédiaires de ces paramètres dans laquelle le jet ressent le confinement dû au sédiment et se met à osciller (OLR). Un troisième paramètre sans dimension est introduit pour décrire le mécanisme d'érosion par le jet : c'est le nombre de Shields Sh_J basé sur une contrainte inertielle. Il permet de rassembler l'ensemble des résultats quels que soient la viscosité et le diamètre des grains, mais avec une évolution compliquée due à l'hydrodynamique changeante du jet.

Afin de caractériser le mécanisme d'érosion au niveau du sédiment et de résoudre la différenciation des résultats due à l'hydrodynamique du jet, nous avons utilisé les lois de décroissance axiale de la vitesse explicitée dans les modèles auto-similaires pour des jets plans laminaires et turbulents. Nous considérons que la vitesse u_l de l'écoulement au niveau du sédiment peut être estimée par la vitesse d'un jet libre à la distance l^* qui sépare le jet du sédiment. Cette distance est corrigée par l'insertion de la position de l'origine virtuelle du jet λ^* qui est en amont de la sortie l'injecteur lorsque le jet est laminaire, et en aval dans nos expériences lorsque le jet est turbulent. La vitesse locale critique u_{lc} alors trouvée est la même pour une configuration jet-grains donnée, quel que soit le régime du jet (laminaire ou turbulent), conduisant à un nombre de Shields local critique constant $Sh_{lc} \approx 1$ pour un nombre de Reynolds particulière Re_p toujours supérieur à l'unité. Par conséquent, cette analyse détaillée de l'hydrodynamique du jet nous a permis de montrer que le mécanisme local d'érosion au seuil est inertiel et indépendant de toute variation des paramètres d'expérience.

Chapitre 4

Au-delà du seuil d'érosion par jet

Sommaire

4.1	Dispositif et protocole expérimentaux	70
4.1.1	Présentation de l'expérience	70
4.1.2	Espace exploré des paramètres	72
4.1.3	Mesure par profilomètre laser	73
4.1.4	Méthode d'analyse des cratères d'érosion	74
4.2	Cratérisation par nombre de Shields	81
4.2.1	Transition de cratères I-II	83
4.2.2	Transition de cratères II-III	88
4.3	Influence de la distance sur la cratérisation	92
4.3.1	Ecart au Shields critique d'érosion	92
4.3.2	Modèles de jet et Shields local	103
4.4	Influence de l'épaisseur sur la cratérisation	107
4.4.1	Variation de l'épaisseur	107
4.4.2	Transition de cratères I-III	109
4.5	Conclusion	114

Nous étudions dans ce Chapitre la cratérisation d'un empilement granulaire sec sous l'impact d'un jet de gaz vertical. Nous commençons par présenter le dispositif expérimental avec lequel nous réalisons les expériences au-delà du seuil d'érosion, ainsi que la méthode employée pour analyser les profils des cratères obtenus avec le Profilomètre laser. Cette analyse permet de caractériser les cratères observés en trois parties : évolution en fonction du nombre Shields, influence de la distance et influence de l'épaisseur sur la cratérisation.

4.1 Dispositif et protocole expérimentaux

Dans cette partie, nous présentons le matériel, le protocole expérimental et les méthodes mis place pour étudier la formation des cratères au-delà du seuil d'érosion, dans la configuration d'un jet axisymétrique impactant verticalement un empilement granulaire horizontal. La déformation du lit est mesurée ici avec un profilomètre laser et les profils acquis sont analysés suivant une méthode que nous présentons, afin de caractériser les cratères d'érosion.

4.1.1 Présentation de l'expérience

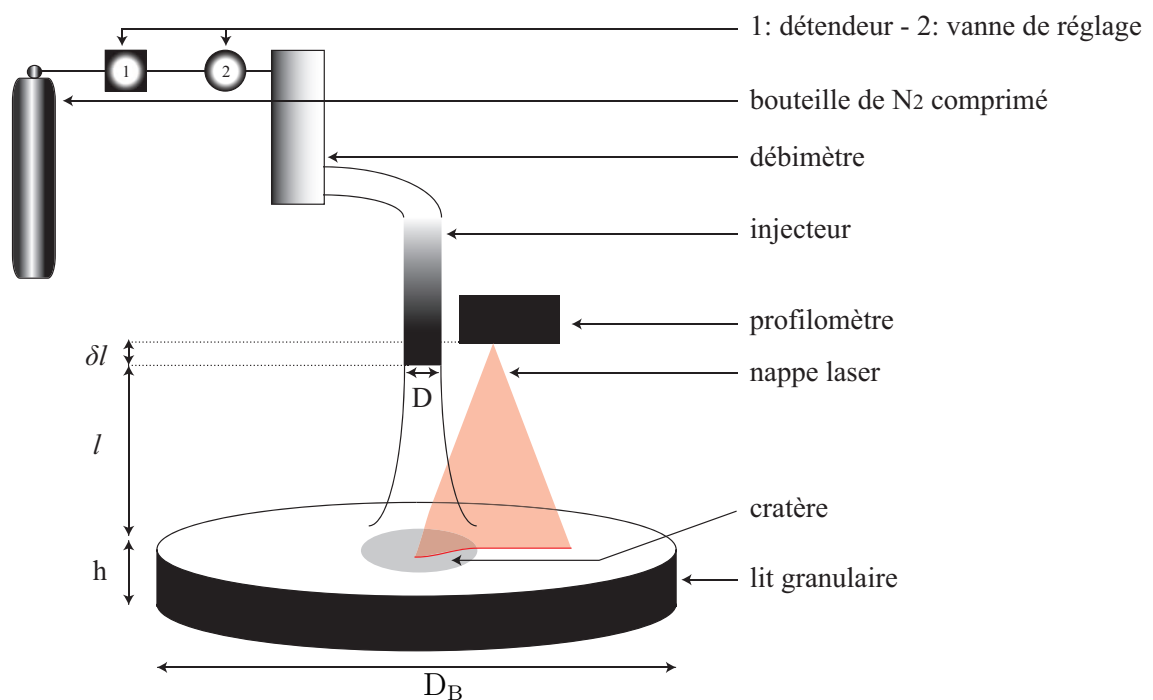


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif expérimental.

Le dispositif expérimental utilisé pour étudier les cratères d'érosion est illustré sur la figure 4.1. Il est constitué d'une boîte cylindrique contenant l'empilement granulaire horizontal, au-dessus duquel est placé un injecteur cylindrique par lequel sort un jet gazeux. La boîte circulaire a un diamètre $D_B = 85$ mm et est remplie à ras-bord de billes de verre sphériques de masse volumique $\rho_s = 2.5 \cdot 10^3$ kg/m³ monodisperses en diamètre avec $d = 250 \pm 50$ μ m formant un lit d'épaisseur h . Cette épaisseur peut être ajustée entre 3 mm et 30 mm. Un tube en plexiglas de longueur 20 cm et de diamètre intérieur $D = 4$ mm est utilisé comme injecteur. Son extrémité située à une distance l de la surface du lit est variée de 45 mm à 115 mm. Le fluide utilisé est du diazote N_2 de masse volumique $\rho_{N_2} = 1.20$ kg/m³, de viscosité dynamique $\eta_{N_2} = 1.66 \cdot 10^{-5}$ Pa.s et

de viscosité cinématique $\nu_{N_2} = \eta_{N_2}/\rho_{N_2} = 1.41 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, dans les conditions standards de température et de pression. Il provient d'une bonbonne sous pression reliée à un détendeur, puis à une vanne de réglage du débit Q_J et un débitmètre à bille pour le mesurer. Q_J peut être ajusté de 0 à $3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$, correspondant à la vitesse moyenne $U_J = 4Q_J/\pi D^2$ réglable de 0 à 24 m/s avec une précision de 0.2 m/s.

Lorsque le jet d'air impacte la surface de l'empilement granulaire horizontal à une vitesse supérieure à la vitesse critique U_{Jc} , il y a érosion et formation d'un cratère. Le lit granulaire initialement plat se creuse avec une profondeur maximale P_0 à l'aplomb de l'injecteur dans l'axe du jet. La variation de hauteur entre la surface initiale et la surface déformée est mesurée avec le profilomètre laser que nous présentons dans la Partie 4.1.3. Celui-ci est disposé au-dessus de l'empilement de façon à ce que la nappe laser soit perpendiculaire à la surface initiale du lit et passe par l'axe du tube qui correspond au centre du cratère. Il y a plusieurs compromis à réaliser en utilisant cet appareil de mesure. Tout d'abord, le profilomètre est placé le plus proche possible de l'injecteur à une certaine hauteur δl (précisée sur la figure 4.1) pour que la nappe puisse recouvrir au minimum une moitié de cratère sans intersecter l'injecteur qui serait un obstacle à la mesure. Le cratère étant axisymétrique, la mesure de la profondeur $p(r, t)$ suivant un rayon est représentative de l'ensemble du cratère. Le second compromis à faire est sur la distance l entre l'injecteur et la surface des grains. En effet, une fois que la distance δl entre le profilomètre laser et l'injecteur est fixée, l doit appartenir à l'intervalle de bon fonctionnement de l'appareil entre 125 mm et 390 mm, en tenant compte de δl ici égal à 85 mm. Ainsi, nous pouvons faire des mesures dans l'intervalle de distances jet-lit $40 \leq l \leq 305 \text{ mm}$, tel que notre dispositif est monté. Dans certaines configurations, nous avons changé la perméabilité du support k sur lequel repose l'empilement granulaire en utilisant un fond grillagé. Deux mailles $a_1 = 100$ et $a_2 = 180 \mu\text{m}$ permettent de varier la perméabilité avec la même porosité $\phi \approx 0.35$. Sachant que $k \propto a^2$, nous avons les perméabilités $k_1 \approx 1 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ et $k_2 \approx 3.2 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ pour ces deux mailles, et $k_0 = 0$ lorsqu'il impacte sur une surface imperméable après avoir éjecté tous les grains. Ces expériences sont discutées dans l'Annexe.

Le protocole expérimental est le suivant. La hauteur de la boîte cylindrique est ajustée afin de fixer l'épaisseur h de l'empilement granulaire. Pour le préparer, nous versons une quantité importante de billes dans le contenant. Une grande raclette est placée sur le bord de la boîte et déplacée sur toute la boîte suivant le diamètre de façon à éjecter la quantité en excès. Ainsi l'empilement remplit la boîte à ras-bord avec une surface horizontale et plane, sans effet notable de compaction. Alors la compacité est celle d'un empilement aléatoire de grains d'environ 0.6 (Andreotti et al. [2]). Une fois que la distance l entre l'extrémité de l'injecteur et la surface du lit est ajustée, nous utilisons le profilomètre laser à une fréquence de 25 Hz pour acquérir des profils de la surface qui serviront de référence, avant le démarrage du jet. Lorsque le jet est enclenché,

l'écoulement est d'abord volontairement dévié de l'empilement granulaire par une plaque horizontale amovible, le temps de régler précisément la vitesse débitante U_J souhaitée. Ensuite, l'acquisition est lancée au moment où la plaque est retirée, de façon à laisser le jet vertical impacter la surface horizontale de l'empilement et générer un éventuel cratère d'érosion. L'acquisition est arrêtée lorsque le cratère n'évolue plus significativement avec un état dit "asymptotique" (Kobus et al. [49], Aderibigbe and Rajaratnam [1], Mazurek and Hossain [61]). Une troisième et dernière acquisition est effectuée après l'arrêt du jet, pour mesurer la forme du cratère après une éventuelle relaxation de l'empilement qui n'est plus soumis à l'écoulement.

Pour une épaisseur h et une distance l fixées, nous répétons ce protocole pour l'ensemble des vitesses U_J , allant de la vitesse critique U_{Jc} au seuil d'érosion de l'empilement granulaire (différente selon l) jusqu'à la limite atteignable et mesurable. L'espace explorés des paramètres d'expérience est présenté dans la Partie 4.1.2, et les profils acquis sont traités selon une analyse modèle détaillée dans la Partie 4.1.4.

4.1.2 Espace exploré des paramètres

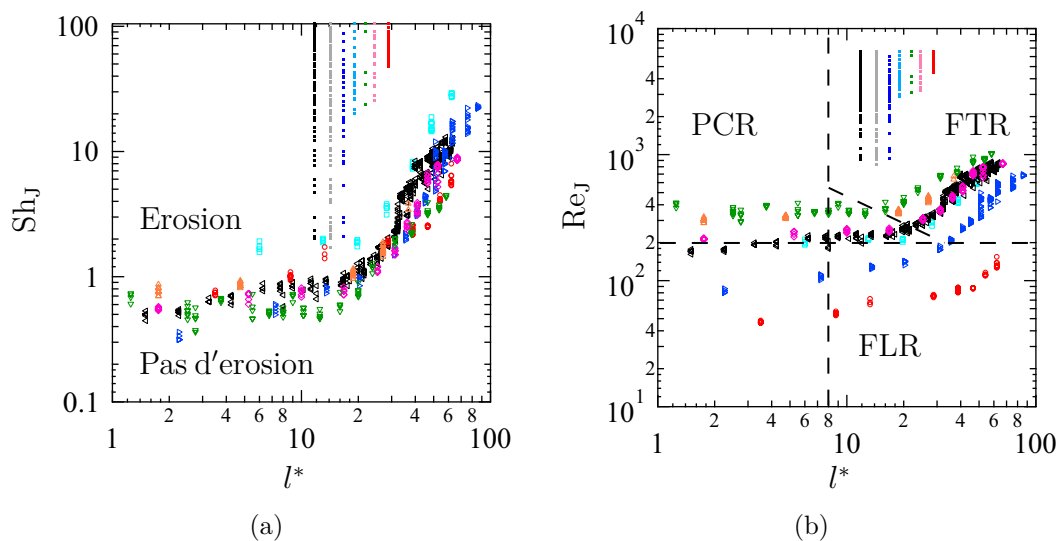


FIGURE 4.2 – (a) Nombre de Shields Sh_J en fonction de la distance jet-lit granulaire adimensionnée l^* , (b) Nombre de Reynolds du jet Re_J en fonction de l^* - PCR : régime de coeur potentiel du jet ; FLR : régime de jet libre laminaire ; FTR : régime de jet libre turbulent ; OLR (zone triangulaire) : régime de jet couplé oscillant. Expériences au seuil (gros symboles, voir le Chapitre 3 pour la légende détaillée), au-delà (petits symboles verticaux).

Le comportement de l'ensemble des caractéristiques des cratères est étudié dans l'intervalle de variation des paramètres de l'expérience. La distance l entre le jet et l'empilement granulaire est variée de $l = 45$ à 115 mm, la vitesse U_J de 0 à 24 m/s et l'épaisseur h de 3 à 30 mm. Les figures 4.2(a-b) nous permettent de situer ces expériences menées

sur l'érosion d'un empilement granulaire sec par jet gazeux rond (petits symboles) avec celle réalisées sur le seuil d'érosion d'un empilement immergé sous l'impact d'un jet d'eau plan (gros symboles). Pour ce faire, nous calculons les nombres sans dimension globaux de ces paramètres, à savoir la distance adimensionnée $l^* = l/D$, le nombre de Reynolds du jet $Re_J = U_J D/\nu$ (respectivement l/b et $U_J b/\nu$ pour le jet plan où $b = 4$ mm est l'épaisseur du jet) et le nombre de Shields inertiel $Sh_J = \rho U_J^2 / (\rho - \rho_s) g d$. Nous avons représenté Sh_J en fonction de l^* sur la figure 4.2(a) et Re_J en fonction de l^* sur la figure (b) pour l'ensemble des expériences effectuées au seuil et au-delà. Nous remarquons que la gamme $12 \leq l^* \leq 29$ de distance adimensionnée explorée dans ce Chapitre est comprise dans l'étude au seuil. Nous notons ici que les expériences sont faites à $Re_J \geq 800$ et appartiennent donc toutes au seul régime de jet libre turbulent (FTR). Enfin, nous avons $Sh_J \geq 1$ en cohérence avec la valeur seuil $Sh_{Jc} \approx 1$ déterminée au Chapitre 3 pour un jet liquide plan, puisque les valeurs au-delà du seuil sont plus grandes que celles au seuil, et ce malgré la différence entre types de jet utilisés (géométries et fluides).

4.1.3 Mesure par profilomètre laser

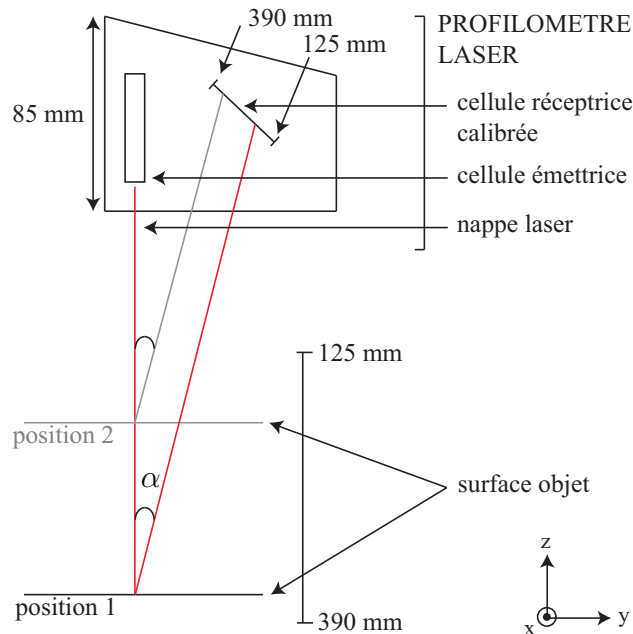


FIGURE 4.3 – Schéma de la triangulation du profilomètre laser.

Le capteur de profil à ligne laser par triangulation 2D est plus simplement désigné par profilomètre laser. C'est un scanner laser compact de la série scanCONTROL 2950-100 fabriqué par Micro-Epsilon. Il émet un faisceau laser rouge d'une longueur d'onde 658 nm, qui est élargi par un dispositif optique à l'intérieur de l'appareil pour former une nappe triangulaire d'environ $50\mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette nappe laser est émise perpendiculairement

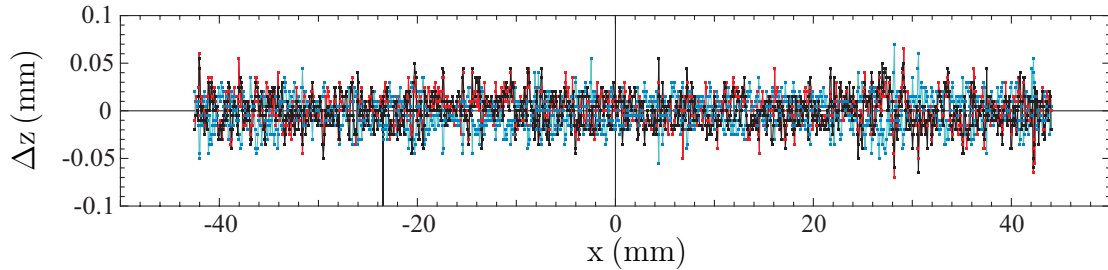


FIGURE 4.4 – Soustraction de quatre profils bruts successifs d’une surface horizontale.

à la surface à étudier sur laquelle une ligne statique est projetée. La lumière réfléchie par l’objet atteint la cellule réceptrice du profilomètre sous un angle α . La distance entre l’objet et la cellule émettrice est calculée dans le capteur à partir de la position du point lumineux sur l’élément récepteur et de la distance séparant l’émetteur du récepteur. Il s’agit du principe de triangulation laser, illustré sur la figure 4.3. Il est donc possible d’avoir accès aux coordonnées (x, z) de chaque point sur la ligne laser avec x la position sur la ligne laser horizontale et z la distance verticale à la cellule émettrice.

L’appareil permet d’acquérir 1280 points sur une ligne horizontale dont la largeur peut varier d’environ 60 à 140 mm, ce qui donne une résolution théorique de 45 à 110 μm . Bien que la notice indique une résolution verticale de 2 μm à l’acquisition du profil d’un objet immobile, nous l’avons estimée expérimentalement à partir de profils acquis à des temps successifs sur des surfaces fixes. Nous montrons sur la figure 4.4 la soustraction deux à deux $\Delta z = z_{i+1}(r) - z_i(r)$ de quatre profils successifs ($i = 1$ à 4) acquis d’une surface horizontale fixe. La déviation standard de Δz correspond à la résolution verticale de mesure, dont le calcul donne environ 20 μm , ce qui est 10 fois plus grand que la résolution de référence de 2 μm . Par ailleurs, il est possible d’adapter la fréquence d’acquisition des profils afin d’effectuer un suivi temporel de la déformation de la surface. Elle peut être variée entre 4 et 4000 Hz, selon la résolution spatiale choisie. Enfin, l’appareil de mesure ne peut fonctionner convenablement que pour la plage de distances cellule-surface de 125 à 390 mm.

4.1.4 Méthode d’analyse des cratères d’érosion

Le profilomètre permet donc de mesurer l’évolution de la profondeur $p(r, t)$ dans la direction radiale de l’espace et en fonction du temps, et donne accès à la forme du cratère d’érosion. A distance jet-lit l et épaisseur h constantes, nous faisons l’acquisition de profils pour différentes vitesses de jet U_J allant de 0 à 24 m/s. Ces profils sont analysés et caractérisés de la façon suivante.

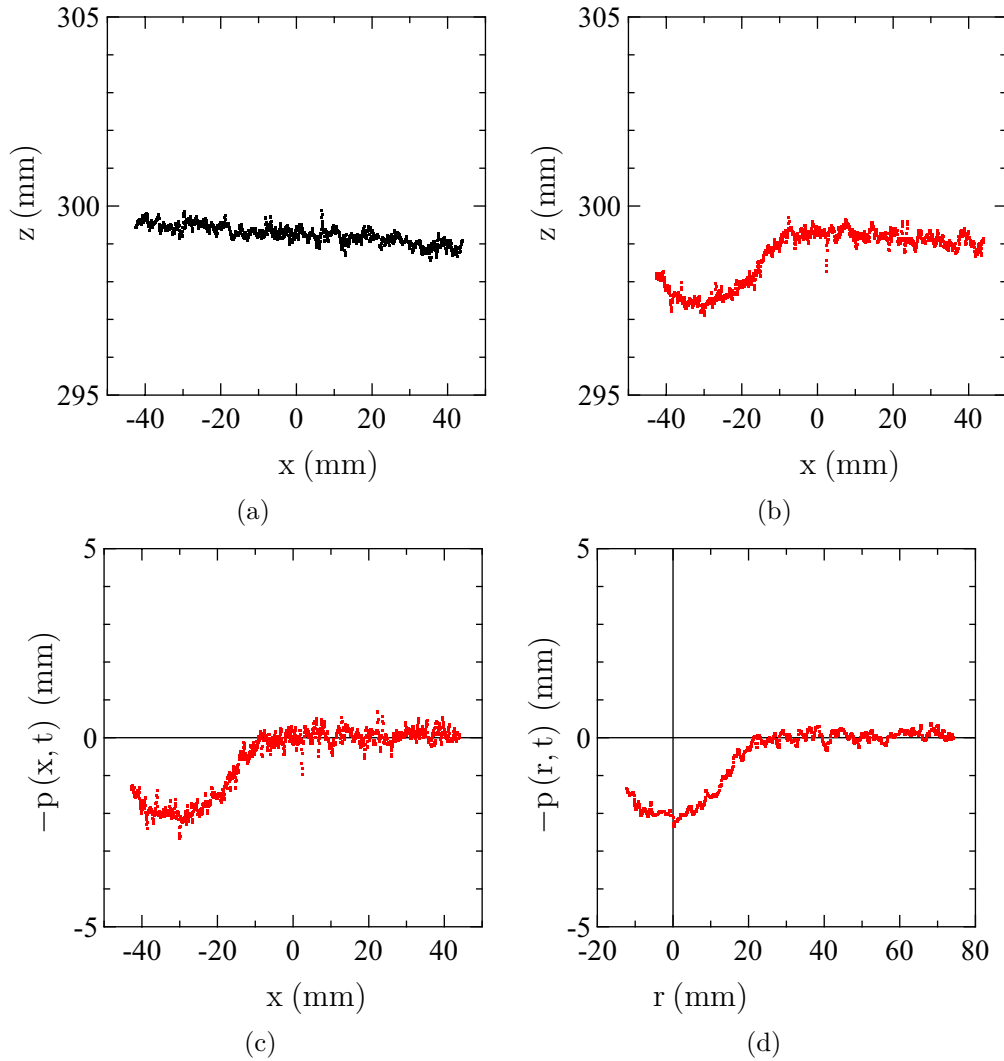


FIGURE 4.5 – (a) Profil avant érosion, (b) à l'état asymptotique, (c) remis à niveau, (d) remis à niveau, centré et lissé.

Analyse des profils de cratère

Sur les figures 4.5(a) et (b), nous représentons respectivement les profils bruts acquis avant érosion et à l'état asymptotique. L'inclinaison ici très visible sur le profil initial (figure 4.5(a)) est en réalité très faible car il y a une différence de hauteur de 0.4 mm sur une longueur de 85 mm, ce qui représente environ 0.3° . C'est une horizontalité très satisfaisante car il y a beaucoup d'éléments pouvant nuire à celle-ci : l'empilement lui-même peut ne pas avoir pas le même nombre de couches de grains le long de la ligne de profil, des billes peuvent s'insérer entre la table et la boîte contenant l'empilement, ou alors la non-horizontalité peut être due à celle de la table ou du profilomètre laser.

Chaque profil est décrit par la fonction forme de cratère $f_c(x, t)$. Le profil initial $f_c(x, 0)$ est d'abord soustrait au profil érodé $f_c(x, t)$ afin de déterminer la profondeur

$p(x, t)$ (figure 4.5(c)) :

$$-p(x, t) = f_c(x, t) - f_c(x, 0) \quad (4.1)$$

Les points du profil tels que $-p(x, t) < 0$ correspondent à la région érodée, et ceux au-dessus de la surface $-p(x, t) > 0$ témoignent d'un dépôt de grains érodés. Le profil est alors centré par rapport à son minimum en x_{min} comme l'illustre la figure 4.5(d) avec :

$$-p(r, t) = -p(x - x_{min}, t) \quad (4.2)$$

Enfin le profil est lissé sur quelques grains afin d'atténuer les fluctuations de mesure. Il y a 1280 points de mesure sur une ligne d'environ 85 mm, ce qui fait un point tous les 70 μm . Donc il y a 3 à 4 points par grain de diamètre $d = 250 \mu\text{m}$. Nous faisons une moyenne glissante sur 10 points, soit 3-4 grains. Le profil représenté sur la figure 4.5(d) est le profil lissé (et centré) de la figure 4.5(c), et nous remarquons que nous avons effectivement gagné en lisibilité sans perdre en information.

Caractéristiques des cratères érodés

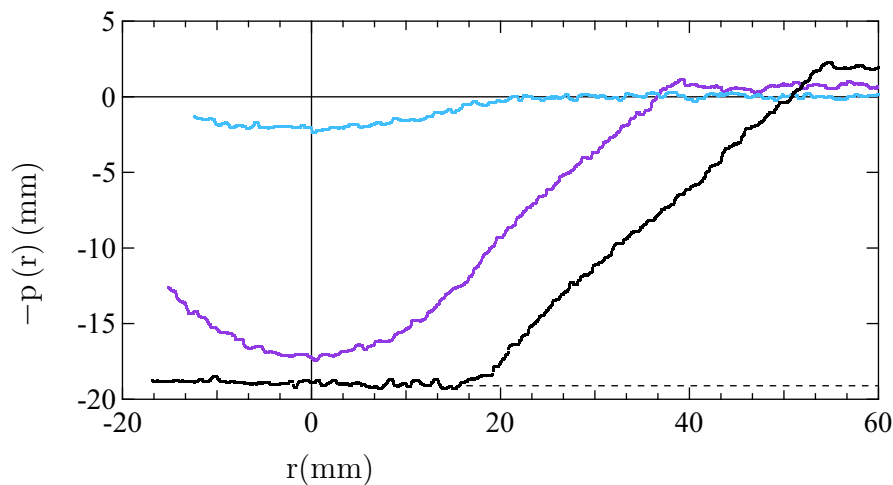


FIGURE 4.6 – Profils de cratères de type I (—), II (—) et III (—). Surface du support $p = h$ en ligne (---) horizontale.

Nous nous intéressons ici aux cratères à l'état "asymptotique" d'érosion aux temps longs ($t \rightarrow \infty$) caractérisés par leur profil $p(r, \infty)$ que nous noterons plus simplement $p(r)$. Au-delà de la vitesse seuil U_{Jc} , nous distinguons trois formes de cratère représentées sur la figure 4.6. Lorsque la vitesse débitante du jet est légèrement supérieure à la vitesse seuil, le profil est entièrement parabolique (—). Un cratère de cette morphologie sera désigné par le type I. En augmentant la vitesse du jet, le profil conserve une partie parabolique proche de l'axe, tandis qu'une couronne rectiligne apparaît sur les bords du cratère dont nous verrons par la suite qu'elle correspond à la présence d'avalanches

(—). Cette forme de cratère est définie comme le type II. Enfin lorsque la vitesse du jet est suffisamment grande pour lui permettre d'éroder jusqu'au support sur lequel repose l'empilement, le profil est tronqué : ce cratère de type III (—) s'apparente à un cratère de type II dont une portion de la partie parabolique lui aurait été retirée et cette portion sans grains correspondant au support est mise en évidence par la région plate du profil.

Nous avons caractérisé la morphologie des cratères par des grandeurs de base qui sont communes aux trois types de cratère et d'autres qui sont spécifiques aux cratères II et III. Les quatre grandeurs de base sont :

- la profondeur axiale du cratère P_0 , qui correspond à sa profondeur maximale avec $P_0 = p(0)$;
- le rayon du cratère R_0 au niveau de l'interface initiale de l'empilement tel que $p(r > R_0) > 0$;
- le volume érodé V_0 qui correspond à l'ensemble des grains éjectés du cratère tel que $V_0 = \int_0^{R_0} p(r) 2\pi r dr$;
- l'angle θ_0 que fait la pente du cratère en R_0 avec l'horizontale définie telle que $\theta_0 = \arctan\left(dp/dr|_{r=R_0}\right)$.

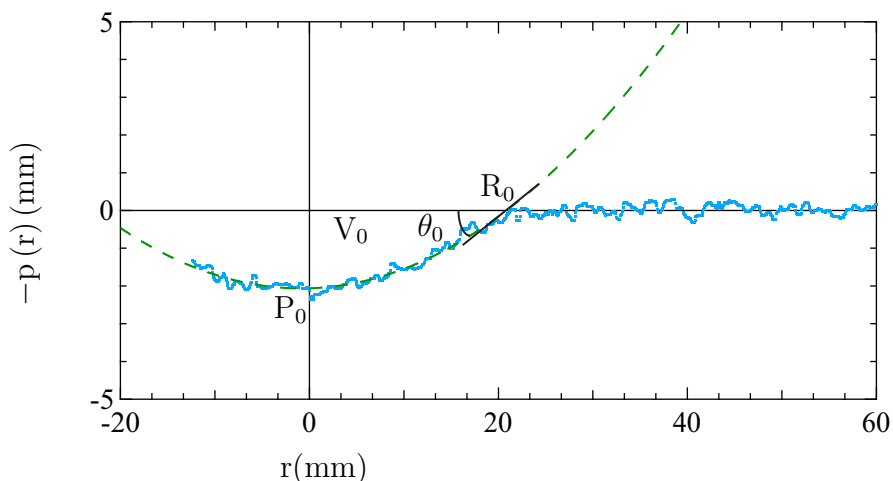


FIGURE 4.7 – Profil d'un cratère de type I et ses caractéristiques de base : la profondeur P_0 , le rayon R_0 , le volume total érodé V_0 , et l'angle θ_0 de la pente en R_0 . La ligne (— — —) est l'ajustement parabolique par l'équation (4.3).

P_0 , R_0 , V_0 et θ_0 sont représentés sur les trois types de cratère illustrés sur les figures 4.7, 4.8 et 4.9. Nous remarquons qu'ils possèdent tous une partie d'aspect curviligne symétrique par rapport à $r = 0$. Nous choisissons de l'ajuster par l'équation d'une parabole centrée en $(0, -P_0)$ telle que :

$$f_p(r) = -P_0 + W_2 r^2 \quad (4.3)$$

où W_2 est la courbure de la parabole avec $W_2 = P_0/R_0^2$ pour un cratère de type I, et $W_2 = (P_0 - P_i)/R_i^2$ pour un cratère de type II où $(P_0 - P_i)$ est la profondeur de la

région parabolique et R_i son rayon. Dans le cas d'un cratère de type III, le profil est ramené en $r = 0$ en calculant $-p(r - R_f, t)$ où R_f est le rayon de la région sans grains au niveau du support, de façon à ajuster la partie curviligne pour que son minimum en $r = 0$ corresponde bien à $P_0 = h$ et $W_2 = (P_0 - P_i) / (R_i - R_f)^2$.

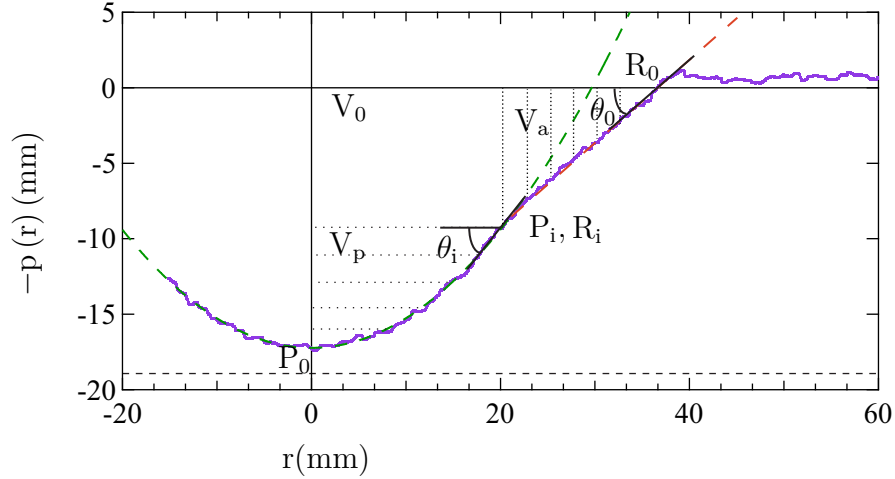


FIGURE 4.8 – Profil d'un cratère de type II. Ses caractéristiques de base : la profondeur P_0 , le rayon R_0 , le volume total érodé V_0 , l'angle θ_0 de la pente en R_0 ; et ses caractéristiques intermédiaires : la profondeur P_i , le rayon R_i , les volumes V_p (hachures horizontales) et V_a (hachures verticales), l'angle θ_i de la pente en R_i . (---) surface du support $p = h$, (---) ajustement parabolique par l'équation (4.3), (---) ajustement linéaire par l'équation (4.4).

A présent, nous allons faire le point sur les grandeurs spécifiques aux cratères de type II et III. Seule une portion des profils de ces cratères sont ajustables par une parabole et nous remarquons que la partie non centrale est rectiligne. Donc nous pouvons l'ajuster par une fonction affine d'équation :

$$f_l(r) = K_1 + K_2 r \quad (4.4)$$

avec K_1 l'ordonnée à l'origine et K_2 la pente de la droite, correspondant alors aussi à θ_0 :

$$\theta_0 = \arctan(K_2) \quad (4.5)$$

Le passage du profil de sa partie parabolique à sa partie linéaire peut être caractérisé avec des nouveaux paramètres que nous appelons grandeurs intermédiaires, en posant l'égalité entre les deux fonctions d'ajustement telle que :

$$f_p(R_i) = f_l(R_i) \quad (4.6)$$

$$-P_0 + W_2 R_i^2 = K_1 + K_2 R_i \quad (4.7)$$

Les six grandeurs intermédiaires sont :

- le rayon intermédiaire R_i qui s'écrit : $R_i = (K_2 + \sqrt{\Delta}) / 2W_2$, avec $\Delta = K_2^2 + 4W_2(P_0 + K_1)$ la racine du polynôme du second degré issu de l'égalité $f_p(R_i) = f_l(R_i)$;
- la profondeur intermédiaire $P_i = f_p(R_i) = f_l(R_i)$;
- la hauteur de la portion parabolique $(P_0 - P_i)$;
- le volume "parabolique" V_p tel que $V_p = \int_0^{R_i} p(r) 2\pi r dr$;
- le volume "linéaire" de la partie rectiligne du cratère (avalanches) V_a ramené au centre avec $V_a = \int_{R_i}^{R_0} p(r) 2\pi (r - R_i) dr$;
- l'angle θ_i de la pente du cratère en R_i : $\theta_i = \arctan(dp/dr|_{r=R_i})$.

Les grandeurs R_i , P_i , V_p , V_a et θ_i sont illustrées sur les figures 4.8 et 4.9. Enfin, il existe deux autres grandeurs spécifiques au cratère de type III représentées sur la figure 4.9 et l'expression de V_p est ajustée :

- le rayon de la région sans grain au niveau du support R_f ;
- le volume "parabolique" V_p ramené au centre qui vaut alors $V_p = \int_{R_f}^{R_i} p(r) 2\pi (r - R_f) dr$;
- le volume "basal" de la partie érodée jusqu'au fond du support $V_b = \int_0^{R_f} p(r) 2\pi r dr$.

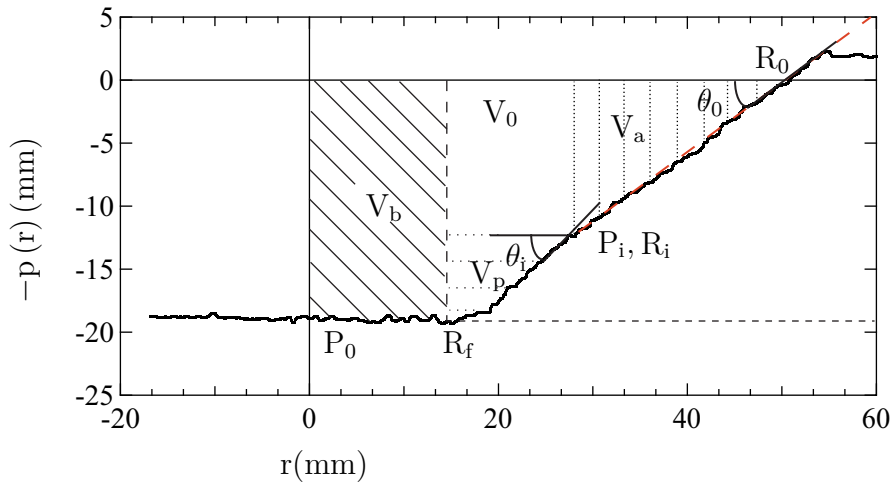


FIGURE 4.9 – Profil d'un cratère de type III. Ses caractéristiques de base : la profondeur P_0 , le rayon R_0 , le volume total érodé V_0 , l'angle θ_0 de la pente en R_0 ; ses caractéristiques intermédiaires : la profondeur P_i , le rayon R_i , les volumes V_p (hachures horizontales) et V_a (hachures verticales), l'angle θ_i de la pente en R_i ; et ses caractéristiques tronquées : le rayon de la région sans grains R_f , le volume V_b (hachures obliques). (---) surface du support $p = h$, (---) ajustement linéaire par l'équation (4.4).

Attention, il est important de remarquer que :

- $V_0 = V_p$ pour le cratère de type I;
- $V_0 > V_p + V_a$ pour le cratère de type II;
- $V_0 > V_p + V_a + V_b$ pour le cratère de type III.

Nous définissons P_0/R_0 le rapport d'aspect global du cratère quel que soit son type, ainsi que quatre facteurs de forme comparant le volume global V_0 et les volumes partiels V_p ,

V_a et V_b à des volumes de formes simples : parabole, cône et tronc conique, schématisés sur la figure 4.10. Les facteurs de formes s'écrivent :

- $\chi_0 = V_0/\pi P_0 R_0^2$;
- $\chi_p = V_p/\pi (P_0 - P_i) R_i^2$;
- $\chi_a = V_a/\pi (P_0 - P_i) (R_0 - R_i)^2$;
- $\chi_b = V_b/\pi P_0 R_f^2$;

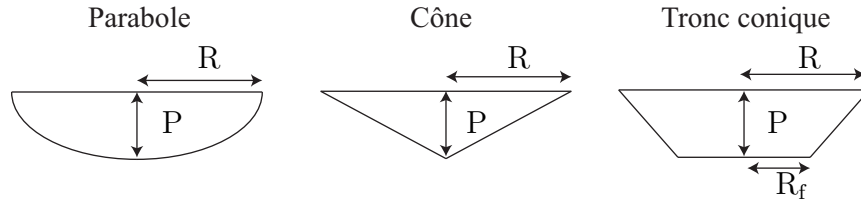


FIGURE 4.10 – Schémas des formes simples : parabole, cône et tronc conique.

Les facteurs de forme d'une parabole, d'un cône et d'un tronc conique valent respectivement :

$$\chi = \frac{1}{2} \quad (4.8)$$

$$\chi = \frac{1}{3} \quad (4.9)$$

$$\chi \in \left[\frac{1}{3}; 1 \right] \quad (4.10)$$

où $\Delta R = R - R_f$. En effet, selon le rapport $\Delta R/R$, le facteur de forme d'un tronc conique tend soit vers celui d'un cône simple ($=1/3$) quand le rapport est petit, soit vers celui d'un cylindre ($=1$) quand le rapport est grand tel que :

$$\frac{V}{\pi P R^2} = \frac{1}{3} - \frac{\Delta R}{R} + \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2 \quad (4.11)$$

$$\frac{V}{\pi P R^2} \rightarrow \frac{1}{3} \quad \text{quand} \quad \frac{\Delta R}{R} \rightarrow 0 \quad (4.12)$$

$$\frac{V}{\pi P R^2} \rightarrow 1 \quad \text{quand} \quad \frac{\Delta R}{R} \rightarrow 1 \quad (4.13)$$

Dans l'étude menée sur le seuil d'érosion, nous avons montré que les résultats se comprennent bien par des modèles auto-similaires de jet libre qui permettent d'estimer la vitesse locale au niveau de l'empilement granulaire à la distance $(l + \lambda)$ entre l'origine virtuelle du jet et la surface du lit. Donc c'est cette grandeur et non pas le diamètre du jet D , qui semble la plus justifiée pour adimensionner profondeurs P , rayons R et

volumes V , et nous adoptons la notation $\tilde{x} = x/(l + \lambda)$ telle que :

$$\tilde{P} = \frac{P}{l + \lambda} \quad (4.14)$$

$$\tilde{R} = \frac{R}{l + \lambda} \quad (4.15)$$

$$\tilde{V} = \frac{V}{(l + \lambda)^3} \quad (4.16)$$

Comme toutes les expériences au-delà du seuil sont effectuées avec un jet turbulent, les conditions initiales ont une grande influence sur la décroissance du jet et donc sur la valeur de λ . Nous expliquons dans la Partie 4.3.2 comment nous estimons sa valeur à $\lambda = -6D$, à partir de la mesure expérimentale du seuil et des modèles auto-similaires de jet.

Dans ce qui suit, nous étudions l'influence de la vitesse du jet U_J sortant de l'injecteur, de la distance l entre l'injecteur et le lit et de l'épaisseur h du lit. Nous présentons l'analyse des cratères via les nombres sans dimension suivants : le mécanisme d'érosion est décrit par le nombre de Shields Sh_J , le confinement basal par $l^* = l/D$ distance jet-lit adimensionnée par le diamètre de l'injecteur D , et le nombre de couches de grains h/d .

4.2 Cratérisation par nombre de Shields

Lorsque le nombre de Shields Sh_J est supérieur à la valeur au seuil d'érosion Sh_{Jc} , de plus en plus de grains sont déplacés et il y a formation de cratères. Leur morphologie dépend de Sh_J , ce qui a une incidence sur les paramètres caractéristiques du cratère, tels que son rayon ou sa profondeur. Nous allons étudier l'influence de l'augmentation de Sh_J au-dessus du seuil d'érosion sur la forme du cratère.

Sur les figures 4.11(a-d), nous avons représenté l'évolution des quatre paramètres de base du cratère \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 , \tilde{V}_0 et θ_0 en fonction du nombre de Shields Sh_J basé sur la vitesse débitante du jet correspondante U_J , pour la distance $l/D = 28.8$ et l'épaisseur $h/d \approx 80$ couches de grains. La figure 4.11(e) montre les trois types de cratères habituellement observés à nombre de Shields Sh_J croissant.

De façon générale, nous remarquons que \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 , \tilde{V}_0 et θ_0 augmentent avec Sh_J . Ainsi, plus Sh_J est grand, plus le cratère érodé est grand, et le volume érodé croît avec P_0 et R_0 . C'est l'extrapolation à 0 de la profondeur (ou du volume) qui permet d'estimer la valeur du nombre de Shields Sh_{Jc} au seuil d'érosion. Dans la configuration des figures 4.11(a-e), nous trouvons $Sh_{Jc} \approx 53$ et cette valeur est reportée sur chaque figure en ligne verticale (---).

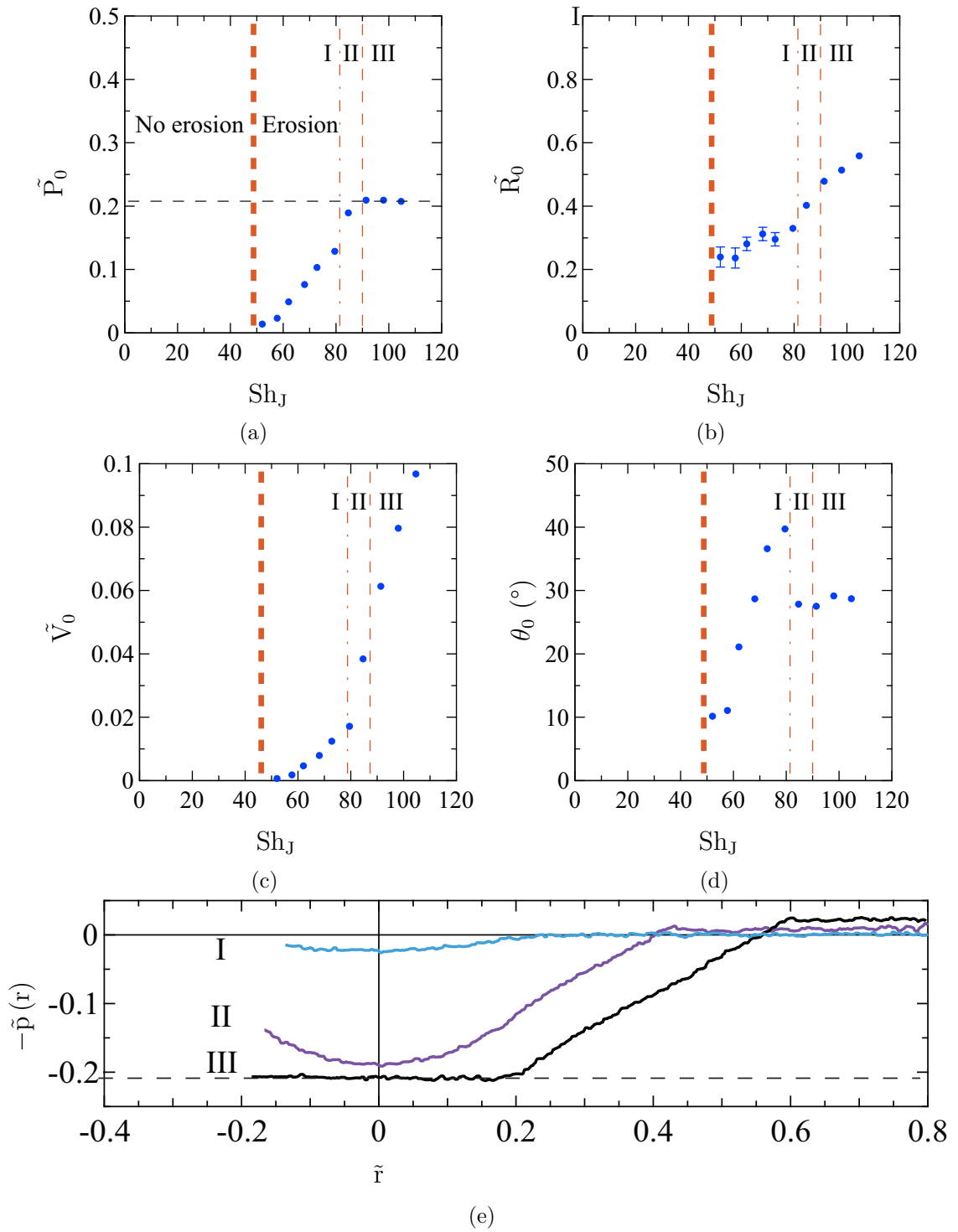


FIGURE 4.11 – Evolution en fonction de Sh_J des (a) Profondeur \tilde{P}_0 , (b) Rayon \tilde{R}_0 , (c) Volume érodé \tilde{V}_0 , et (d) Angle θ_0 de la pente en R_0 - ligne (---) horizontale pour $p(r, t) = h$, ligne (---) verticale pour $Sh_{Jc} \approx 50$, ligne (-.-.-) verticale pour la séparation les cratères de type I et II, et ligne (-.-.-) verticale entre II et III - (e) Cratère de type I (bleu) : $Sh_J \approx 58$; cratère de type II (violet) : $Sh_J \approx 79.5$; cratère de type III (noir) : $Sh_J \approx 105$ - Distance jet-lit $l^* = 28.8$, épaisseur de l'empilement granulaire $h/d \approx 80$.

Nous remarquons également l'existence de valeurs plateaux pour \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 et θ_0 , mettant en évidence un changement de la forme du cratère. En effet à partir de $Sh_J \approx 90$ la profondeur sature, ce qui correspond à $P_0 = h$ (ligne pointillée horizontale) avec h l'épaisseur du lit, car le jet a érodé jusqu'au fond sur lequel repose l'empilement granulaire. Nous observons alors la forme de cratère III illustrée en noir sur la figure 4.11(e) : il n'y a plus de grains sur la partie plate du profil et nous notons que les bords du cratère sont très pentus, avec une petite partie parabolique se raccordant au support. La limite $Sh_{JcIII} \approx 90$ d'apparition du type de cratère III est ajoutée sur la figure 4.11(a) en ligne (---) verticale.

Pour ce qui est de l'angle θ_0 de la pente du cratère en R_0 , nous pouvons voir qu'il augmente avec Sh_J jusqu'à atteindre une valeur critique $\theta_0 \approx 40^\circ$ en $Sh_J \approx 80$. Au-delà de cette valeur de Sh_J , l'angle de pente chute à $\theta_0 \approx 27^\circ \pm 3$ et reste ensuite constant à nombre de Shields croissant, même lorsque le cratère devient de type III pour $Sh_J \geq 90$. Nous observons visuellement que l'existence de ce plateau $\theta_0 = \text{cst}$ correspond à la présence d'avalanches sur les flancs du cratère. Pour $80 \leq Sh_J \leq 90$ où le jet n'a pas érodé jusqu'au support (\tilde{P}_0 continue d'augmenter), le cratère possède en son centre une partie parabolique sous l'impact du jet, comme l'illustre le profil violet du milieu sur la figure 4.11(e). Ces cratères avalancheux et non tronqués sont de type II et la valeur $Sh_{JcII} \approx 80$ à partir de laquelle ce type de cratère apparaît est reportée en ligne (- · -) verticale sur les figures 4.11(b-d), ce qui justifie l'augmentation de la croissance de V_0 . Pour $Sh_{Jc} \leq Sh_J \leq Sh_{JcII}$, les cratères observés sont de type I, entièrement parabolique (1^{er} profil (bleu) sur la figure 4.11(e)) avec un rayon \tilde{R}_0 sensiblement constant (figure 4.11(b)) aux incertitudes de mesure près.

Par conséquent, à nombre de Shields Sh_J croissant, la morphologie du cratère passe d'entièrement parabolique (I) à avalancheux (II) puis tronqué (III), et ces changements se déduisent sans ambiguïté de l'évolution de la profondeur P_0 , du rayon R_0 et de l'angle θ_0 .

A présent, nous allons étudier plus en détail la transition I-II et II-III dans d'autres configurations de distance l/D et d'épaisseur h/d .

4.2.1 Transition de cratères I-II

Dans cette partie, nous analysons les caractéristiques des cratères de type I et II, et comment le changement de morphologie se fait. Nous choisissons une expérience représentative de cette transition I-II dont quelques profils sont illustrés sur la figure 4.12(e) à un nombre de Shields Sh_J croissant pour $l^* = 19.1$, $h/d \approx 120$. Les trois profils supérieurs sont des cratères entièrement paraboliques de type I, et les deux profils inférieurs sont de type II, sur lesquels nous pouvons observer la présence d'une zone de pente rectiligne correspondant à la présence d'avalanches à plus grand nombre de Shields.

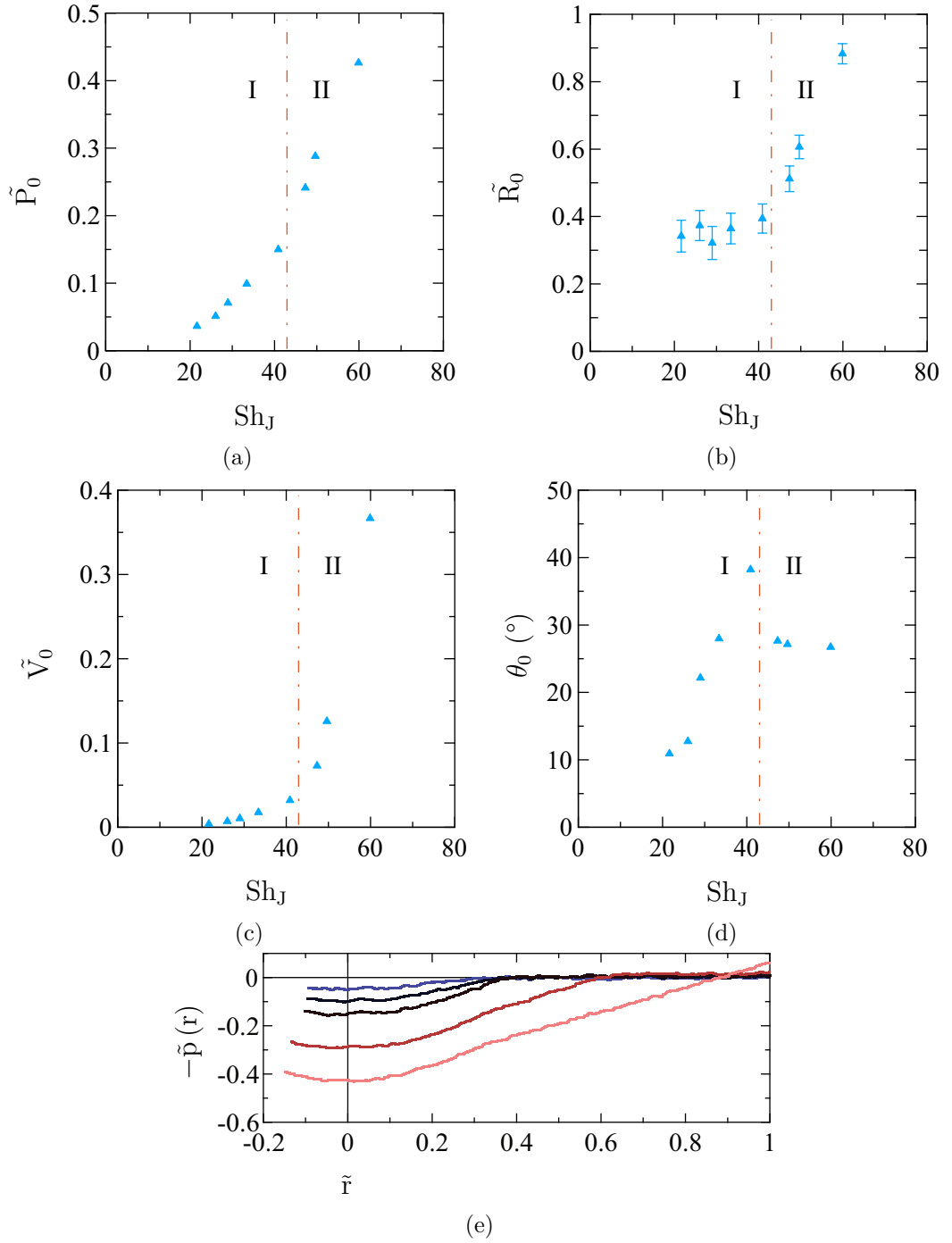


FIGURE 4.12 – Evolution en fonction de Sh_J des (a) profondeur \tilde{P}_0 , (b) rayon intérieur \tilde{R}_0 , (c) volume érodé \tilde{V}_0 , (d) angle θ_0 . (e) Profils de cratères à Sh_J croissant ($Sh_J = 26, 33, 41, 47, 60$) illustrant la transition I-II. La ligne $(-\cdot-)$ verticale $Sh_{JcII} \approx 43$ marque la séparation des cratères de type I et II, pour une distance jet-lit $l^* = 19.1$ (\blacktriangle) et une épaisseur granulaire $h/d \approx 120$.

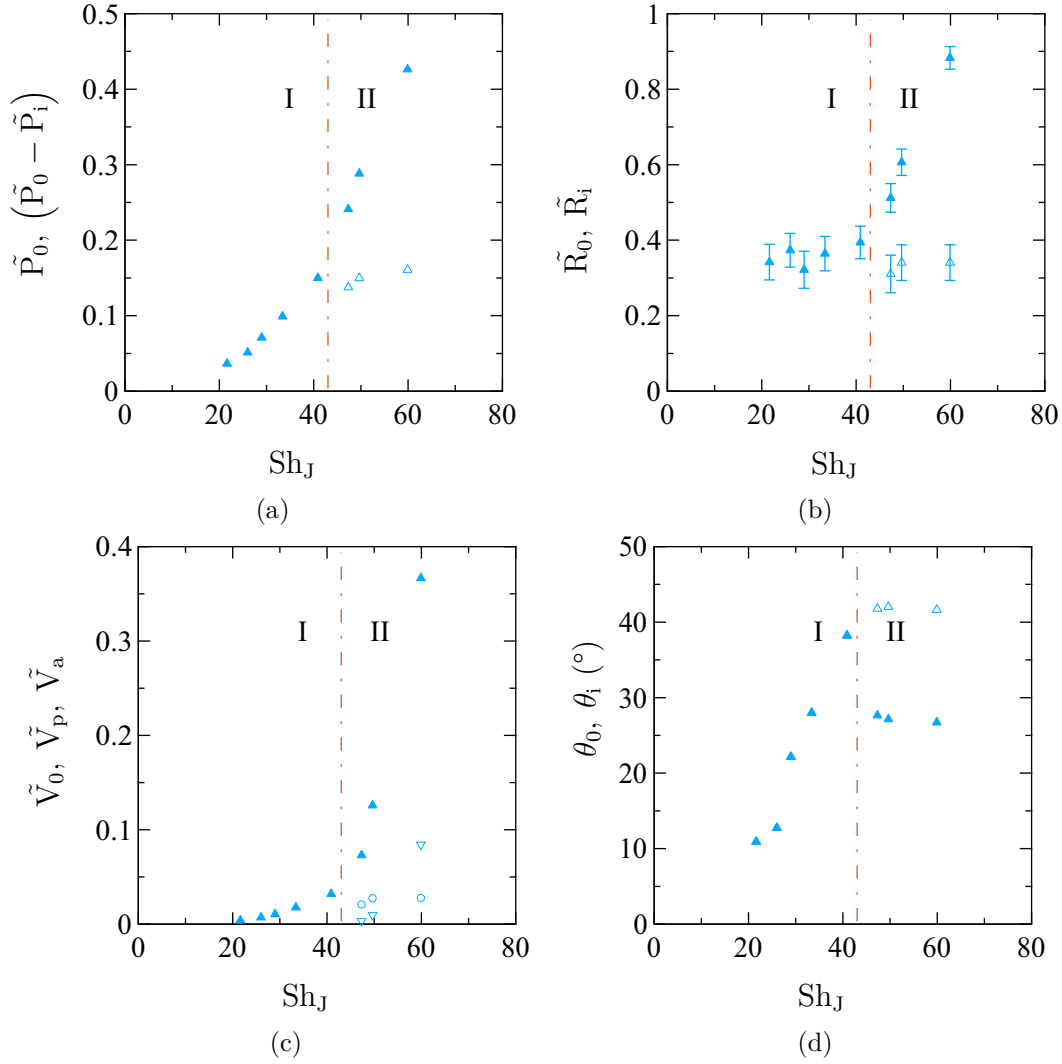


FIGURE 4.13 – Evolution en fonction de Sh_J des (a) profondeurs \tilde{P}_0 (\blacktriangle) et $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$ (\triangle), (b) rayons intérieur \tilde{R}_0 (\blacktriangle) et intermédiaire \tilde{R}_i (\triangle), (c) volumes \tilde{V}_0 (\blacktriangle), \tilde{V}_p (\circ) et \tilde{V}_a (∇), (d) angles θ_0 (\blacktriangle) et θ_i (\triangle). La ligne ($- \cdot -$) verticale $Sh_{JcII} \approx 43$ marque la séparation des cratères de type I et II, pour une distance jet-lit $l^* = 19.1$ et une épaisseur granulaire $h/d \approx 120$.

Les figures 4.12(a-d) représentent l'évolution des caractéristiques de base du cratère en fonction de Sh_J . a valeur de Sh_J au seuil d'érosion est estimée à $Sh_{Jc} \approx 17.5 \pm 3$. Le cratère de type II se distingue du type I par l'apparition d'avalanches sur les bords, ce qui se traduit pas un angle de pente constant. Comme ici $\theta_0 \approx 27^\circ \pm 3^\circ$ à partir de $Sh_J \approx 43$, le nombre de Shields de transition I-II est ici $Sh_{JcII} = 43$ et cette valeur est reportée sur chaque figure en ligne $(-\cdot-)$ verticale. De plus, nous remarquons que pour $Sh_J \leq Sh_{JcII}$, le rayon R_0 est approximativement constant avec $\tilde{R}_0 \approx 0.3 \pm 0.03$. La fin de ce plateau permet aussi de repérer le changement de morphologie du cratère. Ainsi tant que le cratère est de type I, P_0 augmente avec Sh_J à R_0 constant, ce qui augmente la courbure W_2 du cratère et donc l'angle de pente $\theta_0 = \arctan(2W_2R_0)$ qui passe de 0 à 40° lorsque Sh_J varie de Sh_{Jc} à Sh_{JcII} . La valeur de 40° semble être la valeur critique de stabilité de l'empilement de grains à partir duquel il ne peut plus se maintenir. Il relaxe alors en avalanchant pour $Sh_J > Sh_{JcII}$ (cratère de type II) vers un angle plus petit, légèrement inférieur à 30° . L'angle de repos généralement mesuré pour un empilement de billes de verre monodisperse en diamètre est compris entre 22° et 30° (Courrech du Pont et al. [23],[24],[25], Doppler [33] et Loiseleux et al. [56]). Lorsque $Sh_J > Sh_{JcII}$, \tilde{R}_0 n'est plus constant mais augmente avec Sh_J et \tilde{P}_0 augmente plus vite avec Sh_J que lorsque le cratère est de type I. Ceci induit un accroissement du volume avec Sh_J plus important que pour $Sh_{Jc} \leq Sh_J \leq Sh_{JcII}$ (cratère de type I), comme le montre la figure 4.11(c).

A présent, nous nous intéressons aux grandeurs qui apparaissent pour les cratères de type II. Nous mesurons la profondeur P_i et le rayon R_i à l'extrémité de la zone parabolique, à la transition avec la pente d'avalanche. Ceci nous permet d'estimer la profondeur de la partie parabolique $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$, le volume parabolique \tilde{V}_p correspondant, le volume linéaire \tilde{V}_a de la partie rectiligne du cratère entre \tilde{R}_i et \tilde{R}_0 , et l'angle θ_i de la pente en \tilde{R}_i . Nous comparons ces grandeurs à \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 , \tilde{V}_0 et θ_0 sur les figures 4.13(a-d). Nous remarquons que les paramètres qui caractérisent la région parabolique sont constants avec :

$$\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i = 0.15 \pm 0.01 \quad (4.17)$$

$$\tilde{R}_i = 0.33 \pm 0.02 \quad (4.18)$$

$$\tilde{V}_p = 0.03 \pm 0.01 \quad (4.19)$$

$$\theta_i = 42 \pm 2^\circ \quad (4.20)$$

θ_i est ainsi dans la continuité de θ_0 juste avant la transition, tandis que $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$, \tilde{R}_i et donc \tilde{V}_p sont légèrement inférieurs mais toujours du même ordre de grandeur que \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 et \tilde{V}_0 juste avant la transition. Ainsi quand le cratère est de type II, la profondeur, le rayon, le volume et l'angle en bout de zone parabolique restent les mêmes quel que soit Sh_J , ce qui constitue un résultat fort. Par conséquent, la partie parabolique du cratère de type II reste invariante à nombre de Shields croissant. En revanche, nous remarquons

que \tilde{V}_a augmente avec Sh_J , ce qui signifie que la région rectiligne est de plus en plus grande et que c'est elle qui est à l'origine de l'accroissement du cratère.

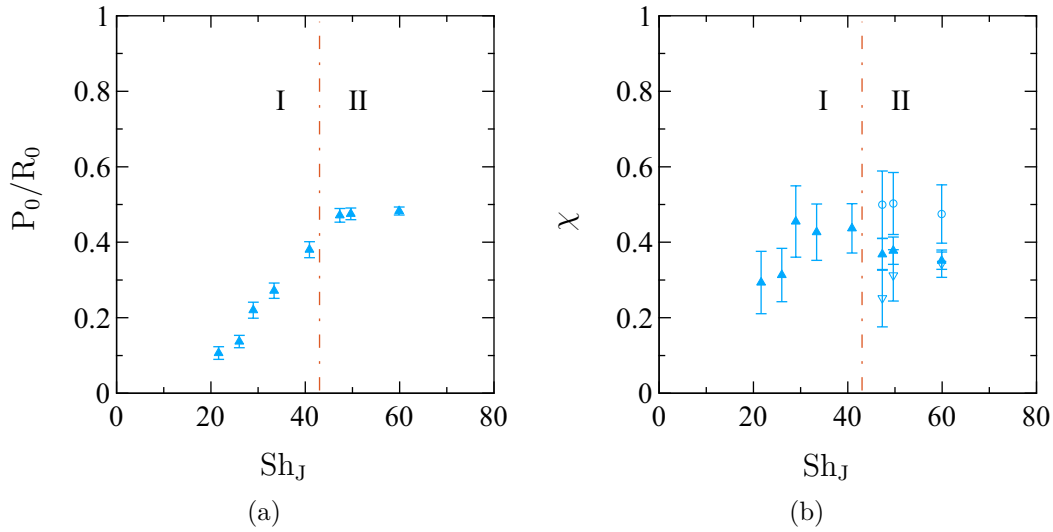


FIGURE 4.14 – Evolution en fonction de Sh_J des (a) rapport d'aspect P_0/R_0 (\blacktriangle) et (b) facteurs de formes χ_0 (\blacktriangle), χ_p (\circ) et χ_a (∇). La ligne ($- \cdot -$) verticale $Sh_{JcII} \approx 43$ marque la séparation des cratères de type I et II, pour une distance jet-lit $l^* = 19.1$ et une épaisseur granulaire $h/d \approx 120$.

A présent, intéressons-nous au rapport d'aspect global des cratères comparant la profondeur P_0 au rayon du cratère R_0 , représenté sur la figure 4.14(a). Lorsque Sh_J tend vers Sh_{Jc} au seuil d'érosion, $P_0/R_0 \rightarrow 0$: le cratère est très plat ($\theta_0 \rightarrow 0^\circ$). Puis le rapport d'aspect global augmente avec Sh_J jusqu'à atteindre environ 0.45 à la transition I-II, avant de saturer aux environs de cette même valeur au-delà de la transition. L'accroissement de P_0/R_0 est dû à l'augmentation de P_0 tandis que R_0 est constant. Ainsi lorsque le cratère est de type II, le rapport d'aspect global est constant $P_0/R_0 \approx 1/2$, ce qui signifie que P_0 reste deux fois plus petit que R_0 quand le nombre de Shields augmente.

Enfin, nous estimons les facteurs de forme des cratères de type I et II, et des portions parabolique et rectiligne des cratères de type II, à partir des volumes respectifs V_0 , V_p et V_a . Les facteurs de forme χ_0 , χ_p et χ_a sont représentés en fonction de Sh_J sur la figure 4.14(b). Nous notons que :

$$\begin{aligned}
 \chi_0 &= 0.4 \pm 0.1 && \text{Cratère I} \\
 \chi_0 &\rightarrow 0.35 \pm 0.02 && \text{Cratère II} \\
 \chi_p &= 0.5 \pm 0.05 && \text{Cratère II} \\
 \chi_a &= 0.3 \pm 0.05 && \text{Cratère II}
 \end{aligned}$$

Rappelons que lorsqu'un facteur de forme tend vers $1/3$, le volume en question s'apparente à la forme simple d'un cône, lorsqu'il tend vers $1/2$, il se rapproche d'une parabole

et lorsqu'il tend vers 1, c'est qu'il ressemble de plus en plus à un cylindre (voir la figure 4.10). Par conséquent, le cratère de type I et la région incurvée du cratère de type II s'apparentent bien à une parabole, tandis que le cratère de type II et la zone définie par le flanc du cratère se rapproche plutôt de la géométrie conique.

4.2.2 Transition de cratères II-III

Dans cette partie, nous analysons le comportement des grandeurs caractéristiques pour les cratères de type III (tronqué) et caractérisons la transition d'un type II à III. Nous représentons l'évolution des grandeurs de base du cratère \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 , \tilde{V}_0 et θ_0 , ainsi que quelques profils de cratère à Sh_J croissant, pour $l^* = 14.3$ et $h/d \approx 80$ sur les figures 4.15(a-e). Les cratères de type II (les trois profils supérieurs) conservent une partie parabolique centrée en $r = 0$, tandis que les cratères de type III (les trois profils inférieurs) sont remarquables par une région plate représentant le support en $p(r) = h$. Comme nous l'avons vu précédemment, c'est la saturation de \tilde{P}_0 qui caractérise la présence d'un cratère tronqué de type III. Ainsi, le jet a érodé jusqu'au support et nous avons $\tilde{P}_0 = \tilde{h}$ à partir de $Sh_J \approx 42$. Avant cette valeur de Sh_J , la profondeur continue d'augmenter avec Sh_J tandis que la pente du cratère reste constante avec $\theta_0 \approx 27^\circ \pm 2^\circ$, ce qui est caractéristique d'un cratère de type II. Donc la valeur de Sh_J pour laquelle la transition II-III a lieu dans cette configuration est $Sh_{JcIII} \approx 42$, et nous la reportons sur chaque figure en ligne (---) verticale.

Au-delà de cette transition, nous remarquons que le rayon du cratère augmente toujours avec Sh_J à $P_0 = h$, mais plus faiblement que lorsque le cratère est de type II. En effet, il est à peine doublé sur l'intervalle $42 \leq Sh_J \leq 116$. Ceci conduit tout de même le volume érodé du cratère à croître, mais avec une discontinuité de pente en Sh_{JcIII} .

Enfin, nous notons que l'angle de la pente en \tilde{R}_0 ne change pas lorsque le cratère passe du type II à III avec $\theta_0 \approx 27^\circ \pm 3^\circ$, ce qui est cohérent avec le maintien de la partie avalancheuse sur les flancs du cratère, que le cratère soit de type II ou III.

A présent, penchons-nous sur les grandeurs mesurables pour un cratère de type II ($(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$, \tilde{R}_i , \tilde{V}_p , \tilde{V}_a , θ_i) mais aussi les grandeurs supplémentaires qui apparaissent avec un cratère de type III (\tilde{R}_f , \tilde{V}_b). Toutes ces grandeurs sont comparées à \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 , \tilde{V}_0 et θ_0 sur les figures 4.16(a-e). Pour un cratère de type II, les grandeurs $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$, \tilde{R}_i , \tilde{V}_p et θ_i qui décrivent la partie parabolique du cratère sont constantes, ce qui montre que la forme parabolique reste invariante à nombre de Shields croissant. En fait, cette forme parabolique se conserve même d'une distance à l'autre car les valeurs des grandeurs intermédiaires obtenues à cette distance, sont les mêmes que celles trouvées à la distance $l^* = 19.1$ étudiée dans la Partie 4.2. L'influence de la distance sur les caractéristiques des cratères est étudiée plus en détail dans la Partie 4.3.

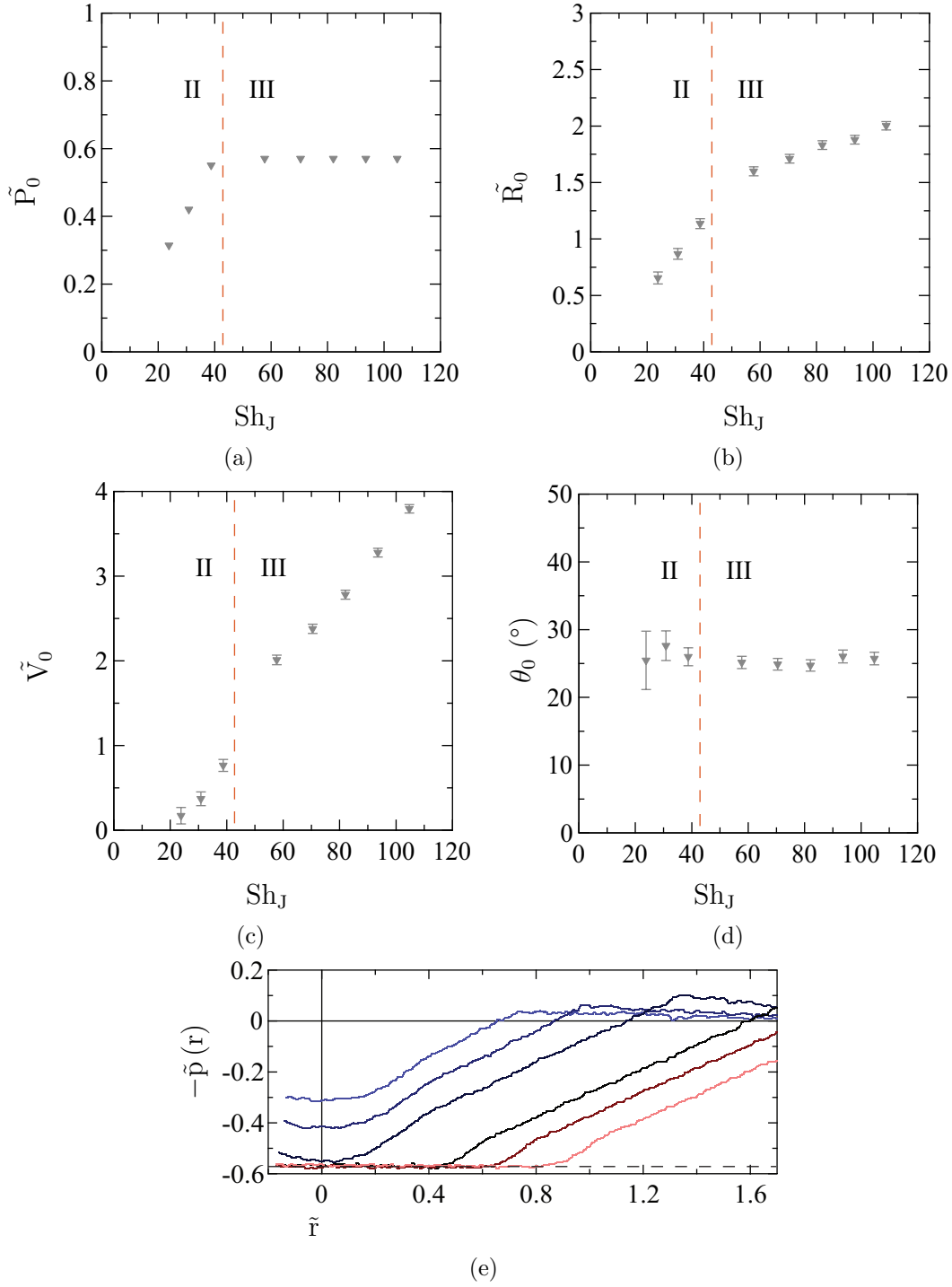


FIGURE 4.15 – Evolution en fonction de Sh_J des (a) profondeur \tilde{P}_0 , (b) rayon \tilde{R}_0 , (c) volume érodé \tilde{V} , (d) angle θ_0 . (e) Profils de cratères à Sh_J croissant ($Sh_J = 24, 31, 39, 58, 82, 105$) illustrant la transition II-III. La ligne (---) verticale $Sh_{JcIII} \approx 42$ marque la séparation des cratères de type II et III, pour une distance jet-lit $l^* = 14.3$ (\blacktriangledown) et une épaisseur granulaire $h/d \approx 80$.

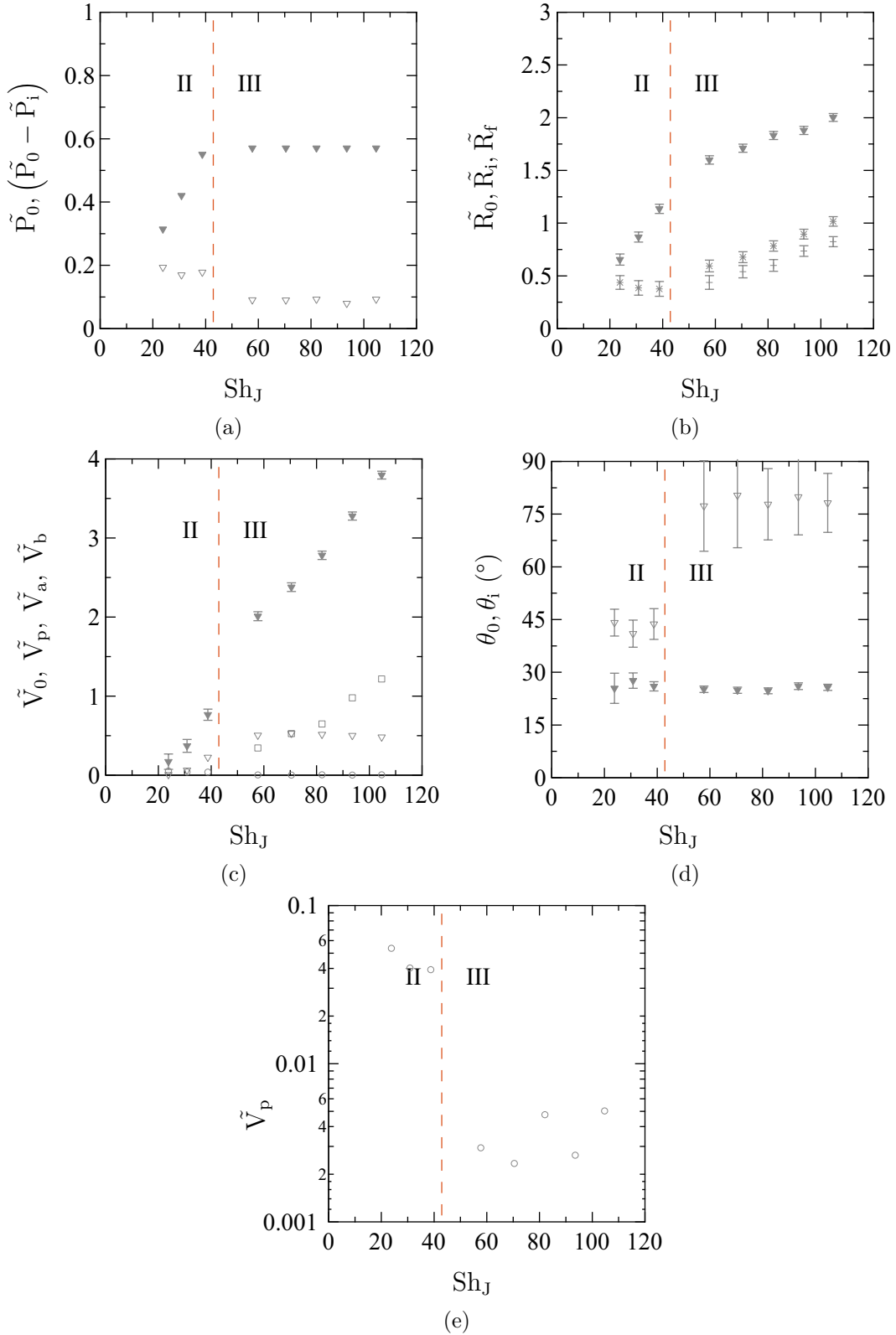


FIGURE 4.16 – Evolution en fonction de Sh_J des (a) profondeurs \tilde{P}_0 (\blacktriangledown) et $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$ (∇), (b) rayons \tilde{R}_0 (\blacktriangledown), \tilde{R}_i (∇) et \tilde{R}_f (*), (c) volumes \tilde{V}_0 (\blacktriangledown), \tilde{V}_p (\circ), \tilde{V}_a (∇) et \tilde{V}_b (\square), (d) angles θ_0 (\blacktriangledown) et θ_i (∇), (e) \tilde{V}_p (\circ) en échelle semi-log. La ligne (---) verticale $Sh_{JcIII} \approx 42$ marque la séparation des cratères de type II et III, pour une distance jet-lit $l^* = 14.3$ et une épaisseur granulaire $h/d \approx 80$.

Nous remarquons que la profondeur de la parabole ($\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i$), les volumes \tilde{V}_p et \tilde{V}_a , et l'angle θ_i restent constants au-delà de la transition $Sh_{JcIII} \approx 42$ avec des valeurs plateaux différentes de celles observées avant la transition :

$$(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i) = 0.1 \pm 0.01 \quad (4.21)$$

$$\tilde{V}_p = 0.4 \pm 0.1 \quad (4.22)$$

$$\tilde{V}_a = 0.5 \pm 0.02 \quad (4.23)$$

$$\theta_i = 75^\circ \pm 10^\circ \quad (4.24)$$

En revanche, les rayons \tilde{R}_0 , \tilde{R}_i et \tilde{R}_f augmentent pour $Sh_J \geq Sh_{JcIII}$, avec un écart entre chaque grandeur qui semble se conserver tel que $\tilde{R}_0 - \tilde{R}_f \approx 1.25$ et $\tilde{R}_i - \tilde{R}_f \approx 0.25$. Ce résultat laisse supposer que la relation qui existe entre les différents rayons est purement géométrique : le jet "impose" R_f , la déviation du fluide vers le haut "impose" la courbure W_2 , le rayon R_i et la profondeur ($P_0 - P_i$) de la partie parabolique du cratère, et le rayon R_0 du cratère s'ajuste à R_i par avalanches. Comme \tilde{R}_f augmente à $\tilde{P}_0 = \text{cst}$ pour $Sh_J \geq Sh_{JcIII}$, alors le volume \tilde{V}_b augmente et c'est lui qui contribue principalement à l'agrandissement du cratère, puisque que \tilde{V}_p et \tilde{V}_a restent constants.

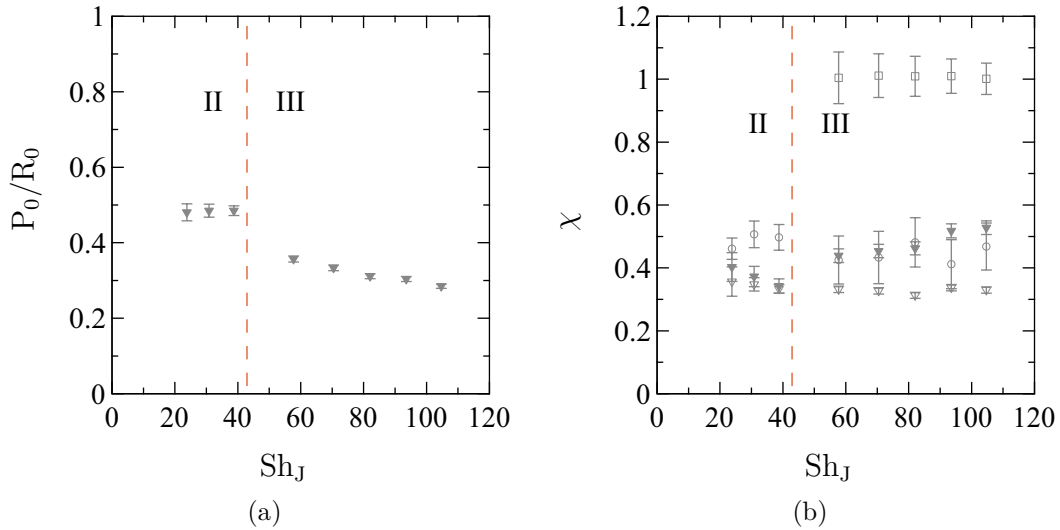


FIGURE 4.17 – Evolution en fonction de Sh_J des (a) rapport d'aspect global du cratère P_0/R_0 (▼) et des (b) facteurs de forme χ_0 , χ_p (○), χ_a (▽) et χ_p (□). La ligne (---) verticale $Sh_{JcIII} \approx 42$ marque la séparation des cratères de type II et III, pour une distance jet-lit $l^* = 14.3$ et une épaisseur granulaire $h/d \approx 80$.

Le rapport d'aspect global P_0/R_0 est représenté en fonction du nombre de Shields sur la figure 4.17. Nous retrouvons bien la valeur plateau $P_0/R_0 = 0.48 \pm 0.02$ lorsque le cratère est de type II, comme nous l'avons observé dans la Partie 4.3.1. Après la transition II-III, R_0 augmente à $P_0 = h$ lorsque le jet a érodé jusqu'au fond du support. Donc le rapport

d'aspect du cratère diminue et tendrait asymptotiquement vers 0 pour un cratère de type III de plus en plus large.

En plus des facteurs de forme de l'ensemble du cratère χ_0 , et des parties parabolique χ_p et linéaire χ_a , nous représentons celui de la zone sans grains du cratère χ_b en fonction de Sh_J sur la figure 4.17(b). Nous remarquons que nous avons bien χ_0 qui tend vers une forme conique lorsque le cratère est de type II (comme montré dans la Partie 4.2.1), tandis qu'il augmente après la transition, montrant que le cratère de type III tend vers une forme cylindrique quand Sh_J augmente :

$$\begin{array}{ll} \chi_0 \rightarrow 0.33 \pm 0.03 & \text{Cratères II} \\ \chi_0 \rightarrow 1 & \text{Cratères III} \end{array}$$

En revanche, nous remarquons les facteurs de formes des régions incurvées et linéaires des deux types de cratère et sans grains du cratère de type III sont constants avec les valeurs correspondant aux facteurs de forme respectivement d'une parabole, d'un cône et d'un cylindre :

$$\begin{array}{ll} \chi_p = 0.45 \pm 0.05 & \text{Cratères II - III} \\ \chi_a = 0.33 \pm 0.03 & \text{Cratères II - III} \\ \chi_b = 1 \pm 0.01 & \text{Cratères III} \end{array}$$

Donc ces régions du cratères ont respectivement la forme d'une parabole, d'un cône et d'un cylindre.

4.3 Influence de la distance sur la cratérisation

Nous avons présenté en détails les caractéristiques des trois morphologies de cratère qui existent lorsque le nombre de Shields Sh_J est varié. Nous allons maintenant étudier l'influence de la distance l entre le jet et l'empilement granulaire sur la morphologie des cratères, à une épaisseur donnée h . Nous utiliserons alors les modèles auto-similaires de jets afin d'estimer la vitesse locale au fond du cratère et le nombre de Shields local correspondant.

4.3.1 Ecart au Shields critique d'érosion

Transition de cratères I-II

Nous représentons l'évolution des grandeurs de base du cratère \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 , \tilde{V}_0 et θ_0 , les échelles de longueur étant adimensionnées par $(l + \lambda)$ (avec $\lambda = -6D$), en fonction du nombre de Shields Sh_J sur les figures 4.18(a-d). Les distances étudiées sont $l^* = 19.1, 24.5$ et 28.8 pour une même épaisseur $h/d \approx 120$ couches de grains.

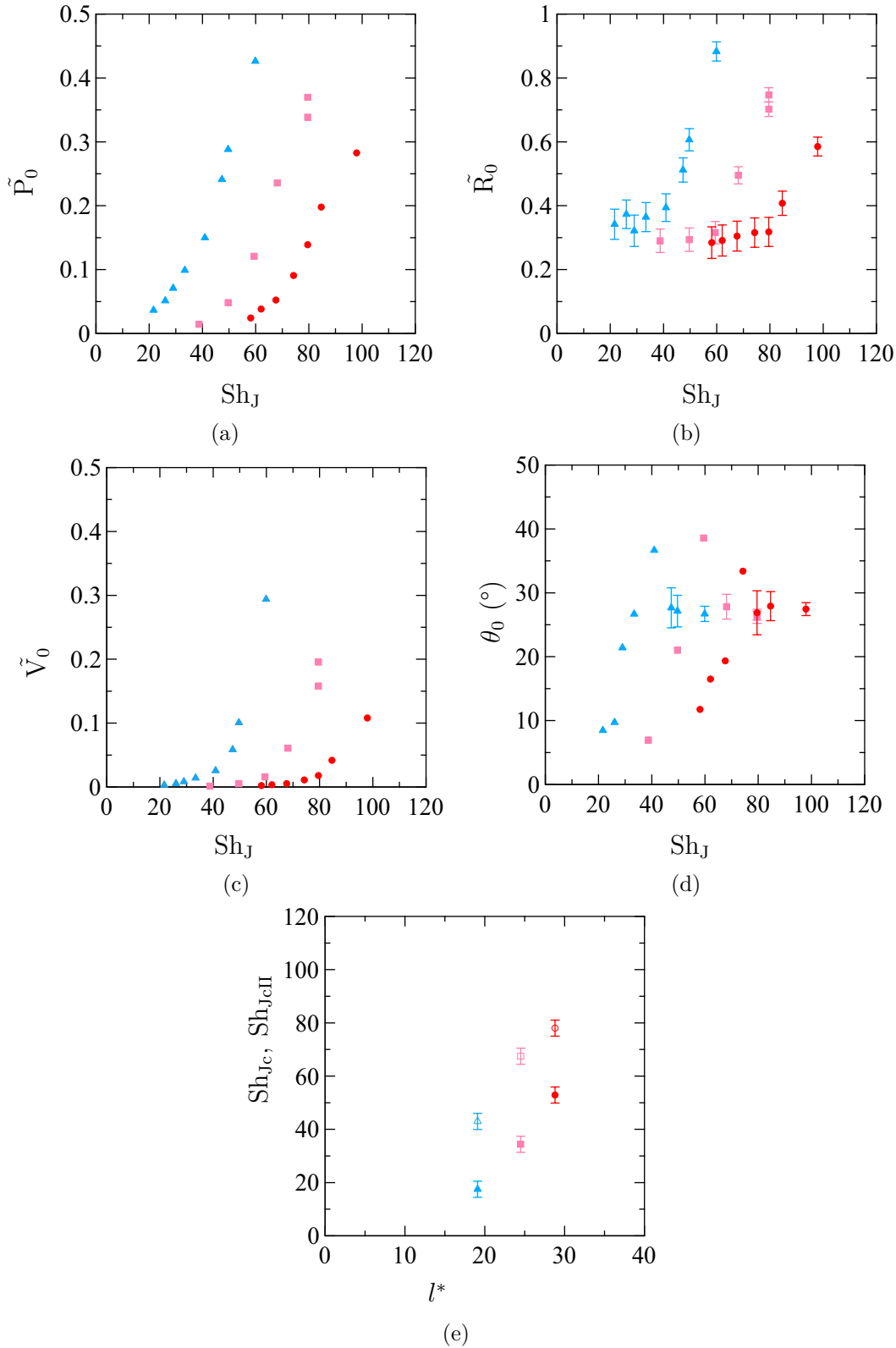


FIGURE 4.18 – Evolution en fonction de Sh_J des (a) profondeur \tilde{P}_0 , (b) rayon intérieur \tilde{R}_0 , (c) volume érodé \tilde{V}_0 , (d) angle θ_0 de la pente en R_0 . (e) Nombre de Shields au seuil d'érosion Sh_{Jc} (symbole plein) et à la transition I-II Sh_{JcII} (symbole creux) en fonction de l^* . Les distances jet-lit sont ($l^* = 19.1, 24.5, 28.8$) ($\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$) pour une même épaisseur granulaire $h/d \approx 120$.

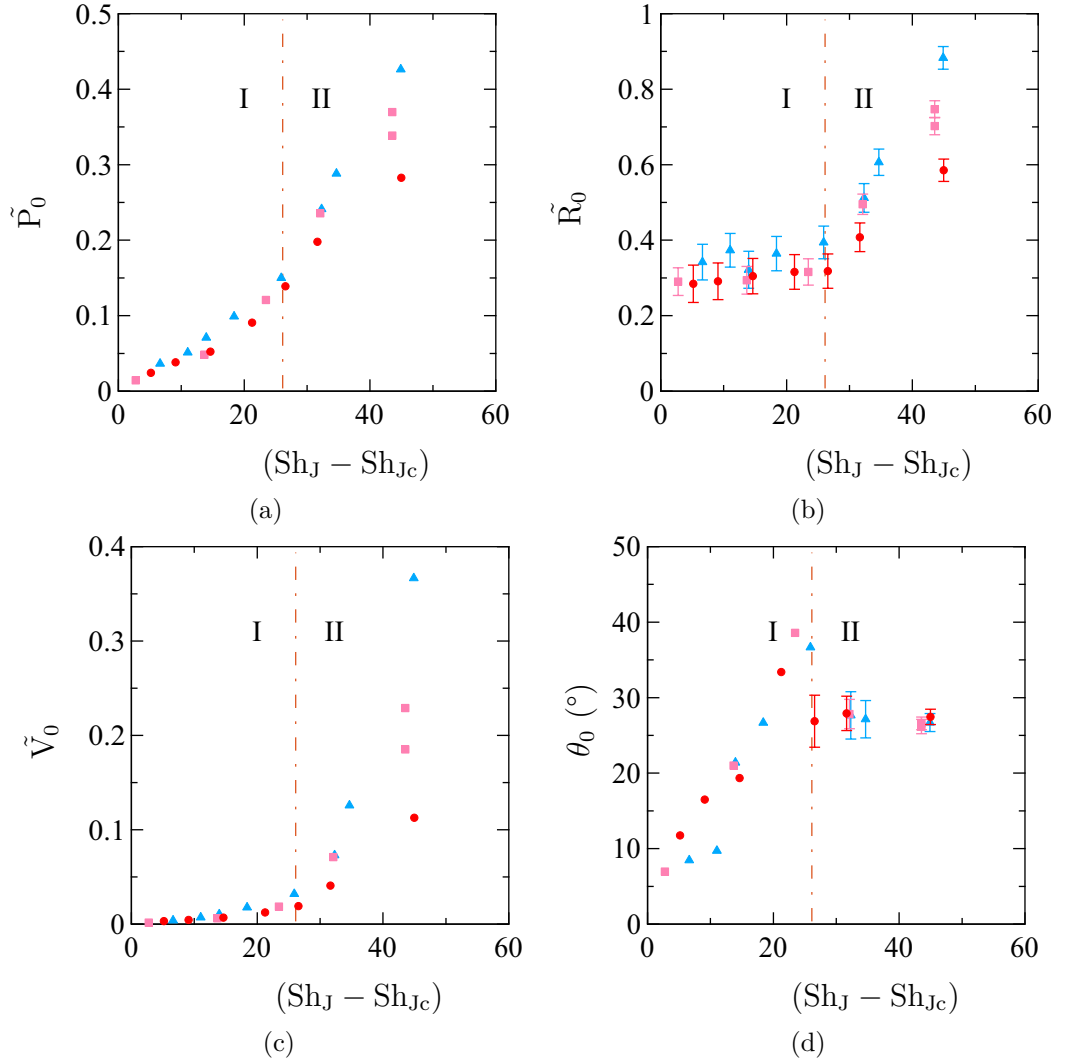


FIGURE 4.19 – Evolution en fonction de $Sh_J - Sh_{Jc}$ des (a) profondeur \tilde{P}_0 , (b) rayon intérieur \tilde{R}_0 , (c) volume érodé \tilde{V}_0 , (d) angle θ_0 . La ligne $(- \cdot -)$ verticale $Sh_{JcII} - Sh_{Jc} \approx 26$ marque la séparation des cratères de type I et II, pour les distances jet-lit ($l/D = 19.1, 24.5, 28.8$) ($\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$) à une même épaisseur granulaire $h/d \approx 120$.

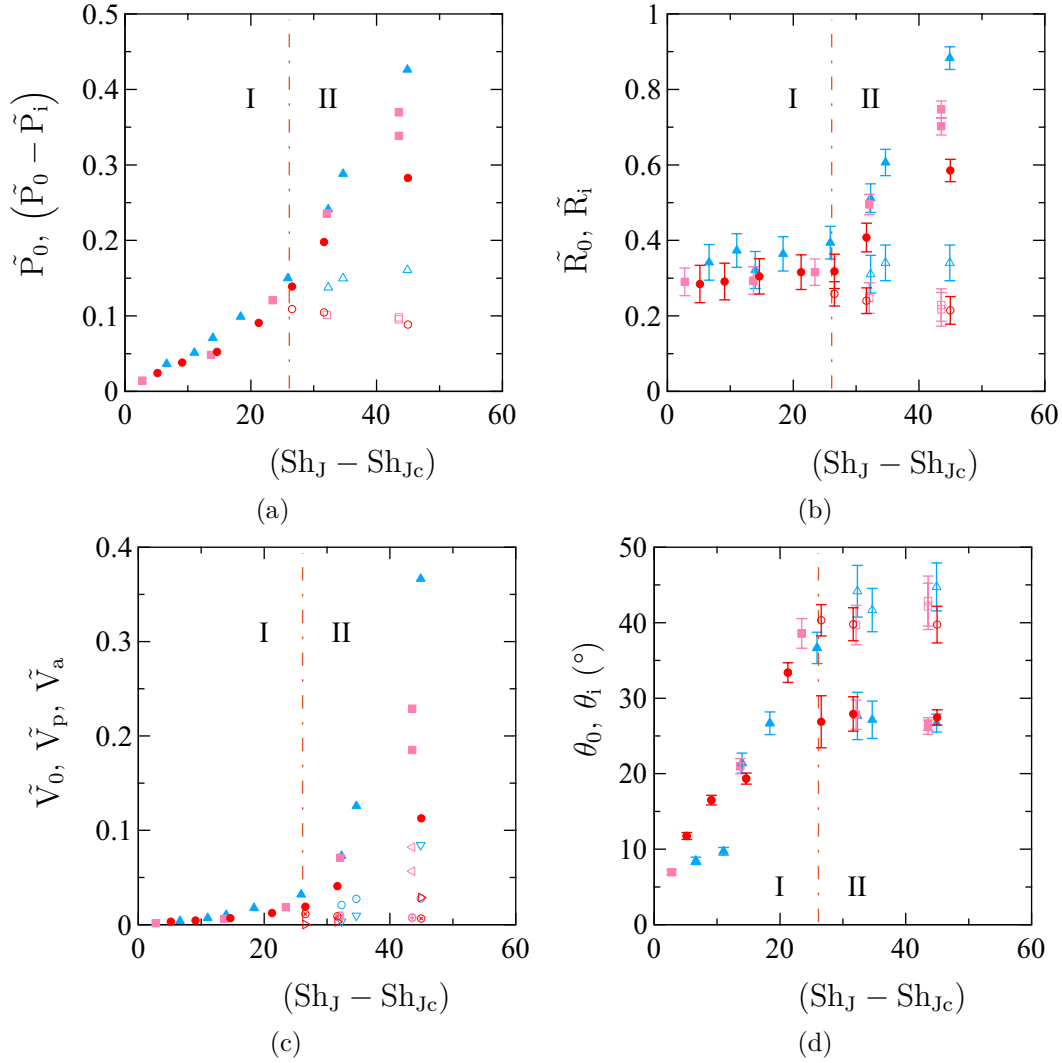


FIGURE 4.20 – Evolution en fonction de $Sh_J - Sh_{Jc}$ des (a) profondeurs \tilde{P}_0 (▲, ■, ●) et $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$ (△, □, ○), (b) rayons \tilde{R}_0 (▲, ■, ●) et \tilde{R}_i (△, □, ○), (c) volumes \tilde{V}_0 (▲, ■, ●), \tilde{V}_p (○, ⊕, ⊗) et \tilde{V}_a (▽, ◁, ▷), (d) angles θ_0 (▲, ■, ●) et θ_i (△, □, ○). La ligne (— · —) verticale $Sh_{JcII} - Sh_{Jc} \approx 26$ marque la séparation des cratères de type I et II, pour les distances jet-lit ($l/D = 19.1, 24.5, 28.8$) à une même épaisseur granulaire $h/d \approx 120$.

Nous remarquons que chaque grandeur se comporte avec Sh_J de la même façon quelle que soit $(l^* + \lambda^*)$, mais avec un décalage en Sh_J . Par exemple, \tilde{P}_0 augmente avec Sh_J , mais il faut un Sh_J plus grand pour atteindre une valeur donnée de \tilde{P}_0 à une distance plus grande. Le décalage entre les courbes vient du nombre de Shields critique Sh_{Jc} au seuil d'érosion qui augmente avec $(l^* + \lambda^*)$ comme le montre la figure 4.18(e) (symbole plein). En effet, plus le jet est éloigné, plus il faut augmenter la vitesse moyenne du jet U_{Jc} sur laquelle est basé Sh_{Jc} pour démarrer l'érosion, comme nous l'avons montré au Chapitre 3, notamment en régime turbulent.

A partir des figures 4.18(b) et (d), nous pouvons déterminer le nombre de Shields de transition Sh_{JcII} entre un cratère entièrement parabolique et un cratère avalancheux à partir de la fin du plateau $\tilde{R}_0 = \text{cste}$ et du début du plateau $\theta_0 = \text{cste}$. Nous remarquons qu'il est différent pour chaque distance : Sh_{JcII} augmente avec $(l^* + \lambda^*)$, comme le montre la figure 4.18(e) (symbole creux). D'ailleurs, l'écart entre la valeur seuil et la valeur de transition en Sh_J semble peu varier, avec $Sh_{JcII} - Sh_{Jc} \approx 26 \pm 5$. Nous notons par ailleurs que la distance n'a pas influence sur les valeurs constantes du rayon des cratères de type I et de l'angle des cratères de type II telles que :

$$\tilde{R}_0 = 0.33 \pm 0.03 \quad \text{pour} \quad Sh_{Jc} \leq Sh_J \leq Sh_{JcII} \quad (4.25)$$

$$\theta_0 = 27^\circ \pm 3^\circ \quad \text{pour} \quad Sh_J \geq Sh_{JcII} \quad (4.26)$$

Puisque ce qui décale les courbes à différentes distances semble seulement être Sh_{Jc} , nous allons regarder comment se comportent ces mêmes grandeurs en fonction de l'écart au seuil du nombre de Shields $Sh_J - Sh_{Jc}$. Nous les représentons sur les figures 4.19(a-d) pour les mêmes expériences.

La première remarque qui peut être faite est que le tracé en $Sh_J - Sh_{Jc}$ regroupe les courbes pour les différentes distances. Par exemple, nous pouvons voir que θ_0 augmente de 0 à 40° avant de former le plateau constant $\theta_0 \approx 27^\circ \pm 3^\circ$ lorsque $Sh_J - Sh_{Jc} \geq 26$ et il n'est pas possible de distinguer les points appartenant aux différentes distances. Nous notons aussi que la valeur plateau du rayon $\tilde{R}_0 \approx 0.33 \pm 0.03$ trouvée pour chaque l^* existe lorsque $Sh_J - Sh_{Jc} < 26$. Donc la transition entre la morphologie I et II a lieu pour $Sh_{JcII} - Sh_{Jc} \approx 26$ quel que soit l^* . Avant la transition, nous pouvons voir que \tilde{P}_0 augmente à \tilde{R}_0 constant. Donc $\tilde{V}_0 = (\pi/2) \tilde{P}_0 \tilde{R}_0^2$ est proportionnel à \tilde{P}_0 . Nous avons aussi une relation explicite entre θ_0 et \tilde{P}_0 puisque $\tan \theta_0 = 2\tilde{P}_0/R_0$. Comme l'estimation de Sh_{Jc} se fait à partir de l'extrapolation linéaire à 0 de \tilde{P}_0 , qui semble être la même quel que soit l^* , nous trouvons :

$$\begin{aligned} \tilde{P}_0 &= 4.7 \cdot 10^{-3} (Sh_J - Sh_{Jc}) \\ \tilde{V}_0 &= 6.9 \cdot 10^{-4} (Sh_J - Sh_{Jc}) \\ \theta_0 &= 1.52 (Sh_J - Sh_{Jc}) \end{aligned}$$

Ainsi, \tilde{P}_0 , \tilde{V}_0 et θ_0 augmentent linéairement avec $Sh_J - Sh_{Jc}$ lorsque le cratère est de type I. Au-delà de la transition, la profondeur augmente plus vite, le rayon qui était constant augmente et donc le volume croît de façon plus importante. En revanche, il semble y avoir un écart croissant entre les grandeurs à différentes distances lorsque $Sh_J - Sh_{Jc}$ augmente dans la zone de type II, avec des valeurs de plus en plus faibles à distance croissante.

Par conséquent, la grandeur $Sh_J - Sh_{Jc}$ semble être pertinente pour des configurations à différentes distances dans le cas où la morphologie des cratères est de type I. C'est pourquoi nous entreprenons de voir ce que donne une analyse similaire en $Sh_J - Sh_{Jc}$ pour les grandeurs intermédiaires du cratère caractérisant la portion parabolique des cratères de type II. Sur les figures 4.20(a-d), nous avons ainsi comparé la profondeur de parabole ($\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i$) à \tilde{P}_0 , le rayon intermédiaire \tilde{R}_i à \tilde{R}_0 , le volume de la partie parabolique \tilde{V}_p à \tilde{V}_0 et l'angle θ_i de la pente du cratère en R_i avec θ_0 . Nous notons que ces grandeurs intermédiaires sont constantes pour $Sh_J - Sh_{Jc} > 26$ tels que :

$$\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i \approx 0.12 \pm 0.03 \quad (4.27)$$

$$\tilde{R}_i \approx 0.3 \pm 0.05 \quad (4.28)$$

$$\tilde{V}_p \approx 0.02 \pm 0.007 \quad (4.29)$$

$$\theta_i \approx 42^\circ \pm 2^\circ \quad (4.30)$$

avec θ_i dans la continuité de θ_0 juste avant Sh_{JcII} . Donc les paramètres adimensionnés qui décrivent la partie parabolique sont constants, ce qui démontre l'invariance de la forme avec $Sh_J - Sh_{Jc}$ quelle que soit l^* . Aussi, nous pouvons voir que \tilde{V}_a augmente avec $Sh_J - Sh_{Jc}$. Donc comme \tilde{V}_p est constant, l'accroissement du cratère est dû à la partie rectiligne du cratère.

Nous avons représenté le rapport d'aspect global P_0/R_0 et les facteurs de forme des cratères sur les figures 4.21(a-b). Nous trouvons bien que le rapport d'aspect augmente tant que le cratère est de type I jusqu'à saturer aux environs de $P_0/R_0 = 0.48$ lorsqu'il devient de type II. Quand \tilde{P}_0 augmente linéairement avec $Sh_J - Sh_{Jc}$ à \tilde{R}_0 constant, alors P_0/R_0 augmente aussi linéairement avec $P_0/R_0 = 0.014(Sh_J - Sh_{Jc})$. Aussi, nous retrouvons bien que le cratère de type I et la partie incurvée du cratère de type II s'apparentent à une forme parabolique simple, puisque les facteurs de forme sont proches de celui d'une parabole avec $\chi_0 \approx 0.45 \pm 0.15$ pour le cratère I et $\chi_p = 0.4 \pm 0.05$ pour le cratère II. Les facteurs de forme global et de la région rectiligne du cratère de type II montrent que ces régions correspondent à des formes coniques car χ_0 et $\chi_a \rightarrow 0.35$.

Ainsi, nous constatons que même si \tilde{R}_0 et \tilde{P}_0 (et donc \tilde{V}_0) des cratères de type II semblent sensibles à l'influence de la distance (voir les figures 4.19(a-c)), nous ne notons plus de distinction lorsqu'une analyse détaillée du rapport d'aspect global et des facteurs de forme est menée en fonction de $Sh_J - Sh_{Jc}$. Ainsi, il semblerait que l'écart au seuil

du nombre de Shields soit le paramètre déterminant pour montrer que l'évolution d'un cratère d'un type I vers un type II se déroule de la même façon quelle que soit la distance.

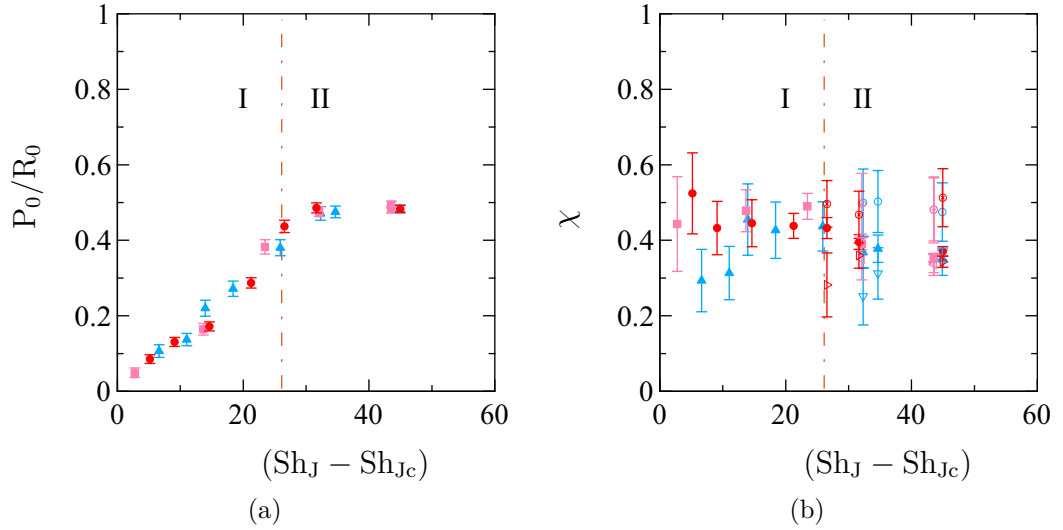


FIGURE 4.21 – Evolution en fonction de $Sh_J - Sh_{Jc}$ des (a) rapport d'aspect global P_0/R_0 ($\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$), (b) facteurs de forme χ_0 ($\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$), χ_p (\circ, \oplus, \otimes) et χ_a ($\nabla, \triangleleft, \triangleright$). La ligne ($- \cdot -$) verticale $Sh_{JcII} - Sh_{Jc} \approx 26$ marque la séparation des cratères de type I et II, pour les distances jet-lit ($l/D = 19.1, 24.5, 28.8$) à une même épaisseur granulaire $h/d \approx 120$.

Transition de cratères II-III

La représentation des résultats à différents l^* en fonction de $Sh_J - Sh_{Jc}$ permet de trouver une valeur de transition I-II unique avec $Sh_{JcII} - Sh_{Jc} \approx 26$. Nous allons procéder de la même façon pour des configurations où le cratère passe du type II au type III dans le but de voir s'il existe aussi une valeur unique de $Sh_{JcIII} - Sh_{Jc}$ à la transition entre les morphologies II et III à une épaisseur h/d fixée, quelle que soit la distance.

Nous avons représenté \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 , \tilde{V}_0 et θ_0 en fonction de $Sh_J - Sh_{Jc}$ sur les figures 4.22(a-d), ainsi que les valeurs de Sh_{Jc} au seuil d'érosion et à la transition II-III Sh_{JcIII} sur la figure 4.22(e), pour les distances $l^* = 14.3$ et 28.8 , à une même épaisseur $h/d \approx 80$. La valeur de transition est repérée à partir de l'évolution de \tilde{P}_0 dès que $\tilde{P}_0 = \tilde{h}$ et c'est le cas pour les deux distances à partir de $Sh_J - Sh_{Jc} \approx 39$. Ceci est cohérent avec le fait que Sh_{Jc} et Sh_{JcIII} augmentent avec l^* avec un écart constant $Sh_{JcIII} - Sh_{Jc} \approx 39$, comme le montre la figure 4.22(e). Cette valeur de transition entre les morphologies de cratères II et III est reportée sur chaque figure en ligne ($- - -$) verticale. La partie avalancheuse des cratères est conservée aussi bien avant qu'après la transition II-III avec un valeur de pente θ_0 constante $\theta_0 \approx 27^\circ \pm 3^\circ$. En revanche, comme nous l'avons observé dans la partie précédente, la profondeur et le rayon sont différents d'une distance à l'autre lorsque le cratère est de type II et cette tendance se poursuit lorsqu'il devient de type

III. Nous avons $\tilde{P}_0(l^* = 14.3) > \tilde{P}_0(l^* = 28.8)$ et $\tilde{R}_0(l^* = 14.3) > \tilde{R}_0(l^* = 28.8)$. Donc $\tilde{V}_0(l^* = 14.3) > \tilde{V}_0(l^* = 28.8)$ avec une évolution plus lente due au rayon qui augmente plus faiblement lorsque le cratère est de type III.

De façon similaire, nous étudions l'influence du tracé en $Sh_J - Sh_{Jc}$ sur les grandeurs intermédiaires $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$, \tilde{R}_i , \tilde{V}_p , \tilde{V}_a et θ_i pour les cratères II et III, ainsi que le rayon sans grains au niveau de support \tilde{R}_f et \tilde{V}_b pour les cratères III. L'ensemble des grandeurs est représenté sur les figures 4.23(a-d).

Nous remarquons qu'avant la transition II-III, toutes les grandeurs intermédiaires sont constantes et qu'il y a même recouvrement des valeurs trouvées pour les deux distances étudiées :

$$\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i \approx 0.13 \pm 0.04 \quad (4.31)$$

$$\tilde{R}_i \approx 0.3 \pm 0.08 \quad (4.32)$$

$$\theta_i \approx 42^\circ \pm 2^\circ \quad (4.33)$$

Au-delà de la transition II-III en $Sh_{JcIII} - Sh_{Jc} \approx 39$, la profondeur de la parabole et l'angle de la pente en R_i restent constants, mais pour des valeurs plateaux différentes avec $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i) \approx 0.1 \pm 0.02$ et $\theta_i \approx 71^\circ \pm 9^\circ$. En contrepartie, \tilde{R}_i et \tilde{R}_f à la distance $l^* = 28.8$ sont sensiblement inférieurs aux valeurs trouvées à la distance $l^* = 14.3$ mais ils suivent tout de même la même croissance telle que $\tilde{R} \approx 7.9 \cdot 10^{-3} (Sh_J - Sh_{Jc}) \pm 4 \cdot 10^{-4}$. Ainsi, nous observons un écart constant entre les rayons tel que $\tilde{R}_0 - \tilde{R}_f \approx 1.25$ et $\tilde{R}_i - \tilde{R}_f \approx 0.25$ lorsque le cratère est de type III.

La figure 4.23(c) montre l'évolution des volumes du cratères et comme les valeurs sont significativement plus petites pour les volumes partiels, notamment à $l^* = 28.8$, nous les représentons en échelle semi-log sur la figure 4.23(e). Alors il est possible de remarquer qu'ils s'étalent sur trois ordres de grandeurs. De façon générale, le volume de la région parabolique \tilde{V}_p reste constant pour les morphologies II et III. La valeurs plateaux sont différentes avant la transition II-III, mais se rejoignent après avec $\tilde{V}_p \approx 2.5 \cdot 10^{-3} \pm 2.5 \cdot 10^{-4}$. Aussi, nous observons bien une augmentation de volume de la partie rectiligne du cratère \tilde{V}_a (figure 4.23(c)) lorsqu'il est de type II, et une saturation à des valeurs constantes très différentes lorsqu'il devient de type III, $\tilde{V}_a = 0.5 \pm 1 \cdot 10^{-2}$ pour $l^* = 14.3$ et $= 1 \cdot 10^{-2} \pm 5 \cdot 10^{-3}$ pour $l^* = 28.8$. Enfin le volume occupé par la partie sans grains au niveau du support \tilde{V}_b pour $Sh_J - Sh_{Jc} > Sh_{JcIII}$ ne fait qu'augmenter avec $Sh_J - Sh_{Jc}$, avec un facteur 100 d'écart entre les deux distances, \tilde{V}_b significativement plus petit pour la plus grande distance.

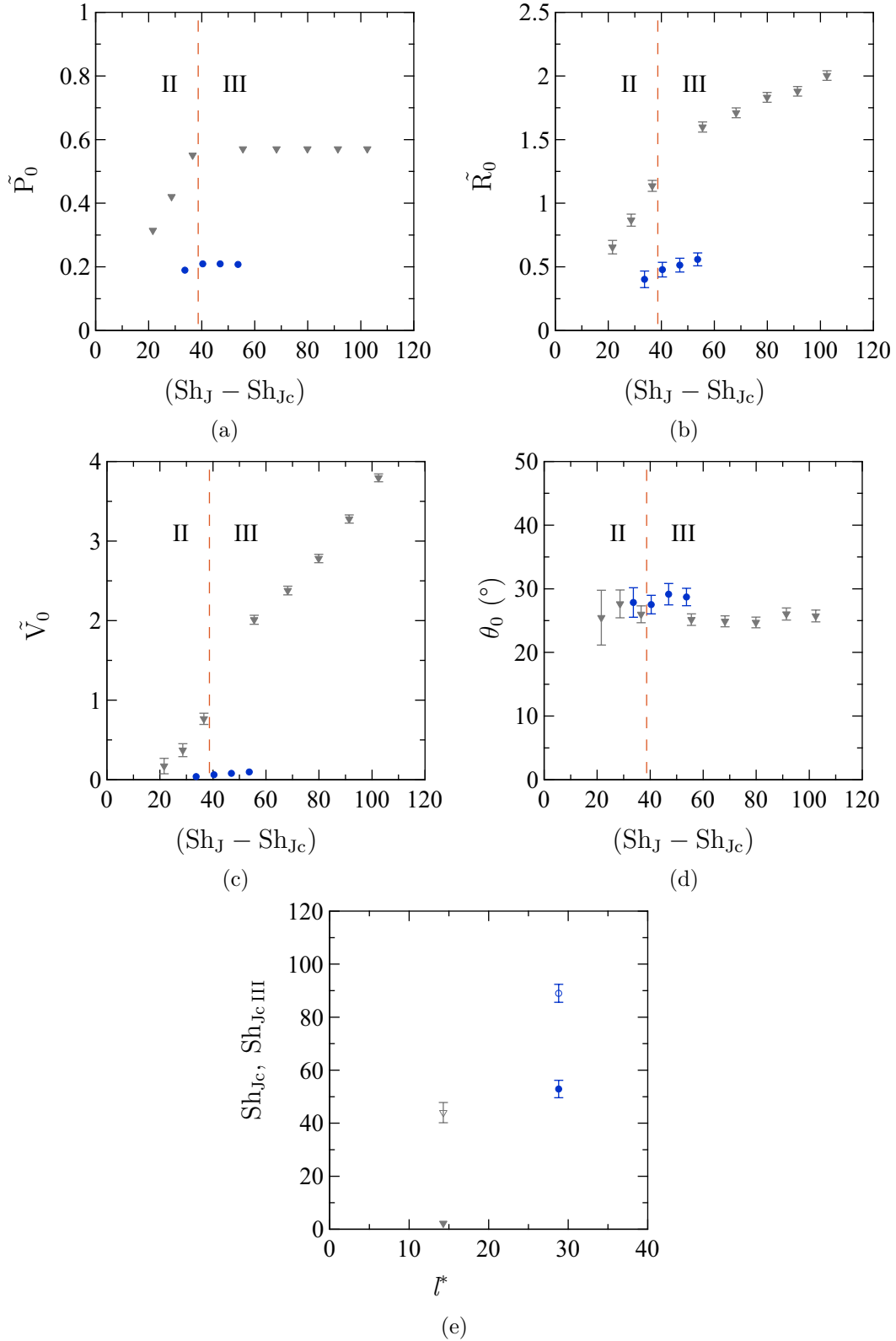


FIGURE 4.22 – Evolution en fonction de $Sh_J - Sh_{Jc}$ des (a) profondeur \tilde{P}_0 , (b) rayon \tilde{R}_0 , (c) volume érodé \tilde{V}_0 , (d) angle θ_0 . (e) Nombres de Shields Sh_{Jc} au seuil (∇, \bullet) et $Sh_{Jc\ III}$ à la transition II-III (∇, \bullet) en fonction de l^* . La ligne (---) verticale $Sh_{Jc\ III} - Sh_{Jc} \approx 40$ marque la séparation entre les cratères de type II et III pour les distances jet-lit ($l^* = 14.3, 28.8$) (∇, \bullet), et l'épaisseur granulaire $h/d \approx 80$.

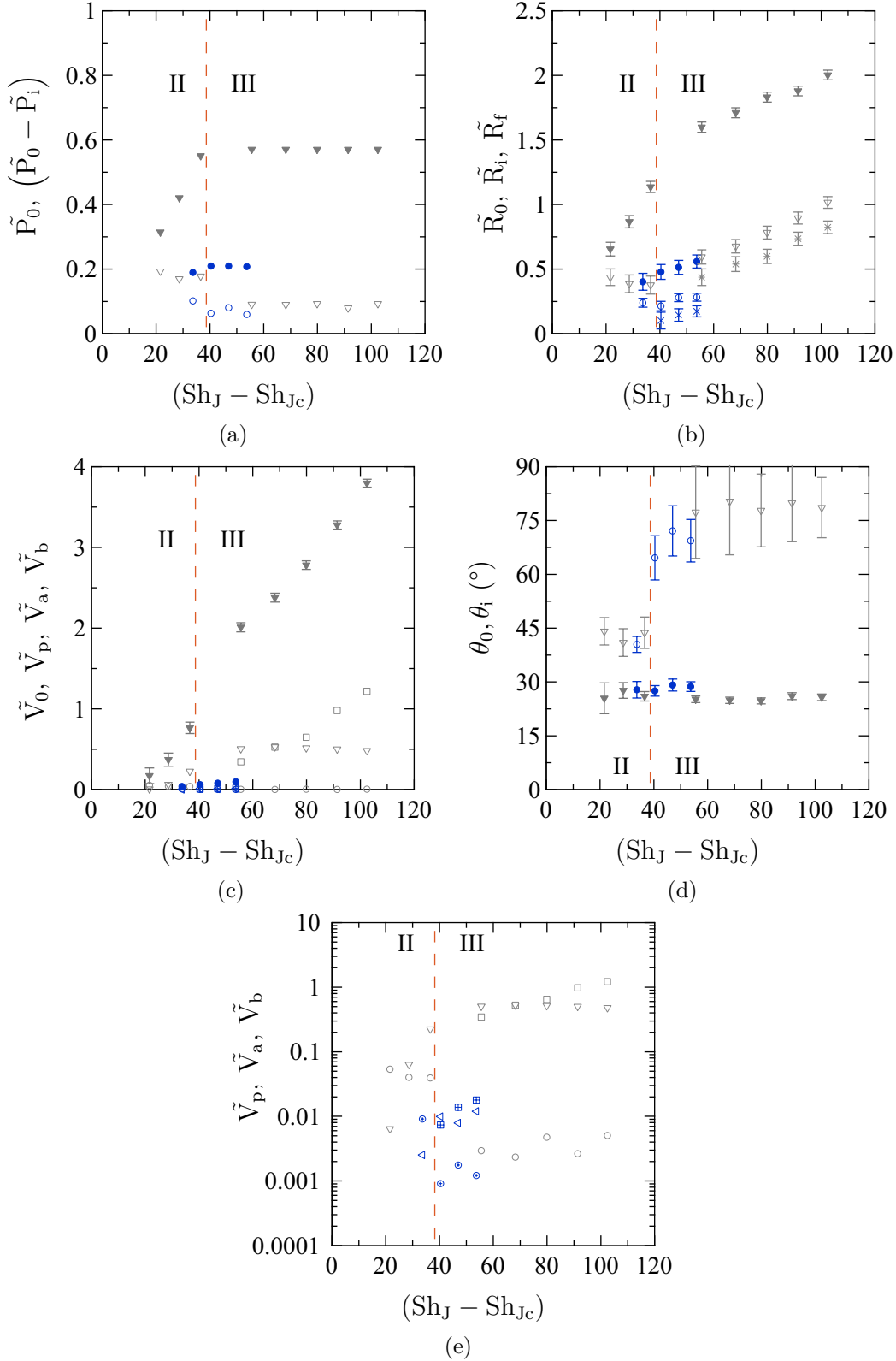


FIGURE 4.23 – Evolution en fonction de $Sh_J - Sh_{Jc}$ des (a) profondeurs \tilde{P}_0 (\blacktriangledown , \bullet) et $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$ (\circ , ∇), (b) rayons \tilde{R}_0 (\blacktriangledown , \bullet), \tilde{R}_i (∇ , \circ) et \tilde{R}_f ($*$, \times), (c) volumes \tilde{V}_0 (\blacktriangledown , \bullet), \tilde{V}_p (\circ , \oplus), \tilde{V}_a (∇ , \triangleleft), \tilde{V}_b (\square , \boxplus), (d) angles θ_0 (\blacktriangledown , \bullet) et θ_1 (∇ , \circ) et (e) \tilde{V}_p , \tilde{V}_a , \tilde{V}_b en échelle semi-log. La ligne (— —) verticale $Sh_{Jc\text{ III}} - Sh_{Jc} \approx 40$ marque la séparation entre les cratères de type II et III pour les distances jet-lit ($l^* = 14.3, 28.8$), à l'épaisseur granulaire $h/d \approx 80$.

Enfin à partir des rayons et profondeurs mesurés, nous représentons sur les figures 4.24(a-b) le rapport d'aspect global du cratère P_0/R_0 ainsi que les facteurs de forme. Nous remarquons que l'influence de la distance ne se voit plus dans ces quantités, alors qu'elle l'était encore pour \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 et \tilde{V}_0 (comprenant \tilde{V}_p , \tilde{V}_a et \tilde{V}_p). Ainsi le rapport d'aspect et les facteurs de forme évoluent de façon unique quel que soit l^* . Ainsi lorsque le cratère est de type II, le rapport d'aspect est bien constant avec $P_0/R_0 \approx 1/2$. Puis il diminue avec $Sh_J - Sh_{Jc}$ au-delà de la transition II-III, puisque \tilde{R}_0 augmente à $\tilde{P}_0 = \text{cst.}$ Enfin les facteurs de forme montrent qu'un cratère de type II se rapproche de la forme conique $\chi_0 \rightarrow 0.35 \pm 0.05$ et que sa forme tronc conique lorsqu'il est de type III tend vers celle d'un cylindre, étant donné que χ_0 augmente avec $Sh_J - Sh_{Jc}$. Nous trouvons que la région parabolique des cratères de type II et III s'apparente toujours à une parabole simple, sa région rectiligne à un cône et sa zone sans grains à un cylindre puisque :

$$\begin{aligned}\chi_p &= 0.45 \pm 0.05 \\ \chi_a &= 0.35 \pm 0.05 \\ \chi_b &= 1 \pm 0.01\end{aligned}$$

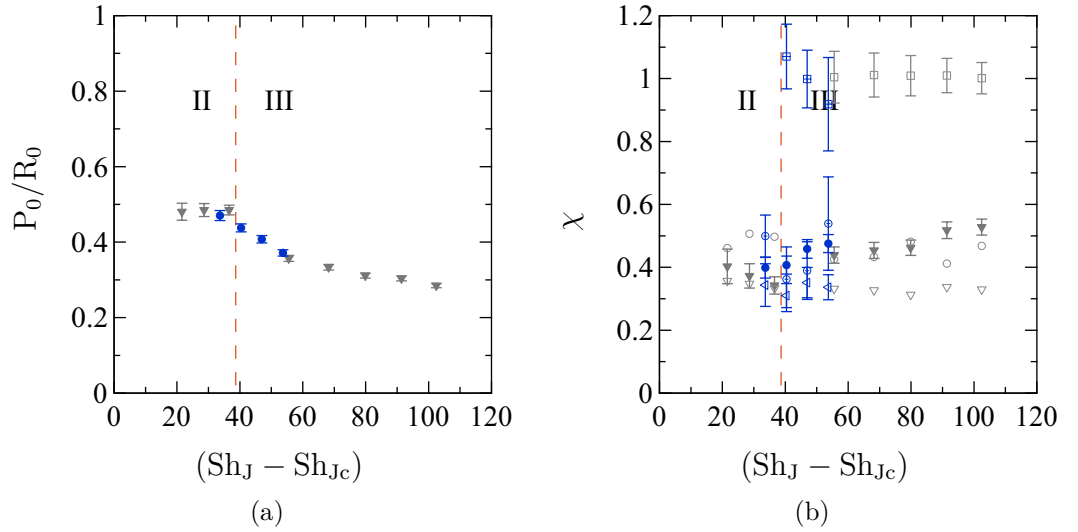


FIGURE 4.24 – Evolution en fonction de $Sh_J - Sh_{Jc}$ des (a) rapport d'aspect P_0/R_0 (∇ , \bullet) et des (b) facteurs de forme χ_0 (∇ , \bullet), χ_p (\circ, \oplus), χ_a (∇, \triangleleft) et χ_b (\square, \boxplus). La ligne (---) verticale $Sh_{Jc III} - Sh_{Jc} \approx 40$ marque la séparation entre les cratères de type II et III pour les distances jet-lit ($l^* = 14.3, 28.8$), à l'épaisseur granulaire $h/d \approx 80$.

4.3.2 Modèles de jet et Shields local

A partir des modèles auto-similaires des jets présentés dans la partie sur le seuil d'érosion, nous avons calculé la vitesse locale du jet en $x = l$ et avons trouvé une valeur unique du nombre de Shields local $Sh_{lc} \approx 1$ quelle que soit la distance entre le jet et l'empilement de grains, et indépendante du régime du jet, laminaire ou turbulent. Nous considérons que l'état asymptotique d'érosion à partir duquel nous caractérisons les cratères est au seuil d'érosion, puisqu'alors la force du jet est équilibrée par la rétroaction de l'empilement granulaire dont la surface n'est plus plane mais déformée. Nous cherchons donc à calculer le nombre de Shields local en $x = l + P_0$ pour les différentes distances étudiées, afin de caractériser ce nouveau seuil. Dans notre configuration, nous montrons que la valeur de $\lambda^* = -6$ est choisie en se basant sur la décroissance axiale de la vitesse pour un jet rond turbulent au-delà du coeur potentiel du jet (Chapitre 2 éq.2.23) s'écrit :

$$\frac{u_0(x)}{U_J} = \frac{K_{3DT}}{x^* + \lambda^*} \quad (4.34)$$

où K_{3DT} est le coefficient de décroissance de la vitesse axiale $u_0(x)$ et λ^* la position de l'origine virtuelle du jet qui se situe en aval de l'injecteur avec $\lambda^* < 0$. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 2, les conditions initiales du jet influent fortement sur ces caractéristiques ($2.7 \leq K_{3DT} \leq 6.2$ et $-7 \leq \lambda/D \leq 2.5$ d'après les recensements effectués par Malmström et al. [57], Chua and Lua [20] et Chassaing [19]). C'est pourquoi il nous faut déterminer λ^* et K_{3DT} à partir de nos résultats expérimentaux.

Sh_{Jc} est le nombre de Shields global au seuil d'érosion en $x = l$ et dans cette analyse au-delà du seuil d'érosion, nous l'estimons à partir de l'extrapolation linéaire à 0 de la profondeur pour chaque distance (la détermination était visuelle dans le Chapitre 3). La valeur de Shields local Sh_{lc} en $x = l$ doit être la même quelle que soit l , pour cette configuration de jet-empilement granulaire (voir Chapitre 3). Donc nous calculons Sh_{lc} à partir de nos estimations de Sh_{Jc} aux différentes distances, et pour l'ensemble de valeurs de λ^* répertoriées pour un jet rond turbulent (K_{3DT} reste une constante quelconque dans un premier temps) de façon à trouver la valeur λ^* pour laquelle Sh_{lc} est constant :

$$Sh_{lc}(l) = Sh_{Jc} \frac{K_{3DT}^2}{(l^* + \lambda^*)^2} \quad (4.35)$$

Nous représentons $Sh_{Jc}/(l^* + \lambda^*)^2 = Sh_{lc}(l)/K_{3DT}^2$ en fonction de l^* sur la figure 4.25(a) pour $l^* = 19.1, 24.5$ et 28.8 .

Nous pouvons voir que $Sh_{Jc}/(l^* + \lambda^*)^2$ commence par augmenter avec l^* dans l'intervalle décroissant $\lambda^* = 2.5$ à -5.5 (l'origine passe d'amont en aval de l'injecteur), devient constant pour $\lambda^* = -6$ (\oplus) et augmente au-delà. Par conséquent c'est $\lambda^* = -6$ qui permet d'obtenir une valeur plateau constant $Sh_{Jc}/(l^* + \lambda^*)^2 = 0.1$, pour l'ensemble des valeurs moyennes de Shields critique $Sh_{Jc} = (17.5, 34.4, 53)$ trouvées à l^* croissant et

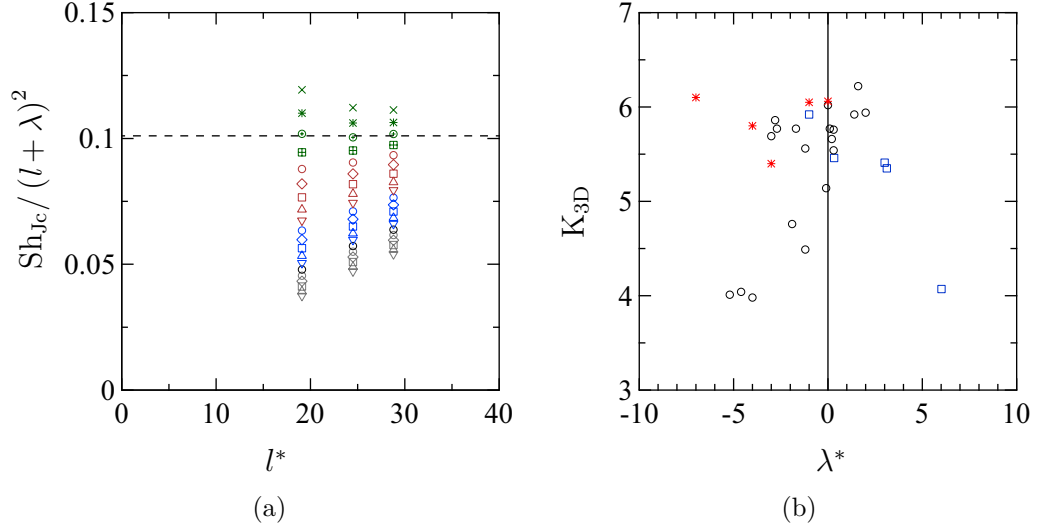


FIGURE 4.25 – (a) Evolution de $Sh_{Jc} / (l + \lambda)^2$ en fonction de la distance l^* pour différentes valeurs de λ^* - $-7 \leq \lambda^* \leq 2.5$ de haut en bas avec $\delta\lambda^* = 0.5$, distances jet-lit ($l^* = 19.1, 24.5, 28.8$), avec ligne (---) horizontale à $\lambda^* = -6$ pour $Sh_{Jc} / (l + \lambda)^2 = \text{cst.}$ (b) Valeurs de K_{3DT} en fonction de λ^* extraites des travaux de Malmström et al. (1997 [57]) (o), Chua and Lua (1998 [20]) (\square) et Chassaing (2000 [19]) (*)

c'est cette valeur de $\lambda^* = -6$ que nous utilisons dans notre adimensionnement en $(l + \lambda)$ des caractéristiques du cratère tel que sa profondeur ou son rayon.

Nous représentons l'ensemble des valeurs de K_{3DT} en fonction de λ^* répertoriées par Malmström et al. [57]), Chua and Lua [20] et Chassaing [19] sur la figure 4.25(b). Il semblerait qu'il existe deux valeurs "plateau" de K_{3DT} selon la valeur de λ^* , avec un nuage de points autour de $K_{3DT} = 5.7 \pm 0.3$ pour $\lambda^* \geq -3$, sans que la décroissance du jet soit affectée par la transition amont-aval de la position de l'origine virtuelle et $K_{3DT} = 4$ pour $\lambda^* < -3$. Comme nous trouvons $\lambda^* = -6$ à partir de nos expériences, nous prenons $K_{3D} = 4$ comme coefficient de décroissance pour déterminer le nombre de Shields local $Sh_{lc}(l) = 0.1K_{3DT}^2$ et nous obtenons $Sh_{lc}(l) \approx 1.6$. Cette valeur locale au seuil d'érosion est proche de celle trouvée dans la configuration 2D (Chapitre 3). Soulignons le fait que le nombre de Shields critique global Sh_{Jc} est ici estimé par l'extrapolation à 0 de la profondeur, alors que la détermination était visuelle pour la configuration 2D au Chapitre 3 pouvant justifier le léger écart entre les valeurs locales.

A présent, nous regardons l'évolution du nombre de Shields local à la surface initiale du lit en $x = l$ en fonction de la profondeur \tilde{P}_0 sur la figure 4.26(a). Nous avons bien $Sh_l(l) \approx Sh_{lc}$ pour les faibles profondeurs ($\tilde{P}_0 \rightarrow 0$). Ensuite $Sh_l(l)$ augmente avec \tilde{P}_0 avec des valeurs d'autant plus faibles que la distance est grande, ce qui est cohérent avec le modèle de jet qui prévoit que la vitesse est atténuée en $1/l$ et donc le nombre de Shields en $1/l^2$. Cependant cette représentation ne nous informe pas sur les valeurs de Sh_l du jet pour les profondeurs significativement plus grandes où l'approximation $l + P_0 \approx l$

n'est plus valable. Donc nous calculons $Sh_l(l + P_0)$ pour les trois distances en questions $l^* = 19.1, 24.5$ et 28.8 et il est représenté en fonction de \tilde{P}_0 sur la figure 4.26(b).

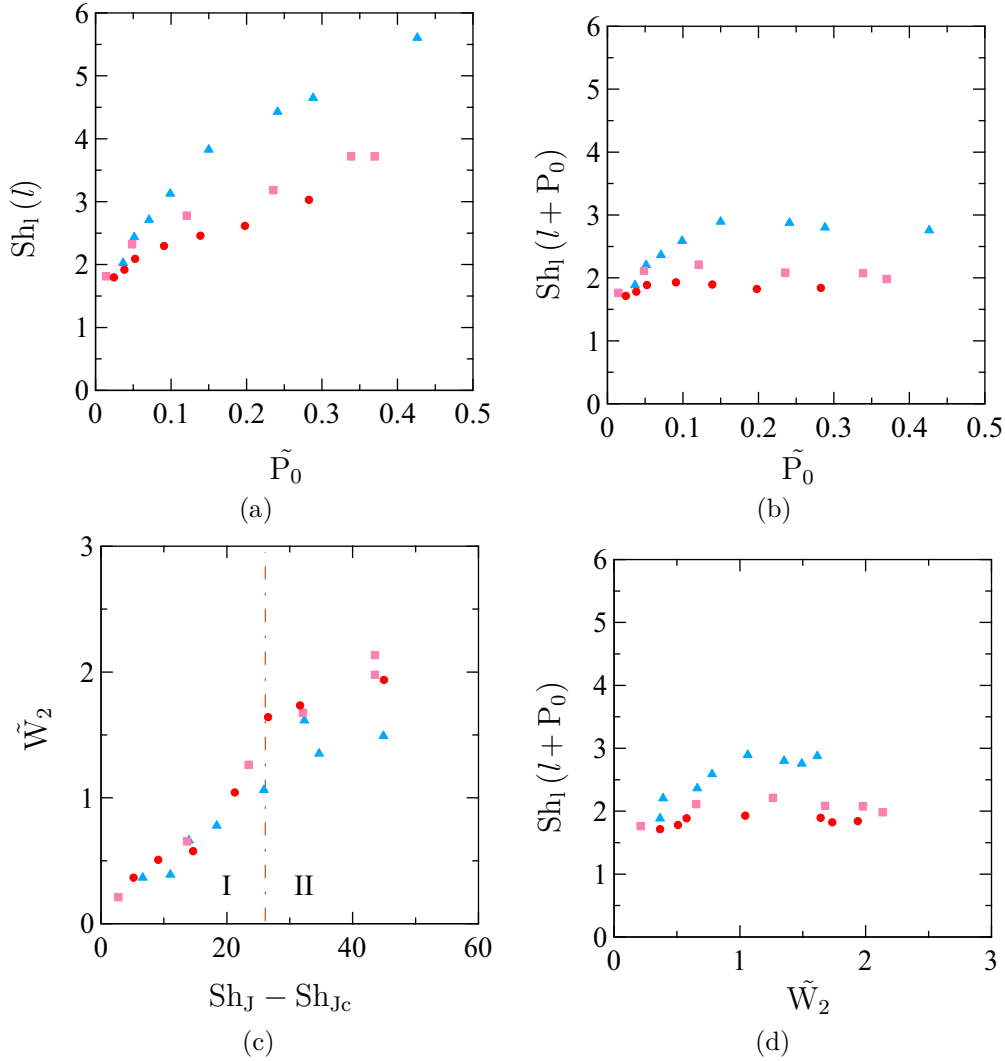


FIGURE 4.26 – Evolution en fonction de la profondeur \tilde{P}_0 de (a) $Sh_l(l)$ et de (b) $Sh_l(l + P_0)$. (c) \tilde{W}_2 en fonction de $(Sh_J - Sh_{Jc})$ et de (d) $Sh_l(l + P_0)$ en fonction de \tilde{W}_2 . La ligne $(- \cdot -)$ verticale $Sh_{JcII} - Sh_{Jc} = 26$ marque la séparation entre les cratères de type I et II pour les distances jet-lit ($l^* = 19.1, 24.5, 28.8$) ($\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$), à l'épaisseur granulaire $h/d \approx 120$.

Nous remarquons que nous trouvons bien $Sh_l(l + P_0) \approx Sh_l(l) \approx 1.6$ lorsque \tilde{P}_0 tend vers 0. Puis $Sh_l(l + P_0)$ augmente sensiblement avec la profondeur jusqu'à atteindre une valeur plateau différente selon la distance mais restant très proches avec $Sh_l(l + P_0)_{II} = 1.9, 2$ et 2.8 pour les distances respectivement croissantes. De plus, il semble que l'apparition de ce plateau correspond au changement de morphologie du cratère lorsqu'il passe du type I (parabolique) au type II.

C'est pourquoi nous représentons \tilde{W}_2 en fonction de $(Sh_J - Sh_{Jc})$ pour les différentes

distances étudiées sur la figure 4.26(c). Quand le cratère est de type I, la profondeur augmente à rayon constant, alors la courbure \tilde{W}_2 augmente, comme le montre la figure 4.26(c). Comme $\theta_0 = \arctan(2W_2R_0)$, alors θ_0 augmente aussi jusqu'à ce qu'il atteigne la valeur critique de stabilité de l'empilement d'environ 40° , observée dans nos expériences. Ensuite l'empilement relaxe en avalanchant ce qui donne naissance au cratère de type II, dont la partie parabolique reste invariante avec $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i) \approx 0.15$ et $\tilde{R}_i \approx 0.25$ et nous nous attendons à la valeur $\tilde{W}_2 = (\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i) / \tilde{R}_i \approx 1.33 \pm 0.6$. Ici, nous pouvons voir que \tilde{W}_2 semble avoir une sensible différence avec la distance : $\tilde{W}_{2II} = 1.49, 1.93$ et 1.77 à distance croissante. Nous traçons l'évolution $Sh_l(l + P_0)$ en fonction de \tilde{W}_2 sur la figure 4.26(d) et nous pouvons voir que le nombre de Shields local est effectivement corrélé au comportement de la courbure tel que $Sh_l(l + P_0)$ augmente avec \tilde{W}_2 tant que le cratère est de type I, jusqu'à atteindre une valeur constante à partir de $\tilde{W}_{2c} = 1.3$ quand le cratère devient de type II, différente selon l^* ($Sh_l(l + P_0)_{II} = 1.8, 2$ et 2.8), d'où le nuage de points. Comme les valeurs plateaux obtenues pour $Sh_l(l + P_0)_{II}$ et \tilde{W}_{2II} sont sensiblement différentes avec la distance, du moins beaucoup visible pour $l^* = 14.3$, nous les représentons en fonction de la distance ($l^* + \lambda^*$) sur les figures 4.27(a-b), en plus de la valeur calculée à la distance $l^* = 14.3$ (\blacktriangledown) à laquelle nous avons seulement pu observer des cratères de type II (c'est pourquoi elle n'est pas représentée sur les figures 4.26(a-d)).

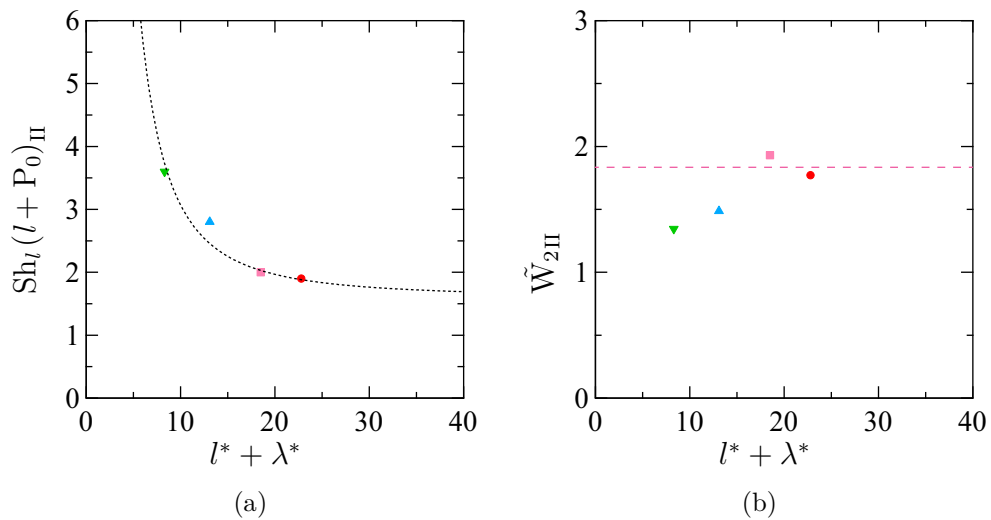


FIGURE 4.27 – Evolution en fonction de la distance jet-lit $l^* + \lambda^*$ corrigée de l'origine virtuelle de (a) $Sh_l(l + P_0)_{II}$ pour un cratère de type II, ajusté par l'équation 4.36 (\cdots), et (b) \tilde{W}_{2II} avec la ligne ($- - -$) horizontale pour $\tilde{W}_{2II} \approx 1.8$, pour les distances jet-lit ($l^* = 14.3, 19.1, 24.5, 28.8$) ($\blacktriangledown, \blacktriangle, \blacksquare, \bullet$), à l'épaisseur granulaire $h/d \approx 120$.

Nous pouvons voir que $Sh_l(l + P_0)_{II}$ décroît avec $(l^* + \lambda^*)$. Cependant, la valeur minimum que peut atteindre le nombre de Shields local dans notre configuration correspond à la situation où l'empilement est horizontal, c'est-à-dire $Sh_l(l) = 1.6$.

Par conséquent, il semble plus cohérent d'ajuster la décroissance de $Sh_l(l + P_0)_{II}$ en

fonction de $l^* + \lambda^*$ par l'équation (\dots) :

$$Sh_l(l + P_0) = Sh_l(l) + \frac{\alpha}{(l^* + \lambda^*)^2} \quad (4.36)$$

Une prédiction en $1/(l^* + \lambda^*)^2$ est cohérente avec le modèle auto-similaire de décroissance du nombre de Shields local de l'équation 4.35 et nous pouvons voir que l'équation 4.36 décrit bien la décroissance du nombre de Shields local en $x = l + P_0$ pour un cratère de type II, qui tend asymptotiquement vers la valeur seuil $Sh_l(l) = 1.6$ pour $l^* + \lambda^*$ qui tend vers l'infini. D'ailleurs, nous notons que la valeur à la distance $l^* + \lambda^* = 14.3 + \lambda^*$ est la plus éloignée de l'ajustement et c'est effectivement cette distance qui se différencie des autres sur les figures 4.26(a-d). Aussi, l'évolution de \tilde{W}_{2II} avec $l^* + \lambda^*$ semble indiquer que la courbure augmente avec la distance et tend vers une valeur constante $\tilde{W}_{2II} \approx 1.8$ pour $l^* + \lambda^* \rightarrow \infty$, tout comme $Sh_l(l + P_0)_{II}$. Ces résultats semblent montrer que la valeur de Shields local au fond d'un cratère de type II ainsi que sa courbure tendent vers un comportement auto-similaire lorsque la distance augmente, et il devient cohérent d'avoir une valeur de Shields local unique lorsque la courbure, qui peut être perçue comme un confinement pour l'écoulement, est constante.

4.4 Influence de l'épaisseur sur la cratérisation

Dans cette partie, nous étudions la variation de l'épaisseur h sur les caractéristiques des cratères pour plusieurs distances l^* et nous montrons qu'il existe une épaisseur critique h_c en-dessous de laquelle le cratère passe directement du type I au type III.

4.4.1 Variation de l'épaisseur

Dans la Partie 4.3, nous remarquons que la morphologie de cratère III semble avoir lieu pour une valeur de $Sh_J - Sh_{Jc}$ de plus en plus petite à mesure que l'épaisseur granulaire h/d diminue. En effet, dans la gamme de $Sh_J - Sh_{Jc}$ allant de 0 à 60 pour une empilement d'épaisseur $h/d = 120$ (Partie 4.3.1), nous n'observons pas cette morphologie de cratère, et en diminuant la valeur de h/d à 80 (Partie 4.3.1), nous pouvons l'observer et la caractériser à partir de $Sh_J - Sh_{Jc} = 40$. Nous entreprenons donc d'étudier plus finement l'influence de l'épaisseur h/d pour une même distance jet-lit $l/D = 28.8$ et nous avons varié h/d de 20 à 120 couches de grains. Nous avons représenté l'évolution des caractéristiques de base sur les figures 4.28(a-d) en fonction du nombre de Sh_J .

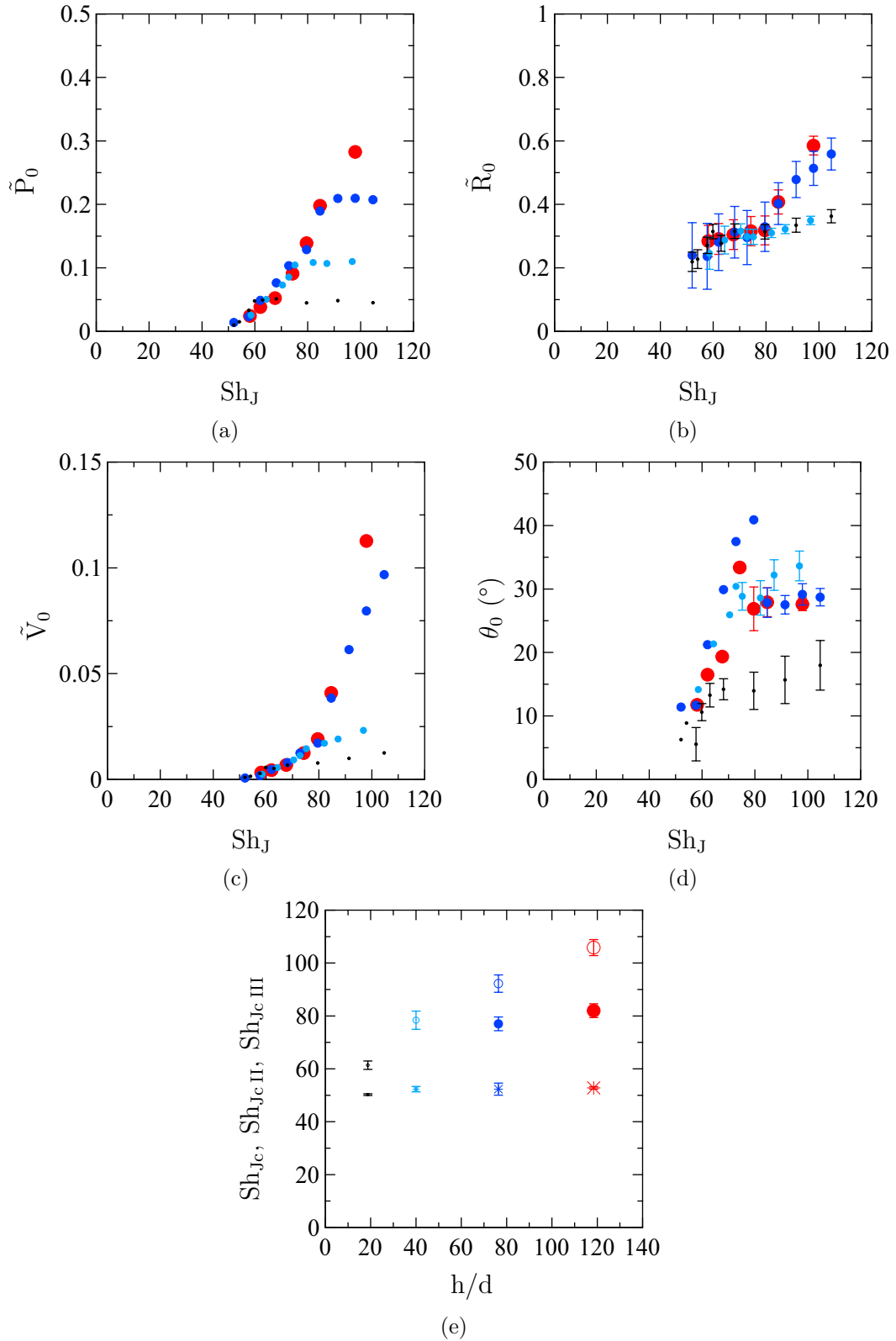


FIGURE 4.28 – Evolution en fonction de Sh_J des (a) profondeur \tilde{P}_0 , (b) rayon \tilde{R}_0 (c) volume \tilde{V}_0 , (d) angle θ_0 . (e) Sh_{Jc} (*), Sh_{JcII} (●) et Sh_{JcIII} (○) en fonction de l'épaisseur de l'empilement granulaire h/d - Distance jet-lit $l/D = 28.8$, épaisseurs $h/d = (20, 40, 80, 120)$ (*,*,*,*) (taille du symbole croissante avec h/d).

La représentation en $(Sh_J - Sh_{Jc})$ aurait été équivalente puisque la valeur du nombre de Shields critique Sh_{Jc} reste le même à une distance donnée, comme le montre la figure 4.28(e) sur laquelle sont présentées les valeurs des nombres de Shields au seuil d'érosion Sh_{Jc} , à la transition entre les types de cratère I-II Sh_{JcII} et entre les types II-III Sh_{JcIII} en fonction de h/d .

L'extrapolation à 0 de la profondeur sur la figure 4.28(a) nous permet d'estimer $Sh_{Jc} \approx 53 \pm 2$ à cette distance $l/D = 28.8$. L'évolution de \tilde{P}_0 en fonction de Sh_J permet aussi de déterminer la valeur de Sh_{JcIII} pour les différentes épaisseurs étudiées, à partir de laquelle le jet érode jusqu'au support ($P_0 = h$), donnant naissance à la morphologie de type III. Nous pouvons voir sur la figure 4.28(e) que Sh_{JcIII} diminue lorsque h/d diminue. Ce résultat est cohérent car le jet a besoin d'une vitesse moins grande pour éroder jusqu'au support puisqu'il a moins de grains à déplacer lorsque l'épaisseur est réduite. L'évolution de θ_0 avec Sh_J sur la figure 4.28(d) montre l'apparition d'une pente constante témoin de la présence d'avalanches sur les flancs du cratère pour $Sh_J = 76 \pm 3$, aux épaisseurs $h/d = 40, 80$ et 120 , avec $\theta_0 = 28^\circ \pm 3^\circ$ et pour $Sh_J = 62 \pm 2$ à l'épaisseur $h/d = 20$ avec $\theta_0 = 17^\circ \pm 2^\circ$. Lorsque ces valeurs sont comparées à Sh_{JcIII} , nous constatons que $Sh_J = 76 \pm 3$ est la valeur de transition I-II pour les épaisseurs $h/d = 80$ et 120 , tandis que $Sh_J = 76 \pm 3$ et $Sh_J = 62 \pm 2$ correspondent aux valeurs de Sh_{JcIII} pour les deux plus petites épaisseurs restantes. Ainsi le cratère passe directement de la morphologie I à III à ces deux épaisseurs-là, expliquant l'absence de Sh_{JcII} pour celles-ci.

Ainsi, nous remarquons que \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 , \tilde{V}_0 et θ_0 se comportent de la même façon quelle que soit l'épaisseur, jusqu'à ce que le jet érode jusqu'au support. Tant que le cratère est de type I, \tilde{P}_0 augmente linéairement avec Sh_J (Partie 4.3.1) à \tilde{R}_0 constant avec $\tilde{R}_0 = 0.3 \pm 0.03$, donc \tilde{V}_0 et θ_0 augmentent aussi linéairement avec Sh_J selon une courbe unique avec θ_0 qui passe de 0 à la valeur critique $\theta_0 \approx 40^\circ$. Lorsque le cratère est de type III, \tilde{R}_0 et donc \tilde{V}_0 s'écartent de la courbe maîtresse et augmentent plus lentement avec Sh_J . D'ailleurs, nous pouvons noter que les grandeurs sont plus faibles et que leur évolution est plus lente lorsque h/d diminue. Cette distinction est moins évidente pour \tilde{R}_0 avec $h/d \approx 20$ et 40 , mais se voit pour \tilde{V}_0 .

4.4.2 Transition de cratères I-III

Dans cette partie, nous étudions l'influence de la distance pour une même épaisseur de l'empilement granulaire $h/d = 40$ à laquelle nous observons la transition I-III dans la morphologie du cratère. Nous représentons \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 , \tilde{V}_0 et θ_0 en fonction de $(Sh_J - Sh_{Jc})$ pour les trois distances $l^* = 19.1, 24.5$ et 28.8 à l'épaisseur $h/d = 40$ sur les figures 4.29(a-d).

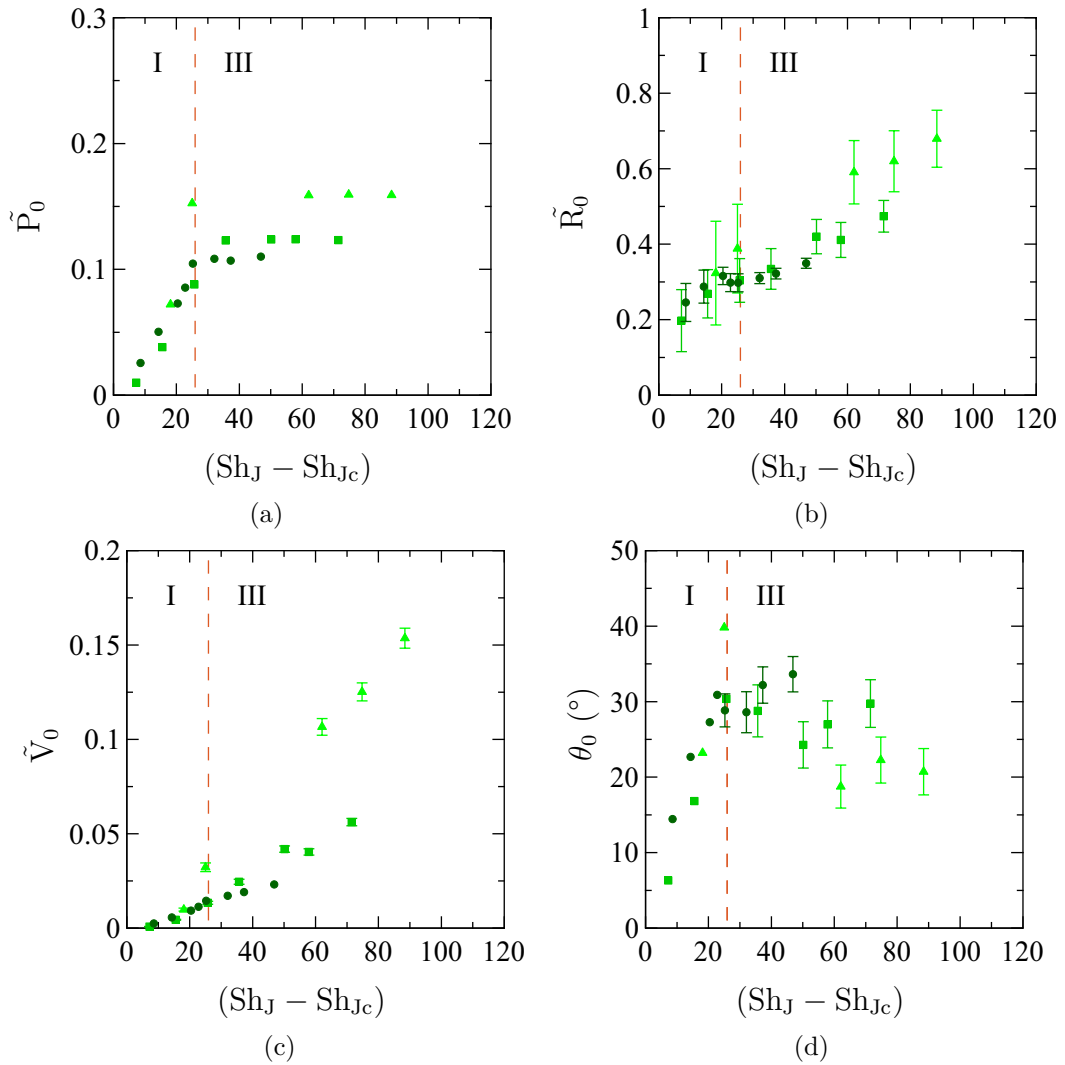


FIGURE 4.29 – Evolution en fonction de $(Sh_J - Sh_{Jc})$ des (a) profondeur \tilde{P}_0 , (b) rayon \tilde{R}_0 , (c) volume \tilde{V}_0 , (d) angle θ_0 . La ligne (---) verticale $Sh_{JcIII} - Sh_{Jc} \approx 25$ marque la séparation des cratères de type I et III, pour les distances jet-lit ($l/D = 19.1, 24.5, 28.8$) ($\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$) à l'épaisseur granulaire $h/d = 40$.

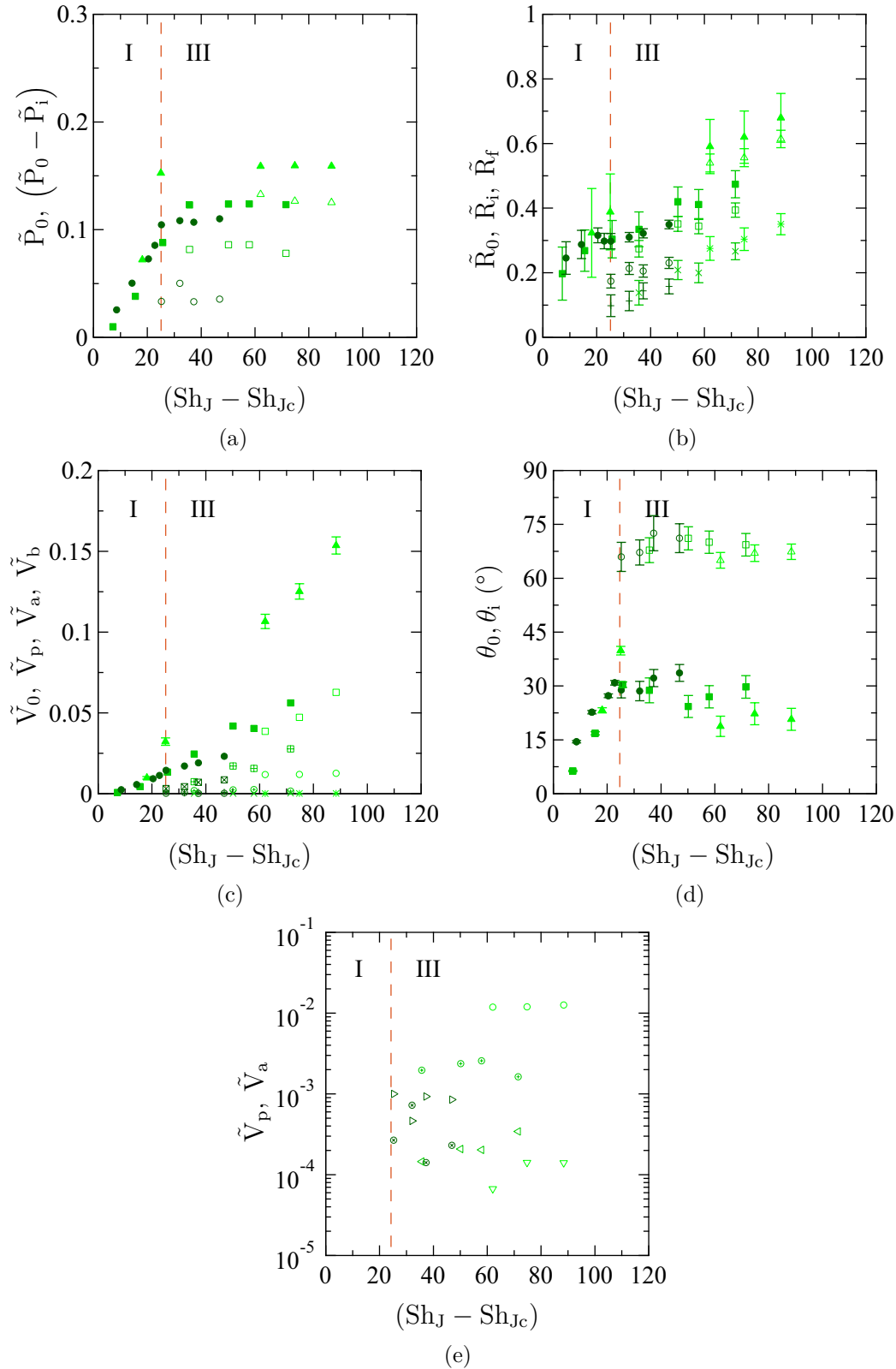


FIGURE 4.30 – Evolution en fonction de $Sh_J - Sh_{Jc}$ des (a) profondeurs \tilde{P}_0 ($\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$) et $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$ ($\triangle, \square, \circ$), (b) rayons \tilde{R}_0 ($\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$), \tilde{R}_i ($\triangle, \square, \circ$) et \tilde{R}_f ($*, \times, +$), (c) volumes \tilde{V}_0 ($\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$), \tilde{V}_p (\circ, \oplus, \otimes), \tilde{V}_a ($\nabla, \triangleleft, \triangleright$) et \tilde{V}_b ($\square, \boxplus, \boxtimes$), (d) angles θ_0 ($\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$) et θ_i ($\triangle, \square, \circ$), (e) \tilde{V}_p et \tilde{V}_a (en échelle semi-log). La ligne (---) verticale $Sh_{Jc\ III} - Sh_{Jc} \approx 25$ marque la séparation des cratères de type I et III, pour les distances jet-lit ($l/D = 19.1, 24.5, 28.8$) à l'épaisseur granulaire $h/d = 40$.

L'apparition d'une profondeur constante $\tilde{P}_0 = \tilde{h}$ à partir de $Sh_J - Sh_{Jc} \approx 25$ indique la présence de cratères de type III avec un jet qui a érodé jusqu'au support. En contre-partie, le quasi-plateau de \tilde{R}_0 et surtout l'augmentation significative de θ_0 de 0 à 40° avant cette même valeur de $(Sh_J - Sh_{Jc})$ témoignent de l'existence de cratères de type I. Par conséquent, $Sh_{JcIII} - Sh_{Jc} \approx 25$ est la valeur de transition entre des cratères entièrement paraboliques (I) et des cratères tronqués (III), sans passer par la morphologie intermédiaire de type II. Tout comme dans la Partie 4.3.1, nous remarquons que les dimensions des cratères de type I sont bien gouvernées par la distance jet-lit $(l + \lambda)$, puisque les paramètres adimensionnés correspondants du cratère \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 et \tilde{V}_0 ne dépendent pas de l^* . Ainsi \tilde{P}_0 augmente linéairement avec $Sh_J - Sh_{Jc}$ tandis que \tilde{R}_0 est quasi-constant, et $\tilde{V}_0 \propto \tilde{P}_0$ augmente aussi linéairement sans qu'il soit possible de faire la différence entre les points appartenant à différents l^* avant la transition. Au-delà de la transition I-III, il semblerait que θ_0 diminue à grand $Sh_J - Sh_{Jc}$ vers environ 20°. Nous remarquons par ailleurs que \tilde{R}_0 évolue indépendamment de l^* lorsque le cratère est de type III, et il existe une différence pour \tilde{P}_0 qui provient de l'adimensionnement de $P_0 = h$ par des valeurs de $(l + \lambda)$ différentes puisque l^* varie. Donc $\tilde{P}_0 = \tilde{h}$ est d'autant plus petit que l^* est grand.

Nous avons représenté sur les figures 4.30(a-e) l'évolution des grandeurs intermédiaires $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$, \tilde{R}_i , θ_i , \tilde{V}_p , \tilde{V}_a ainsi que le rayon sans grain sur le support \tilde{R}_f des cratères de type III et le volume associé \tilde{V}_b en fonction $Sh_J - Sh_{Jc}$. Nous remarquons que la hauteur de la portion parabolique et l'angle de la pente en R_i sont quasi-constants avec $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i) \approx 0.1 \pm 0.03$ (figure 4.30(a)) et $\theta_i \approx 63^\circ \pm 8^\circ$ (figure 4.30(d)). De plus, nous constatons que les mesures de \tilde{R}_i et de \tilde{R}_f faites à différentes distances se complètent et suivent la même tendance. Aussi, la variation des rayons \tilde{R}_0 , \tilde{R}_i et \tilde{R}_f semble être la même avec $\tilde{R} \propto 0.004(Sh_J - Sh_{Jc})$, et nous constatons que $(\tilde{R}_0 - \tilde{R}_f) \approx 0.25$ et $(\tilde{R}_i - \tilde{R}_f) \approx 0.2$. Comme la hauteur et l'extension radiale de la partie parabolique sont constants, alors le volume \tilde{V}_p est constant et les valeurs plateaux se répartissent sur plusieurs ordres de grandeurs (de 10^{-4} pour la plus grande distance à 10^{-2} pour la plus petite) comme le montre la figure 4.30(e). En revanche, la valeur plateau de \tilde{V}_a est du même ordre de grandeur pour les trois distances avec $\tilde{V}_a \approx 3.5 \cdot 10^{-4}$. Ces valeurs montrent à quel point les régions rectiligne et parabolique occupent peu de place dans ces cratères de type III. Par conséquent, l'augmentation de \tilde{V}_0 est bien due à l'accroissement de \tilde{V}_b qui est comparable pour les différents l^* étudiés.

Les figures 4.31(a-b) illustrent le rapport d'aspect global P_0/R_0 ainsi que les facteurs de forme du cratère. Nous observons bien l'augmentation linéaire de P_0/R_0 lorsque le cratère est de type I puisque la profondeur augmente à rayon constant avec $Sh_J - Sh_{Jc}$, et sa décroissance lorsque la forme devient de type III étant donné que le rayon augmente à $P_0 = h$. Le facteur de forme global χ_0 montre que le cratère s'apparente bien à une parabole lorsqu'il est de type I car $\chi_0 = 0.45 \pm 0.05$. Au-delà de la transition I-III, χ_0

augmente avec $Sh_J - Sh_{Jc}$ mettant en évidence que la forme tronc conique tend vers un aspect cylindrique de facteur de forme 1. Les facteurs de forme partiels sont constants avec :

$$\begin{aligned}\chi_p &= 0.4 \pm 0.05 \\ \chi_a &= 0.3 \pm 0.05 \\ \chi_b &= 1\end{aligned}$$

Donc la zone de raccord au support a la forme d'une parabole ($=1/2$), la partie rectiligne du cratère celle d'un cône ($=1/3$) et la région sans grains au niveau du support est un cylindre ($=1$).

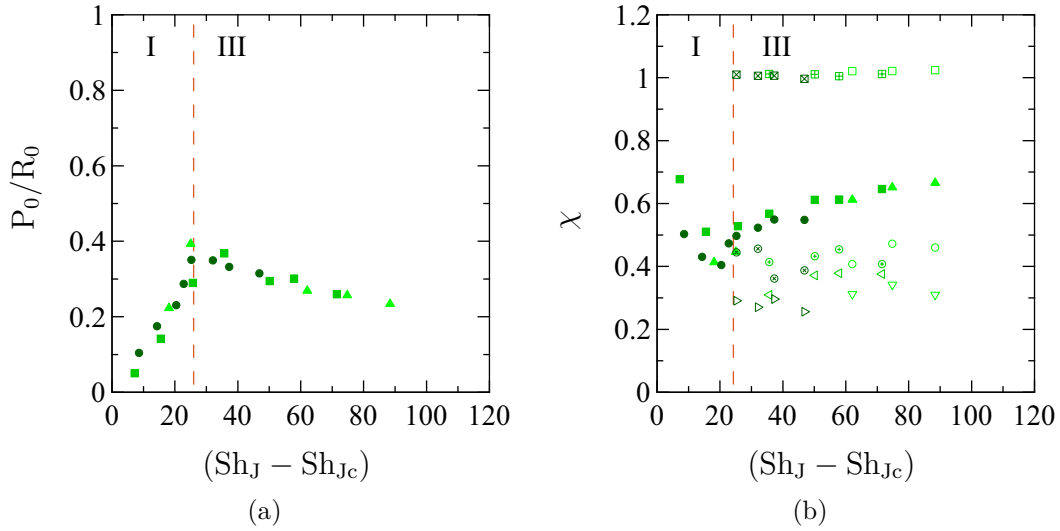


FIGURE 4.31 – Evolution en fonction de $Sh_J - Sh_{Jc}$ du (a) rapport d'aspect global P_0/R_0 ($\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$) et des (b) facteurs de forme χ_0 ($\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$), χ_p (\circ, \oplus, \otimes), χ_a ($\nabla, \triangleleft, \triangleright$) et χ_b ($\square, \boxplus, \boxtimes$). La ligne (— —) verticale $Sh_{JcIII} - Sh_{Jc} \approx 25$ marque la séparation des cratères de type I et III, pour les distances jet-lit ($l/D = 19.1, 24.5, 28.8$) à l'épaisseur granulaire $h/d = 40$.

4.5 Conclusion

Il y a érosion et formation de cratères lorsque le jet impacte l'empilement granulaire avec un nombre de Shields supérieur à la valeur Sh_{Jc} au seuil, qui dépend de la distance entre le jet et le lit. Nous avons observé trois morphologies de cratère :

- type I : le cratère est entièrement parabolique ;
- type II : la partie centrale du cratère est parabolique tandis que les bords de pente constante témoignent de la présence d'avalanches ;
- type III : la partie centrale du cratère est plate (zone érodée jusqu'au support) tandis que les bords sont de pente constante avec une petite zone de raccord parabolique au support.

Nous avons dénombré et caractérisé les grandeurs mesurables pour chaque type de cratère. Il existe quatre grandeurs de base pour les trois types de cratère : la profondeur maximale P_0 , le rayon R_0 , le volume total érodé V_0 , ainsi que l'angle θ_0 de la pente du cratère en bout de cratère. Par ailleurs, il existe cinq grandeurs intermédiaires pour les cratères de type II et III : la hauteur de la partie parabolique ($P_0 - P_i$), son extension radiale R_i ou $R_i - R_f$, le volume V_p de la partie parabolique (ramené au centre en $r = 0$), le volume V_a de la partie rectiligne (ramené au centre), et l'angle θ_i de la pente en bout de parabole. Il existe deux autres grandeurs complétant la caractérisation des cratères de type III : le rayon sans grain au niveau du support R_f et le volume V_b de cette région sans grains. Nous avons défini le rapport d'aspect global du cratère P_0/R_0 , ainsi que les facteurs de forme global et partiels du cratère, pour les parties paraboliques, rectilignes d'avalanches et plates : $\chi_0 = V_0/(\pi P_0 R_0^2)$, $\chi_p = V_p/(\pi(P_0 - P_i)(R_i - R_f)^2)$, $\chi_a = V_a/(\pi P_i(R_0 - R_i)^2)$ et $\chi_b = V_b/(\pi P_0 R_f^2)$. Le comportement de chaque grandeur en fonction du type de cratère est consigné dans le tableau 4.1 qui suit.

La transition d'un cratère de type I à II puis à III (ou directement de I à III) se fait à nombre de Shields Sh_J croissant. A une distance jet-lit l donnée, l'épaisseur n'a pas d'influence sur les caractéristiques du cratère tant que le jet n'a pas érodé jusqu'au support. En revanche, les caractéristiques de la région parabolique d'un cratère quel que soit le régime auquel il appartient, sont gouvernées par la distance $(l + \lambda)$, correspondant à la distance jet-lit corrigée de la position de l'origine virtuelle du jet λ , issu des modèles auto-similaires, et les résultats sont interprétés en $Sh_J - Sh_{Jc}$ afin de tenir compte de la valeur seuil Sh_{Jc} différente pour chaque distance.

Nous nous sommes appuyés sur des modèles auto-similaires des jets pour estimer le nombre de Shields local Sh_l au fond du cratère correspondant à la distance physique $x = l + P_0$ et nous avons mis en évidence que cette grandeur est fonction de la courbure \tilde{W}_2 du cratère. Ainsi, tant que le cratère est de type I, \tilde{W}_2 et donc $Sh_l(l + P_0)$ augmentent, et dès que le cratère devient de type II, ils deviennent constants avec une valeur unique pour \tilde{W}_2 et des valeurs plateaux différentes pour $Sh_l(l + P_0)$ qui diminuent avec la distance.

	I	II	III
\tilde{P}_0	\nearrow	$\nearrow \nearrow$	\tilde{h}
\tilde{R}_0	$\approx 0.3 \pm 0.03$	$\nearrow \nearrow$	\nearrow
\tilde{V}_0	\nearrow	$\nearrow \nearrow \nearrow$	$\nearrow \nearrow$
θ_0	\nearrow	$27^\circ \pm 3^\circ$	$27^\circ \pm 3^\circ$
\tilde{W}_2	\nearrow	\approx	\approx
$(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$		0.15 ± 0.02	0.1 ± 0.02
\tilde{R}_i		0.25 ± 0.02	\nearrow avec $\tilde{R}_i - \tilde{R}_f = 0.2 \pm 0.05$
θ_i		40°	$\geq 40^\circ$
\tilde{V}_p	\nearrow	10^{-2}	10^{-3}
\tilde{V}_a	0	\nearrow	\approx
\tilde{R}_f			\nearrow avec $\tilde{R}_0 - \tilde{R}_f = \text{cste}$
\tilde{V}_b	0	0	\nearrow
P_0/R_0	$\nearrow \nearrow$	$\approx 1/2$	$\searrow 0$
χ_0	$1/2$	$\searrow 1/3$	$\nearrow 1$
χ_p		$1/2$	$1/2$
χ_a		$1/3$	$1/3$
χ_b			1

TABLE 4.1 – Comportement des différentes grandeurs caractéristiques des cratères en fonction du nombre de Shields Sh_J pour les trois types de cratères I, II et III.

Kobus et al. [49] et Aderibigbe and Rajaratnam [1] observent ces formes de cratères qu'ils caractérisent par la "déviation" de l'écoulement par rapport à la surface du sédiment. Ainsi lorsque le jet est "faiblement dévié" (Weakly Deflected Jet Regime), la forme du cratère observée correspond à celle que nous désignons par cratère de type I, et lorsqu'il est "fortement dévié" (Strongly Deflected Jet Regime), la forme du cratère correspond aux cratères de type II que nous caractérisons. Aderibigbe and Rajaratnam [1] trouvent aussi que le rapport d'aspect du cratère augmente puis sature à une valeur constante qu'ils estiment à 0.6, sensiblement supérieure à la valeur 1/2 que nous obtenons. Ils définissent des lois d'évolution semi-empiriques en fonction du paramètre d'érosion E_c proportionnel à la racine carré d'un nombre de Shields à la distance l injecteur-niveau initial du sédiment. Tandis que la profondeur augmente en loi de puissance de $\sqrt{Sh_i}$, le rayon est une fonction linéaire de ce paramètre lorsque le cratère est de type II :

$$\begin{aligned}
P_0/l &= 7.32E_c \left(\frac{D}{l}\right)^\alpha & \alpha &= 1.53E_c^{0.22} - 1 \\
R_0/l &= 1.46E_c^{0.15} - 1 & & \text{cratère I} \\
R_0/l &= 0.22 + 0.2E_c & & \text{cratère II}
\end{aligned}$$

La loi d'évolution de la profondeur semble à petites valeurs de E_c (le cratère tend vers la forme de type I) se rapprocher de l'augmentation linéaire que nous trouvons pour ce type de cratère. En effet, $P_0/l \rightarrow 7.32E_c$ quand $E_c \rightarrow 0.2$. Aderibigbe and Rajaratnam trouve aussi que le rayon augmente faiblement en $E_c^{0.15}$ lorsque le cratère est parabolique, en comparaison avec la valeur constante de $\tilde{R}_0 = 0.3 \pm 0.03$ que nous trouvons. Ce résultat s'accorde avec l'étude dynamique que Sutherland and Dalziel [87] mènent pour estimer la vitesse d'érosion du cratère, à partir de l'accroissement linéaire de la profondeur à rayon constant en fonction du temps.

De leur côté, Metzger et al. [63], [64] s'intéressent à la dynamique d'érosion de l'empilement qui passe d'un cratère de forme simple à une forme composée qu'il décrit comme étant l'addition d'un cratère intérieur quasi-parabolique et d'un cratère extérieur conique à l'angle de repos, qui correspondent respectivement aux morphologies de type I et II que nous caractérisons finement. Ils constatent par ailleurs que le rayon du cratère intérieur reste constant avec le temps et que la pente à cet endroit est maintenue par l'écoulement à un angle supérieur à l'angle de repos de l'empilement. L'analyse de nos résultats nous permet de montrer que ces observations dynamiques restent vraies à l'état asymptotique, et restent indépendantes du nombre de Shields tant que le cratère est de type II.

Chapitre 5

Conclusion et Perspectives

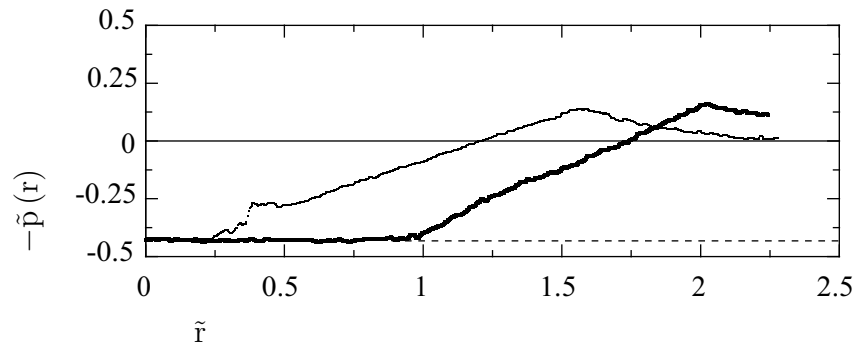
Cette étude expérimentale de l'érosion d'un milieu granulaire par un jet vertical a été menée dans le but d'apporter des éléments de réponse sur le mécanisme local de déplacement des grains dans cette configuration.

Dans un premier temps, nous avons mené une étude fine du seuil d'érosion, déterminé visuellement à partir du déplacement des premiers grains à la surface de l'empilement. La caractérisation locale de la mise en mouvement des grains repose sur l'estimation de la vitesse de l'écoulement au niveau de l'empilement granulaire, à partir des modèles auto-similaires des jets qui prédisent la décroissance de la vitesse d'un jet libre, en fonction de la distance au point source de l'écoulement, l'origine virtuelle λ . La vitesse du jet décroît selon la loi de puissance $u_0(x) \propto U_0 (x + \lambda)^m$, avec u_0 et U_0 les vitesses axiales locale et en sortie d'injecteur, et $m < 0$ dont la valeur dépend du régime de l'écoulement, laminaire ou turbulent, et de la géométrie de l'injecteur de taille non ponctuelle, plan ou axisymétrique. Les résultats sont analysés en termes de distance jet-lit adimensionnée l^* , de nombre de Reynolds particulaire local Re_p et de nombre de Shields local Sh_l , tous deux basés sur la vitesse $u_l = u_0(l)$ estimée avec les modèles de jets.

Ainsi, nous avons pu mettre en évidence que le mécanisme d'érosion est inertiel, avec un nombre de Shields local constant dans le régime d'écoulements inertiels à grands nombres de Reynolds particulaire, tels que $Sh_l = 1$ quand $Re_p \gg 1$, et ce quel que soit la nature du jet, laminaire ou turbulent, et la taille des grains.

Dans un second temps, nous nous sommes penchés sur la morphologie des cratères d'érosion formés au-delà du seuil. Leurs caractéristiques sont étudiées en termes d'écart à la valeur du nombre de Shields au seuil $Sh_J - Sh_{Jc}$. Nous observons trois types de cratère : parabolique (I), composée (II) lorsque le cratère présente à la fois une région parabolique en son centre et des régions rectilignes à l'angle d'avalanche, et tronquée (III) lorsque le jet a érodé jusqu'à la surface du support contenant les grains. Nous avons pu constater que les cratères sont dépendants de la distance jet-lit, tandis que l'épaisseur de l'empilement ne présente aucune influence tant que le jet n'atteint pas le support. Par

ailleurs, des expériences complémentaires en présence d'une surface poreuse perméable en guise de support ont montré que tant que la perméabilité de celle-ci reste inférieure à celle de l'empilement, alors le processus d'érosion reste le même qu'en présence d'une paroi imperméable, et ce pour des écarts du nombre de Shields à sa valeur seuil très grands. Au-delà de cette valeur critique, beaucoup de grains restent en suspension dans le cratère, comment l'illustre la figure 5.1.



(a)

FIGURE 5.1 – Profils à perméabilité nulle (trait épais) et non nulle (trait mince) pour $Sh_J \approx 110$, à la distance jet-lit $l/D = 12$, à l'épaisseur granulaire $h/d \approx 50$, pour les perméabilités $k = 0$ (symbole plein) et $1 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ (symbole creux). La ligne (— — —) correspond au support.

Cette configuration d'érosion par un jet vertical offrent des nombreuses perspectives de recherche. Dans un premier temps, il serait nécessaire d'aller plus loin dans la description du seuil d'érosion en caractérisant le déplacement des grains avec la technique expérimentale de Particle Tracking Velocimetry (PTV). Cette méthode permet de suivre le déplacement des particules individuellement et d'estimer sa vitesse et sa trajectoire. Le but serait de localiser les grains érodés au seuil par rapport à l'écoulement du jet, et de déterminer leur vitesse et leur trajectoire. Cette étude rendrait possible l'établissement d'un bilan d'énergie du système jet-grain afin de quantifier ce que l'écoulement transmet aux grains. La vitesse locale du jet que nous avons estimée à partir de la décroissance de la vitesse axiale prédite par les modèles autosimilaires des jets pourrait être plus finement mesurée par la méthode de Particle Image Velocimetry (PIV), qui corrèle les images successives du déplacement de particules ensemençant le fluide, acquises à une fréquence donnée.

Les résultats obtenus au-delà du seuil offrent des perspectives encore plus nombreuses portant surtout sur l'aspect dynamique de formation des cratères. Le profilomètre laser utilisé dans nos expériences peut acquérir des profils jusqu'à de très hautes fréquences (10^4 Hz), permettant un suivi temporel précis de l'agrandissement du cratère depuis le temps $t = 0$ de début d'érosion jusqu'à l'état asymptotique.

Une analyse fine de l'évolution dynamique reste à mener pour progresser dans la com-

préhension de l'érosion dans cette configuration. Des éléments de comparaison entre les études temporelles de Sutherland and Dalziel [87] pour des cratères de type I (entièrement paraboliques) et Metzger et al. [63],[64] pour des cratères de type II (paraboliques au centre avec pente d'avalanches sur les flancs) semblent suggérer que le processus est quasi-statique car l'évolution temporelle des caractéristiques des cratères reste similaire à celle des cratères à l'état asymptotique d'érosion étudié en fonction de $Sh_J - Sh_{Jc}$.

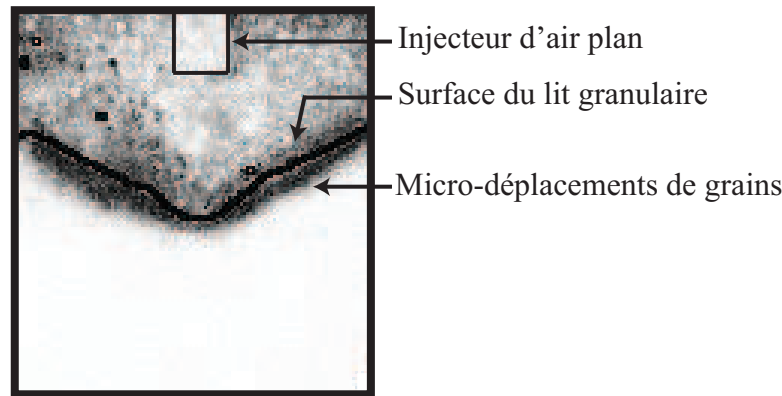


FIGURE 5.2 – Superposition de la corrélation des images de speckles acquises pendant l'érosion d'un milieu granulaire sec par un jet d'air à une image prise au cours de l'expérience. (points noirs) déplacements de grains.

Au cours de nos expériences, nous avons aussi pu mettre en évidence que l'épaisseur de l'empilement n'a pas d'influence sur l'aspect des cratères à l'état asymptotique tant que le jet n'érode pas jusqu'au support. Quelques expériences préliminaires que nous avons effectuées à l'Institut de Physique de Rennes dans l'équipe de Jérôme Crassous avec la technique expérimentale de diffusion multiple de la lumière (Crassous et al. [26], Le Bouil et al. [55]), ont confirmé que l'épaisseur ne semble pas non plus avoir d'influence sur la dynamique de formation du cratère. Cette méthode expérimentale permet de détecter les micro-déplacements de grains dans un empilement, par corrélation des différences d'images se speckels obtenues par l'acquisition des images d'interférence d'un faisceau laser éclairant la région étudiée. Son utilisation a été menée pour estimer finement la mobilisation des grains sous l'impact du jet. La figure 5.2 est la superposition d'un empilement granulaire contenu dans une cellule 2D sous l'impact d'un jet d'air avec la corrélation des images de speckles acquise pendant l'érosion. Ce qui bouge pendant l'expérience est en noir et nous pouvons voir que peu de grains sont sollicités dans l'épaisseur sous l'impact du jet formant une parabole. En revanche, les bandes noires sur les flancs du cratères témoignent d'une forte activité correspondant aux avalanches. Une étude systématique permettrait d'analyser l'évolution de la couche de grains réarrangés au cours du processus d'érosion. Ainsi, l'épaisseur réarrangée sur les flancs d'un cratère de type II peut par exemple être comparée à l'épaisseur mesurée dans les études fines

des avalanches de grains sur des plans inclinés (Goujon [38], Benito et al. [7]) ou dans un tambour tournant (Courrech du Pont [23],[25],[24]).

L'interaction de l'écoulement du jet avec l'empilement (figure 5.3) peut aussi être étudiée temporellement avec la technique de visualisation PIV en suivant simultanément le fluide et les grains avec deux caméras. Lorsque le jet impacte le sédiment avec un nombre de Shields supérieur à la valeur seuil, alors des grains sont érodés et la surface déformée a une influence sur l'écoulement qui est plus confiné. Ainsi la méthode de PIV appliquée au fluide et aux grains permettrait de suivre l'évolution de cette interaction fluide-grains en même temps que le cratère se forme.

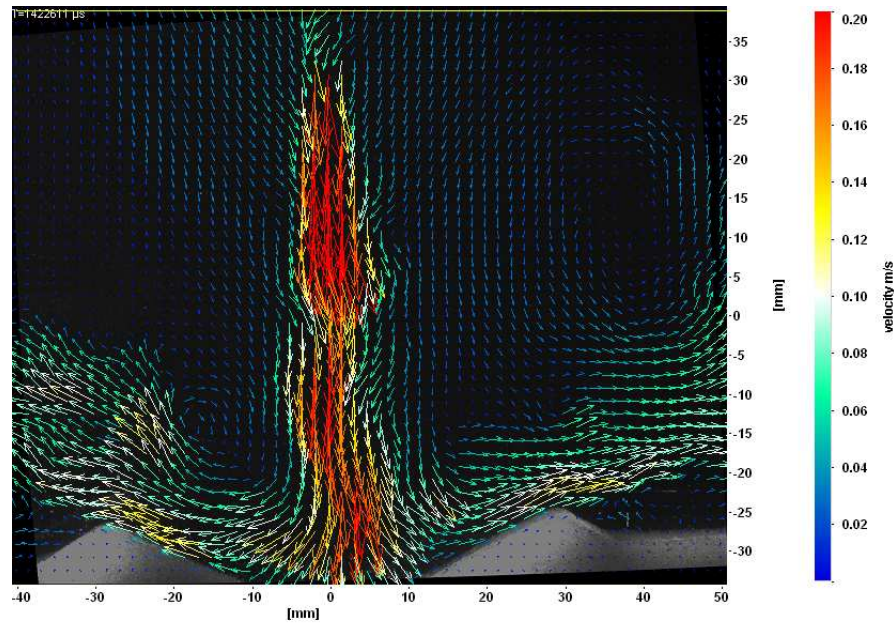


FIGURE 5.3 – Superposition du champ de vitesse d'un jet d'eau issu de la corrélation d'images acquises pendant l'expérience, avec une image au cours de l'expérience d'érosion d'un sédiment immergé. Le code couleur et la longueur des flèches quantifient la vitesse et la direction de l'écoulement. Nous pouvons remarquer les flancs avalancheux du cratère.

Appendices

Annexe A

Influence de la perméabilité du support

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'influence de la perméabilité de la surface du support sur lequel repose l'empilement granulaire. Elle est contrôlée en changeant le maillage du tamis utilisé comme support. Nous utilisons deux maillages de tamis : $a_1 = 100$ et $a_2 = 180 \mu\text{m}$, ce qui permet d'avoir les perméabilités $k = 10^{-8}$ et $3 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$, sachant que $k \propto a^2$. Quant à la porosité du support, elle est la même pour les deux tamis avec $\phi \approx 0.35$, c.-à-d. qu'il y a 35% de surface vide par rapport à la surface totale.

Dans un premier temps, nous comparons la morphologie des cratères à perméabilité nulle et non nulle. Nous représentons sur les figures 5.1(a-d) l'évolution des paramètres de base du cratère \tilde{P}_0 , \tilde{R}_0 , \tilde{V}_0 et θ_0 . La figure 5.1(a) nous montre que \tilde{P}_0 augmente indépendamment de la perméabilité du support, jusqu'à $Sh_J \approx 20$. Ensuite le jet atteint le fond ($P_0 = h$) donc le cratère est de type III. Par ailleurs, nous pouvons voir sur les figures 5.1(b) et (d) que \tilde{R}_0 augmente et θ_0 est constant avec $\theta_0 \approx 26^\circ \pm 2^\circ$ pour $Sh_J \leq 20$. Donc le cratère est de type II et $Sh_{JcIII} \approx 20$ est le nombre de Shields de transition entre le type de cratère II et III. Cette configuration à l^* petit est révélatrice d'un changement hydrodynamique du jet en-dessous de $Sh_J = 20$, que nous aborderons à la fin de l'Annexe.. Le fait surprenant et important ici est que même lorsque le jet atteint la surface, le fait qu'il puisse la traverser ou pas ne change pas la morphologie du cratère, jusqu'à $Sh_J \approx 90$. En effet, nous notons que l'angle de pente, le rayon et par conséquent le volume érodé se confondent pour les deux porosités sur un intervalle de Shields très grand d'environ 70. Ensuite, \tilde{R}_0 diminue avec Sh_J , ce qui conduit \tilde{V}_0 à diminuer puisque \tilde{P}_0 reste constant ($P_0 = h$). Nous remarquons aussi que θ_0 est sensiblement inférieur à la valeur plateau du cratère de type III ($\theta_0 = 26^\circ \pm 2^\circ$) lorsque la paroi est perméable avec $\theta_0 \approx 22^\circ \pm 1^\circ$.

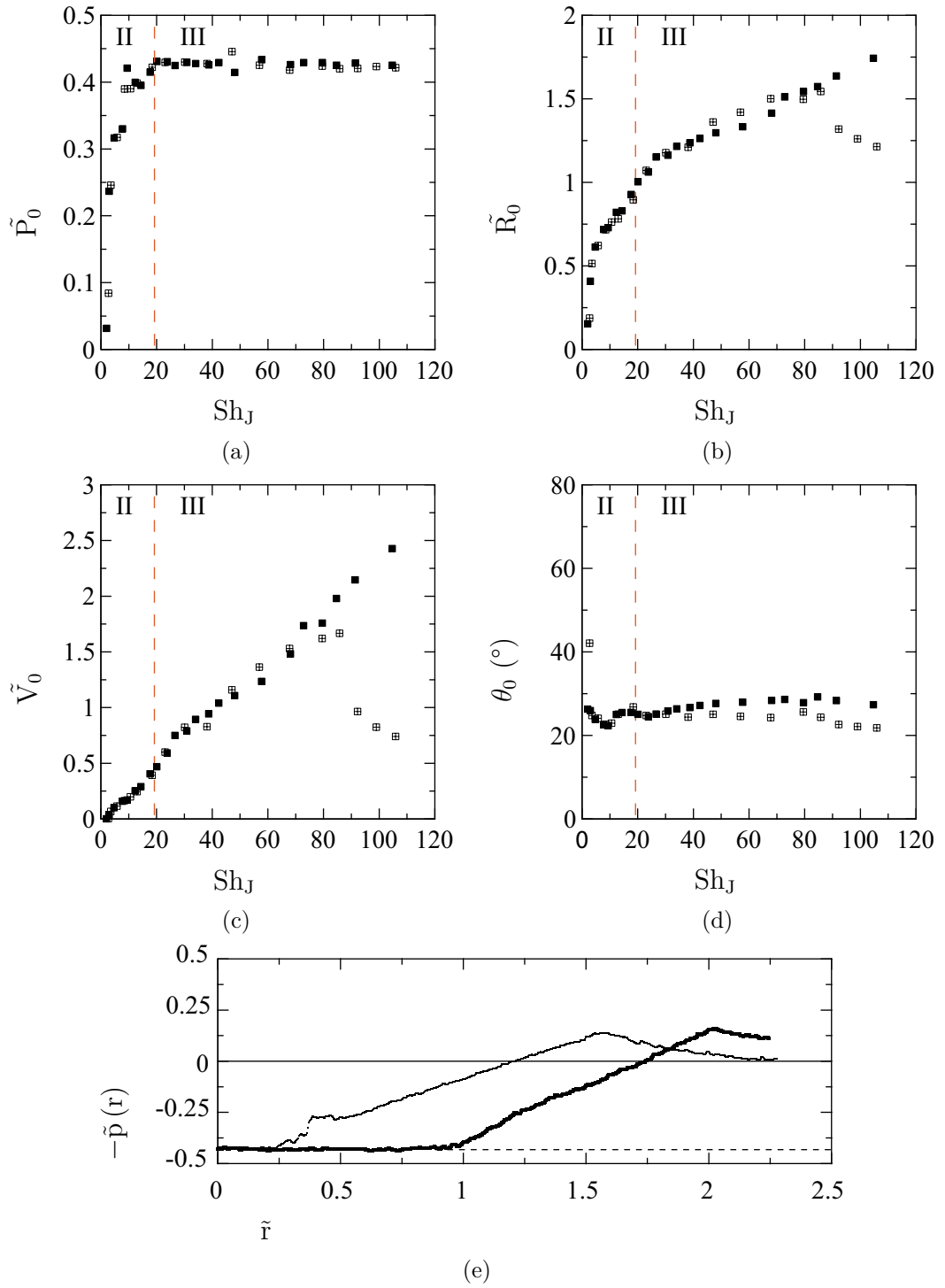


FIGURE A.1 – Evolution en fonction de Sh_J des (a) profondeur \tilde{P}_0 , (b) rayon \tilde{R}_0 , (c) volume \tilde{V}_0 , (d) angle θ_0 . (e) Profils à perméabilité nulle (trait épais) et non nulle (trait mince) pour $Sh_J \approx 110$. La ligne (---) correspond au support et la ligne (- - -) verticale $Sh_{JcIII} \approx 20$ marque la séparation des cratères de type II et III à la distance jet-lit $l/D = 12$, à l'épaisseur granulaire $h/d \approx 50$, pour les perméabilités $k = 0$ (symbole plein) et $1 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ (symbole creux).

Observons de plus près ce qui se passe à très grand nombre de Shields, lorsque le changement de comportement des paramètres a lieu. Nous comparons un profil à même $Sh_J \approx 110$ acquis pour chaque perméabilité. Les deux profils sont représentés sur la figure A.1(e). Nous remarquons que le cratère formé à perméabilité non nulle est beaucoup plus petit qu'à perméabilité nulle, comme le montre la mesure du rayon. Nous notons par ailleurs que le profil est moins "lisse" près de la région où le jet impacte la surface. Il s'agit de la signature de grains encore en suspension dans le cratère à l'état asymptotique. Les grains près de l'axe du jet sont soulevés puis retombent à l'intérieur du cratère suivant une recirculation. Lorsque le jet atteint la surface à $k \neq 0$ pour $Sh_J \geq Sh_{JcIII}$, la portion de fluide qui peut la traverser semble négligeable devant la quantité impactante, puisque les caractéristiques du cratère restent inchangées par rapport au cas avec une surface rigide.

Puis à partir de $Sh_J \approx 90$, nous observons une resuspension des grains dans le cratère dont la taille diminue. Cela suggère qu'une plus grande partie du jet peut traverser la surface et cela très tôt dans la formation du cratère, réduisant ainsi la vitesse transverse à la paroi qui est à l'origine de l'agrandissement du cratère lorsqu'il est de type III. Elle reste suffisante pour soulever les grains près de sa région d'impact mais pas assez pour les éjecter.

C'est effectivement ce qu'observent Cant et al. (2002 [14]) et Webb and Castro (2006 [92]) dans leur étude d'un jet d'air impactant une surface poreuse : la vitesse axiale du jet et sa quantité de mouvement ressentent de moins en moins l'influence de la paroi au fur et à mesure que la perméabilité de celle-ci augmente, ce qui tend à diminuer la composante transverse de la vitesse, montrant que le comportement du jet se rapproche de celui d'un jet libre (Partie 2.3.3).

Par conséquent, la perméabilité de la surface a une influence sur la forme des cratères à partir d'un nombre de Shields très grand au-delà duquel nous observons une resuspension des grains. Avant cette valeur de Shields critique (ici $Sh_J \approx 90$), la perméabilité du support n'a pas d'influence sur le cratère bien au-delà de la vitesse critique pour laquelle le jet atteint le support.

A présent, nous étudions l'influence de l'augmentation de la perméabilité k à porosité constante $\phi \approx 0.35$ sur les caractéristiques des cratères représentées sur les figures A.2(a-d). Les deux perméabilités étudiées sont $k = 10^{-8}$ et $3 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$. Nous pouvons voir que le jet érode jusqu'au support à partir de $Sh_J \approx 20$, avec $P_0 = h$. Par conséquent, les cratères sont de type III au-delà de cette valeur et $\theta_0 \approx 23^\circ \pm 0.5^\circ$ est bien la signature d'une pente rectiligne sur le flanc du cratère. Notons que l'épaisseur n'est pas exactement la même d'une série à l'autre : il y a un écart en \tilde{P}_0 de 0.05, ce qui correspond à environ 1 mm, soit 4 couches de grains. Or nous avons vu que l'épaisseur n'a pas d'influence sur les caractéristiques des cratères tant que le jet n'a pas atteint le fond, d'autant plus que Sh_{JcIII} est le même.

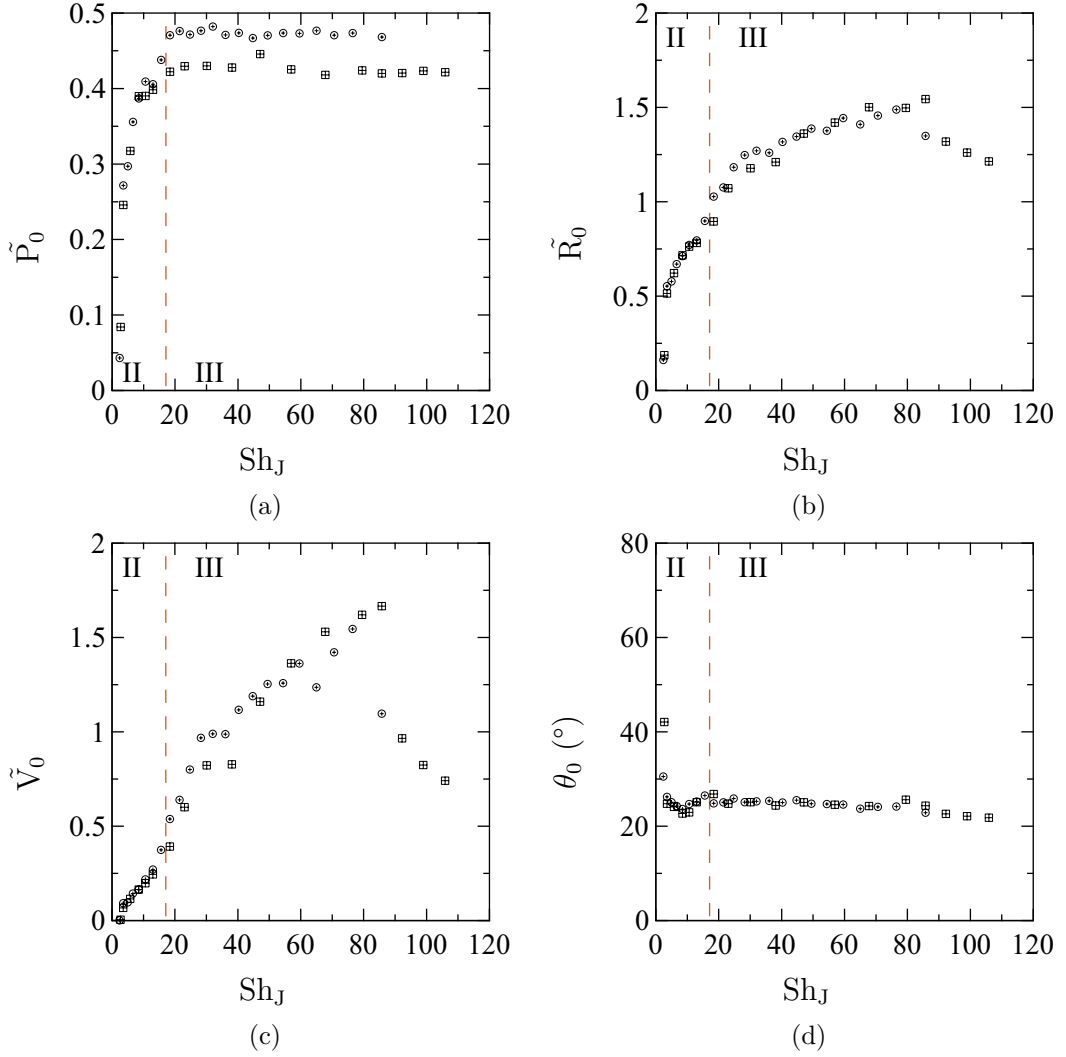


FIGURE A.2 – Evolution en fonction de Sh_J des (a) profondeur \tilde{P}_0 , (b) rayon \tilde{R}_0 , (c) volume \tilde{V}_0 , (d) angle θ_0 . La ligne (---) verticale $Sh_{JcIII} \approx 20$ marque la séparation entre les cratères de type II et III à la distance jet-lit $l/D = 12$, à l'épaisseur granulaire $h/d = 50 - 55$, pour des perméabilités $k_1 = 1 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ et $k_2 = 3 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ à porosité $\phi \approx 0.35$.

Nous n'observons effectivement pas de différence dans le comportement des caractéristiques en-dessous de Sh_{JcIII} , et nous remarquons qu'il n'en existe pas non plus dans l'évolution de \tilde{R}_0 et \tilde{V}_0 pour $Sh_J \geq Sh_{JcIII}$ qui augmentent avec Sh_J . La tendance change à partir de $Sh_J \approx 80$ pour la perméabilité k_2 , et de $Sh_J \approx 90$ pour k_1 . En effet, nous observons une diminution des rayons et volumes due à la présence de billes en suspension dans la cratère. Donc la perméabilité a une influence sur la quantité de mouvement pouvant diffuser à travers la surface. Ce résultat est en accord avec les observations de Cant et al. (2002 [14]) et Webb and Castro (2006 [92]) qui montrent que le jet d'air est de moins en moins perturbé par la présence d'une surface poreuse à mesure que sa porosité augmente. Ainsi, la composante transverse de la vitesse du jet permettant

l'érosion du cratère de type III est plus petite, ce qui explique que la mise en suspension des grains survienne pour un nombre de Shields Sh_J plus petit lorsque la perméabilité est augmentée.

Changement de l'hydrodynamique Lorsque $Sh_J \leq 20$ et $l^* \leq 19.4$, nous observons une évolution des caractéristiques du cratère différente de celles habituellement observées pour un cratère de type II. Les figures A.3(a) (b) et (d) montrent que $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$, \tilde{R}_i et θ_i augmentent avec Sh_J , alors que ces paramètres sont constants à des l^* et h/d plus grands ($l^* = (14.3, 19.1, 24.5, 28.8)$, $h/d = (80, 120)$). Nous avons mis en évidence que ces paramètres qui caractérisent la région parabolique du cratère sont dépendants de la distance lorsque le cratère est de type II. Ainsi, un changement dans le comportement de ces paramètres semble être le signe d'un écoulement différent pour $Sh_J \leq 20$ et $l^* \leq 19.4$. La profondeur, le rayon et surtout l'angle en bout de parabole augmentent très fortement, indiquant que la région parabolique très étroite, θ_i pouvant atteindre 70° , est fonction de la vitesse de l'écoulement. Par conséquent, il semble que dans ces conditions de Sh_J et l^* , l'écoulement turbulent ne soit pas encore établi.

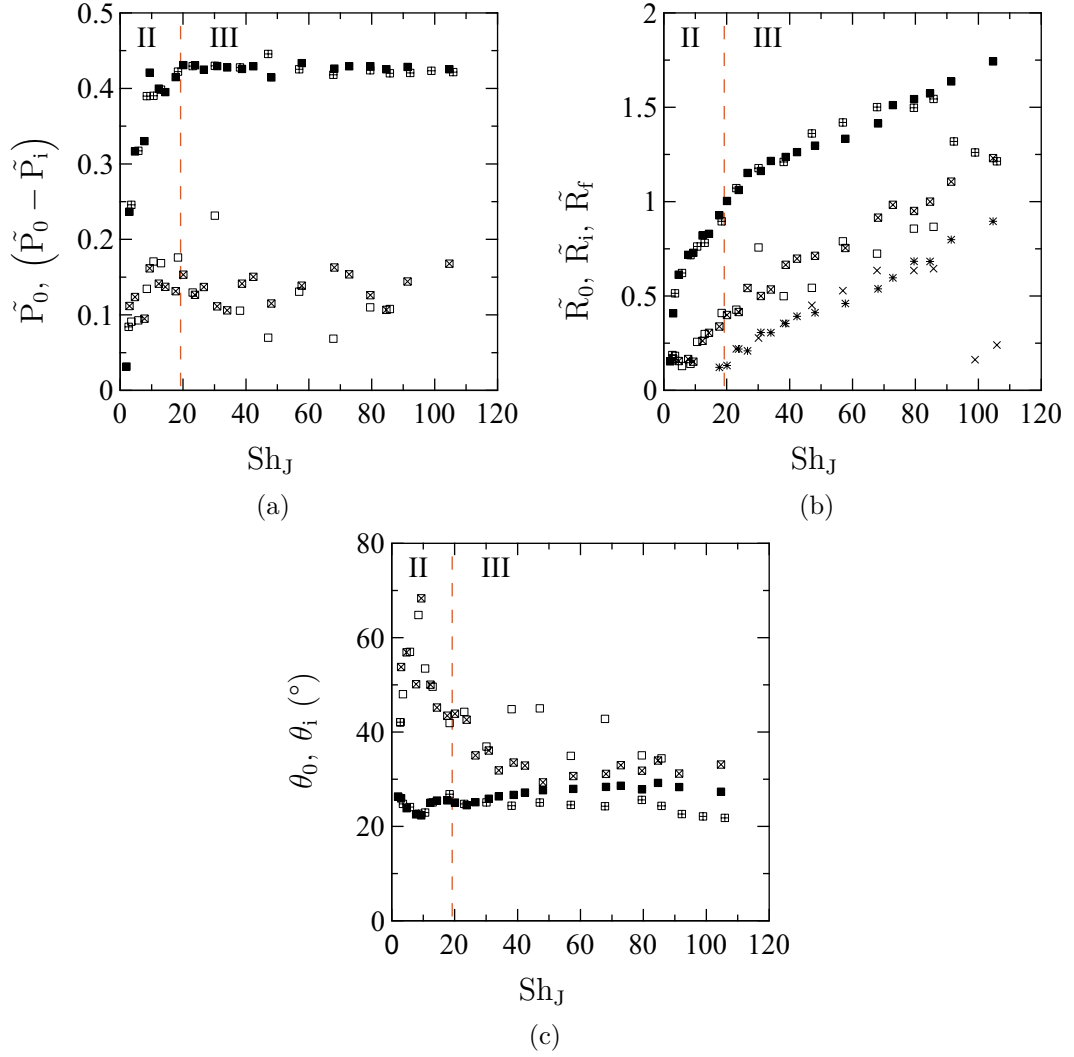


FIGURE A.3 – Evolution en fonction de Sh_J des (a) profondeurs \tilde{P}_0 et $(\tilde{P}_0 - \tilde{P}_i)$, (b) rayons \tilde{R}_0, \tilde{R}_i et \tilde{R}_f , (c) angles θ_0 et θ_i . La ligne (---) correspond au support et la ligne (- - -) verticale $Sh_{JcIII} \approx 20$ marque la séparation des cratères de type II et III à la distance jet-lit $l/D = 12$, à l'épaisseur granulaire $h/d \approx 50$, pour les perméabilités $k = 0$ (symbole plein) et $1 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ (symbole creux).

Bibliographie

- [1] O.O. Aderibigbe and N. Rajaratnam. Erosion of loose beds by submerged circular impinging vertical turbulent jets. *Journal of Hydraulic Research*, 34 :19–33, 1996.
- [2] B. Andreotti, Y. Forterre, and O. Pouliquen. *Les milieux granulaires : entre fluide et solide*. EDP Sciences, 2011.
- [3] S. Badr, G. Gauthier, and P. Gondret. Erosion threshold of a liquid immersed granular bed by an impinging plane liquid jet. *Physics of Fluids*, 26 :9, 2014.
- [4] S. Beltaos. Oblique impingement of circular turbulent jets. *Journal of Hydraulic Research*, 14 :1 :17–36, 1976.
- [5] S. Beltaos and N. Rajaratnam. Plane turbulent impinging jets. *Journal of Hydraulic Research*, 11 :1 :29–59, 1973.
- [6] S. Beltaos and N. Rajaratnam. Impingement of axisymmetric developing jets. *Journal of Hydraulic Research*, 15 :311–326, 1977.
- [7] J. Benito, Y. Bertho, I. Ippolito, and P. Gondret. Stability of a granular layer on an inclined "fakir plane". *Europhysics Letters*, 100, 2012.
- [8] N. Bethke. *Vortex ring interaction with a particle layer : implications for sediment transport*. PhD thesis, Darwin College, University of Cambridge, 2008.
- [9] N. Bethke and S. B. Dalziel. Resuspension onset and crater erosion by a vortex ring interacting with a particle layer. *Physics of Fluids*, 24 :11, 2012.
- [10] W.G. Bickley. The plane jet. *The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal Science*, 23 :727–731, 1937.
- [11] S. Bonelli, O. Brivois, R. Borghi, and N. Benhamed. On the modelling of piping erosion. *Comptes Rendus de Mécanique*, 334, 2006.
- [12] J. M. Buffington. The legend of shields. *Journal of Hydraulic Engineering*, page 12, 1999.
- [13] J. M. Buffington and D. R. Montgomery. A systematic analysis of eight decades of incipient motion studies, with special reference to gravel-bedded rivers. *Water Resources Research*, 33(8) :1993–2029, August 1997.

-
- [14] R. Cant, I. Castro, and P. Walklate. Plane jets impinging on porous wall. *Experiments in Fluids*, 32 :16–26, 2002.
- [15] F. Charru. Selection of the ripple length on a granular bed sheared by a liquid flow. *Physics of Fluids*, 18 :10, 2006.
- [16] F. Charru, B. Andreotti, and P. Claudin. Sand ripples and dunes. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45 :469–493, 2013.
- [17] F. Charru and E. J. Hinch. Ripple formation on a particle bed sheared by a viscous liquid. part 1. steady flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 550 :11, 2006.
- [18] F. Charru, E. Larrieu, J.-B. Dupont, and R. Zenit. Motion of a particle near a rough wall in a viscous shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 570 :431–453, 2007.
- [19] P. Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides*. Collection Polytech, 2000.
- [20] L. P. Chua and A. C. Lua. Measurements of a confined jet. *Physics of Fluids*, 10 :8, 1998.
- [21] C. Cornaro, A. S. Fleischer, and R. J. Goldstein. Flow visualization of a round jet impinging on cylindrical surfaces. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 20 :13, 1999.
- [22] J.R. Courivaud, J. J. Fry, S. Bonelli, N. Benhamed, P. L. Regazzoni, and D. Marot. Measuring the erodibility of soils materials constituting earth embankments : a key input for dams and levees safety assessment. In *Hydro 2009*, 2009.
- [23] S. Courrech du Pont. *Avalanches granulaires en milieu fluide*. PhD thesis, Université Paris Sud, 2003.
- [24] S. Courrech du Pont, P. Gondret, B. Perrin, and M. Rabaud. Granular avalanches in fluids. *Physical Review Letters*, 90 :4, 2003.
- [25] S. Courrech du Pont, P. Gondret, B. Perrin, and M. Rabaud. Wall effect on granular heap stability. *Europhysics letters*, 61 :7, 2003.
- [26] J. Crassous, J.-F. Metayer, P. Richard, and C. Laroche. Experimental study of a creeping granular flow at very low velocity. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, 3 :15, 2008.
- [27] S. C. Crow and F. H. Champagne. Orderly structure in jet turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 48 :547–591, 1971.
- [28] E. N. DA C Andrade. The velocity distribution in a liquid-into-liquid jet. part 2 : The plane jet. *Proceedings of the Physical Society*, 51 :784, 1939.
- [29] E. N. Da C Andrade and L. C. Tsien. The velocity distribution in a liquid-into-liquid jet. *Proceedings of the Physical Society*, 49 :381, 1937.

-
- [30] I. Danaila, J. Dusek, and F. Anselmet. Coherent structures in a round, spatially evolving, unforced, homogeneous jet at low reynolds numbers. *Physics of Fluids*, 9 :3323–3342, November 1997.
- [31] L. Q. Dao, H. Souli, J.R. Courivaud, J.J. Fry, P. Pinettes, and J.M Fleureau. Effect of test parameters on the results of the "jet erosion test". In *ICSE6 Paris*, 2012.
- [32] P. E. Dimotakis. The mixing transition in turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 409 :30, 2000.
- [33] D. Doppler. *Stabilité et dynamique de pentes gravitaires sous-marines*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2005.
- [34] D. Doppler, P. Gondret, T. Loiseleux, S. Meyer, and M. Rabaud. Relaxation dynamics of water-immersed granular avalanches. *Journal of Fluid Mechanics*, 577 :161–181, 2007.
- [35] P. DuBoys. Le rhônes et les rivières à lit affouillable. *Ann. Ponts Chaussées*, 18 :141–148, 1879.
- [36] J. C. Duda, F. D. Lagor, and A. S. Fleischer. A flow vissualization study of the development of vortex structures in a round jet impinging on a flat plate and a cylindrical pedestal. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32 :5, 2008.
- [37] F. Giralt, C. Chia, and O. Trass. Characterization of the impingement region in an axisymmetric turbulent jet. *Ind. Eng. Chem., Fundam.*, 16 :21–28, 1977.
- [38] C. Goujon. *Ecoulements granulaires bidisperses sur plans inclinés rugueux*. PhD thesis, Université de Provence - Aix-Marseille I, 2004.
- [39] L. Guignier. *Analyse physique du transport sédimentaire et morphodynamique des dunes*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2014.
- [40] E. Guyon, J.-P. Hulin, and L. Petit. *Hydrodynamique Physique*. Savoirs actuels, 2012.
- [41] G. J. Hanson and K. R. Cook. Apparatus, test procedures, and analytical methods to measure soil erodibility. *American society of agricultural and biological engineers*, 20(4) :455–462, 2004.
- [42] G. J. Hanson and S. L. Hunt. Lessons learned using laboratory jet method to measure soil erodibility of compacted soils. *American society of agricultural and biological engineers*, 23(3) :305–312, 2007.
- [43] G. J. Hanson and A. Simon. Erodibility of cohesive streambeds in the loess area of the midwestern usa. *Hydrological processes*, 15 :23–38, 2001.
- [44] G. J. Hanson and A. Simon. Discussion of "erosion function apparatus for scour rate predictions" by j. l. briaud and f. c. k. ting and h. c. chen and y. cao and s. w. han and k. w. kwak. *Journal of geotechnical and geoenvironmental engineering*, 627 :2, 2002.

-
- [45] G. J. Hanson, A. Simon, and K. R. Cook. Non-vertical jet testing of cohesive streambank materials. In *American society of agricultural and biological engineers Annual International meeting*, 2002.
- [46] P. Hrycak, S. Jachna, and D. T. Lee. A study of characteristics of developing, incompressible, axi-symmetric jets. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1 :63–72, 1974.
- [47] P. Y. Julien. *Erosion and sedimentation*. Cambridge University Press, 1995.
- [48] J. A. Kells, R. Balachandar, and K.P. Hagel. Effect of grain size on local channel scour below a sluice gate. *Can. J. Civ. Eng.*, 28 :12, 2001.
- [49] H. Kobus, P. Leister, and B. Westrich. Flow field and scouring effects of steady and pulsating jets impinging on a movable bed. *Journal of Hydraulic Research*, 17 :175–192, 1979.
- [50] N. E. Kotsovinos. A note on the spreading rate and virtual origin of a plane turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 77 :305–311, 1976.
- [51] S.B. Kuang, C.Q. LaMarche, and A.B. Yu. Discrete particle simulation of jet-induced cratering of a granular bed. *Power Technology*, 239 :319–336, 2013.
- [52] E. Lajeunesse, L. Malverti, and F. Charru. Bed load transport in turbulent flow at the grain scale : Experiments and modeling. *Journal of Geophysical Research*, 115 :16, 2010.
- [53] V. Langlois and A. Valance. Three-dimensionality of sand ripples under steady laminar shear flow. *Journal of Geophysical Research*, 110, 2005.
- [54] V. Langlois and A. Valance. Initiation and evolution of current ripples on a flat sand bed under turbulent water flow. *The European Physical Journal E*, 22, 2007.
- [55] A. Le Bouil, A. Amon, and J. Crassous. Micro-deformations and rupture in a granular material during a biaxial test. In *Aussois*, 2012.
- [56] T. Loiseleux, P. Gondret, M. Rabaud, and D. Doppler. Onset of erosion and avalanche for an inclined granular bed sheared by a continuous laminar flow. *Physics of Fluids*, 17 :9, 2005.
- [57] T.G. Malmström, A. T. Kirpatrick, B. C. Christensen, and K. D. Knappmiller. Centerline velocity decay measurements in low-velocity axisymmetric jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 246 :15, 1997.
- [58] J. Martin, N. Rakotomalala, and D. Salin. Hydrodynamic dispersion of noncolloidal suspensions : measurement from einstein’s argument. *Physical Review Letters*, 74 :4, 1995.
- [59] R. Martino, M. Piva, A. Paterson, M. Rabaud, and P. Gondret. Erosion dynamics of a granular bed in a quasi-bidimensional sluice-gate set-up. In *THESIS*, 2014.

-
- [60] A. Maurel, P. Ern, B. J. A. Zielinska, and J. E. Wesfreid. Experimental study of self-sustained oscillations in a confined jet. *Phys. Rev. E*, 54 :3643–3651, Oct 1996.
- [61] K. Mazurek and T. Hossain. Scour by jets in cohesionless and cohesive soils. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 34 :744–751, 2007.
- [62] F. Mercier. Modélisation numérique de l'érosion d'un sol cohésif par un écoulement turbulent. 2013.
- [63] P. Metzger, Immer C.D., C.M. Donahue, B.T. Vu, Latta R.C., III, and M. Deyo-Svendsen. Jet-induced cratering of a granular surface with application to lunar spaceports. *Journal of Aerospace Engineering*, 22 :9, 2009.
- [64] P.T. Metzger, Latta R.C., III, J.M. Schuler, and Immer C.D. Craters formed in granular beds by impinging jets of gas. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1145, pages 767–770, 2009.
- [65] R. J. Munro. Experimental study of the critical criteria for incipient sediment movement using a simple model eddy. In *International Environmental Modelling and Software Society*, 2010.
- [66] R. J. Munro, N. Bethke, and S. B. Dalziel. Sediment resuspension and erosion by vortex rings. *Physics of Fluids*, 21 :16, 2009.
- [67] R. J. Munro and S. B. Dalziel. Attenuation technique for measuring sediment displacement levels. *Experiments in Fluids*, 39 :600–611, 2005.
- [68] P. O'Neill, D. Honnery, and J. Soria. Structures in a round homogeneous jet at low reynolds number. In *Australian Fluid Mechanics Conference*. Adelaide University, 2001.
- [69] P. O'Neill, J. Soria, and D. Honnery. The stability of low reynolds number round jets. *Experiments in Fluids*, 36 :473–483, 2004-03-01.
- [70] M. Ouriemi, P. Aussillous, M. Medale, Y. Peysson, and E. Guazzelli. Determination of the critical shields number for particle erosion in laminar flow. *Physics of Fluids*, 19(6) :4, 2007.
- [71] NR Panchapakesan and JL Lumley. Turbulent measurements in axisymmetric jets of air and helium. part 1. air jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 246 :197, 1993.
- [72] D. Pham Van Bang, M. Uh Zapata, G. Gauthier, P. Gondret, and K.D. Nguyen. Erosion of non-cohesive beds by a vertical plane jet : experiments and two-pahse model based on unified equations for continuum maechanics.
- [73] D. J. Phares, G. T. Smedley, and R. C. Flagan. The wall shear stress produced by the normal impingement of a jet on a flat surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 418 :351–375, September 2000.

-
- [74] P. Philippe. *Couplage hydrodynamique interne dans les matériaux granulaires : Instabilités, érosion, transport*. 2013.
- [75] P. Pinettes, J.R. Courivaud, J.J. Fry, F. Mercier, and S. Bonelli. First introduction of greg hanson's "jet erosion test" in europe : Return on experience after 2 years of testing. In *U.S. Society on Dams*, 2011.
- [76] S. B. Pope. *Turbulent flows*. Press syndicate of the University of Cambridge, 2000.
- [77] N. Rajaratnam. Erosion by plane turbulent jets. *Journal of Hydraulic Research*, 19 :339–358, 1981.
- [78] A. Revuelta Bayod, A. L. Sánchez Pérez, and A. Liñán Martínez. Confined axisymmetric laminar jets with large expansion ratios. *Journal of Fluid Mechanics*, 456 :319–352, 2002.
- [79] A. Revuelta Bayod, A. L. Sánchez Pérez, and A. Liñán Martínez. The virtual origin as a first-order correction for the far-field description of laminar jets. *Physics of Fluids*, 14 :4, 2002.
- [80] A. J. Reynolds. Observations of a liquid-into-liquid jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 14 :552–556, 1962.
- [81] N. M. Ribe, M. Habibi, and D. Bonn. Liquid rope coiling. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 44 :249–266, 2012.
- [82] H. Rouse. Criteria for similarity in the transportation of sediment. *Scientific Group Company*, page 16, 1939.
- [83] H. Sato. The stability and transition of a two-dimensional jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 7 :53–79, 1960.
- [84] H. Sato and F. Sakao. An experimental investigation of the instability of a two-dimensional jet at low reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 20 :337–352, 1964.
- [85] H. Schlichting and K. Gersten. *Boundary Layer Theory*. Springer, 2000.
- [86] A. J. Sutherland. Proposed mechanism for sediment entrainment by turbulent flows. *Geophysical Research*, 72 :12, 1967.
- [87] B. R. Sutherland and S. B. Dalziel. Bedload transport by a vertical jet impinging upon sediments. *Physics of Fluids*, 26 :32, 2014.
- [88] D. J. Tritton. *Physical fluid dynamics*. Oxford, Clarendon Press, 1988.
- [89] G. Varas. *Air rise through an immersed granular bed - bulk and surface dynamics*. PhD thesis, ENS Lyon, 2011.
- [90] G. Varas, V. Vidal, and J.-C. Géminard. Dynamics of crater formation in immersed granular materials. *Physical Review E*, 79, 2009.

- [91] G. Varas, V. Vidal, and J.-C. Géminard. Venting dynamics of an immersed granular layer. *Physical Review E*, 83, 2011.
- [92] S. Webb and Ian Castro. Axisymmetric jets impinging on porous walls. *Experiments in Fluids*, 40 :951–961, 2006.
- [93] Y. Zaouali, T. Filali, H. Ben Aissia, and J. Jay. Flow structure generated from an axisymmetric natural air jet at a moderate reynolds number. *Fluid Dynamics Research*, 43(3) :035502, June 2011.
- [94] Y. Zaouali, J. Jay, and Aissia H.B. Etude expérimentale des instabilités dans un jet rond évoluant à bas nombre de reynolds. *Lebanese Science Journal*, 10 :14, 2009.