

CAVITATION INDUITE PAR UN IMPACT



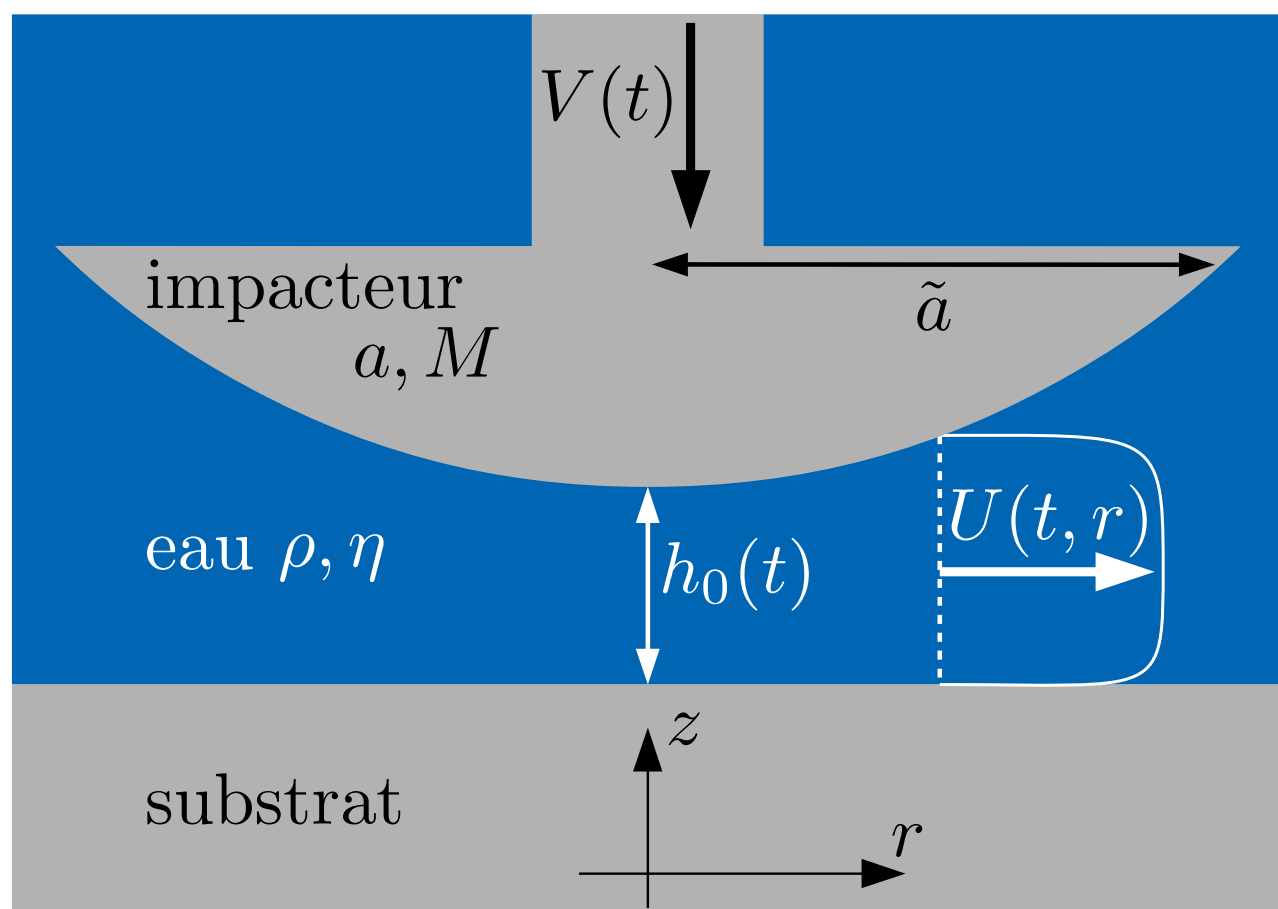
Simeon DJAMBOV
Master Ondes, Atomes, Matière
Université Côte d'Azur, Nice, FRANCE
Franck CELESTINI, Christophe RAUFASTE
Institut de Physique de Nice

UNIVERSITÉ
CÔTE D'AZUR

Résumé

Lors de l'impact d'une sphère sur une surface immergée, des bulles de gaz apparaissent soudainement dans le liquide [1]. Ce phénomène, de cavitation, est le résultat d'une chute dramatique de la pression. Dans ce travail, j'ai montré que l'hypothèse conventionnelle, à savoir celle d'un écoulement visqueux, n'est pas justifiée – les effets inertiels deviennent en effet dominants sur une échelle de longueur pertinente. La cavitation apparaît lors de la phase de décélération de l'impacteur, en accord avec le modèle développé durant ce stage.

Modèle théorique



Un impacteur sphérique de rayon de courbure a , d'extension radiale $\tilde{a} \approx 0.36a$, de masse M et à une distance $h_0(t)$ du substrat, s'approche avec une vitesse $V(t)$, animant ainsi un écoulement radial dans la couche d'eau (de masse volumique ρ et de viscosité dynamique η) de vitesse moyenne $U(t, r)$.

Bases

- ❖ géométrie de l'impacteur:
$$h(t, r) \approx h_0(t) + \frac{r^2}{2a}$$
- ❖ conservation du volume:
$$U(t, r) = -V(t) \frac{r}{2h(t, r)}$$
- ❖ équation de Navier-Stokes adaptée:
$$\rho \partial_t U + \rho U \partial_r U = -\partial_r P - 12\eta U / h^2$$
- ❖ condition aux limites:
$$\Delta P(r = \tilde{a}) \equiv P(r = \tilde{a}) - P_0 = 0$$
- ❖ valeurs typiques:
 $h_0 \sim 10^{-7} \text{m}$, $V \sim -10^{-1} \text{m/s}$,
 $a \sim 10^{-1} \text{m}$, $M \sim 10^{-1} \text{kg}$,
 $\rho \sim 10^3 \text{kg m}^{-3}$, $\eta \sim 10^{-3} \text{Pa s}$

Nombre de Reynolds local

Le nombre de Reynolds résultant de l'adimensionnement de l'équation de Navier-Stokes s'écrit:

$$Re(t, r) = \underbrace{\frac{\rho V h_0(t)}{\eta}}_{\text{terme standard}} \left(1 + \underbrace{\frac{r^2}{2a h_0(t)}}_{\text{terme spécifique}} \right)$$

Le terme quadratique devient dominant pour $r \gg \sqrt{2a h_0} \sim 10^{-4} \text{m}$. Re devient supérieur à 1 pour $r > 10^{-3} \text{m}$.

Champ de pression

L'expression de la pression présente une contribution négative, engendrée par la décélération de l'impacteur ($\dot{V} > 0$), s'opposant aux termes de compression d'origines inertielle et visqueuse.

$$\Delta P(t, r) = \underbrace{-\zeta(t, r) \rho a \dot{V}}_{\text{contribution négative}} + \underbrace{\kappa(t, r) \frac{\rho a V^2}{h_0(t)} - \lambda(t, r) \frac{\eta a V}{h_0^2(t)}}_{\text{contributions positives}}$$

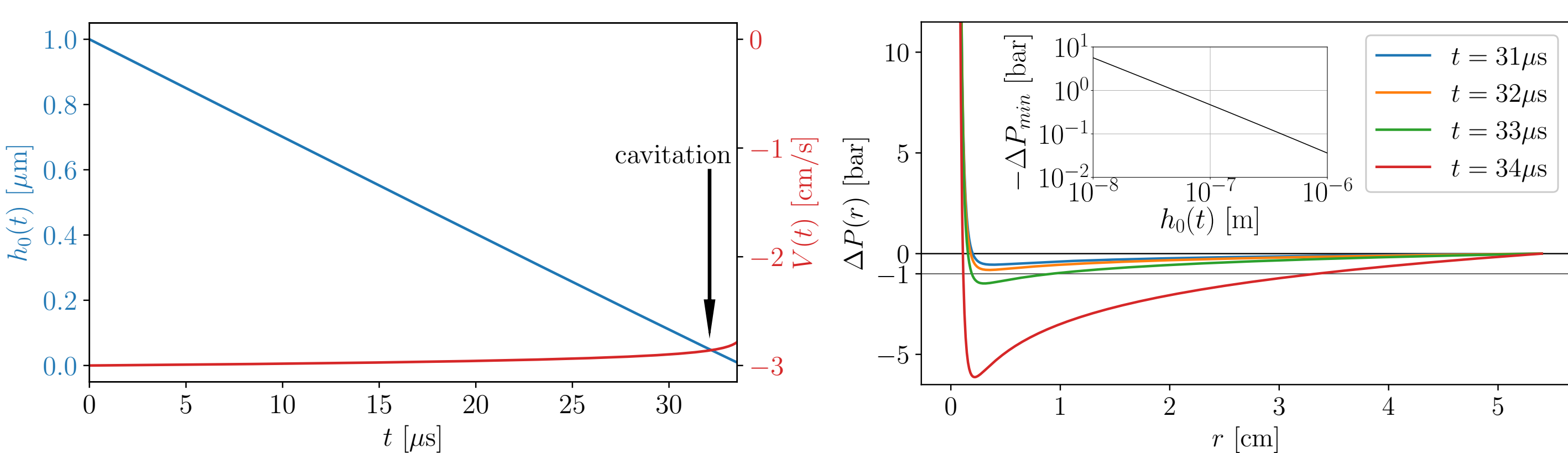
ζ , κ , λ sont des fonctions sans dimension, positives sur le domaine en dessous de l'impacteur ($r < \tilde{a}$) et nulles en $r = \tilde{a}$.

Dynamique de la sphère avant l'impact

Avant l'impact, la décélération est due uniquement à la force de pression en dessous de l'impacteur, ce qui permet de fermer le problème:

$$M \dot{V} = 2\pi \int_0^{\tilde{a}} \Delta P(r) r dr$$

La pression devient une fonction uniquement de h_0 et de V . Une immense surpression au centre ($r \sim 0$) décélère la sphère et alimente une zone de dépression ($r \gg \sqrt{a h_0}$) capable d'atteindre -1bar (critère conventionnel de cavitation).



Simulation numérique de la trajectoire de l'impacteur et le champ de pression résultant en différents temps.
 $h_0(0) = 1 \mu\text{m}$, $V(0) = -3 \text{cm/s}$, $\rho = 10^3 \text{kg m}^{-3}$, $\eta = 1 \text{mPa s}$, $a = 15.1 \text{cm}$, $\tilde{a} = 5.4 \text{cm}$, $M = 248.3 \text{g}$

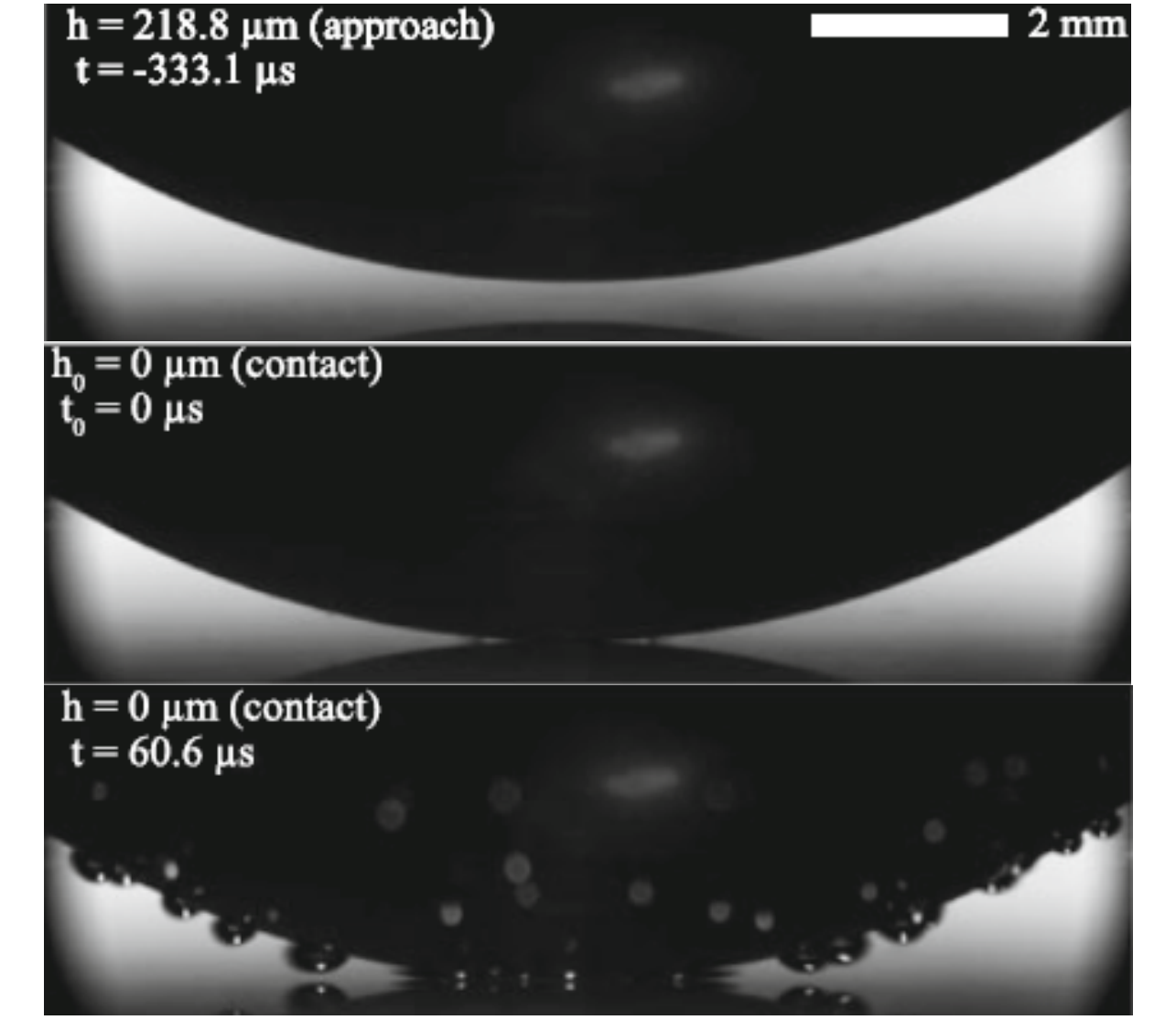
Contexte

Cadre théorique conventionnel:

- ❖ approximation de lubrification;
- ❖ effets inertiels négligés [2–4];
- ❖ compression partout pendant l'approche;
- ❖ dépression lors du recul;

Observations expérimentales en désaccord:

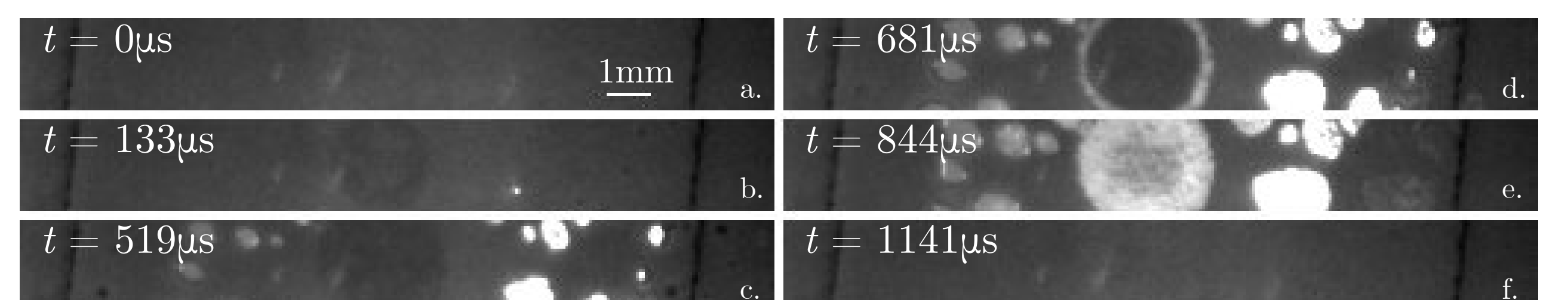
- ❖ cavitation observée avant le rebond [3];
- ❖ structure en couronne [2–4];
- ❖ impacteur concave nécessaire [1];



Vue de côté, d'après [4]

Observations expérimentales

Etude qualitative



Exemple typique de séquence d'images, prise par une caméra ultra-rapide (67500fps).
Vue de dessus de l'expérience.

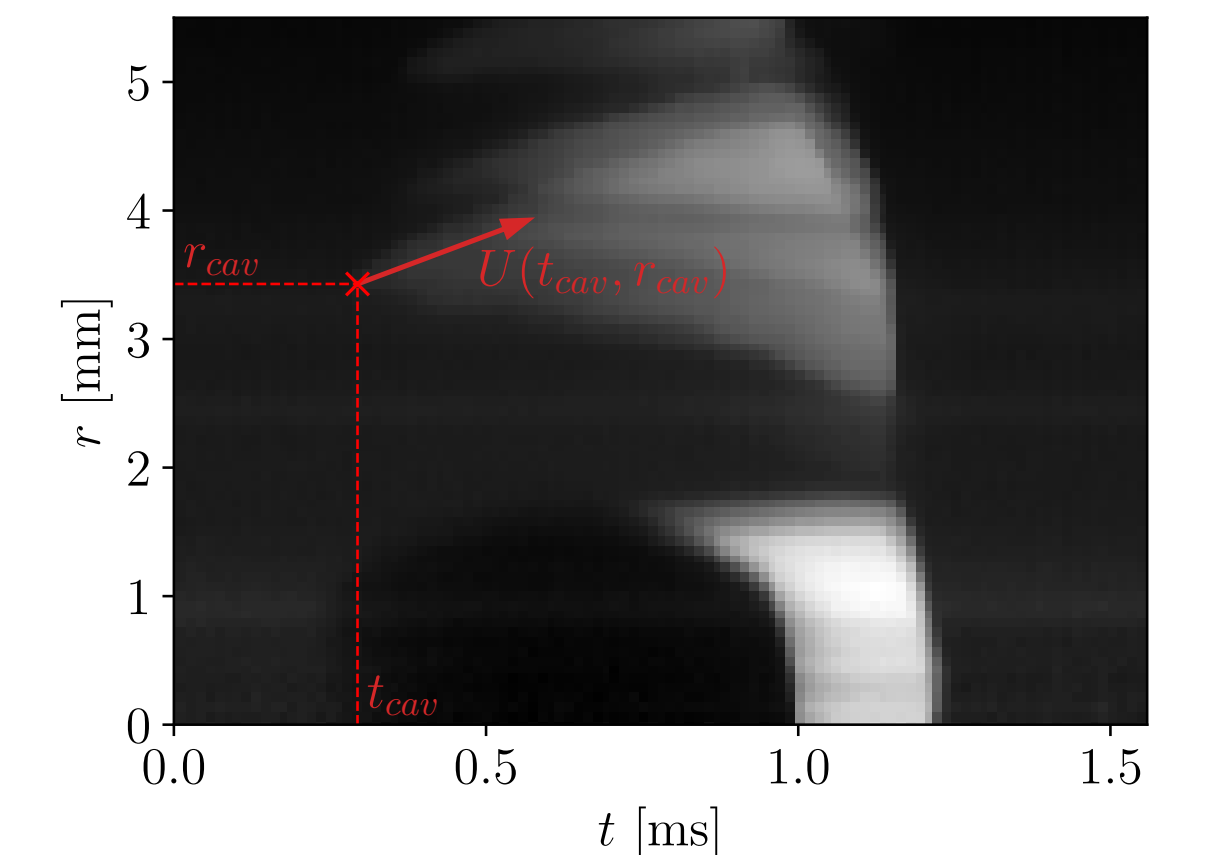
Interpretation

- ❖ nucléation de bulles de cavitation isolées sur une couronne (b, c);
- ❖ tache sombre due à la surpression et, puis, au contact avec le substrat (b, c, d);
- ❖ apparition d'un anneau marquant le changement de direction de l'impacteur (d);
- ❖ remplissage de l'anneau (e) – la cavitation *traditionnelle*, après le rebond;

L'impacteur commence sa chute complètement immergé dans l'eau. Il n'interagit donc pas avec l'interface eau-air et ne peut pas entraîner des microbulles.

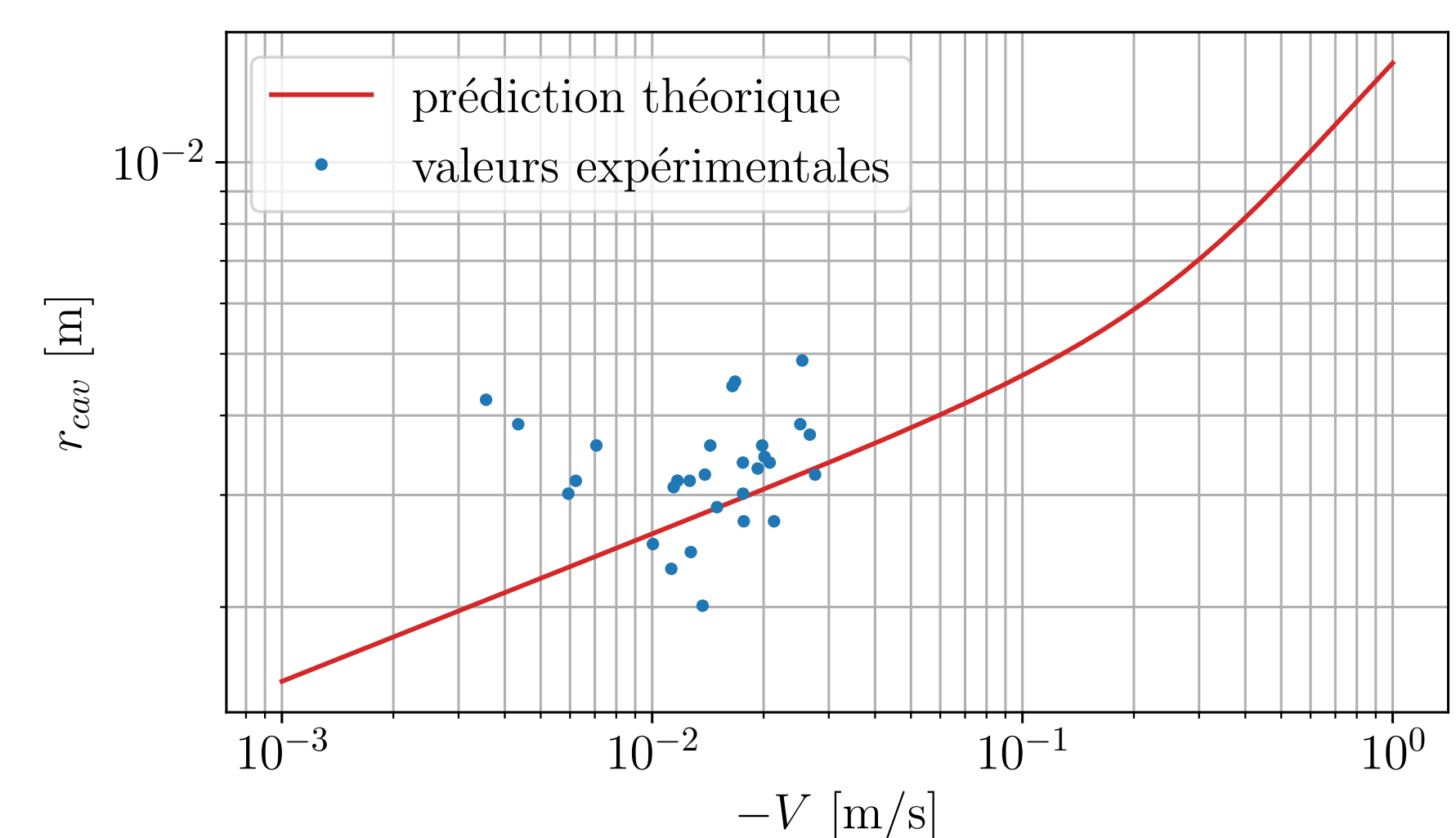
Un diagramme spatio-temporel illustre l'apparition de la bulle de cavitation, sa croissance et son advection.

La position radiale à laquelle apparaît la bulle r_{cav} est mesurée, ainsi que, par suivi de son centre de masse, la vitesse radiale de l'écoulement en cette position $U(t_{cav}, r_{cav})$, dont la vitesse de l'impacteur V est déduite.



Etude quantitative

Plusieurs dizaines de réalisations de l'expérience ont permis de vérifier quantitativement le modèle sans paramètre ajustable. Bien que le résultat soit bruité, il est encourageant.



Perspectives

Dans ce travail, une mesure indirecte de V a été utilisée. En toute rigueur, il faudra réfléchir à une mesure directe de la vitesse, ainsi qu'à un dispositif expérimental permettant de la faire varier sur deux ordres de grandeur. De plus, la dépendance de r_{cav} en fonction d'autres paramètres, comme le rayon de courbure de l'impacteur a , pourrait être étudiée et comparée aux prédictions du modèle.