



N° d'ordre NNT : 2024ISAL0064

THÈSE de DOCTORAT de L'INSA LYON,
membre de l'Université de Lyon

École Doctorale MEGA (ED 162)
Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité de Doctorat
Mécanique

Soutenue publiquement le 05/07/2024, par :

Pierre GANTIER
Ingénieur

Étude de l'amorçage de
l'endommagement du sulfure de zinc
(ZnS) sous impacts liquides

Devant le jury composé de :

NOM, Prénom	Grade/Qualité	Établissement	Rôle
ARRIGONI, Michel	Professeur	ENSTA Bretagne	Rapporteur
JOSSERAND, Christophe	Professeur	École Polytechnique	Rapporteur
TOUSSAINT, Évelyne	Professeure	Université Clermont Auvergne	Présidente de jury
NÉLIAS, Daniel	Professeur	INSA Lyon	Directeur de thèse
BOISSON, Nicolas	Professeur associé	INSA Lyon	Co-directeur de thèse
MAUGER, Cyril	Maître de conférences – HDR	INSA Lyon	Co-encadrant
CHAISE, Thibaut	Maître de conférences – HDR	INSA Lyon	Invité
DUMONT, Pascal	Ingénieur	Safran Electronics & Defense	Invité

Référence : TH1105_GANTIER Pierre

L'INSA Lyon a mis en place une procédure de contrôle systématique via un outil de détection de similitudes (logiciel Compilatio). Après le dépôt du manuscrit de thèse, celui-ci est analysé par l'outil. Pour tout taux de similarité supérieur à 10%, le manuscrit est vérifié par l'équipe de FEDORA. Il s'agit notamment d'exclure les auto-citations, à condition qu'elles soient correctement référencées avec citation expresse dans le manuscrit.

Par ce document, il est attesté que ce manuscrit, dans la forme communiquée par la personne doctorante à l'INSA Lyon, satisfait aux exigences de l'Établissement concernant le taux maximal de similitude admissible.

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
ED 206 CHIMIE	CHIMIE DE LYON https://www.edchimie-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr	M. Stéphane DANIELE C2P2-CPE LYON-UMR 5265 Bâtiment F308, BP 2077 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69616 Villeurbanne directeur@edchimie-lyon.fr
ED 341 E2M2	ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Sec. : Bénédicte LANZA Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	Mme Sandrine CHARLES Université Claude Bernard Lyon 1 UFR Biosciences Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69622 Villeurbanne CEDEX e2m2.codir@listes.univ-lyon1.fr
ED 205 EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ http://ediss.universite-lyon.fr Sec. : Bénédicte LANZA Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	Mme Sylvie RICARD-BLUM Laboratoire ICBMS - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Raulin - 2ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tél : +33(0)4 72 44 82 32 sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr
ED 34 EDML	MATÉRIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr Sec. : Yann DE ORDENANA Tél : 04.72.18.62.44 yann.de-ordenana@ec-lyon.fr	M. Stéphane BENAYOUN Ecole Centrale de Lyon Laboratoire LTDS 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully CEDEX Tél : 04.72.18.64.37 stephane.benayoun@ec-lyon.fr
ED 160 EEA	ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE https://edeea.universite-lyon.fr Sec. : Philomène TRECOURT Bâtiment Direction INSA Lyon Tél : 04.72.43.71.70 secretariat.edeea@insa-lyon.fr	M. Philippe DELACHARTRE INSA LYON Laboratoire CREATIS Bâtiment Blaise Pascal, 7 avenue Jean Capelle 69621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.88.63 philippe.delachartre@insa-lyon.fr
ED 512 INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES http://edinfomaths.universite-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 infomaths@univ-lyon1.fr	M. Hamamache KHEDDOUCI Université Claude Bernard Lyon 1 Bât. Nautilus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tél : 04.72.44.83.69 direction.infomaths@listes.univ-lyon1.fr
ED 162 MEGA	MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://edmega.universite-lyon.fr Sec. : Philomène TRECOURT Tél : 04.72.43.71.70 Bâtiment Direction INSA Lyon mega@insa-lyon.fr	M. Etienne PARIZET INSA Lyon Laboratoire LVA Bâtiment St. Exupéry 25 bis av. Jean Capelle 69621 Villeurbanne CEDEX etienne.parizet@insa-lyon.fr
ED 483 ScSo	ScSo¹ https://edsciencesociales.universite-lyon.fr Sec. : Mélina FAVETON Tél : 04.78.69.77.79 melina.faveton@univ-lyon2.fr	M. Bruno MILLY (INSA : J.Y. TOUSSAINT) Univ. Lyon 2 Campus Berges du Rhône 18, quai Claude Bernard 69365 LYON CEDEX 07 Bureau BEL 319 bruno.milly@univ-lyon2.fr



En mémoire de Philippe CHAUDET, ingénieur d'études [CNRS](#), médaille de cristal du [CNRS](#) 2023.

Remerciements

Une de mes amies m'avait confié ne pas se projeter dans une thèse car, à son sens, il s'agissait d'un effort trop solitaire. J'espère que cette lettre de remerciements démontrera le contraire car ce manuscrit est l'aboutissement de plus de 3 ans de travaux durant lesquels j'ai bénéficié de l'aide, de l'expertise et du soutien de dizaines de personnes : jury, encadrement, personnels techniques, personnels administratifs, collègues, amis et familles sans qui, il ne serait pas ce qu'il est. C'est donc avec une pensée toute particulière que je rédige ces quelques lignes, en espérant n'oublier personne...

Tout d'abord, je tiens à adresser mes plus sincères remerciements à mes rapporteurs Michel ARRIGONI et Christophe JOSSERAND pour avoir eu le courage de lire ce long manuscrit, pour leurs commentaires avisés et les échanges très intéressants que nous avons eus au cours de la soutenance. Je tiens également à remercier Evelyne TOUSSAINT pour avoir accepté de présider mon jury de soutenance.

Je tiens à remercier très chaleureusement mon équipe d'encadrement académique, au premier rang desquels, mes directeurs et co-directeurs de thèse : Daniel NÉLIAS et Nicolas BOISSON. Merci pour la confiance que vous m'avez accordé, pour m'avoir donné les moyens de mener ces travaux et pour votre optimisme à toute épreuve qui m'a permis de surmonter les si nombreuses difficultés auxquelles j'ai été confrontée. Je n'oublie, évidemment pas mes encadrants : Thibaut CHAISE et Cyril MAUGER qui ont toujours été là pour m'aider à voir la lumière au bout du tunnel. Merci pour votre bonne humeur communicative et votre bienveillance. Travailler à vos côtés a été une formidable expérience dont je retiens énormément de positif et d'apprentissages.

Je dois également beaucoup à mes encadrants industriels : mon duo de Pascal ! Tout d'abord, merci à toi Pascal DUMONT pour ta passion communicative (et parfois débordante), pour les discussions, parfois vives, mais toujours enrichissantes et empreintes d'une volonté inébranlable de comprendre. Et bien sûr, merci à toi, Pascal JUNIQUE pour tes encouragements, ta disponibilité et ton calme à toute épreuve ! J'ai également une pensée pour François GUILLOT, Antoine LE HELLEY, Cyril DUPEYRAT et Michel JÉGOUZO qui

ont toujours été présents pour répondre à mes questions et m'aider dans les moments où j'en ai eu besoin. De manière générale, merci à *Safran Electronics & Defense* de m'avoir donné la chance de poursuivre ces travaux de thèse.

Par ailleurs, ils sont la partie immergée de l'iceberg dans le monde de la recherche mais nous leur devons tant : les personnels techniques du laboratoire (et de l'école)! J'en suis absolument certain, sans leurs compétences et leur engagement, ces travaux n'auraient pas été les mêmes. Je leur dois énormément : merci à Lionel LAFARGE pour ton aide si précieuse dans la conception, la fabrication et le montage de ce banc d'essai ; merci à Philippe CHAUDET et Abderrahime ZAOUI pour votre disponibilité et votre si précieux appui dans le monde de l'instrumentation et de l'électronique. Je n'oublie pas non plus Romain BERNIA toujours disponible avec le sourire pour m'aider avec mes découpes laser, Alexandre ZELEZ avec la découpe jet d'eau et Victor TRILLAUD pour m'avoir sauvé la mise sur le **MEB**... Au final, j'ai eu la chance de rencontrer et solliciter de nombreux personnels du laboratoire qui ont toujours répondu présent : Amandine, Arnaud, Jérôme, Nathalie et j'en oublie tant...

D'autres personnels trop souvent oubliés mais qui nous permettent tant : les personnels administratif. Un immense merci à nos *papas* et *mamans* du laboratoire, toujours là pour nous signer un devis, rattraper une boulette (ordre de missions...), nous faire une note de frais express, nous remonter le moral : Isabelle COMBY, Carine BRUSCELLA, Emmanuel MONTERO et Sophie DE OLIVEIRA.

J'ai également une pensée amicale pour les 4 formidables étudiants que j'ai eu la chance d'encadrer en projet de fin d'études et dont les travaux de grandes qualités m'ont été d'une grande aide : Romain BRUNET, Louis CHAMBET, Céleste SAINT-LOUBERT-BIÉ et Benoit STASINSKI.

Aussi, et comment pourrais-je les oublier, j'ai une pensée ô combien chaleureuse pour mes copains de galère, mes collègues, mes amis : les doctorants! Merci aux anciens pour nous avoir accueilli avec le sourire, pour nous avoir montré la voie et nous avoir fait découvrir le pied du saule, la coinche et *curvefever* : Thomas, Tristan, Florian, Efoé, Dù, Zhaofeng, Médéric, Marie, Nicolas, Karine, Alexis et Noël. J'ai eu la chance de passer l'essentiel de ma thèse avec une sacrée équipe : Julie, Adrien, Loïc, Victor, Zineb, Clément, Hussein, Ange, Audrey... Merci pour ces 3 (4?) incroyables années, pour vos sourires, vos moqueries, nos discussions passionnées (passionnantes?), ces soirées crêpes (vive le breizhito), ces WE triathlon, ces sorties karting et autres mémorables raclettes de Noël au rez-de-chaussée de Sophie GERMAIN. La relève est là et elle est sacrément prometteuse tant elle est pétrie de talent, le meilleur est devant vous et vous allez continuer à nous épater, je n'en doute pas : Joaquin, Leonardo, Rémy, Ben, Nicolas, Timothée, Maxime, Maëlle et Matthieu!

Ces remerciements sont également l'occasion d'avoir une pensée pour les professeurs et enseignants que j'ai rencontrés aux cours de ma scolarité et de mes études. Je suis convaincu que sans eux, je n'en serai pas là. J'ai une pensée particulière, évidemment, pour Emmanuel DORÉ, mon conseiller 5* de Compiègne qui m'a encouragé et aidé dans les prémices de ce projet de thèse et qui est un enseignant à la hauteur de l'homme exceptionnel qu'il est. Viennent ensuite mes plus proches amis, qui ont toujours été là, pour m'aider à m'évader des moments compliqués qui font inexorablement partie de la vie d'un thésard : merci à toi, mon Nico, pour ces WE trail, ski, rando, raclette, pâtes-carbo à la montagne, à toi Antoine pour ces innombrables apéros bières-pizzas-foot de dernière minutes ; à Piers, Julien, Florent et Gwen pour ces interminables discussions à refaire le monde et ces WE au bout de la Normandie.

Un grand merci, également, à ma famille et mes parents, pour m'avoir soutenu au cours de ces longues études.

J'ai évidemment une pensée particulière et affectueuse pour ma fiancée, Noémie, qui m'a rejoint sur Lyon après 1 an de thèse et qui n'a cessé de supporter mes absences prolongées, mes retours noctambules tout en m'apportant un soutien quasi-inébranlable qui a été, tant de fois, salvateur. Du plus profond de mon cœur : merci Noémie !

Je souhaite enfin, conclure cette longue lettre de remerciements par une pensée émue et sincère à l'adresse de la famille et des proches Philippe CHAUDET qui nous a quitté, bien trop tôt et alors que je figolais les dernières virgules de ce manuscrit. C'est le cœur lourd et les yeux embués que je rédige ces dernières lignes, en me remémorant les si longs moments que nous avons passés ensemble. Les souvenirs de ses compétences, de son sourire et de sa sympathie resteront. Merci pour tout, Philippe, tu nous manques déjà tant...

Table des matières

1	Contexte de l'étude et état de l'art	32
1.1	Le problème de la pluvio-érosion et de l'impact liquide	33
1.1.1	Érosion et endommagement	33
1.1.2	Revue historique de la problématique	34
1.2	L'impact liquide	36
1.2.1	Paramètres de la sollicitation d'impact liquide	37
1.2.2	Description de l'impact	39
1.2.3	Modélisation analytique du problème	41
1.3	Le sulfure de zinc (ZnS)	51
1.3.1	Utilisation du ZnS – Propriétés optiques	51
1.3.2	Structures cristallines	54
1.3.3	Procédés de fabrication	55
1.3.4	Propriétés mécaniques	58
1.4	Études expérimentales de l'impact liquide ou de la pluvio-érosion sur du sulfure de zinc (ZnS)	62
1.4.1	Description de l'endommagement	63
1.4.2	Caractérisation expérimentale de l'endommagement	68
1.4.3	Seuil d'endommagement	75
1.4.4	Critères d'endommagement	78
1.4.5	Facteurs influençant l'endommagement	81
1.5	Conclusion	87
2	Démarche expérimentale	89
2.1	Introduction	90
2.2	Conception du banc d'essai	90
2.2.1	Définition de l'architecture du banc d'essai	90
2.2.2	Conception et choix technologiques	92
2.3	Caractérisation des éprouvettes et du matériau	95
2.3.1	Microstructure	96

2.3.2	Rugosité	99
2.3.3	Transmittance optique	101
2.3.4	Grandeurs caractéristiques (Module de Young et dureté Vickers) . .	104
2.3.5	Contraintes résiduelles	119
2.3.6	Conclusions	121
3	Modélisation numérique du problème	122
3.1	Démarche et objectifs	123
3.2	Modélisation numérique de l'impact d'une goutte d'eau liquide contre un massif infiniment rigide	124
3.2.1	Formulation du problème	124
3.2.2	Résolution du problème	132
3.2.3	Validation du modèle	136
3.2.4	Perspectives et critique du modèle	145
3.3	Modélisation numérique de la réponse du massif semi-infini à la sollicitation dynamique du type impact liquide	151
3.3.1	Formulation du problème	151
3.3.2	Résolution du problème	154
3.3.3	Validation du modèle	156
3.3.4	Perspectives et conclusions sur le modèle numérique	166
4	Résultats expérimentaux et confrontation aux simulations numériques	171
4.1	Caractérisation du banc d'essai	172
4.1.1	Protocole	172
4.1.2	Résultats	174
4.1.3	Discussion et retour sur cahier des charges	182
4.2	Endommagements d'échantillons	183
4.2.1	Méthodes de caractérisation	183
4.2.2	Échantillon endommagé par le laboratoire Cavendish (PJET)	183
4.2.3	Endommagements PJET	192
4.3	Critères d'endommagement	198
4.3.1	Critères envisagés	198
4.3.2	Application à l'éprouvette de Cavendish	199
4.3.3	Discussion et perspectives	211
A	Annexes	220
A.1	Types de bancs d'essais de pluvio-érosion et d'impacts liquides	221

A.1.1	Roue et jet – <i>Wheel and jet</i>	221
A.1.2	Bras tournant – <i>Whirling arm</i>	221
A.1.3	Fusée guidée sur rail – <i>Rocket sled</i>	223
A.1.4	Soufflerie – <i>Wind tunnel</i>	225
A.1.5	SIJA – <i>Single impact jet apparatus</i>	225
A.1.6	MIJA – <i>Multiple impacts jets apparatus</i>	227
A.1.7	Impacts balistiques – <i>Balistic impacts</i>	233
A.1.8	Billes de polymères – <i>Polymer beads</i>	235
A.1.9	Jet interrompu (PJET) – <i>Pulsating jet erosion tester</i>	235
A.2	Inventaire des bras tournant de la littérature	239
A.3	Inventaire des PJET de la littérature	241
A.4	Cahier des charges du banc d’essai	243
A.5	Comparaison des solutions PJET et SIJA	245
A.6	Dispositifs expérimentaux utilisés	246
A.6.1	Caméra rapide	246
A.6.2	Caméra haute définition	246
A.6.3	Microscope optique	247
A.6.4	MEB	248
A.6.5	Rugosimètre interférométrique	249
A.6.6	DRX	250
A.6.7	Duromètre	250
A.6.8	Nanoindenteur	252
A.6.9	Machine de traction/compression	252
A.6.10	Spectrophotomètre	253
A.6.11	Balance de précision	253
A.6.12	Détecteur piézo-électrique de vibration	254
A.7	Mesures expérimentales de la rugosité	255
A.7.1	Conclusions	257
A.8	Caractérisation de l’indent utilisé	259
A.9	Mesure de la raideur machine – Nanoindentation	264
A.10	Corrélation d’image – Flexion 3 lignes	267
A.10.1	Incertitude expérimentale sur le module de Young E	267
A.10.2	Étude de sensibilité des paramètres de corrélation d’image sur le module de Young E	267
A.11	Mesure du coefficient de Poisson et du module de Young par vibration acoustique	270

A.11.1 Mesures préliminaires	270
A.11.2 Mesure des modes propres f_1 et f_2	270
A.11.3 Coefficient de Poisson ν	271
A.11.4 Module de Young E	271
A.12 Calcul du libre parcours moyen d'une molécule d'eau dans le cas d'étude	273
A.13 Équations de la turbulence - $k - \epsilon$	275
A.14 Équations de résolutions de l'énergies interne	277
A.15 Schéma de discrétisation utilisés	278
A.15.1 Fraction volumique α , masse volumique ρ , énergie cinétique turbu- lente k , et taux de dissipation turbulent ϵ – Schéma <i>compressive</i> , <i>first-order upwind</i> et <i>second-order upwind</i>	278
A.15.2 Gradients – Schéma <i>least square cell-based</i>	278
A.15.3 Pression – Schéma <i>PRESTO!</i>	278
A.16 Étude paramétrique <i>Fluent</i> – <i>Abaqus</i>	280
A.16.1 Simulation numérique CFD	282
A.16.2 Simulation numérique FEM	288
A.17 Formulation des éléments infinis	295
A.18 Formulation du problème de mécanique des milieux continus sous forme de propagation d'ondes	297
A.19 Étude de la procédure automatisée de mesure de vitesse V_0 et de longueur L_0 des jets	299
A.20 Distribution de la pression P_0	301
A.21 Données de l'essai MIJA	304
A.21.1 Données expérimentales	304
A.21.2 Localisation points d'impacts	308

B Bibliographie **309**

Liste des figures

1	Transmittance de l'atmosphère de $0.1\ \mu\text{m}$ à $30\ \mu\text{m}$	26
2	Comparaison d'une image dans le spectre visible (gauche) et dans le spectre LWIR (droite)	27
3	Autodirecteur <i>Safran Electronics & Defense</i> équipé d'un dôme IR	29
4	Boule optronique aéroportée d'observation et de surveillance <i>Safran Electronics & Defense</i> équipée d'une fenêtre IR	29
5	Falcon 8X (<i>Dassault Aviation</i>) équipé d'un système EFVS avec une fenêtre IR	29
6	Caméra thermique FLIR utilisée pour la conduite autonome équipée d'une fenêtre IR	29
1.1	Érosion d'une aube de turbine à vapeur en acier inoxydable (H. S. KIROLS et al., 2017)	34
1.2	Zones d'un avion sujettes à de l'érosion liquide (GOHARDANI, 2011)	35
1.3	Érosion d'une pale d'éolienne (BARTOLOMÉ et TEUWEN, 2019)	36
1.4	Distribution du diamètre des gouttes d'eau en fonction de l'intensité de la précipitation (en cm h^{-1}) (LAWS et D. A. PARSONS, 1943; ADLER, 1982a)	37
1.5	Comparaison des distributions des diamètres des gouttes d'eau des précipitations étudiées aux États-Unis et des modèles théoriques de Marshall-Palmer et Best (PRYOR et al., 2022)	38
1.6	Déformation d'une goutte de $1.25\ \text{mm}$ de diamètre à proximité d'une coupe d'aile se déplaçant à $60\ \text{m s}^{-1}$ dans un bras tournant (GARCIA-MAGARIÑO et al., 2019)	39
1.7	Schéma de l'impact d'une goutte d'eau sphérique et compressible contre un massif semi-infini parfaitement rigide	40
1.8	Ratio de la vitesse V des jets latéraux sur la vitesse d'impact V_0 (ADLER, WILLIAM F., 1979)	43
1.9	Représentation schématique unidimensionnelle de l'impact d'une masse d'eau sur un massif rigide	46

1.10	Représentation schématique unidimensionnelle de l'impact d'une masse d'eau sur un massif élastique	47
1.11	Comparaison des différentes expressions de la pression coup de bélier	48
1.12	Matériaux couvrant les domaines IR et thermique (MWIR et LWIR)	53
1.13	Structure cristallines du ZnS (<i>Sulfure de zinc</i> 2022)	54
1.14	Vue schématique d'une enceinte CVD (GOELA et TAYLOR, 1988)	56
1.15	Nuances de ZnS (R. JOHNSON et al., 2020)	57
1.16	Transmission de 3 nuances de ZnS (1 : CVD, 2 : recuit et 3 : CVD HIP) de 0.2 μm à 3.2 μm (ZSCHECKEL et al., 2014)	58
1.17	Dispositif de mesure de la résistance mécanique d'une fenêtre IR <i>pressure-on-ring</i> (MATTHEWSON et J. E. FIELD, 1980)	60
1.18	Variation de la résistance mécanique R_m du ZnS CVD HIP en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ (FORQUIN, 2015)	61
1.19	Domage typique du ZnS CVD causé par un jet MIJA de 0.8 mm de diamètre à 175 m s^{-1} (VAN DER ZWAAG et J. E. FIELD, 1982)	64
1.20	Amorçage d'endommagement causé par 1 jet MIJA à 188 m s^{-1} sur du ZnS CVD HIP (D. WILLIAMSON, 2020)	65
1.21	Domage type sur ZnS CVD par l'impact d'une goutte de 2.3 mm de diamètre à 540 m s^{-1} (ADLER et JAMES, 1983)	67
1.22	Observations MEB du domage causé par l'impact d'une goutte de 2 mm de diamètre à 220 m s^{-1} sur du ZnS CVD (HACKWORTH et KOCHER, 1976)	67
1.23	Courbes DTV de 3 échantillons de ZnS CVD endommagés par MIJA avec un diamètre de buse de 0.8 mm de diamètre (SEWARD, PICKLES, MARRAH et al., 1992)	69
1.24	Profondeur de pénétration des fissures de type I pour des gouttes d'environ 2 mm de diamètre (ADLER et JAMES, 1983)	70
1.25	Profondeur de pénétration des fissures de type II pour des gouttes d'environ 2 mm de diamètre (ADLER et JAMES, 1983)	70
1.26	Variation de la résistance mécanique R_m résiduelle après impact en fonction de la vitesse d'impact V_0 des jets (SIJA) (VAN DER ZWAAG et J. E. FIELD, 1982)	71
1.27	Variation de la résistance mécanique moyenne \bar{R}_m d'échantillons de ZnS CVD HIP avec la vitesse d'impact V_0 dans un bras tournant (DETRIO, 1992)	72

1.28	Perte de transmittance optique de 8 μm à 12 μm par des échantillons de ZnS CVD et ZnS CVD HIP soumis à des impacts à $V_0 = 220 \text{ m s}^{-1}$ avec des gouttes de 2 mm de diamètres D_0 simulant une pluie d'intensité 25.4 mm h^{-1} dans un bras tournant (WADDELL et MONACHAN, 1990)	73
1.29	Perte de transmittance dans le court IR avec le temps pour du ZnS CVD impacté par des gouttes de 1.8 mm de diamètre D_0 à une vitesse V_0 de 220 μm (HACKWORTH et KOCHER, 1976)	74
1.30	Variation de la transmittance de 8 μm à 11.5 μm en fonction du nombre d'impact N pour différentes vitesses d'impact V_0 (DETRIO, 1992)	74
1.31	Corrélation de la SST MIJA en fonction de $K_{Ic}^{2/3} C_R^{1/3}$ (R. W. TUSTISON et GENTILMAN, 1989; DANIEL C. HARRIS, 1999)	76
1.32	Corrélation de l'ADTV d'une goutte équivalente de 2 mm de diamètre D_0 MIJA en fonction du logarithme de la ténacité K_{Ic} des matériaux (J. E. FIELD, 2001)	76
1.33	Variation de taille des dommages causés par des jets SIJA (VAN DER ZWAAG et J. E. FIELD, 1982)	85
1.34	Comparaison de l'érosion liquide de revêtements de type Sol-Gel sur PJET pour plusieurs quantité d'impacts à $V_0 = 225 \text{ m s}^{-1}$ entre un échantillon <i>nu</i> et un échantillon couvert d'un <i>film d'eau</i> (JONSSON, 2007)	86
2.1	Schéma de principe du banc d'essai mis en place	93
2.2	Vue CAO du banc d'essai PJET fabriqué	94
2.3	Banc d'essai PJET fabriqué	94
2.4	Armoire électrique du banc d'essai	95
2.5	IHM du banc d'essai	95
2.6	Visuels de deux jets produits par le banc d'essai	96
2.7	Comparaison des diffractogrammes DRX mesuré et théorique du ZnS de microstructure sphalérite (source cuivre)	97
2.8	Microscopie MEB (capteur ETD-SE – grossissement 1207 \times) de la fenêtre n°16 de ZnS CVD HIP	98
2.9	Microscopie MEB (capteur ETD-SE – grossissement 600 \times) de la fenêtre n°8 de ZnS CVD HIP	98
2.10	Profil de surface de la face primaire de l'échantillon 1 mesuré avec l'interféromètre optique	100
2.11	Moyenne arithmétique des S_a mesurées avec l'optique de grossissement 2.75 \times 100	100
2.12	Paramètre de <i>Kurtosis</i> mesuré avec l'optique de grossissement $\times 50$	101

2.13	Paramètre <i>Skewness</i> mesuré avec l'optique de grossissement $\times 50$	102
2.14	Variation de la transmittance (%) de l'échantillon n°21 en fonction de la longueur d'onde λ (nm)	103
2.15	Variation de la transmittance (%) des échantillons en fonction de la longueur d'onde λ (nm)	103
2.16	Montages utilisés pour mesurer les modes propres de vibrations des disques	104
2.17	Définition des principales grandeurs de nanoindentation (OLIVER et PHARR, 2004)	107
2.18	Variation du module de Young E du ZnS avec l'effort P (méthode CSM) .	110
2.19	Profil qualitatif (amplification 40%) d'une indentation à 200 mN (profondeur maximum de 840 nm)	111
2.20	Mouchetis type appliqués sur le côté des éprouvettes	111
2.21	Montage utilisé pour la flexion 3 lignes	112
2.22	Dispositif expérimental utilisé lors des essais de flexion	112
2.23	Schéma de la sollicitation	113
2.24	Déplacement vertical brut mesuré par corrélation d'images (<i>UFreckles</i>) sur un essai de flexion 3 lignes (170 N)	114
2.25	Déplacement vertical brut mesuré par corrélation d'images (<i>UFreckles</i>) sur un essai de flexion 3 lignes (170 N)	115
2.26	Flèches maxima théorique et expérimentale sur un essai de flexion 3 lignes	115
2.27	Variation de la moyenne des duretés Vickers (HV) mesurées en fonction de la charge imposée (kgf)	118
2.28	Indentation Vickers n°6 de l'échantillon n°3 à 0.5 kgf	118
2.29	Indentation Vickers n°2 de l'échantillon n°3 à 1 kgf	118
2.30	Diffraction DRX de l'échantillon n°5 (source Cu)	120
2.31	Diffraction DRX de l'échantillon n°5 <i>tilté</i> au niveau du pic (422) (source Co)	120
3.1	Schéma du domaine numérique CFD	128
3.2	Comparaison de l'équation d'état de Tait utilisée avec des données expérimentales (KUBOTA et al., 1980)	131
3.3	Paramètre VOF et pression P au sein du domaine à différents instants ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	138
3.4	Variation de la pression max P_{max}^* en fonction de la taille de maille ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	140

3.5	Pression d'impact P^* pour une taille de maille de $1\ \mu\text{m}$ (trait plein) et de $0.5\ \mu\text{m}$ (tirets) de $0\ \text{ns}$ à $100\ \text{ns}$ (incrément $10\ \text{ns}$ – du bleu vers le rouge) ($D_0 = 2\ \text{mm} - V_0 = 200\ \text{m s}^{-1}$)	141
3.6	Variation de la pression P_{max}^* avec le pas de temps Δt ($D_0 = 2\ \text{mm} - V_0 = 200\ \text{m s}^{-1}$)	142
3.7	Variation du rayon d'application $R_{P_{max}}$ de la pression maximum P_{max} avec le pas de temps Δt ($D_0 = 2\ \text{mm} - V_0 = 200\ \text{m s}^{-1}$)	142
3.8	Variation de l'instant $T_{P_{max}}^*$ de la pression maximum P_{max} avec le pas de temps Δt ($D_0 = 2\ \text{mm} - V_0 = 200\ \text{m s}^{-1}$)	143
3.9	Comparaison du modèle théorique (Équation (1.1)) et numérique de l'étalement d'une goutte ($D_0 = 2\ \text{mm} - V_0 = 200\ \text{m s}^{-1}$)	143
3.10	Comparaison du modèle mis en place (trait plein) et de celui de Haller (tiret) (HALLER et al., 2002) ($D_0 = 2\ \text{mm} - V_0 = 500\ \text{m s}^{-1} - h_0 = 0.1\ \text{mm}$) (a) Pression absolue, (b) Pression moyenne	145
3.11	Comparaison du modèle mis en place (trait plein) et de celui de Marzbali (tiret) (MARZBALI, 2017) ($D_0 = 2\ \text{mm} - V_0 = 500\ \text{m s}^{-1} - h_0 = 0.1\ \text{mm}$) (a) Pression absolue, (b) Pression moyenne	145
3.12	Comparaison des modèles de Haller (trait plein) et de Marzbali (tiret) (HALLER et al., 2002; MARZBALI, 2017) ($D_0 = 0.2\ \text{mm} - V_0 = 500\ \text{m s}^{-1}$)	146
3.13	Comparaison du modèle standard avec une vitesse d'impact V_0 <i>patchée</i> sur le domaine de la goutte (trait plein) ou sur tout le domaine (trait interrompu) de $0\ \text{ns}$ à $100\ \text{ns}$ (incrément de $10\ \text{ns}$ – du bleu au rouge) ($D_0 = 2\ \text{mm} - V_0 = 200\ \text{m s}^{-1}$)	147
3.14	Comparaison du modèle standard avec une distance initiale $h_0 = 0.01\ \text{mm}$ entre la goutte et le <i>wall</i> (trait plein) ou de $h_0 = 0.1\ \text{mm}$ (trait interrompu) de $0\ \text{ns}$ à $100\ \text{ns}$ (incrément de $10\ \text{ns}$ – du bleu au rouge) ($D_0 = 2\ \text{mm} - V_0 = 200\ \text{m s}^{-1}$)	149
3.15	Comparaison de la pression d'impact selon deux cas de conditions initiales de $0\ \text{ns}$ à $150\ \text{ns}$ (incrément de $10\ \text{ns}$ – du bleu au rouge) (h_0 et domaine <i>patché</i> de la vitesse V_0) ($D_0 = 2\ \text{mm} - V_0 = 200\ \text{m s}^{-1}$)	149
3.16	Schéma du domaine modélisé	155
3.17	Contraintes $\sigma_{max,princ-traction}$, $\sigma_{max,princ-compression}$ et σ_{Tresca} (de gauche à droite) à différents instants dans le massif (déformée $100\times$) ($D_0 = 2\ \text{mm} - V_0 = 200\ \text{m s}^{-1}$)	158
3.18	Déplacement u_z en surface de $0\ \text{ns}$ à $650\ \text{ns}$ (incrément de $50\ \text{ns}$ – du bleu au rouge) ($D_0 = 2\ \text{mm} - V_0 = 200\ \text{m s}^{-1}$)	159

3.19	Pic de traction de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en surface pour différentes tailles de maille ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	159
3.20	Variation de la position $R_{\sigma_{max,princ}}^*$ (a) et de l'instant (b) $T_{\sigma_{max,princ}}^*$ de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en surface ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	160
3.21	Contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en surface à $T = 40 \text{ ns}$ pour deux tailles de maille (trait plein : $1 \mu\text{m}$, trait interrompu : $0.1 \mu\text{m}$) ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	161
3.22	Contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en surface (a) et à $25 \mu\text{m}$ de profondeur (b) de 0 ns à 200 ns (incrément 20 ns – du bleu au rouge) ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	161
3.23	Comparaison de des critères de Tuler et Butcher $\sigma\Delta t$ (a) et $\sigma^2\Delta t$ ($\sigma_{max,princ} > 0$) en fonction de la taille de maille ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	162
3.24	Pic de traction de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en fonction de différents pas de temps utilisés ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	163
3.25	Déplacement u_r à la surface de 0 ns à 300 ns (incrément de 25 ns – du bleu au rouge) ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	163
3.26	Contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ à la surface de 0 ns à 500 ns (incrément de 50 ns – du bleu au rouge) ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$) . . .	164
3.27	Évolution spatiale de la contrainte principale maximum de traction $\sigma_{max,princ}$ ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	164
3.28	Variation des grandeurs énergétiques du modèle ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	165
3.29	Comparaison du modèle standard avec les modèles modifiés (a) V_0 patchée sur tout le domaine, (b) distance initiale goutte-wall $h_0 = 0.1 \text{ mm}$ et (c) = (a) + (b) de 0 ns à 150 ns (incrément de 10 ns) ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	167
3.30	Variation spatiale du critère de Tuler-Butcher $\sigma_{max,princ-traction}\Delta t$ pour les quatre différents modèles ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	168
3.31	Comparaison des instants adimensionnés $T_{P_{max}}^*$ et $T_{max(\sigma_{max,princ})}^*$ à diamètre D_0 constant (a) et vitesse d'impact V_0 constante (b)	169
4.1	Montage utilisé pour la caractérisation par caméra rapide des jets produits par le banc d'essai (caméra rapide <i>Phantom V710</i> et ses accessoires (Annexe A.6.1))	172
4.2	Mire utilisée pour une séquence d'images	173
4.3	Classification de la qualité des jets ($P_0 = 60 \text{ bar}$)	174
4.4	Corrélation entre la vitesse de rotation $\dot{\theta}$ du hacheur et la vitesse des jets V_0	176

4.5	Relations pression P_0 vitesse V_0 avec (b) et sans (a) modèle de pression oscillante	177
4.6	Validation de la normalité de la distribution de vitesse V_0 à pression fixée ($P_0 = 185$ bar)	178
4.7	Étendue de la l'intervalle de confiance de la vitesse moyenne $\overline{V_0}$ pour l'ensemble des pressions P_0 testées	179
4.8	Corrélation pression P_0 vitesse $\overline{V_0}$	180
4.9	Corrélation entre la longueur des jets L_0 , la vitesse des jets V_0 et la vitesse de rotation du hacheur $\dot{\theta}$	181
4.10	Comparaison de 2 jets produits dans les mêmes conditions avec une vitesse de rotation $\dot{\theta}$ différente	181
4.11	Courbes DTV issues de l'essai MIJA sur du ZnS CVD HIP du laboratoire <i>Cavendish</i>	184
4.12	Classification des dommages MIJA (microscopies optiques) ($D_{buse} = 0.8$ mm)	186
4.13	Observations microscopiques du dommage provoqué par $N = 1$ impact MIJA à $V_{MIJA} = 190$ m s ⁻¹ (n°72)	187
4.14	Observations microscopiques du dommage provoqué par $N = 30$ impacts MIJA à $V_{MIJA} = 139$ m s ⁻¹ (n°21)	189
4.15	Observations microscopiques du dommage provoqué par $N = 2$ impacts MIJA à $V_{MIJA} = 172$ m s ⁻¹ (n°59)	191
4.16	Microscopies optiques des dommages n°59 ($N = 2$ impacts à $V_{MIJA} = 172$ m s ⁻¹) et n°79 ($N = 1$ impact à $V_{MIJA} = 176$ m s ⁻¹)	192
4.17	Microscopies optiques (Grossissement 1000×) des dommages n°1 (a) ($N = 100$ impacts – $V_0 = 219$ m s ⁻¹ – $L_0 = 24$ mm) et n°16 (b) ($N = 100$ impacts – $V_0 = 179$ m s ⁻¹ – $L_0 = 20$ mm)	194
4.18	Microscopies optiques des dommages n°4 ($N = 500$ impacts – $V_0 = 179$ m s ⁻¹ – $L_0 = 20$ mm) et n°8 ($N = 500$ impacts – $V_0 = 179$ m s ⁻¹ – $L_0 = 47$ mm) (Grossissements 1000× et 400×)	195
4.19	Microscopies optiques des dommages n°2 (a) et n°3 (b) ($N = 1000$ impacts – $V_0 = 192$ m s ⁻¹ – $L_0 = 23$ mm) (Grossissements 600× et 400×)	195
4.20	Microscopie MEB du point d'impact n°1 (Tension 2 kV – Grossissement ×800) ($N = 100$ impacts – $V_0 = 219$ m s ⁻¹ – $L_0 = 24$ mm)	196
4.21	Évolution de la contrainte principale $\sigma_{max,princ}$ de 0 ns à 150 ns (incrément de 10 ns – du bleu au rouge) entre le cas standard (vitesse V_0 sur tout le domaine) et le cas avec masse volumique de $0.5\rho_0$	197

4.22	Évolution du rayon d'endommagement R en fonction de la vitesse d'impact V_0 (a) et du rayon équivalent R_0 (b)	200
4.23	Contrainte maximum principale de traction $max(\sigma_{max,princ})$ en fonction la vitesse d'impact V_0	202
4.24	Position du maximum de contrainte de $\sigma_{max,princ}$ pour différentes vitesses d'impacts V_0 MIJA	203
4.25	Positions et durées où la contrainte principale maximum en traction $\sigma_{max,princ}$ excède R_m ($V_0 = 100 \text{ m s}^{-1}$ – (a) $D_0 = 1 \text{ mm}$ (b) $D_0 = 2 \text{ mm}$)	203
4.26	Position R et durée Δt relatives au critère $\sigma_{max,princ} > R_m$	204
4.27	Courbes <i>MIJA</i> calculées (simulation numérique) à partir de différents durées seuils Δt_{seuil} pendant lesquelles $\sigma_{max,princ} > R_m$	205
4.28	Position R théorique (simulation numérique) de l'amorçage selon le critère $max(\Delta t \sigma_{max,princ} > R_m)$	206
4.29	Positions et durées où la contrainte principale maximum en traction $\sigma_{max,princ}$ excède $3R_m$ ($V_0 = 180 \text{ m s}^{-1}$)	207
4.30	Positions et durées où la contrainte principale maximum en traction $\sigma_{max,princ}$ excède $3R_m$ ($D_0 = 1 \text{ mm}$ (a) et $D_0 = 2 \text{ mm}$ (b) – $V_0 = 180 \text{ m s}^{-1}$)	207
4.31	Courbes <i>MIJA</i> calculées (simulation numérique) à partir de différents durées seuils Δt_{seuil} pendant lesquelles $\sigma_{max,princ} > 3R_m$	207
4.32	Position R théorique (simulation numérique) de l'amorçage selon le critère $max(\Delta t \sigma_{max,princ} > 3R_m)$	208
4.33	Évolution spatiale du paramètre de Tuler-Butcher $\sigma_{max,princ} \Delta t$ ($V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$ – $D_0 = 2 \text{ mm}$)	209
4.34	Évolution spatiale du paramètre de Tuler-Butcher $\sigma_{max,princ} \Delta t \sigma_{max,princ} > 20 \text{ MPa}$ ($V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$ – $D_0 = 2 \text{ mm}$)	210
4.35	Évolution spatiale du paramètre de Tuler-Butcher $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t$ ($V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$ – $D_0 = 2 \text{ mm}$)	211
4.36	Courbes <i>MIJA</i> calculées (simulation numérique) à partir de différents seuils de $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t$	211
4.37	Position du maximum $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t$ pour différentes vitesses d'impacts V_0 MIJA	212
4.38	Modèle numérique CFD incluant une goutte d'air de 0.02 mm de diamètre sur l'axe d'axysimétrie ($D_0 = 2 \text{ mm}$ – $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)	213
A.1	Bras tournant de l'AFRL	222

A.2	Comparaison de dommages observés en vol et sur bras tournant sur du ZnS (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994)	223
A.3	Visualisation du dommage sur un échantillon de ZnS CVD HIP exposé durant 3 min 36 s dans le bas tournant de l'AFRL (SULLIVAN et al., 2007)	224
A.4	Piste d'essai de la base Holloman de l'US Air Force (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994)	224
A.5	Soufflerie de l'ONERA (Modane, France)	225
A.6	Représentation schématique en coupe du SIJA (HAND et al., 1991)	226
A.7	Jet produit par un SIJA à $\approx 600 \text{ m s}^{-1}$ (J. FIELD et al., 1979)	227
A.8	Représentation schématique du MIJA (E. COAD et al., 1998)	228
A.9	Loi d'équivalence entre un jet de 0.8 mm produit par un SIJA et une goutte sphérique (J. E. FIELD, 1999)	229
A.10	Comparaison des lois d'équivalences de (HAND et al., 1991), (D. WILLIAMSON, 2020) et de (A. DEOM et al., 1999) pour un jet MIJA de 0.8 mm de diamètre et une goutte équivalente sphérique de 2 mm de diamètre	231
A.11	Loi d'équivalence de (ADLER, 1999) entre une goutte de 2 mm de diamètre et un jet d'eau	232
A.12	Comparaison du dommage produit sur du ZnS par un MIJA avec les conditions réelles sur avion (SEWARD, PICKLES et J. E. FIELD, 1990)	233
A.13	Schéma du banc d'essai de GRCI (DANIEL C. HARRIS, 1999)	234
A.14	Principe du SPIFT (FRAISSE et al., 2018)	235
A.15	Principe du PJET et PJET d'Airbus (TOBIN, YOUNG et al., 2011)	236
A.16	PJET utilisé par (MABROUKI et al., 2000)	237
A.17	Caméra rapide <i>Phantom V710</i>	246
A.18	Montage utilisé pour la visualisation des jets sur PJET	247
A.19	Observations microscopiques d'endommagement produits par MIJA	248
A.20	MEB <i>Quattro – ThermoFischer Scientific</i>	248
A.21	ZeGage Pro – Ametek Pro	249
A.22	Diffractomètre <i>X'PertPro MRD</i>	251
A.23	Duromètre <i>Buhler</i>	251
A.24	Nanoindenteur <i>Agilent G200</i> de <i>Keysight Technologies</i>	252
A.25	Machine de traction <i>Criterion</i> de <i>MTS</i>	253
A.26	Spectrophotomètre <i>PerkinElmer 950</i>	253
A.27	Balance de précision <i>Mettler Toledo XS204</i>	254
A.28	<i>GrindoSonic</i> utilisé pour mesurer les fréquences propres des disques	254
A.29	Hauteur du plus haut pic S_p de la face primaire (grossissement 50 \times)	256

A.30 Profondeur de la vallée la plus profonde S_v sur la face primaire (grossissement $50\times$)	257
A.31 Hauteur maximum de la surface S_z de la face primaire (grossissement $50\times$)	258
A.32 Moyenne arithmétique S_a de la surface de la face primaire (grossissement $50\times$)	258
A.33 Profil brut de la pointe de 0.1 mm de diamètre mesuré avec l'interféromètre optique	259
A.34 Profil brut de la pointe de 6 mm de diamètre mesuré avec l'interféromètre optique	260
A.35 Profil de la pointe de 0.1 mm de diamètre exporté dans <i>Matlab</i> pour identification du diamètre d'indent	260
A.36 Profil de la pointe de 6 mm de diamètre exporté dans <i>Matlab</i> pour identification du diamètre d'indent	261
A.37 Variation du rayon de l'indent de 0.1 mm de diamètre calculé en fonction du nombre de points d'interpolations N_{points}	261
A.38 Variation du rayon de l'indent de 6 mm de diamètre calculé en fonction du nombre de points d'interpolations N_{points}	262
A.39 Courbes brutes de nanoindentation de la silice (500 mN)	264
A.40 Courbes brutes de nanoindentation de la silice	265
A.41 Module de Young déduit de la méthode mise en place avec CSM	266
A.42 Courbe $P - h$ brute et corrigée pour une indentation à 500 mN CSM . . .	266
A.43 Schéma du premier (a) et du second (b) mode propres de vibration d'une éprouvette disque (ASTM, 2017)	270
A.44 Évolution de la pression maximum P_{max} en fonction de la vitesse d'impact V_0 pour différents diamètres de goutte D_0	283
A.45 Évolution de la position de la pression maximum $R_{P_{max}}$ en fonction de la vitesse d'impact V_0 pour différents diamètres de goutte D_0	284
A.46 Instant $T_{P_{max}}^*$ pour différents diamètre de goutte D_0 en fonction de la vitesse d'impact V_0	284
A.47 Comparaison des profil de pression moyenne P_{moy}^* avec et sans lissage . . .	285
A.48 Évolution de la pression moyenne P_{moy}^* dans différents cas	286
A.49 Profils de pression P adimensionnés pour deux gouttes de diamètre $D_0 = 1$ mm (trait plein) et $D_0 = 2$ mm (trait interrompu) lancées à $V_0 = 100$ m s ⁻¹ (de $T^* = 0$ à $T^* = 0.01$ avec un pas de temps de $T^* = 0.001$)	287

A.50 Profils de pression P adimensionnés pour deux gouttes de $D_0 = 1$ mm (trait plein) et $D_0 = 2$ mm (trait interrompu) lancées à $V_0 = 200$ m s ⁻¹ (de $T^* = 0$ à $T^* = 0.01$ avec un pas de temps de $T^* = 0.001$)	287
A.51 Variation de la contrainte principale maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$	288
A.52 Variation de la position de la contrainte principale maximum de traction $R_{max(\sigma_{max,princ})}$ en fonction du rayon R_0	289
A.53 Variation de la position de la contrainte principale maximum de traction $R_{max(\sigma_{max,princ})}$ en fonction de la vitesse d'impact V_0	290
A.54 Instant en fonction de la vitesse d'impact V_0 pour différents diamètres de goutte D_0	291
A.55 Vitesses de déformations à l'instant $T_{max(\sigma_{max,princ})}$ ($D_0 = 2$ mm – $V_0 = 200$ m s ⁻¹)	293
A.56 Vitesses de déformations à l'instant $T_{max(\sigma_{max,princ})}$ ($D_0 = 2$ mm – $V_0 = 100$ m s ⁻¹)	293
A.57 Évolution du maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ en fonction de la position R ($D_0 = 2$ mm – $V_0 = 100$ m s ⁻¹)	294
A.58 Évolution du maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ en fonction de la position R ($D_0 = 2$ mm – $V_0 = 200$ m s ⁻¹)	294
A.59 Traitement <i>Matlab</i> sur un jet ($P_0 = 60$ bar – $\dot{\theta} = 60$ tr min ⁻¹ – $V_0 = 107$ m s ⁻¹ – $L_0 = 19$ mm)	299
A.60 Comparaison des vitesses de jets V_0 brutes (a) et filtrées (b) calculées manuellement (<i>ImageJ</i>) et automatiquement (<i>Matlab</i>)	300
A.61 Comparaison des longueurs calculées manuelle (<i>ImageJ</i>) et automatiquement (<i>Matlab</i>)	301
A.62 Variation temporelle de la pression P_0 à 180 bar	301
A.63 Transformée de Fourier de la pression P_0 à 180 bar	301
A.64 QQplot (loi normale) de la distribution de la pression à $P_0 = 180$ bar pour une buse de diamètre $D_0 = 1.03$ mm	302
A.65 Fonction de σ_{P_0} en fonction de P_0 pour les 2 buses utilisées	303
A.66 Localisation des points d'impacts du protocole MIJA	308

Liste des tableaux

1	Types de capteurs utilisés dans les spectres MWIR et LWIR	27
2.1	Résistance mécanique des éprouvettes testées en flexion 3 et 4 lignes	116
3.1	Comparaison des données du pic de traction de la contrainte principales maximales $\sigma_{max,princ-max}$ entre les différents modèles ($D_0 = 2\text{ mm} - V_0 =$ 200 m s^{-1})	166
4.1	Classification des dommages	185
4.2	Essais menés avec le PJET ($D_{buse} = 0.6\text{ mm}$)	193
A.1	Inventaires de bancs de type <i>bras tournant</i> dans le monde	240
A.2	Inventaire des PJET existant dans la littérature	242
A.3	Cahier des charges du banc d'essai	244
A.4	Comparaison des principales caractéristiques des banc d'essai de type PJET et SIJA	245
A.5	Variation du module de Young E calculé en fonction des paramètres de corrélation d'image	269
A.6	Fréquence des deux premiers modes propres mesurées	271
A.7	Modules de Young E calculés	272
A.8	Calculs de l'étude paramétrique	280
A.9	Données de l'essai MIJA	305

Liste des acronymes

- ADTV** *Absolute damage threshold velocity* – Vitesse seuil de dommage absolue
- AFM** *Atomic force microscope* – Microscope à force atomique
- AFRL** *Air Force Research Laboratory* – Laboratoire de recherche de l’armée de l’air américaine
- AMG** *Algebraic multigrid method* – Méthode multigrille algébrique
- ASTM** *American Society for Testing Materials* – Société américaine pour les essais des matériaux
- CAO** *Computer aided design* – Conception assistée par ordinateur
- CEA** *French alternative energies and atomic energy commission* – Commissariat à l’énergie atomique et aux énergies alternatives
- CFD** *Computational fluid dynamics* – Mécanique des fluides numériques
- CFL** *Courant-Friedrichs-Lewy* – Nombre de Courant
- CIFRE** *Industrial training and research agreement* – Convention industrielle de formation par la recherche
- CLYM** Consortium Lyon Saint-Étienne de microscopie
- CNRS** *French national centre for scientific research* – Conseil national de la recherche scientifique
- CSM** *Continuous stiffness measurement* – Mesure de la raideur en continu
- CVD** *Chemical vapor deposition* – Dépôt chimique en phase vapeur
- DNS** *Direct numerical simulation* – Simulation numérique directe
- DRX** *X-ray diffraction* – Diffractométrie par rayons X
- DTV** *Damage threshold velocity* – Vitesse seuil de dommage

EFVS *Enhanced flight vision system* – Système de vision en vol améliorée

EN *Europäische norm* (allemand) – Norme européenne

ENSTA *Superior national school of advanced techniques* – École nationale supérieure de techniques avancées

ETD *Everhart-Thornley detector* – Capteur Everhart-Thornley

FEM *Finite element method* – Méthode des éléments finis

FLIR *Forward looking infrared*

GEPI *Electric generator of high pressure* – Générateur électrique de pression intense

GRCI *General Research Corporation International*

HDR Habilitation à diriger des recherches

HIP *Hot isostatic pressing* – Pressage isostatique à chaud

HV *High vacuum* – Haut vide

IHM *Human-computer interaction* – Interface homme-machine

INSA Institut national des sciences appliquées

IR *Infrared* – Infrarouge

ISO *International Organization for Standardization* – Organisation internationale de normalisation

LaMCoS *Laboratory of contact and structures mechanics* – Laboratoire de mécanique des contacts et des structures

LES *Large eddy simulation* – Simulation des grandes structures de la turbulence

LMFA *Fluid mechanics and acoustics laboratory* – Laboratoire de mécanique des fluides et d’acoustique

LWIR *Long-wavelength infrared* – Infrarouge lointain

MEB *Scanning electron microscope* – Microscope électronique à balayage

MIJA *Multiple impact jet apparatus* – Banc d’essai multi-impacts de jets

MS *Multispectral* – Multispectral

MWIR *Mid-wavelength infrared* – Infrarouge moyen

NF Norme française

NBR *Nitrile butadiene rubber* – Copolymère butadiène-acrylonitrile

- ONERA** *French aerospace research center* – Office national d'études et de recherches aérospatiales
- PDF** *Powder diffraction file* – Fichier de diffraction des poudres
- PET** *Polyethylene terephthalate* – Poly(téréphtalate d'éthylène)
- PFD** *Newton's laws of motion* – Principe fondamental de la dynamique
- PISO** *Pressure-implicit with splitting of operators*
- PJET** *Pulsating jet erosion tester* – Banc d'essai du type jet coupé
- PMMA** *Poly(methyl methacrylate)* – Poly(méthacrylate de méthyle), Plexiglas
- PRESTO!** *PREssure STaggering Option*
- PTFE** *Polytetrafluoroethylene* – Polytétrafluoroéthylène
- PVDF** *Polyvinylidene fluoride* – Polyfluorure de vinylidène
- RANS** *Reynolds averaged Navier-Stokes simulation*
- RDM** *Strength of materials* – Résistance des matériaux
- SE** *Secondary electrons* – Électrons secondaires
- SIMPLE** *Semi-implicit method for pressure linked equations*
- SIMPLEC** *Semi-implicit method for pressure linked equations-consistent*
- SIJA** *Single impact jet apparatus* – Banc d'essai mono-impact de jets
- SPH** *Smoothed particle hydrodynamics* – Hydrodynamique des particules lissées
- SPIFT** *Single point impact fatigue tester*
- SST** *Single shot threshold* – Vitesse seuil de dommage pour impact unitaire
- UMR** *Unité mixte de recherche*
- UV** *Ultraviolet* – Ultraviolet
- VOF** *Volume of fluid* – Volume de fluide

Le rayonnement IR

Les bandes de transmission de l'atmosphère de l'IR thermique sont souvent utilisées pour *observer* ou *voir* en contexte extérieur. Compte-tenu des températures des scènes et objets observés, et des bandes de transmission de l'atmosphère (Figure 1), deux bandes spectrales dans l'IR thermique concentrent tout l'intérêt :

- bande **MWIR** : de 3 μm à 5 μm ;
- bande **LWIR** : de 8 μm à 12 μm voire 14 μm .

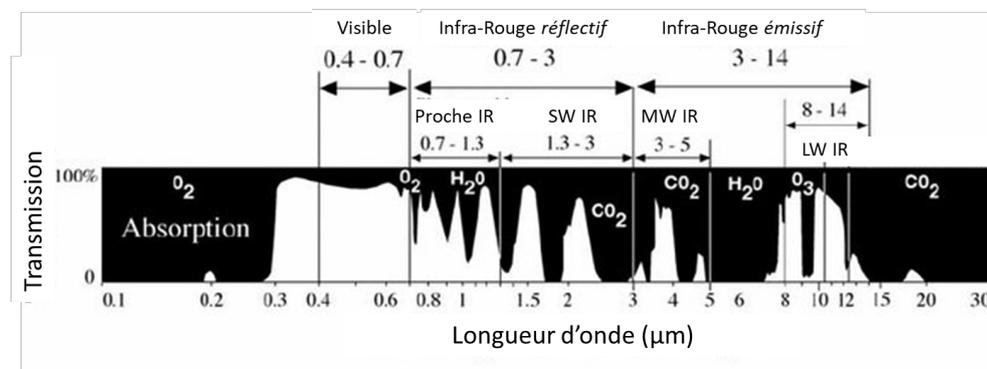


FIGURE 1 – Transmittance de l'atmosphère de 0.1 μm à 30 μm

Le domaine IR thermique présente l'avantage d'être utilisable de jour comme de nuit. Le rayonnement utile capté par les senseurs d'imagerie a pour origine l'émission, principalement thermique, de scènes et d'objets. De jour, dans la bande MWIR, il s'ajoute donc au rayonnement issu de la réflexion de l'éclairage solaire. Selon les scènes, objets, situations géographiques et conditions météorologiques, l'une ou l'autre des bande IR peut apporter une meilleure qualité d'information au senseur. C'est pourquoi, avoir un équipement qui cumule imageries MWIR et LWIR est une option parfois retenue sur des systèmes d'observation *haute performance*.

La [Figure 2](#) montre l'intérêt d'utiliser le domaine **IR** dans un contexte d'observation et de reconnaissance d'une scène et d'objets, en complément du spectre visible :

- **En visible :**
 - la résolution est meilleure ;
 - le type voire le modèle de véhicule est reconnaissable.
- **En LWIR :**
 - des places de parking sombres (froides) sont visibles traduisant de la présence d'un véhicule peut avant la prise d'image ;
 - le capot clair (chaud) d'un véhicule traduit de son arrivée sur le parking peu de temps avant la prise d'image.

Ainsi, dans cette image, le spectre **LWIR** permet de connaître un certain historique de la scène et des objets observés.



FIGURE 2 – Comparaison d'une image dans le spectre visible (gauche) et dans le spectre **LWIR** (droite)

Les senseurs **IR** (**MWIR** et **LWIR**)

Pour être analysées, les scènes ou les objets observés doivent transcrire les images **IR** en signal électrique. Pour cela, il existe deux types de technologies disponibles ([Tableau 1](#)) :

TABLEAU 1 – Types de capteurs utilisés dans les spectres **MWIR** et **LWIR**

MWIR	LWIR
	Matrices de photodiodes hybridées sur un circuit de lecture et intégrées dans un module cryogénique (refroidissement)
-	Matrices de micro-bolomètres en structure monolithique

Les matrices de micro-bolomètres en structure monolithique utilisées dans la bande **LWIR** sont développées depuis plus de 20 ans et présentent l'avantage d'être de complexité moindre et de ne nécessiter *aucun* refroidissement. Les couts associés à cette solution plus robuste et nécessitant moins de maintenance sont donc moindres. Néanmoins, la bande **LWIR** étant légèrement moins performante que la bande **MWIR**, ces dispositifs ne peuvent pas être intégrés sur des systèmes haute performance.

Systèmes utilisant le rayonnement **IR**

Depuis le milieu du XX^{ème} siècle, quatre utilisations différentes de la vision optronique **IR** sont apparues successivement :

- le guidage des missiles anti-aériens (**Figure 3**) : les autodirecteurs (têtes chercheuses) ont d'abord utilisé les spectres visible, proche **IR** puis **MWIR** voire **LWIR**¹.
- L'observation militaire de scènes terrestres, l'équipement étant au sol ou aéroporté (**Figure 4**) : les viseurs puis plus récemment les jumelles intègrent de multiples voies d'imagerie, permettant de choisir entre les spectres visibles ou **IR**, voire de fusionner ces données.
- Les systèmes d'aide au pilotage des aéronefs, pour gérer les phases d'atterrissage et roulage en conditions dégradées (**EFVS**) (**Figure 5**) : l'équipage a besoin de *voir* une image de son environnement, ou des données incrustées, issues de senseurs couvrant les domaines spectraux du visible à l'infrarouge thermique.
- Les systèmes d'aide à la conduite et de conduite autonome : des caméras dans le domaine visible ou proche **IR** équipent déjà les véhicules. Des caméras thermiques en bande **LWIR** sont en développement pour être intégrées dans les prochaines générations de véhicules.

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent principalement dans le cadre des autodirecteurs bien que les autres applications soient également ciblées. Les fenêtres **IR** utilisées visent à permettre la transmission des rayonnements d'intérêts tout en protégeant le senseur des agressions du milieu extérieur dans lesquels le système se trouve.

1. Certains modèles nécessitent de conserver une voie d'acquisition secondaire sensible à de plus petites longueurs d'ondes.



FIGURE 3 – Autodirecteur *Safran Electronics & Defense* équipé d'un dôme IR



FIGURE 4 – Boule optronique aéroportée d'observation et de surveillance *Safran Electronics & Defense* équipée d'une fenêtre IR



FIGURE 5 – Falcon 8X (*Dassault Aviation*) équipé d'un système EFVS avec une fenêtre IR



FIGURE 6 – Caméra thermique FLIR utilisée pour la conduite autonome équipée d'une fenêtre IR

Agression de l'environnement extérieur

Dans les contextes évoqués précédemment et en particulier dans le contexte aéronautique, il convient de s'intéresser aux problématiques de l'environnement extérieur qui impose des sollicitations importantes sur les matériels utilisés. Les contraintes imposées par l'environnement extérieur sont d'ailleurs un facteur de classification des différents cas d'application. En première approximation, elles sont principalement dépendantes de la vitesse de déplacement du véhicule :

- **faibles vitesses** : équipements portés par des opérateurs humains ou installés sur des véhicules terrestres ou maritimes.
- **Vitesses moyennes** : équipements installés sur hélicoptères ou drones de type quadricoptères ainsi que sur des avions turbopropulsés.
- **Vitesses élevées** : équipements se déplaçant à une vitesse proche de 200 m s^{-1} (vitesses subsoniques) comme les avions à réaction, et les missiles anti-surface (surface-surface essentiellement).
- **Vitesses très élevées** : équipements atteignant des vitesses proches de 300 m s^{-1}

(haut-subsonique) voire supersoniques. Les équipements concernés sont par exemple des missiles air-surface, air-air et surface-surface.

- **Vitesses extrêmes** : équipements intégrés dans des vecteurs hypersoniques utilisés pour des trajectoires anti-aérienne ou anti-surface.

De plus, plusieurs contraintes vont être associées à la vitesse des équipements :

- les effets thermiques générés par l'écoulement de l'air et donc des sollicitations thermo-mécaniques ;
- les efforts mécaniques directement générés sur la fenêtre par le champ de pression de l'écoulement de l'air ;
- *les impacts provoqués par les différentes particules, liquides ou solides, présentes dans l'environnement traversé (pluie, nuage, brouillard, sable, grêle, etc.).*

Par ailleurs, d'autres contraintes extérieures doivent également être prises en compte :

- la présence dans l'atmosphère de composés chimiquement agressifs comme le brouillard salin ou les hydrocarbures ;
- les rayonnements susceptibles d'endommager ou perturber le matériel présent à l'intérieur de l'équipement, derrière la fenêtre :
 - les ondes électromagnétiques qui pénètrent dans un équipement optronique peuvent nuire gravement au fonctionnement des détecteurs photo-électroniques et des électroniques d'alimentation et de mise en œuvre ;
 - les rayonnements **UV** apportés par l'éclairement solaire peuvent également être une source de vieillissement des matériels.

En complément de ces contraintes propres aux fenêtres **IR**, des contraintes peuvent être imposées par l'architecture du système sur lequel elles sont implantées :

- la forme extérieure de l'équipement : pour des porteurs rapide ou très rapide, la trainée peut être un facteur déterminant dans le choix de la forme de la fenêtre.
- Les formes les plus favorables à la trainée peuvent néanmoins poser d'autres difficultés :
 - surface de fenêtre plus importante : difficulté de fabrication et augmentation des coûts.
 - Forme non-sphérique : difficulté ou impossibilité de corriger les aberrations optiques. Ces formes peuvent également entraîner des coûts de fabrication plus importants.

- Assemblage de faces planes (pyramide par exemple) : dégradation de la qualité d'imagerie.
- Le volume occupé par l'équipement aura tendance à augmenter lorsque la trainée est minimisée.

Pour répondre à l'ensemble des spécifications applicables aux équipements optroniques, il existe donc un besoin de disposer de fenêtres **IR** transparentes dans le domaine à minima **LWIR** et pouvant être exposée aux impacts de la pluie, à plus ou moins haute vitesse, et sous des incidences pouvant préférentiellement atteindre la condition normale. En fonction des profils de vie des produits et des opérations de maintenance qui pourront être acceptées, les niveaux d'intensité de pluie et les durées cumulées d'exposition doivent être précisées. Il s'agirait par exemple de pouvoir déterminer si la perte de transmission engendrée par la traversée d'une pluie donnée à une vitesse donnée est compatible avec la détection d'une cible par un autodirecteur.

Quoiqu'importante, la connaissance de scénarii réalistes de pluies en altitude ainsi que la forme *réelle* des gouttes impactées constitue un problème qui ne sera pas abordé ici et constituerait à lui seul l'objet de travaux de thèse à part entière.

C'est donc dans ce contexte que des travaux de thèse entre *Safran Electronics & Defense*, le **LaMCoS**² et le **LMFA**³ ont été entrepris sous convention **CIFRE**. Ce manuscrit vise à résumer les travaux menés au cours de ces 3 années et portant sur l'amorçage de l'endommagement de fenêtres **IR** en sulfure de zinc (ZnS) sous impacts liquides.

Le ZnS est un matériau utilisé dans différents équipements de l'industriel car il présente des propriétés optiques et mécaniques uniques parmi les matériaux **IR**. Lorsqu'il est utilisé sans revêtement, la littérature indique qu'il s'endommage sous impacts liquides à partir du régime de *vitesse moyennes*. Néanmoins, il n'existe pas de critère d'amorçage de l'endommagement permettant de prédire avec précision la durée de vie *intacte* d'une fenêtre, quelque soit le régime de vitesse, ce qui est très handicapant pour spécifier un revêtement protecteur et les cas d'usage du produit. Afin de répondre à ce problème, une démarche expérimentale et numérique a été entreprise.

Ainsi, ce manuscrit propose une synthèse des travaux menés. Dans un premier temps, une large revue de la littérature concernant l'impact liquide sera proposée. Puis, la démarche expérimentale adoptée sera abordée tant du point de vue du banc d'essai conçu et fabriqué que de la démarche de caractérisation mécanique du ZnS. Puis, le modèle numérique mis en place sera présenté. Enfin, un ultime chapitre résumera les premiers résultats expérimentaux et numériques.

2. Univ Lyon, **INSA** Lyon, **CNRS**, **UMR5259**

3. Univ Lyon, **INSA** Lyon, **CNRS**, École Centrale de Lyon, Univ Claude Bernard Lyon 1, **UMR5509**

1

Contexte de l'étude et état de l'art

Ce chapitre vise à introduire la problématique de l'impact liquide sur des fenêtres de ZnS. Après, une brève revue historique des problèmes d'impacts liquides, les caractéristiques du matériau étudié seront abordées. Ensuite, une revue des différents modèles analytiques de l'impact d'une goutte d'eau liquide contre un massif sera proposée. Enfin, différentes études de la littérature portant sur l'endommagement sous impacts liquides du ZnS seront résumées.

1.1 Le problème de la pluvio-érosion et de l'impact liquide

L'endommagement sous impacts liquide du ZnS (et d'autres matériaux) aux régimes de vitesses d'intérêt a été abondamment étudié dans la littérature. Une revue bibliographique a été entreprise. Elle abordera les points suivants successivement :

- les variables expérimentales d'intérêt (vitesse d'impact V_0 et diamètre de goutte D_0 par exemple) ;
- la description qualitative et analytique du problème (étalement de la goutte lors de l'impact, pression d'impact, réponse du massif) ;
- les caractéristiques optiques et mécaniques du matériau étudié (ZnS) ;
- les précédents travaux d'endommagement du ZnS sous impacts liquides.

1.1.1 Érosion et endommagement

Il est important de distinguer deux phénomènes différents lors d'impacts liquides successifs sur un massif solide : l'érosion et l'endommagement.

L'érosion d'une structure est postérieure à l'apparition d'un endommagement. Lors d'impacts liquides répétés, un dommage apparaît d'abord, puis, simultanément à l'apparition d'autres endommagements, se propage. La propagation de ces endommagements (qui peuvent alors être qualifiés de fissures) entraîne l'érosion du matériau, ce qui signifie une perte de matière.

Hypothétiquement, la propagation des fissures peut également mener à la ruine de la structure (bien que cela soit rare dans le cadre strict de l'impact liquide). L'érosion sous impacts liquides est également favorisée par des caractéristiques spécifiques à cette sollicitation comme les *jets latéraux* (Sous-section 1.2.2).

Historiquement, les industries qui se sont intéressées à l'impact liquide et qui ont menées des études expérimentales et numériques à son propos étaient principalement intéressées par la dégradation des performances aérodynamiques de pièces de structure suite au phénomène d'érosion (turbines à vapeur, bords d'attaques d'aéronef, éoliennes) (SPRINGER, 1976). Néanmoins, le terme de pluvio-érosion est et a été abusivement utilisé pour qualifier des dommages qui ne relèvent pas strictement de l'érosion mais souvent de dommages moins critiques (et donc antérieurs). C'est pourquoi, il est important de bien distinguer ces phénomènes et d'insister sur le fait que l'amorçage d'un endommagement précède systématiquement l'érosion de la structure.

Dans ce manuscrit, l'expression d'*endommagement sous impacts liquides* sera donc dorénavant préférée à celle de *pluvio-érosion*.

1.1.2 Revue historique de la problématique

L'érosion et la résistance à l'impact liquide est une problématique qui est apparue au cours du XX^{ème} siècle dans diverses industries. Il reste, à l'heure actuelle, encore un sujet ouvert qui n'a que rarement trouvé de solutions spécifiques et aucune qui soit universelle.

1.1.2.1 Les turbines à vapeur

Historiquement, Cook (COOK et C. A. PARSONS, 1928) est le premier à s'être intéressé à l'endommagement d'une structure subissant des impacts liquides répétés. Ses modélisations analytiques et ses travaux expérimentaux ont été motivés par l'érosion des turbines à vapeur. En effet, celles-ci tournant à haute vitesse dans une atmosphère humide constituée principalement de vapeur d'eau mais aussi de petites gouttelettes d'eau liquide, il avait été constaté que leurs impacts avec la structure causaient des dommages sévères compte-tenu des vitesses de rotation de plusieurs milliers de tr min^{-1} et de leur longueur pouvant approcher 2 m. Cook est ainsi le premier à avoir évoqué la *pression coup de bélier* dans le cadre des impacts liquides. Aussi, ses travaux étaient particulièrement innovants car ils envisageaient déjà des gouttes de forme aléatoires lors de l'impact. Les questions que Cook a soulevé il y a près d'un siècle sont toujours des sujets ouverts tant sur l'application (HALLER et al., 2002) que sur cette question de la forme des gouttes lors de l'impact (BARFKNECHT et TERZI, 2023).

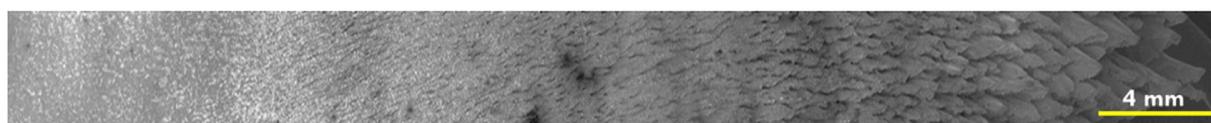


FIGURE 1.1 – Érosion d'une aube de turbine à vapeur en acier inoxydable (H. S. KIROLS et al., 2017)

1.1.2.2 Les avions à réaction et l'avènement des vitesses supersoniques

La fin de la seconde guerre mondiale a marqué un tournant dans l'histoire de l'aviation avec l'avion à réaction. Rapidement, les aéronefs civils ont été capables d'atteindre des vitesses de plusieurs centaines de m s^{-1} tandis que les aéronefs militaires atteignaient des vitesses supersoniques (1945). Des vitesses encore plus hautes sont également atteintes par des armements militaires de type missile.

Ainsi, les fabricants d'aéronefs et d'équipements militaires doivent dorénavant concevoir et fabriquer des dispositifs capables de résister aux sollicitations du milieu extérieur à des vitesses très importantes auxquelles un impact avec un corps extérieur peut entraîner l'apparition de dommages. Parmi les corps extérieurs pouvant entraîner la détérioration des aéronefs et de leurs composants, le sable ou les poussières constituent l'essentiel des impacts solides, les animaux volants l'essentiel des impacts visqueux et, la pluie, les nuages ainsi que le brouillard constituent l'essentiel des *impacts liquides*. Les pièces les plus sujettes aux dommages sous impacts liquides sur les aéronefs sont les bords d'attaques (SCHMITT, 1972; TOBIN, ROHR et al., 2015), les aubes de turbines (MARZBALI, 2017) ainsi que les radômes et fenêtres IR (ADLER et HOOKER, 1978a; GOHARDANI, 2011; MARZBALI et al., 2023) (Figure 1.2). Ainsi, les matériaux constituant ces différentes structures sont des céramiques (fenêtres et dômes), des métaux (bords d'attaque) voire des composites (aubes de turbine). Les mécanismes d'endommagement ainsi que les enjeux qui leurs sont rattachés ne sont pas les mêmes selon les matériaux et leur application.

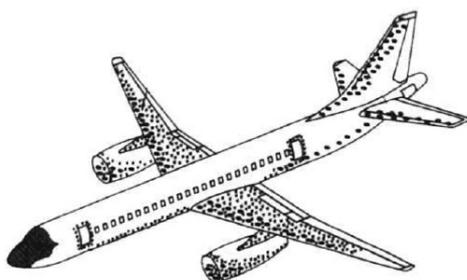


FIGURE 1.2 – Zones d'un avion sujettes à de l'érosion liquide (GOHARDANI, 2011)

1.1.2.3 Les éoliennes

Plus récemment, en raison des défis environnementaux liés à la décarbonation de la production d'énergie électrique, les éoliennes ont connu un développement très important. Afin, entre autres, de diminuer les conflits d'usage des sols et de maximiser leur rendement, une course à la puissance s'est engagée entre les différents fabricants entraînant incidemment un accroissement conséquent de la longueur des pâles qui atteignent désormais 130 m (CHAUVIÈRE, 2023). Composées de matériaux composites et de plus en plus implantées au large des côtes, dans des zones où les précipitations sont régulières et intenses (à plus forte raison dans les pays scandinaves qui ont fortement développé leurs parcs *off-shore*), les pâles sont soumises à des impacts liquides réguliers à des vitesses atteignant localement 180 m s^{-1} . Ces impacts répétés causent une érosion accrue et prématurée des pâles entraînant une perte de rendement annuel allant jusqu'à 9% (BRETOS-ARGUÑENA

et MÉNDEZ-LÓPEZ, 2023) voire la ruine des pâles. Ainsi, elles nécessitent des maintenances régulières tous les 3 à 5 ans afin de réparer les dégâts causés par ces impacts liquides (Figure 1.3) (BARTOLOMÉ et TEUWEN, 2019).

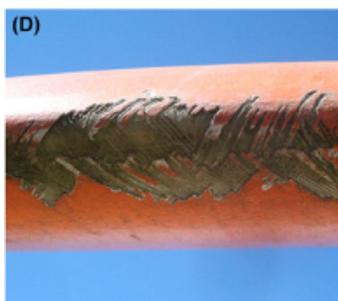


FIGURE 1.3 – Érosion d'une pale d'éolienne (BARTOLOMÉ et TEUWEN, 2019)

Si le comportement des matériaux polymères et composites constituant les pâles d'éoliennes est très différent de celui d'une céramique IR, les vitesses d'impact sont très proches de celles étudiées dans ce manuscrit et la physique du phénomène générant l'endommagement reste la même.

1.1.2.4 Positionnement de l'étude

Les travaux de ce manuscrit s'inscrivent donc dans une problématique à laquelle les industriels de différents secteurs font face depuis plusieurs dizaines d'années. Cependant, l'ensemble de ces problèmes ne se valent pas. En effet, comme précisé précédemment (Sous-section 1.1.1), il convient de distinguer l'amorçage d'un endommagement de l'érosion qui est au cœur de la plupart des études. De plus, nombre de ces travaux portent sur des matériaux métalliques ou composites, dont la réponse sous ce type de sollicitation est différente de celle du ZnS.

Ainsi, si les méthodes expérimentales et les modélisations numériques (sous certaines hypothèses) peuvent être comparées, il convient de rappeler que les travaux de la littérature les plus pertinents restent ceux menés sur les matériaux céramiques, principalement les céramiques IR.

1.2 L'impact liquide

Les principales variables expérimentales de l'impact liquide sont abordées dans cette section. Puis, la description de l'impact *parfait* d'une goutte d'eau sphérique sera proposée, tant d'un point de vue qualitatif que quantitatif.

1.2.1 Paramètres de la sollicitation d'impact liquide

1.2.1.1 Vitesse d'impact

Compte-tenu des caractéristiques mécaniques du ZnS et en particulier de ses capacités de résistance à l'impact (notamment liquide), les vitesses d'impact étudiées sont subsoniques. En effet, il est établi qu'au-delà de 200 ms^{-1} , le matériau *nu* (sans revêtement) ne peut résister qu'à quelques impacts avant de voir un endommagement significatif se propager. Ceci correspond donc au cas de *vitesse élevées* définies précédemment.

1.2.1.2 Taille des gouttes

La taille des gouttes impactées par une fenêtre IR aéroportée est un sujet très peu abordé dans la littérature. La plupart des études à ce sujet ont porté sur des distributions au niveau de la surface terrestre. Néanmoins, dans le contexte de l'étude, les distributions données à ces altitudes peuvent également être pertinentes bien qu'incomplètes. Il a été établi que les intensités pluvieuses les plus importantes ont lieu en altitude (STANDARDS, 1999), aux alentours de 4 km à 6 km d'altitude. De plus, les avions sont susceptibles de faire face à des conditions pluvieuses durant n'importe quelle phase d'un vol, donc à des altitudes très variables.

Différentes distributions du diamètre des gouttes ont été proposées à partir des années 1940 (LAWS et D. A. PARSONS, 1943 ; MARSHALL et PALMER, 1948 ; BEST, 1950 ; RIGBY et al., 1954).

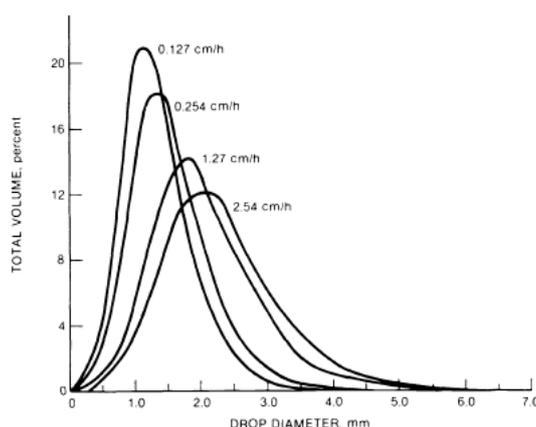


FIGURE 1.4 – Distribution du diamètre des gouttes d'eau en fonction de l'intensité de la précipitation (en cm h^{-1}) (LAWS et D. A. PARSONS, 1943 ; ADLER, 1982a)

La [Figure 1.4](#) montre que pour une pluie dont l'intensité est de 2.54 cm h^{-1} qui correspond

à une pluie forte selon *Météo France*¹, le diamètre moyen des gouttes est d'environ 2 mm. Il est important de noter que dans la littérature, ce diamètre de 2 mm s'est imposé comme un standard grâce à cette distribution.

Des études expérimentales (PRYOR et al., 2022) (Figure 1.5) ont permis d'affiner la connaissance des distributions grâce à des méthodes plus perfectionnées. Aucune des distributions existantes ne décrit correctement les distributions observées expérimentalement.

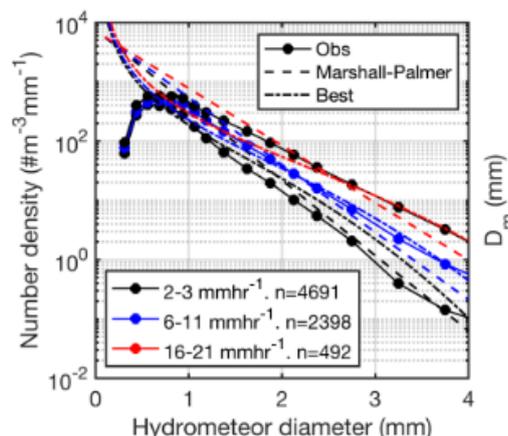


FIGURE 1.5 – Comparaison des distributions des diamètres des gouttes d'eau des précipitations étudiées aux États-Unis et des modèles théoriques de Marshall-Palmer et Best (PRYOR et al., 2022)

Aussi, il est important de prendre en compte que les précipitations dépendent fortement de la zone géographique étudiée. Dans une première approche, il conviendra donc d'adopter un diamètre de goutte D_0 *standard* vis-à-vis de ces données.

1.2.1.3 Forme des gouttes

La forme des gouttes impactant un solide en mouvement devrait être proche d'une forme sphérique compte-tenu des vitesses de chute qui sont relativement faibles (de l'ordre de quelques m s^{-1} (GUNN et KINZER, 1949)²) entraînant de faibles frottement avec l'air et donc des déformations négligeables. Néanmoins, de récentes études visant à caractériser plus finement la forme de gouttes lors d'essais d'impacts liquides sur une aile d'aéronef (VARGAS et FEO, 2011 ; GARCIA-MAGARIÑO et al., 2019) avec un bras tournant (Annexe A.1) ont montré que des vitesses d'impacts de quelques dizaines de m s^{-1} entraînent une déformation des gouttes très importante (Figure 1.6). Dans certaines configurations, l'atomisation des

1. Météo France classe les pluies en 3 catégories : faible de 1 mm h^{-1} à 3 mm h^{-1} , modérée de 4 mm h^{-1} à 7 mm h^{-1} et forte au-delà de 8 mm h^{-1} (FRANCE, 2023)

2. Le nombre de *Weber* associé à une telle goutte est de l'ordre de 250 pour une goutte de 2 mm de diamètre chutant à 3 m s^{-1} .

gouttes ont également été observées. Ces résultats tendent à montrer que plus la vitesse d'impact est importante, plus la goutte va se déformer.

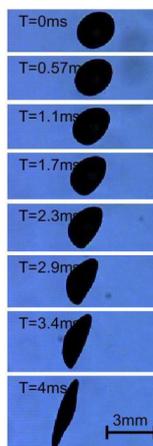


FIGURE 1.6 – Déformation d'une goutte de 1.25 mm de diamètre à proximité d'une coupe d'aile se déplaçant à 60 m s^{-1} dans un bras tournant (GARCIA-MAGARIÑO et al., 2019)

Ainsi, il est très probable que la forme des gouttes impactant une fenêtre IR ne soit pas une sphère parfaite mais une *sphère déformée* par le flux d'air précédant l'équipement en mouvement.

Ces sujets sont encore largement ouverts et il n'existe pas pour le moment de distribution de formes de gouttes en fonction des paramètres de vitesse, de tailles de gouttes, d'altitude et d'intensité de précipitation.

Les principales variables expérimentales du problème sont donc des sujets d'études à part entière qui seront simplifiées dans une première approche. La première d'entre elle étant de s'intéresser à l'impact d'une goutte d'eau *parfaitement* sphérique contre un massif plan. Cette simplification permet de décrire qualitativement le problème de l'impact liquide.

1.2.2 Description de l'impact

Dans cette section (et dans la suite de ce manuscrit), plusieurs applications numériques sont proposées. L'intérêt sera donc porté sur une goutte sphérique « idéale », ce qui constitue une hypothèse simplificatrice forte vis-à-vis des phénomènes physiques réellement observés mais permettant de proposer de premières analyses. Celles-ci utilisent les valeurs de référence suivantes issues des spécifications du fabricant et de données expérimentales (Sous-sous-section 2.3.4.1) :

- $D_0 = 2R_0 = 2 \text{ mm}$: diamètre de la goutte d'eau sphérique impactant le massif ;
- $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$: vitesse de l'impact de la goutte d'eau contre le massif ;

- $C_0 = 1430 \text{ m s}^{-1}$: vitesse du son (onde de compression) dans l'eau à température ambiante et pression atmosphérique ;
- $\rho_0 = 998.2 \text{ kg m}^{-3}$: masse volumique de l'eau à température ambiante et pression atmosphérique ;
- $\rho_1 = 4090 \text{ kg m}^{-3}$: masse volumique du ZnS ;
- $E = 90 \text{ GPa}$: module de Young du ZnS ;
- $\nu = 0.33$: coefficient de Poisson du ZnS.

L'appellation « cas standard » sera régulièrement utilisée pour désigner ces valeurs numériques.

Compte-tenu de la complexité du couplage fluide-structure ainsi que du caractère diphasique de l'écoulement lorsqu'une goutte d'eau, plongée dans l'air, impacte un massif solide et élastique, un certain nombre d'hypothèses sont nécessaires pour simplifier l'étude analytique du phénomène. La première d'entre elle est que la forme de la goutte est sphérique. Le schéma de l'impact d'une telle goutte contre un massif supposé parfaitement rigide est donné par la Figure 1.7. De nombreux auteurs ont proposé des descriptions de la chronologie de l'impact (ADLER, WILLIAM F., 1979 ; J. E. FIELD, 1999).

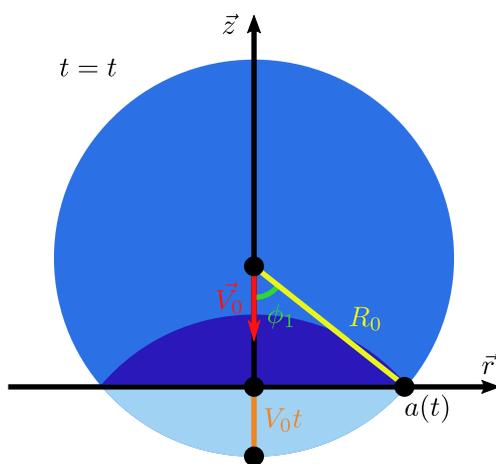


FIGURE 1.7 – Schéma de l'impact d'une goutte d'eau sphérique et compressible contre un massif semi-infini parfaitement rigide

En général, l'impact d'une goutte d'eau sphérique contre un massif est divisé en deux phases :

- la phase compressible : c'est la phase de l'impact durant laquelle la pression P appliquée sur le massif augmente jusqu'à atteindre son maximum. Le rayon de contact $a(t)$ entre la goutte et le massif se déplace à une vitesse supersonique par rapport à la vitesse de l'onde de compression dans l'eau C_0 et dans le solide C_1 . La

durée de cette phase dépend de la vitesse d'impact V_0 et du diamètre D_0 de la goutte, ainsi que de la compressibilité du matériau (ADLER, 1977). Durant cette phase, la goutte d'eau est compressée contre le solide, c'est la période pendant laquelle la pression P est la plus élevée.

- La phase incompressible : c'est la phase durant laquelle la pression décroît jusqu'à atteindre un minimum théorique. Des jets latéraux apparaissent en périphérie de la surface de contact entre la goutte et le massif.

Peu d'unanimité est retrouvée dans littérature concernant la description de l'impact d'une goutte d'eau sphérique contre un massif rigide ou élastique. En effet, tous les auteurs ne sont pas d'accords sur l'instant auquel les jets latéraux se détachent de la goutte (avant ou après que la vitesse de déplacement de la zone de contact diminue à la vitesse du son dans l'eau, ou plutôt la vitesse du son dans le solide, par exemple).

Néanmoins, le principe d'une phase compressible pendant laquelle la pression atteint une valeur maximum suivie d'une phase incompressible durant laquelle la pression diminue jusqu'à une valeur proche de la pression de Bernoulli (Équation (1.10)); ainsi que l'apparition de jets latéraux sont unanimement acceptés dans la littérature.

1.2.3 Modélisation analytique du problème

1.2.3.1 Cinématique de l'impact

Phase compressible Comme représenté sur le schéma Figure 1.7, la goutte d'eau est considérée comme parfaitement compressible lors des premiers instants de l'impact. L'impact génère une onde de compression (la zone compressée est représentée en bleu foncé) qui reste attachée à la surface de contact du massif et de la goutte d'eau. La surface de contact entre la goutte et le massif est un disque de rayon $a(t)$ à l'instant t . Pour un rayon de goutte R_0 et après le théorème de Pythagore, $a(t)$ est donné par :

$$a(t) = \sqrt{2R_0V_0t - (V_0t)^2} \quad (1.1)$$

L'Équation (1.1) peut-être simplifiée aux premiers instants³ ($t \rightarrow 0$), par :

$$a(t) \approx \sqrt{2R_0V_0t} \quad (1.2)$$

En dérivant l'Équation (1.1) en fonction du temps, la vitesse d'étalement du rayon de contact est donnée par :

3. Développement limité

$$\dot{a}(t) = \frac{V_0(R_0 - V_0t)}{a(t)} = \frac{V_0(R_0 - V_0t)}{\sqrt{2R_0V_0t - (V_0t)^2}} \quad (1.3)$$

Néanmoins, afin de simplifier les analyses ultérieures, c'est à partir de l'expression simplifiée du rayon de contact (Équation (1.2)) que la vitesse d'étalement est généralement exprimée par :

$$\dot{a}(t) = \sqrt{\frac{R_0V_0}{2t}} \quad (1.4)$$

L'évènement permettant de distinguer les deux phases de l'impact n'est pas clairement défini. Souvent, l'apparition des jets latéraux est utilisée bien que cet instant ne soit pas parfaitement connu ni défini non plus. Ainsi, tant que la vitesse de propagation de l'onde de compression dans l'eau C_0 reste inférieure à la vitesse d'étalement de la goutte $\dot{a}(t)$, le liquide comprimé reste délimité par la surface d'impact et l'onde de choc qui avance dans la goutte (Figure 1.7). Finalement, lorsque l'onde de choc se déplace plus vite que le rayon de contact : les jets latéraux apparaissent. Ainsi, à partir de l'Équation (1.4) et en posant que la condition est que la vitesse d'étalement de la goutte $\dot{a}(t)$ égale la vitesse de propagation de l'onde de compression de l'eau C_0 , on trouve :

$$\frac{R_0V_0}{2\tau_1} = C_0^2 \quad (1.5)$$

$$\tau_1 = \frac{R_0V_0}{2C_0^2} \quad (1.6)$$

$$\tau_1 = 48.1 \text{ ns} \quad (1.7)$$

La condition utilisée est physiquement discutable car seules les normes des vecteurs vitesses sont prises en compte. Cela revient à faire l'hypothèse d'une onde de choc normale à la cible ce qui n'est pas une condition physiquement réalisable (HEYMANN, 1969).

Par ailleurs, la phase compressible est également souvent délimitée par la valeur :

$$\tau_2 = 3\tau_1 = \frac{3R_0V_0}{2C_0^2} = 146.7 \text{ ns} \quad (1.8)$$

Cette formule n'a pas de lien spécifique avec l'apparition des jets latéraux. La littérature s'accorde néanmoins sur le fait que le maximum de pression est atteint en périphérie à l'instant τ_1 sur un rayon R donné par (HEYMANN, 1969 ; J. E. FIELD, 1999 ;

ADLER et HOOKER, 1978a) :

$$R = \frac{R_0 V_0}{C_0} = 140 \mu\text{m} \quad (1.9)$$

Field et al. (J. E. FIELD, DEAR et al., 1998) ont constaté expérimentalement que l'instant τ auquel apparaissent les jets latéraux est plus tardif que celui prédit par les modèles analytiques (Équation (1.6)). Par ailleurs, comme le soulignent, la plupart des modèles sont construits avec l'hypothèse d'un massif rigide. Avec l'augmentation de la souplesse du matériau, l'instant τ auquel les jets latéraux apparaissent est retardé. Aussi, une des explications à l'apparition tardive des jets latéraux est qu'ils sont initialement dirigés *orthogonalement* à la surface d'impact et non-pas parallèlement (J. E. FIELD, LESSER, DEAR et al., 1985).

Phase incompressible Durant cette phase, la pression appliquée par l'impact de la goutte sur le solide diminue pour atteindre la pression de Bernoulli :

$$P_B = \frac{1}{2} \rho_0 V_0^2 = 20.0 \text{ MPa} \quad (1.10)$$

Les jets latéraux se déplacent à haute vitesse en périphérie du point d'impact et peuvent dépasser le millier de m s^{-1} ($V \approx 1000 \text{ m s}^{-1}$ pour le cas standard (Figure 1.8)).

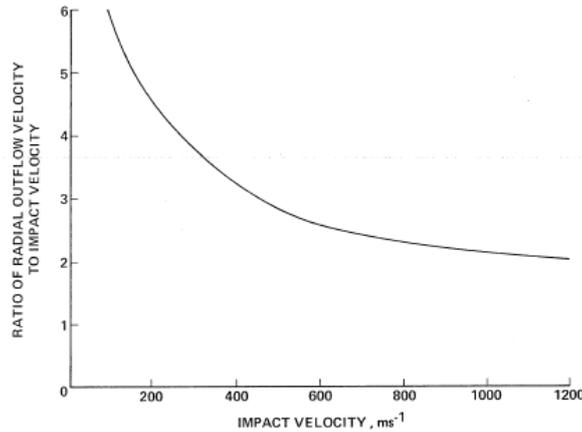


FIGURE 1.8 – Ratio de la vitesse V des jets latéraux sur la vitesse d'impact V_0 (ADLER, WILLIAM F., 1979)

1.2.3.2 Pressions d'impact

La pression P appliquée sur un massif impacté par une goutte d'eau projetée à grande vitesse (à partir de plusieurs dizaines de m s^{-1}) n'est pas constante au cours de l'impact.

C'est pourquoi il est important de différencier les phases compressible et incompressible. La rigidité du matériau joue également sur la pression P appliquée. Les prédictions des modèles analytiques de la pression P appliquée lors de l'impact ont été confirmées ces dernières années par des calculs CFD et des résultats expérimentaux.

La pression appliquée pendant la phase compressible est appelée pression *coup de bélier*. Le *coup de bélier* est un phénomène bien connu en *dynamique des fluides* (GHIDAOUI et al., 2005) qui se produit, en général, lors de la mise en pression brusque et soudaine d'une installation hydraulique. C'est également un terme qui se retrouve dans les problèmes de cavitation qui a lieu dans les machines hydrauliques mais aussi sur les pâles de propulsion des navires. Ainsi, une définition large de la pression coup de bélier pourrait être :

Pression élevée (pouvant localement atteindre plusieurs centaines de MPa) appliquée sur un massif de manière soudaine et brusque. Elle résulte d'une discontinuité d'impédance acoustique et de vitesse.

Les impédances acoustiques de l'eau et du ZnS sont données par⁴ :

$$Z_{H_2O} = \rho_0 C_0 = 1.4 \times 10^6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (1.11)$$

$$Z_{ZnS} = \rho_1 C_1 = 2.3 \times 10^7 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (1.12)$$

Ainsi, le ratio des impédances $R = \frac{Z_{ZnS}}{Z_{H_2O}} = 16$ montre qu'une discontinuité d'impédance importance d'un peu plus d'un ordre de grandeur aura lieu à l'interface entre l'eau et le ZnS donnant lieu à l'établissement d'une pression élevée et d'un phénomène transitoire lors de l'impact.

La valeur élevée de la pression coup de bélier entraîne les endommagements observés (Sous-section 1.1.2). Pour évaluer cette pression coup de bélier P_{CB} , la littérature donne :

$$P_{CB} = \rho_0 C_0 V_0 = 285 \text{ MPa} \quad (1.13)$$

Cette expression découle d'un bilan unimendionnel de la quantité de mouvement lors de l'impact. Elle peut également être obtenue à partir d'un modèle 1D de propagation d'onde linéaire à l'impact (N. LI et al., 2008). Elle se déduit aisément de l'Équation (1.20)

4. En prenant en compte la vitesse de l'onde de compression C_0 du ZnS calculée plus loin (Sous-sous-section 1.2.3.3).

(développée ci-après) pour un solide rigide ($C_1 \rightarrow \infty$).

L'Équation (1.13) indique que l'amplitude de la pression coup de bélier P_{CB} , la longueur L_0 et le rayon d'attaque R_0 de la colonne d'eau impactant le massif sont indépendants. Ainsi, qualitativement et à vitesse d'impact V_0 égale, une petite goutte produira la même pression coup de bélier P_{CB} qu'une grosse goutte. La différence porte sur la surface et la durée d'application de la pression coup de bélier P_{CB} ⁵.

La Figure 1.9 schématise l'hypothèse unidimensionnelle de bilan de la quantité de mouvement permettant d'obtenir l'expression de la pression coup de bélier Équation (1.13) : une masse d'eau semi-infinie impactée par un massif infiniment rigide lancé à la vitesse V_0 . L'objectif est de déterminer la pression P_{CB} dans la zone compressée de la masse d'eau, et donc, au-niveau de l'interface.

Ainsi, un bilan de la conservation de la masse (avec une surface unitaire) à un instant t_1 après l'impact donne :

$$C_0 t_1 \rho_0 = \rho (C_0 - V_0) t_1 \quad (1.14)$$

L'Équation (1.14) est valable pour tout instant t_1 proche de l'instant d'impact. Par conséquent :

$$C_0 \rho_0 = \rho (C_0 - V_0) \quad (1.15)$$

D'où :

$$\rho = \rho_0 \frac{C_0}{C_0 - V_0} \quad (1.16)$$

La variation du moment cinétique du volume d'eau est égale aux efforts qui lui sont imposés. Son moment cinétique initial est nul car il n'a pas de vitesse. Ainsi, à l'instant t_1 :

$$\rho (C_0 - V_0) t_1 \times V_0 - 0 = (P_{CB} - P_0) t_1 \quad (1.17)$$

En négligeant $P_0 \approx 1 \text{ bar} = 0.1 \text{ MPa}$ (ce qui sera vérifié par la suite), en simplifiant t_1 , et en utilisant l'Équation (1.16), l'Équation (1.17) devient :

$$P_{CB} = \rho (C_0 - V_0) V_0 \quad (1.18)$$

$$P_{CB} = \rho_0 C_0 V_0 \quad (1.19)$$

5. Ce qui, *a priori*, rend les grosses gouttes plus critiques car exerçant des pressions importantes sur de plus grandes surfaces et pendant de plus longues durées.

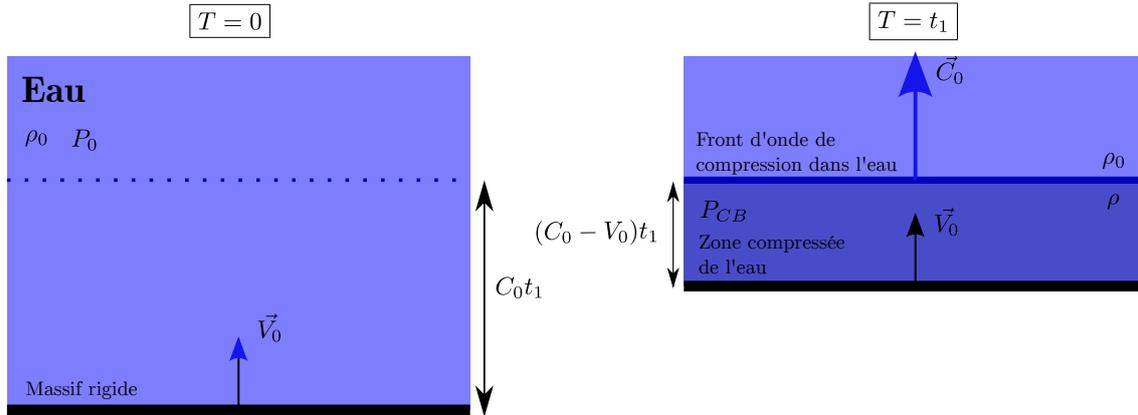


FIGURE 1.9 – Représentation schématic unidimensionnelle de l'impact d'une masse d'eau sur un massif rigide

Ce qui est bien le résultat classique de la littérature. Ce résultat est souvent présenté comme étant celui de Rankine-Hugoniot. Il faut noter que cette formule fait l'hypothèse que la vitesse du son dans l'eau C_0 est constante avec l'évolution de la densité ρ ce qui n'est pas exact pour des hauts niveaux de pressions P .

De Haller, cité par Engel (ENGEL, 1955) a proposé une valeur pour la pression coup de bélier d'un solide heurtant un cylindre d'eau (une dimension) à la vitesse V_0 :

$$P_{CB,Haller} = \frac{V_0 \rho_0 C_0}{1 + (\rho_0 C_0 / \rho_1 C_1)} = 269 \text{ MPa} \quad (1.20)$$

L'Équation (1.13) est utilisée pour exprimer la pression lors de l'impact d'un liquide de vitesse V_0 sur un massif élastique. Au niveau de la zone de contact, les particules d'eau vont ralentir d'une vitesse V_w . Leur vitesse sera donc de $V_0 - V_w$. Dans le même, temps, les particules du massif vont avoir une vitesse V_s (Figure 1.10). La continuité du contact et donc de la vitesse donne :

$$V_0 - V_w = V_s \quad (1.21)$$

Ainsi, de manière analogue à la démonstration précédente, les pressions P_0 et P_1 dans les zones compressées de l'eau et du solide respectivement sont données par :

$$P_0 = \rho_0 C_0 V_w \quad (1.22)$$

$$P_1 = \rho_1 C_1 V_s \quad (1.23)$$

Au niveau de la zone de contact, le contact donne la condition de continuité : $P_0 =$

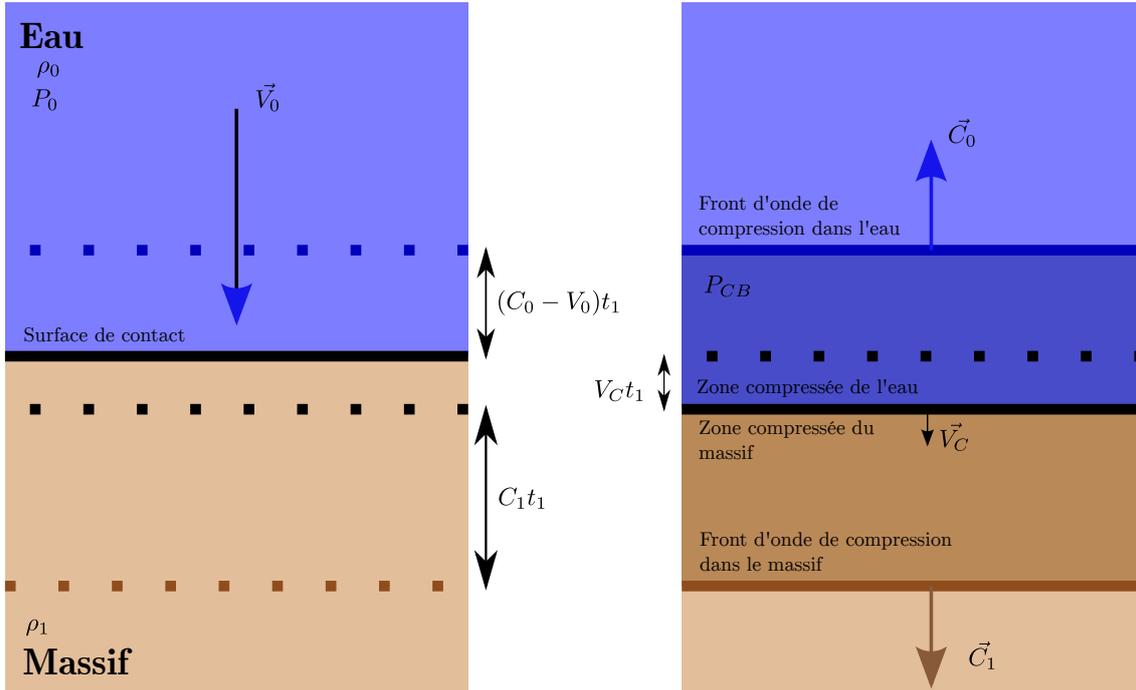


FIGURE 1.10 – Représentation schématique unidimensionnelle de l'impact d'une masse d'eau sur un massif élastique

$P_1 = P'_{CB}$. Par conséquent :

$$V_w = \frac{V_0}{1 + \frac{\rho_0 C_0}{\rho_1 C_1}} \quad (1.24)$$

D'où :

$$P'_{CB} = \frac{\rho_0 C_0 V_0}{1 + \frac{\rho_0 C_0}{\rho_1 C_1}} = 269 \text{ MPa} \quad (1.25)$$

Cette expression permet également de mettre en valeur l'importance des impédances acoustiques du massif Z_{ZnS} et de l'eau Z_{H_2O} : plus le ratio de l'impédance acoustique de l'eau sur celle du massif est faible (donc plus le solide possède une impédance élevée), plus la valeur de la pression coup de bélier P'_{CB} (Équation (1.20)) s'approche de la pression sur un solide parfaitement rigide P_{CB} (Équation (1.13)). Pour le ZnS, l'erreur sur la pression P_{CB} par rapport à la pression P'_{CB} constituée par l'hypothèse de rigidité infinie du massif est de 6%.

D'autre part, afin de prendre en compte la variation de la vitesse de propagation du

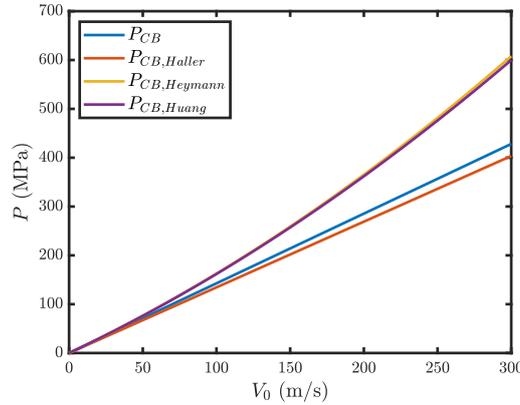


FIGURE 1.11 – Comparaison des différentes expressions de la pression coup de bélier

son dans l'eau en fonction de la masse volumique ($C = f(\rho, C_0)$), Heymann (HEYMANN, 1969) a proposé la formule suivante :

$$C_{Hey} = C_0 + 2V_0 = 1830 \text{ m s}^{-1} \quad (1.26)$$

Cette formule est valide jusqu'à $Mach^6$ 1.2, ce qui correspond aux gammes de vitesses étudiées. Par conséquent, cela donne :

$$P_{CB,Hey} = \rho_0 V_0 C_{Hey} = \rho_0 V_0 (C_0 + 2V_0) = 365 \text{ MPa} \quad (1.27)$$

Cette formule a été validée par une étude numérique et analytique de Tatekura et al. (TATEKURA et al., 2018).

Huang et al. (HUANG et al., 1973) ont proposé une expression à l'ordre 2 de la variation de la vitesse de propagation de l'onde de compression de l'eau lors d'un choc légèrement différente de celle d'Heymann (Équation (1.26)) (non détaillée) valide jusqu'à $Mach$ 3. Ainsi, dans le cas standard, par rapport à l'expression classique de la pression coup de bélier P_{CB} (Équation (1.13)), la pression coup de bélier corrigée de Heymann $P_{CB,Hey}$ est 21% plus importante. Néanmoins, comme le montre la Figure 1.11, les ordres de grandeurs restent proches même si les différences sont significatives à partir de 150 m s^{-1} , c'est-à-dire aux limites du domaine d'intérêt. La Figure 1.11 montre, d'ailleurs, qu'il existe diverses manières de modéliser les impacts liquides, même dans un cas unidimensionnel, qui aboutissent à des résultats assez différents, dont il est difficile de faire l'arbitrage sans analyses plus approfondies.

6. Le nombre $Mach$ est défini comme le ratio de la vitesse V étudiée sur la vitesse de propagation du son dans le milieu, ici C_0 . Il permet, notamment, de définir la compressibilité d'un écoulement comme cela sera abordé ultérieurement dans ce manuscrit (Sous-sous-section 3.2.1.1).

Dans son raisonnement analytique, (HEYMANN, 1969) propose que lorsque l'angle critique ϕ_c correspondant à la phase de l'impact où l'onde de compression se détache du rayon de contact entre la goutte sphérique et le massif (correspondant au rayon R Équation (1.9)), la pression maximale subie par le massif soit atteinte. Il propose une valeur maximale pour des vitesses d'impact allant jusqu'à 530 m s^{-1} :

$$P_{CB,max} = 3\rho_0 C_0 V_0 = 856 \text{ MPa} \quad (1.28)$$

Heymann souligne, d'ailleurs, que la valeur de sa pression coup de bélier unidimensionnelle (Équation (1.27)) est une bonne approximation jusqu'à ce que la valeur de l'angle de contact ϕ atteigne environ la moitié de sa valeur critique ϕ_c .

Lors de la phase incompressible de l'impact qui suit la phase compressible, la pression appliquée sur la cible baisse jusqu'à atteindre la pression de Bernoulli. De manière générale, la pression de Bernoulli P_B est négligeable devant la pression coup de bélier P_{CB} .

Les amplitudes de pression coup de bélier P_{CB} évoquées ont été expérimentalement vérifiées à plusieurs reprises. Par exemple (W. JOHNSON et VICKERS, 1973) ont réussi à mesurer expérimentalement la pression exercée par l'impact d'un jet d'eau. Ils ont retrouvé le profil de pression habituel dont l'amplitude maximale atteint $1.5P_{CB}$. Plus récemment, (ARRIGONI et al., 2019) ont également mesuré à l'aide de capteurs PVDF des amplitudes de mêmes ordres de grandeur lors d'impacts de jets d'eau, à l'instar des expériences de Bourne et al. (W. et al., 1997).

1.2.3.3 Réponse du solide

Les temps caractéristiques de variation de la sollicitation ainsi que l'amplitude de celle-ci justifient une approche dynamique du problème. En effet, la distance caractéristique du phénomène étudié est donnée par :

$$L = C_1 \Delta t = C_1 \tau_1 = 279 \mu\text{m} \quad (1.29)$$

Ainsi, en prenant en compte l'Équation (1.6) comme temps caractéristique de variation de la sollicitation, cela donne une distance de quelques dizaines de μm . Étant donné la taille des pièces étudiées, ainsi que la taille caractéristique (Équation (1.9) $R = 140 \mu\text{m}$), le phénomène est dynamique.

Ainsi, la pression P générée par l'impact de la goutte d'eau sur le massif entraîne la propagation de trois trains d'ondes mécaniques :

— **L'onde de compression, longitudinale, ou de dilatation :**

c'est la première à se détacher de la surface de contact à une vitesse donnée par :

$C_1 = \sqrt{\frac{E}{\rho_1} \frac{1 - \nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}} = 5710 \text{ m s}^{-1}$. La direction du déplacement des particules est la même que la direction de propagation de l'onde. Au niveau d'une extrémité du massif, c'est-à-dire à une interface avec de l'air, elle est réfléchiée dans le massif en une onde de traction et de cisaillement vertical (selon l'angle d'incidence).

— **L'onde de cisaillement, ou onde transversale** : c'est la seconde à se détacher de la surface d'impact à une vitesse donnée par $C_2 = \sqrt{\frac{E}{\rho_1} \frac{1}{2(1 + \nu)}} = 2876 \text{ m s}^{-1}$. La direction du déplacement des particules est perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde, d'où le cisaillement.

— **L'onde de Rayleigh** : c'est la troisième et dernière onde à se détacher de la surface d'impact. Sa découverte (RAYLEIGH, 1885) a été beaucoup plus tardive que les ondes de compression et de cisaillement à cause de la difficulté de résolution du problème de propagation d'ondes dans un massif semi-infini. Il s'agit d'une onde de surface, évanescence à laquelle est attribuée la majorité des dommages dans le cadre de l'impact liquide car elle crée une importante contrainte de traction. Elle concentre environ 2/3 de l'énergie de collision (MILLER et al., 1955). Sa vitesse est approximée (pour un matériau élastique linéaire) par : $C_R = C_2 \frac{0.862 + 1.14\nu}{1 + \nu} = 2678 \text{ m s}^{-1}$. Contrairement au cas plan dans lequel les particules décrivent un mouvement elliptique, dans le cas axisymétrique, les particules se déplacent selon une ligne droite (WANG et al., 2020).

L'équation simplifiée de la vitesse d'étalement de la surface de contact (Équation (1.4)) permet de déterminer les instants auxquels les ondes de compression τ_{com} , de cisaillement τ_{cis} et de Rayleigh τ_R vont se détacher de la surface de contact entre la goutte et le massif :

$$\tau_{com} = \frac{R_0 V_0}{2C_1^2} = 3.1 \text{ ns} \quad (1.30)$$

$$\tau_{cis} = \frac{R_0 V_0}{2C_2^2} = 12.1 \text{ ns} \quad (1.31)$$

$$\tau_R = \frac{R_0 V_0}{2C_R^2} = 13.9 \text{ ns} \quad (1.32)$$

Ainsi, dans le régime de vitesse d'impact V_0 d'intérêt, l'impact liquide est un phénomène entraînant de très haut niveaux de sollicitation sur un temps réduit. Cette sollicitation entraîne une réponse dynamique du massif impacté.

Il convient désormais de s'intéresser plus précisément aux propriétés spécifiques du ZnS.

1.3 Le sulfure de zinc (ZnS)

1.3.1 Utilisation du ZnS – Propriétés optiques

Le ZnS est un matériau utilisé pour ses caractéristiques de transmission des rayonnements optiques sur une plage étendue de l'IR thermique, avec pour certaines variantes de ce matériau une transmission également dans le domaine du visible et proche IR, ainsi que pour ses caractéristiques mécaniques.

Le domaine IR thermique, pour des fonctions d'imagerie, exploite le rayonnement par émission propre des objets et de la scène ; il présente donc l'avantage de ne pas nécessiter d'éclairage, et ainsi de permettre une utilisation en extérieur en conditions de jour et de nuit. Néanmoins, pour maximiser les performances de détection et de reconnaissance des objets d'intérêt, il est intéressant d'associer l'imagerie visible ou proche IR avec l'imagerie thermique pour les raisons suivantes :

- à la différence du domaine visible ou proche IR, les imageries en bandes MWIR ou LWIR présentent des intensités et contrastes très différents des imageries visibles. Elles peuvent ainsi être plus difficiles à interpréter par un opérateur.
- Une autre différence entre le domaine thermique, MWIR ou LWIR, et les bandes de courtes longueurs d'onde, visible et proche IR, découle d'un ratio de longueur d'onde de l'ordre de 10. À cause de la diffraction, la résolution angulaire d'une imagerie thermique est dégradée par rapport à celle d'une image visible ou proche IR, sauf si elle est compensée par des diamètres d'ouverture d'un ordre de grandeur supérieur, ce qui est difficile à concevoir dans un équipement pour des raisons de volume, de masse et de coût.

Pour des systèmes de navigation ou de guidage, il faut parfois compléter l'imagerie avec une notion de distance entre le senseur et la scène observée. Dans d'autres cas d'emploi, il est nécessaire d'ajouter un faisceau de désignation d'un élément d'intérêt sur la scène. Ces deux fonctions additionnelles nécessitent d'intégrer une émission laser dans l'équipement. Les technologies les plus capables de fournir puissance et finesse angulaire, mais également discrétion et sécurité oculaire, sont associées à des longueurs d'onde dans le domaine du proche IR, usuellement de 1.06 μm à 1.5 μm . Pour les équipements optroniques ayant, *a minima*, une capacité d'imagerie jour/nuit, les fenêtres IR doivent donc pouvoir répondre à des exigences multiples auxquelles seuls quelques matériaux peuvent répondre.

Les matériaux ayant des caractéristiques mécaniques les plus favorables vis-à-vis de la tenue aux environnements externes sévères ne présentent pas une transmission couvrant tout le domaine de l'IR thermique (MWIR et LWIR) (Figure 1.12).

Seuls 3 matériaux répondent au besoin de transmission du rayonnement émis dans la bande LWIR : le ZnSe (sélénure de zinc), et le ZnS (sulfure de zinc) dans ses variantes « qualité IR » et « qualité MS ».



FIGURE 1.12 – Matériaux couvrant les domaines IR et thermique (MWIR et LWIR)

Les matériaux en ZnS de qualité **IR** et en ZnSe ne permettent pas de réaliser une imagerie dans le domaine visible avec une bonne restitution des couleurs, car la bande spectrale visible n'est pas ou pas totalement transmise.

Ainsi, compte-tenu des caractéristiques présentées, le ZnS **MS**, dénommé dans ce rapport ZnS **CVD HIP** est un matériau candidat naturel qui permet d'utiliser différents types de senseurs : **MWIR**, **LWIR** et visible couleur. C'est pourquoi une amélioration de la compréhension de l'amorçage de l'endommagement de ce matériau sous impacts liquides est particulièrement intéressante afin de mieux spécifier les revêtements protecteurs et les conditions de vol des produits.

1.3.2 Structures cristallines

Le ZnS peut se trouver sous deux formes polycristallines : la *sphalérite*, cubique (parfois dénommée blende)⁷ (Figure 1.13a) et la *wurtzite*, hexagonale (Figure 1.13b).

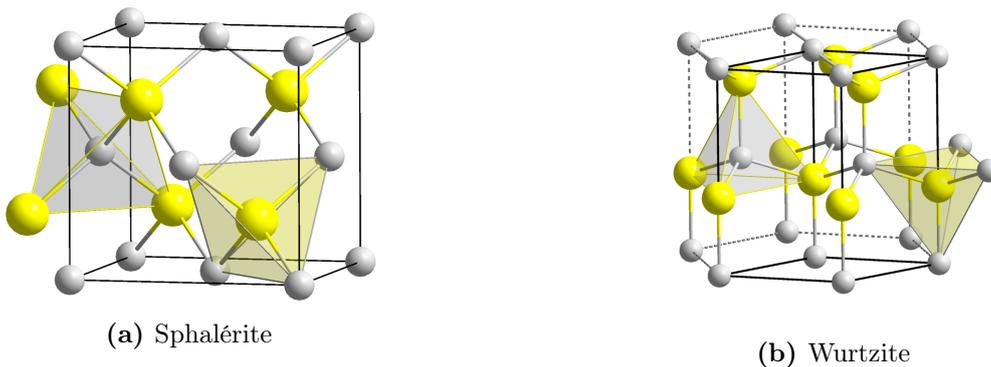


FIGURE 1.13 – Structure cristallines du ZnS (*Sulfure de zinc* 2022)

La sphalérite est la forme la plus stable à température ambiante. C'est également sous cette forme que se trouve l'essentiel des minerais de zinc dans la nature. La température de transition entre les deux phases se trouve aux alentours de 1000 °C.

Pour les applications optiques étudiées (*Sous-section 1.3.1*), c'est principalement la structure *sphalérite* qui est recherchée car elle permet une isotropie électromagnétique du matériau contrairement à la structure *wurtzite* : l'indice de réfraction du matériau est indépendant de la direction d'observation.

7. Cette structure peut-être vue comme l'imbrication de deux mailles cubiques faces centrées de zinc et de soufre.

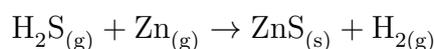
1.3.3 Procédés de fabrication

La méthode de déposition en phase vapeur ou **CVD** est la plus répandue pour produire du ZnS sous forme de sphalérite pour les usages optiques étudiés (**Sous-section 1.3.1**). Des méthodes de fabrication par frittage font également de nouveau l'objet de recherches car permettant des durées de fabrication plus courtes et utilisant un procédé moins contraignant, moins polluant et donc moins coûteux que le **CVD** (HARRIS, 2007). Néanmoins, cette méthode ne permet pas encore de produire du ZnS **MS** (aux performances optiques équivalentes à un ZnS **CVD HIP**).

1.3.3.1 Dépôt chimique en phase vapeur (**CVD**)

La fabrication de ZnS par **CVD** a été développée aux États-Unis dans la fin des années 1960 par l'entreprise *Raytheon* (HARRIS, 2007) (nom commercial : *Raytran*). Le **CVD** est un processus au cours duquel les flux d'espèces chimiques en phase gazeuse réagissent et se décomposent dans une chambre chauffée à haute température (plusieurs centaines de °C) pour former un dépôt solide sur un substrat en graphite (**Figure 1.14**).

La réaction chimique permettant la fabrication de ZnS par **CVD** est la suivante :



La vapeur de zinc Zn_g est obtenue en chauffant du zinc métallique au-dessus de son point de fusion, soit environ 450 °C. Le sulfure d'hydrogène H_2S est injecté avec 10 à 20% d'argon ou d'azote. Une faible pression de l'ordre de 0.05 bar est maintenue dans la chambre de dépôt. Selon les paramètres utilisés, la vitesse de dépôt peut atteindre $100 \mu\text{m h}^{-1}$. Cette méthode permet de fabriquer des pièces de ZnS pur, de grande taille et dont la stochiométrie est maîtrisée. Les analyses de composition par **DRX** du ZnS produit par **CVD** montrent qu'il est principalement composé de sphalérite (J. MCCLOY et R. TUSTISON, 2013). Les principales impuretés retrouvées dans le ZnS **CVD** sont des inclusions d'hydrogène et d'oxygène. Quelques porosités sont également parfois observées. Il faut noter que les propriétés du matériau varient fortement en fonction des paramètres du procédé de fabrication comme la pression, la concentration des espèces chimiques, le flux du mélange de gaz, la géométrie de dépôt, la température des gaz et la température du substrat (TOWNSEND et J. E. FIELD, 1990). C'est pourquoi, des variations significatives de propriétés peuvent être trouvées d'un fabricant à l'autre, voire d'un lot de fabrication à un autre (J. MCCLOY et R. TUSTISON, 2013). Pour le ZnS **CVD**, le paramètre le plus impactant est la température de dépôt (allant de 500 °C à 1000 °C).

Le ZnS produit par **CVD** est souvent dénommé *standard-grade, elemental* ou **FLIR**. Dans

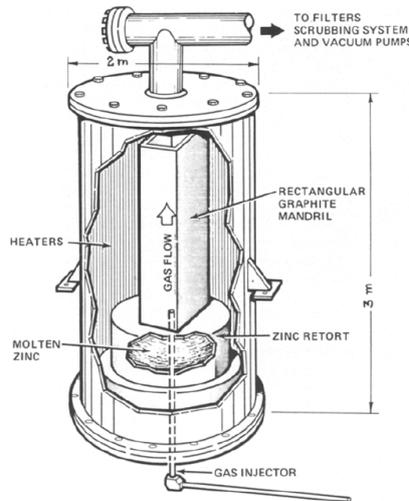


FIGURE 1.14 – Vue schématique d'une enceinte CVD (GOELA et TAYLOR, 1988)

la suite de ce manuscrit, il sera dénommé ZnS CVD.

1.3.3.2 Recuit sous pression ou HIP (CVD HIP)

Le ZnS MS fabriqué par CVD et traitement HIP a été découverte en 1979 par sérendipité (HARRIS, 2007) et permet d'améliorer les performances optiques du ZnS CVD. Il existe une grande variété de protocoles de traitement HIP qui consiste, globalement, à mettre sous pression à haute température le matériau. De manière générale, les pressions appliquées sont de l'ordre de 100 MPa à une température d'environ 900 °C à 1000 °C pendant plusieurs heures⁸.

Le traitement HIP sur le ZnS CVD permet de modifier certaines caractéristiques du matériau initial :

- les liaisons Zn – H constituant l'essentiel des impuretés formées lors du procédé CVD sont éliminées. Cela permet d'éliminer la bande d'absorption à 6 μm du ZnS CVD (R. JOHNSON et al., 2020 ; BISWAS et al., 2010).
- Les porosités sont éliminées ce qui permet d'améliorer la transmittance optique (ZSCHECKEL et al., 2014). Certains auteurs rapportent également une très légère évolution de la masse volumique du matériau attribuée à ce phénomène.
- Le matériau recristallise fortement et la taille des grains de sphalérite augmente passant de quelques μm à plusieurs dizaines de μm ce qui permet de diminuer la diffraction optique du matériau au niveau des joints de grains. De plus, le caractère

8. Le procédé HIP du ZnS (*Vitron*) utilisé par (ZSCHECKEL et al., 2014) consiste à appliquer une pression de 135 MPa et une température de 1000 °C pendant 24 h pour un échantillon de 35 mm d'épaisseur.

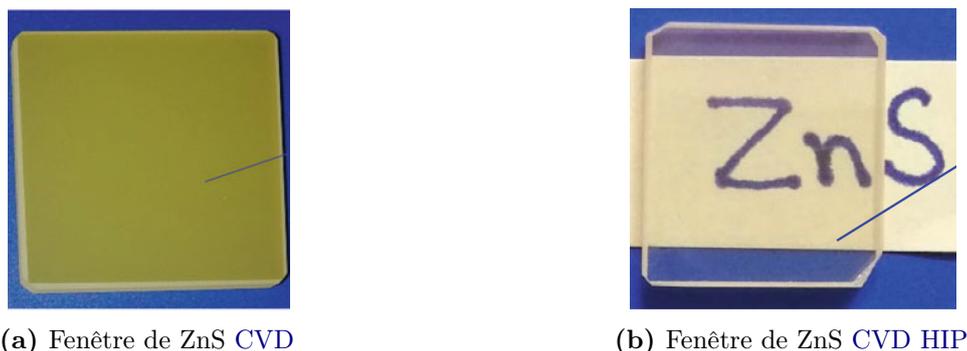


FIGURE 1.15 – Nuances de ZnS (R. JOHNSON et al., 2020)

colonnaire des grains dû au procédé CVD (dans la direction du dépôt) tend à être fortement atténué. L'augmentation de la taille des grains entraîne une diminution de la résistance mécanique R_m de l'ordre de 20 MPa à 30 MPa (BISWAS et al., 2010 ; ZSCHECKEL et al., 2014 ; GUO et al., 2020).

- La proportion de wurtzite diminue au cours du procédé (J. MCCLOY et R. TUSTISON, 2013). Ce changement de phase de la wurtzite en sphalérite légèrement plus dense explique également la légère augmentation de la masse volumique (J. S. MCCLOY et al., 2009).
- La texture du matériau change significativement passant d'une orientation granulaire marquée à (001), (113) et (200) à une orientation (111) (ZSCHECKEL et al., 2014 ; GUO et al., 2020).
- La coloration jaune du ZnS CVD (Figure 1.15a) disparaît au profit d'un matériau quasiment transparent (Figure 1.15b) dans le spectre visible (BISWAS et al., 2010 ; R. JOHNSON et al., 2020 ; GUO et al., 2020).

En résumé, le traitement HIP permet d'améliorer significativement les propriétés optiques du ZnS CVD grâce à divers mécanismes (recristallisation des grains, suppression des porosités, élimination des impuretés, recristallisation de la wurtzite en sphalérite) mais cela se fait au prix de propriétés mécaniques moindres. La Figure 1.16 montre, par exemple, que de 0.2 μm à 3.2 μm , la transmissance du ZnS CVD HIP est largement améliorée.

Le matériau créé par CVD et post-traitement HIP est souvent référencé comme : *Cleartran* (marque de l'entreprise CVD Incorporated), ZnS multispectral ou *water-clear* ZnS. Dans ce qui suit, il sera référencé par l'appellation ZnS CVD HIP.

C'est cette nuance de ZnS qui est étudiée dans ces travaux.

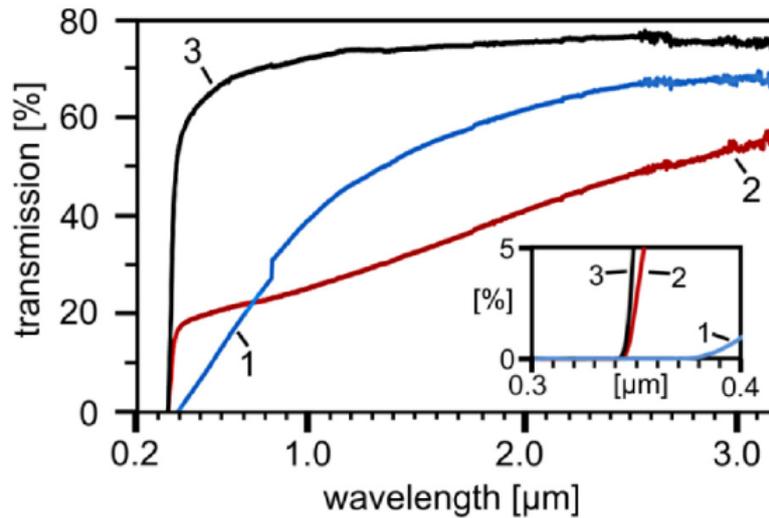


FIGURE 1.16 – Transmission de 3 nuances de ZnS (1 : CVD, 2 : recuit et 3 : CVD HIP) de 0.2 μm à 3.2 μm (ZSCHECKEL et al., 2014)

1.3.3.3 Polissage

Étant utilisé pour des applications optiques, les échantillons de ZnS utilisés dans ces travaux ont été polis. La spécification technique est de l'ordre de $S_q < 4 \text{ nm}$ ⁹ ce qui correspond à un poli miroir, situé dans les limites de ce qui est technologiquement faisable par des procédés conventionnels.

1.3.4 Propriétés mécaniques

Étant polycristallin, le ZnS devrait avoir un comportement isotrope. Néanmoins, les études DRX et mécaniques montrent que le traitement HIP a tendance à accentuer l'anisotropie du ZnS CVD : le traitement HIP accentue la texturation du ZnS CVD (J. S. MCCLOY et al., 2009 ; BISWAS et al., 2010).

Macroscopiquement, le ZnS est un matériau fragile : il a un comportement élastique jusqu'à la rupture, qui intervient sans plasticité : sa loi de contrainte-déformation est donc linéaire jusqu'à la rupture. Néanmoins, à l'échelle microstructurale, des comportements s'apparentant à la plasticité observée sur les matériaux métalliques ont déjà été observés sur différentes céramiques fragiles (LAWN et al., 1994 ; LAWN, 1998). La transition fragile/ductile avec apparition de cette *plasticité* est observée lorsque la microstructure est composée de gros grains avec des niveaux de contraintes résiduelles importants. Ainsi, Guiberteau et al. (GUIBERTEAU et al., 1994) ont observé ce phénomène lors de l'indentation sphérique de massifs d'alumine pour lesquels de transition entre comportement fragile et

9. S_q est la moyenne quadratique de la hauteur de la surface.

ductile se trouve aux alentours d'une taille de grain de 15 μm à 20 μm .

Par ailleurs, il est difficile de connaître les caractéristiques mécaniques *dynamiques* des matériaux. Les techniques expérimentales à mettre en œuvre sont plus complexes que dans les cas quasi-statiques. Ainsi, en dehors de données qualitatives dérivées du comportement d'autres céramiques fragiles, il n'existe pas de données matériau correspondant à une sollicitation dynamique pour le ZnS (et à plus forte raison pour la nuance [HIP](#) étudiée dans ce manuscrit).

Résistance mécanique, limite à la rupture : Le comportement mécanique d'une pièce de ZnS dépend d'un certain nombre de paramètres donnés ci-après, de son procédé de fabrication ainsi que de l'essai effectué (traction ou flexion par exemple). Un paramètre clé est la taille de grain. Selon la loi de Hall-Petch, on a :

$$R_m = \sigma_0 + \frac{k}{\sqrt{d}} \quad (1.33)$$

Avec :

- R_m : contrainte critique, ou contrainte à la rupture, ou résistance mécanique ;
- d : taille des cristaux ;
- σ_0 et k : constantes matériau.

Les différentes nuances de ZnS respectent correctement cette loi : le ZnS [CVD](#), dont les grains sont plus petits, possède une résistance mécanique plus importante que le ZnS [CVD HIP](#) étudié dans ce manuscrit. Néanmoins, il est difficile de quantifier les constantes mécaniques usuelles ($R_{P,0.2}$, R_m , ν , E , K , limite élastique, module de Poisson, module de Young et module de compression respectivement) pour les matériaux fragiles comme le ZnS en raison de la variabilité des mesures et de l'impact de paramètres propres à chaque échantillon.

La résistance mécanique R_m des matériaux fragiles (céramiques, verres et ZnS en particulier), n'est pas une propriété intrinsèque du matériau. En effet, la rupture des matériaux fragiles est pilotée par les défauts. Il en résulte un effet d'échelle : plus le volume sollicité est grand, plus la probabilité d'activer un défaut sera grande. Ces défauts peuvent être variés : en surface (ces matériaux sont très sensibles à l'état de surface (J. E. FIELD, HAND et al., 1989)), internes (inclusion, joint de grain, porosité). Ils sont aussi très sensibles aux singularités géométriques. Pour cette raison, les conditions expérimentales de caractérisation sont très importantes.

Comme les défauts ne sont pas connus *a priori*, un formalisme statistique est souvent utilisé. On retient souvent l'approche de Weibull (HARRIS et al., 2008) qui repose sur

les hypothèses principales suivantes :

- le matériau est une chaîne constituée de maillons dont la rupture du plus faible conditionne la ruine de l'ensemble.
- Les gradients de contrainte sont faibles (les singularités géométriques ne sont pas prises en compte).
- Chaque élément de volume a une résistance aléatoire et indépendante des autres : il n'y a pas d'interaction entre les défauts.
- Un défaut n'a pas de forme. La probabilité de l'activer est une fonction puissance de la contrainte. Cette hypothèse permet souvent un lissage raisonnable des essais.

En pratique, les essais en flexion 4 lignes ou *ring-on-ring* (Figure 1.17) sont préférés pour solliciter le plus grand volume possible. Un grand nombre d'éprouvettes est requis (au moins 25). Pour être robuste aux faibles probabilités, il est important de valider l'effet d'échelle sur la moyenne en considérant des éprouvettes de taille significativement différentes. L'étude réalisée par Harris et al. (HARRIS et al., 2008) en flexion 4 lignes sur un ZnS CVD HIP proche de celui étudié a permis de déterminer les valeurs suivantes :

- résistance mécanique : $R_m = (75.4 \pm 0.4) \text{ MPa}$;
- module de Weibull : $m = 11.0 \pm 0.7$ ¹⁰.

À partir de ces résultats et du volume effectif sollicité (90 mm^3), il est possible d'établir la sensibilité de la résistance mécanique moyenne R_m à la taille de l'éprouvette. Ainsi, pour une éprouvette 5 fois plus grande (en gardant toutes les échelles expérimentales), la résistance mécanique moyenne serait de 65.1 MPa , soit une baisse de 15%.

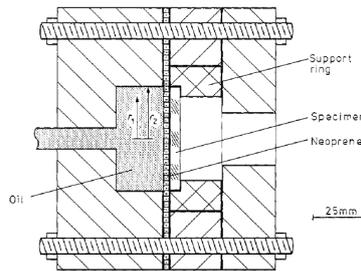


FIGURE 1.17 – Dispositif de mesure de la résistance mécanique d'une fenêtre IR *pressure-on-ring* (MATTHEWSON et J. E. FIELD, 1980)

Par ailleurs, un comportement notable du ZnS est que la résistance à la traction augmente avec la température jusqu'à quelques centaines de °C, avant de diminuer au-delà. Ce

¹⁰ Le module de Weibull modélise la dispersion de la densité de défaut dans le matériau, et donc, la dispersion de la résistance mécanique mesurée R_m . Plus ce paramètre est petit, plus la dispersion est importante. Un acier standard présente un module de Weibull de l'ordre $m = 20$.

comportement est unique dans le domaine des matériaux IR (A. A. DEOM, BALAGEAS et al., 1990; HARRIS et al., 2008).

À partir d'un modèle analytique de fragmentation et des données expérimentales (résistance mécanique moyenne $\overline{R_m}$ et module de Weibull) du ZnS CVD HIP de (HARRIS et al., 2008), (FORQUIN, 2015) a déterminé l'évolution de la résistance mécanique R_m en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$. Ces courbes théoriques (Figure 1.18) ont été obtenues à partir d'un modèle de fragmentation dynamique appliqué à un défaut critique surfacique ou volumique. Quelque soit le modèle adopté, la résistance mécanique R_m dépend très fortement de la vitesse de déformation.

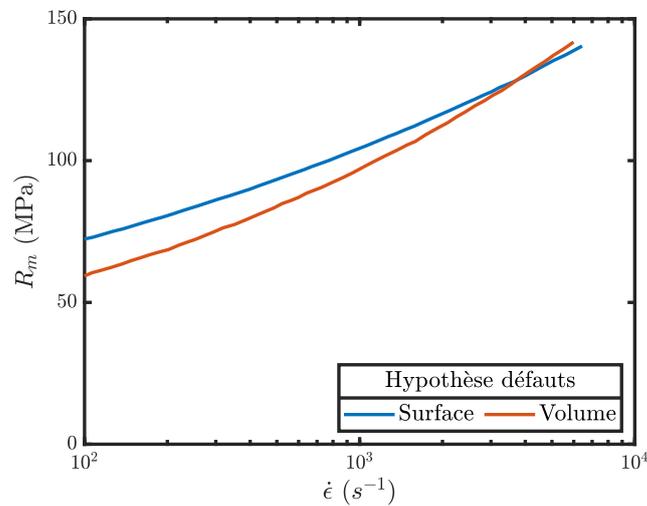


FIGURE 1.18 – Variation de la résistance mécanique R_m du ZnS CVD HIP en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ (FORQUIN, 2015)

Le matériau utilisé dans les travaux présentés, le ZnS CVD HIP, possède une variabilité intrinsèque due à son procédé de fabrication. En raison de ses qualités optiques et mécaniques vis-à-vis des autres matériaux IR, il a fait l'objet de nombreuses études expérimentales d'impacts liquides dont les principaux résultats, ainsi que d'autres plus généraux, sont présentées ci-après.

Le ZnS CVD HIP étudié dans ce manuscrit est donc une céramique polycristalline aux propriétés optiques uniques essentiellement fabriqué par un procédé industriel complexe et présentant des défauts intrinsèques de reproductibilité. C'est pourquoi, l'essentiel des propriétés mécaniques du matériau sont, en plus d'être dispersées, souvent propres à un lot de fabrication. Une caractérisation mécanique exhaustive et exacte du ZnS CVD HIP n'est donc pas envisageable à partir d'une simple revue bibliographique.

Il convient désormais de s'intéresser aux études expérimentales d'impacts liquides menées sur le ZnS CVD HIP qui ont permis de donner les principales tendances et caractéristiques

de l'endommagement du matériau.

1.4 Études expérimentales de l'impact liquide ou de la pluvio-érosion sur du sulfure de zinc (ZnS)

Il existe de nombreuses études expérimentales de pluvio-érosion sur différentes nuances de ZnS dans la littérature, ainsi que sur de nombreuses céramiques IR. Néanmoins, aucune d'entre elles ne se focalise sur l'étude de l'amorçage de l'endommagement sous différents niveaux de chargement. De plus, les équivalences entre sollicitations réelles et sollicitations expérimentales restent à confirmer. Les essais d'impacts liquides sont nécessaires car il s'agit d'une sollicitation hautement dynamique dont l'effet sur la structure n'est donc pas évaluable par d'autres essais normés de résistance mécanique ou de dureté quasi-statiques. Par exemple, (GOHARDANI, 2011) n'établissent pas de liens clairs entre la résistance à l'impact liquide de matériaux polymères et les données matériau.

1.4.0.1 Les principaux banc d'essais utilisés

Les bancs d'essai utilisés dans la littérature dans le cadre des études d'endommagement sous impacts liquides de fenêtres IR peuvent être distingués de deux manières :

- nature de la sollicitation : jet ou goutte ;
- corps en mouvement : eau ou fenêtre IR.

Dans le cadre de ce manuscrit, ces deux critères sont équivalents. Une brève description des bancs d'essai est proposée ci-après. Une description plus complète est disponible en annexe (Annexe A.1).

L'eau en mouvement Dans cette catégorie se retrouvent les bancs d'essai de type PJET (Annexe A.1.9) et SIJA/MIJA (Annexe A.1.5 et Annexe A.1.6) qui projettent des *jets* d'eau contre les échantillons.

Le principe du PJET (Annexe A.1.9) est de générer un jet d'eau stable et cylindrique à l'aide d'une buse et d'une pompe haute pression (quelques centaines de bar). Ce jet est ensuite *coupé* par un disque percé tournant à haute vitesse et permettant de générer une multitude de petits jets successifs impactant le solide pour reproduire la pression coup de bélier P_{CB} . Le principe des SIJA (Annexe A.1.5) et MIJA (Annexe A.1.6) est le même, ce dernier étant une version automatisée du SIJA. Ainsi, il s'agit de chasser, à l'aide d'un piston lancé à grande vitesse grâce à l'impact d'un solide (cylindre en nylon), de l'eau contenue

dans une buse afin de générer un jet d'eau qui impacte le solide afin, là-aussi, de reproduire la pression coup de bélier P_{CB} .

Une différence importante entre les bancs de type **SIJA** et les bancs de type **PJET** est que la distance entre la buse et l'échantillon est généralement beaucoup plus importante pour les **PJET** : de l'ordre de 60 mm contre 10 mm pour le **SIJA**.

La fenêtre en mouvement Dans cette catégorie se trouvent le banc d'essai **GRCI** ([Annexe A.1.7](#)) ainsi que les bras tournants ([Annexe A.1.2](#)).

Sur le banc **GRCI** ([Annexe A.1.7](#)), la chute d'une goutte d'eau sphérique est synchronisée avec l'accélération de la fenêtre **IR** qui est mise en mouvement par une charge explosive. L'impact créé est donc très proche d'un impact sphère liquide/plan.

Sur les bras tournants ([Annexe A.1.2](#)), l'échantillon est positionné au bout d'un bras tournant à haute vitesse dans une chambre fermée. Des gouttes d'eau sont lâchées sur la trajectoire de la fenêtre **IR** permettant de créer des impacts liquides. La géométrie des gouttes est, en pratique, mal caractérisée car elle varie de manière importante à cause de l'écoulement d'air dans l'enceinte provoqué par la rotation des bras.

Les différents bancs d'essais succinctement présentés ont permis de mettre en évidence les principales caractéristiques de l'endommagement du ZnS **CVD HIP** qui sont présentées ci-après.

1.4.1 Description de l'endommagement

Le problème de la pluvio-érosion est souvent présenté comme un problème de fatigue compte-tenu du caractère cumulatif du nombre d'impacts avant l'apparition d'un endommagement. En tout état de cause, une loi de cumul linéaire des dommages (à l'instar de la loi de Miner) ne semble pas pouvoir s'appliquer pour estimer l'amorçage d'un endommagement du ZnS sous impacts liquides (E. J. COAD et J. E. FIELD, 1997). Cette démarche est néanmoins régulièrement proposée, en particulier dans le problème d'érosion des pâles d'éolienne ([Sous-sous-section 1.1.2.3](#)) (SLOT et al., 2015; AMIRZADEH et al., 2017).

Causes et origines de l'endommagement : L'endommagement dû aux impacts liquides est attribué à quatre phénomènes différents dans la littérature :

- interaction des contraintes de traction issues de l'onde de Rayleigh et des défauts de surfaces ;
- enfoncement de la zone centrale provoquant des ruptures périphériques (contrainte de traction) ;

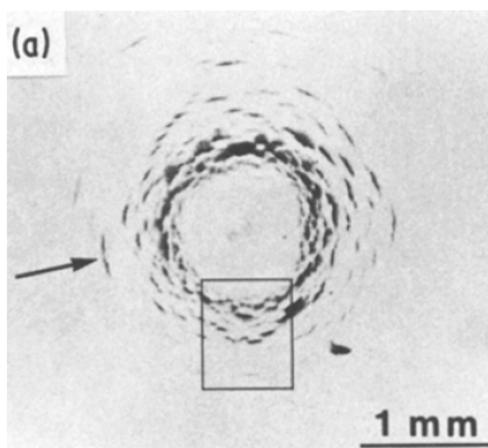


FIGURE 1.19 – Dommages typiques du ZnS CVD causés par un jet MIJA de 0.8 mm de diamètre à 175 m s^{-1} (VAN DER ZWAAG et J. E. FIELD, 1982)

- arrachement des défauts de surface par les jets latéraux ;
- pénétration hydraulique du liquide dans le massif (ADLER, WILLIAM F., 1979).

Dans le contexte étudié, l'intérêt sera principalement porté sur la première justification, et brièvement sur la seconde.

D'un point de vue qualitatif, lors d'un impact liquide, l'endommagement du ZnS a lieu lors de la phase compressible de l'impact à cause de la propagation des ondes de contrainte (essentiellement l'onde de Rayleigh et sa traction). Lors de la phase incompressible, c'est essentiellement d'érosion dont il s'agit : les jets latéraux peuvent empirer l'endommagement au niveau des aspérités de surface (rugosité) à cause, entre autre, de leur vitesse élevée (Sous-sous-section 1.2.3.1).

Une fenêtre de ZnS soumise à des impacts liquides de type MIJA (Annexe A.1.6) et *fortement endommagée* (Figure 1.19) présente un dommage du type :

- zone centrale relativement intacte (car soumise à une sollicitation de compression en-dessous de sa limite *dynamique* à la rupture) ;
- anneaux d'endommagement autour de la zone centrale (zone soumise à des contraintes de traction dues à la propagation de l'onde de Rayleigh).

Ce motif est typique des céramiques polycristallines dont les grains sont orientés aléatoirement dans les trois directions de l'espace. Ce motif est également retrouvé pour des matériaux polymères comme le PMMA (HAND et al., 1991). Qualitativement, l'onde de Rayleigh se propage d'abord avec une faible longueur d'onde. Au fur et à mesure de sa propagation, elle perd de l'énergie et son amplitude décroît. Sa vitesse diminue également ce qui entraîne l'augmentation de sa longueur d'onde (BLOWERS, 1969). La forme des anneaux de dommages de plus en plus éloignés les uns des autres peut correspondre à

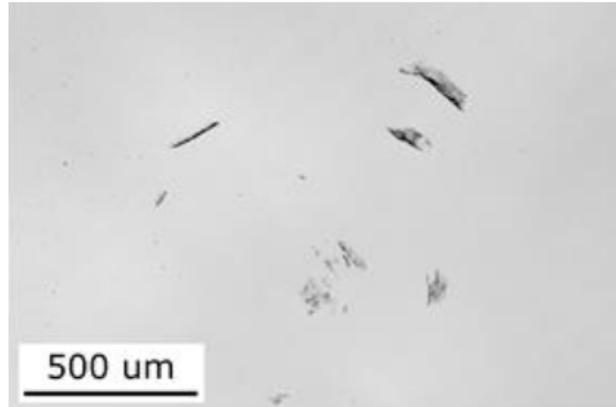


Figure 30: Uncoated spec 1x impact at $188 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

FIGURE 1.20 – Amorçage d’endommagement causé par 1 jet MIJA à $188 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sur du ZnS CVD HIP (D. WILLIAMSON, 2020)

l’augmentation de cette longueur d’onde. Ainsi, la concentration spatiale des anneaux d’endommagement dépend du matériau et de la vitesse de propagation de l’onde de Rayleigh. De plus, l’onde de Rayleigh entraînant un pic de traction lorsqu’elle apparaît (théoriquement, à l’instant τ_R où la vitesse d’étalement de la goutte atteint la vitesse de propagation de l’onde de Rayleigh (Sous-sous-section 1.2.3.3)), elle entraîne la propagation des défauts de surface. Ensuite, la largeur de l’onde de Rayleigh s’élargit et son amplitude diminue : ainsi, seuls les dommages les plus importants sont amenés à se propager (JACKSON et J. FIELD, 2000). Les ondes de contraintes dont l’amplitude est importante peuvent également excéder la résistance à la rupture dynamique du matériau.

Un échantillon faiblement endommagé, c’est-à-dire dont les fissures sont tout juste amorcées, ne présente pas de dommages sur l’ensemble de la circonférence de l’échantillon (Figure 1.20). Néanmoins, dans la plupart des cas, l’initiation du dommage suit les motifs circulaires couramment observés.

(ADLER, 1977) propose une autre explication pour l’endommagement en forme d’anneau¹¹ : la pression due à l’impact provoque un enfoncement de la zone centrale ; si la contrainte dans cette zone ne dépasse pas la limite à la rupture, en périphérie, il crée de la traction qui provoque les endommagements circulaires observés expérimentalement. Néanmoins, ce mode entre vraisemblablement peu en jeu pour les matériaux pour lesquels la déformation est faible, ou sinon, à très grande vitesse ($>500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).

Sur des échantillons de faible épaisseur ($\leq 1 \text{ mm}$ à 2 mm), lorsque l’onde de compression atteint la face opposée à l’impact, elle est réfléchiée dans le solide en une onde de traction (sous certaines conditions géométriques) et une onde de cisaillement vertical. La traction

11. À partir d’une étude portant sur un verre sodocalcique, du PMMA et du ZnSe, matériau proche du ZnS.

peut alors entraîner de l'endommagement sur cette face. L'onde réfléchie peut également rejoindre l'onde de Rayleigh (sous certaines conditions de géométrie également) à la surface d'impact et s'y additionner, ce qui peut engendrer un endommagement d'autant plus important. Ce phénomène ne concerne, *a priori*, pas les fenêtres en ZnS mais plutôt les fenêtres de petites dimensions en diamant. Cependant, cette onde de traction peut interagir avec la goutte d'eau et provoquer de la cavitation dans la goutte. Lorsque la bulle de cavitation explose, elle peut à son tour générer un pic de pression qui endommagera la surface (E. COAD et al., 1998).

Classification des dommages : Adler et al. (ADLER, BOTKE et al., 1979 ; ADLER et JAMES, 1983) ont étudié les dommages générés par des impacts unitaires de gouttes d'eau sphériques lancées à *grande vitesse* contre du ZnS CVD¹². Sur la Figure 1.21, Adler et al. ont différencié et défini deux types de dommages :

- **Type I :** Système dit « interne » et proche du point d'impact. Les fissures sont courtes et font un angle d'environ 65° avec la surface. Elles sont dues à l'état de contrainte associé au développement de l'onde de cisaillement (avant et après qu'elle se détache de la surface de contact entre la goutte et le massif). L'augmentation de la profondeur de ces fissures est due à l'augmentation de la contrainte de traction.
- **Type II :** Système dit « externe » et éloigné du point d'impact. Les fissures sont plus longues et font un angle de 45° avec la surface d'impact. La courbure de ces fissures est inversée par rapport à celles de type I. Ces fissures sont dues à l'onde de Rayleigh. Étant donné que l'amplitude de l'onde de Rayleigh décroît exponentiellement en profondeur, ces fissures ont tendance à avoir le même comportement cinématique que les fissures de type I en profondeur (la contrainte due à l'onde de cisaillement y sera prépondérante par rapport à la contrainte due à l'onde de Rayleigh). Sur des rayons plus importants, les contraintes dues à l'onde de Rayleigh deviennent dominantes et créent des fissures courtes et orthogonales à la surface.

Pour des vitesses inférieures à 200 m s^{-1} , seules les fissures de type II sont présentes comme Van der Zwaag et Field ont pu le montrer (VAN DER ZWAAG et J. E. FIELD, 1982). Leurs observations à hautes vitesses confirment d'ailleurs celles d'Adler et al.

Endommagement et microstructure : (HACKWORTH et KOCHER, 1976) ont observé au MEB l'endommagement d'un échantillon de ZnS CVD dû à l'impact à 220 m s^{-1} d'une goutte de 2.0 mm de diamètre. Les fissures observées sont peu profondes : maximum

12. Les vitesses d'impacts élevées étudiées par Adler et al. sont en dehors du champ d'application strict des travaux de ce manuscrit.

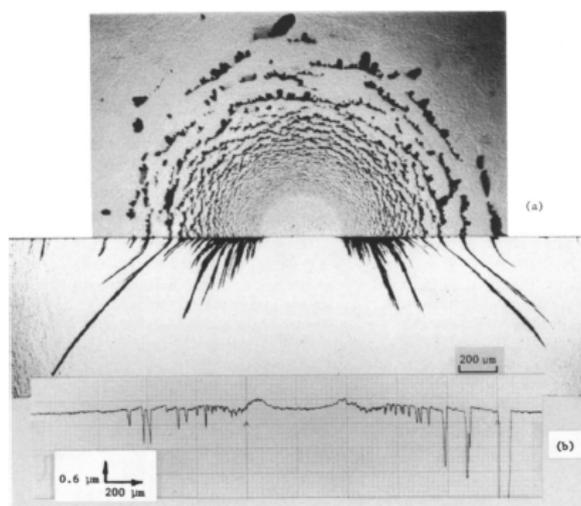


FIGURE 1.21 – Dommages type sur ZnS CVD par l'impact d'une goutte de 2.3 mm de diamètre à 540 m s^{-1} (ADLER et JAMES, 1983)

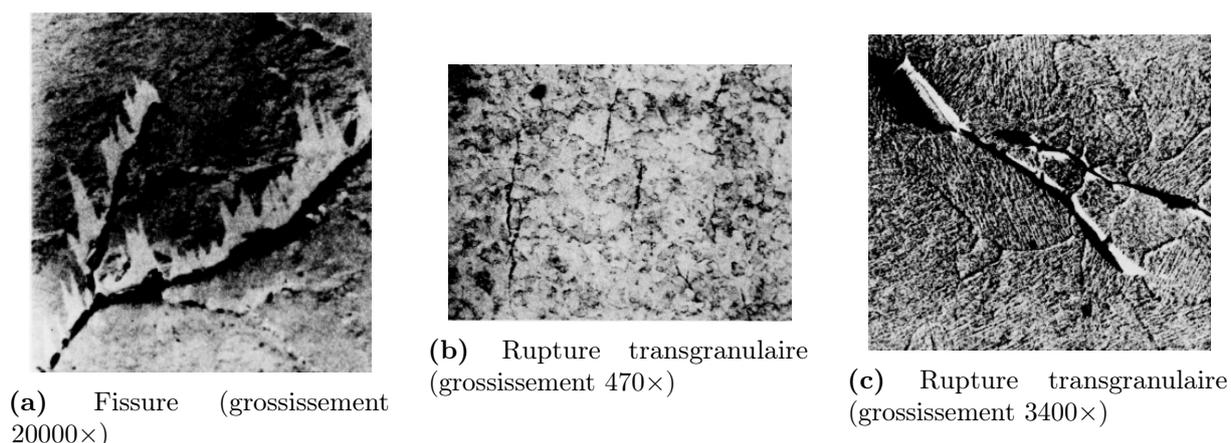


FIGURE 1.22 – Observations MEB du dommage causé par l'impact d'une goutte de 2 mm de diamètre à 220 m s^{-1} sur du ZnS CVD (HACKWORTH et KOCHER, 1976)

0.56 μm (Figure 1.22a). Leur propagation est transgranulaire (aucune fissure intergranulaire apparente) (Figure 1.22b et Figure 1.22c). La même étude a montré que le recouvrement plusieurs impacts n'entraîne pas un accroissement significatif des endommagements. La rupture transgranulaire du ZnS CVD a également été évoquée par (HACKWORTH, 1983) sans pour autant qu'un mécanisme de propagation de fissures soit clairement identifié. (ADLER et HOOKER, 1978b) ont déterminé que les fissures sont essentiellement intergranulaires pour le ZnS fritté. Concernant le ZnS CVD, les fissures ont tendance à se propager de manière transgranulaire, le long des plans de clivage et des joints de grains. Ainsi, ils proposent que l'initiation et la propagation du dommage sont d'autant plus importantes et rapides que le matériau a des joints de grains peu résistants. De plus, ils soulignent qu'un

matériau dont les joints de grains sont moins résistants voit sa résistance à la pluvio-érosion diminuer plus rapidement qu'avec les caractéristiques mécaniques usuelles (R_m). Le ZnS CVD testé avait une structure granulaire plutôt grossière et proche (en taille – 20 μm à 100 μm) de celle du ZnS CVD HIP. Adler et Hooker ont conclu de leurs travaux que le mode de rupture préférentiel du ZnS CVD est transgranulaire pour des impacts de goutte de 2 mm de diamètre à une vitesse allant de 222 m s^{-1} à 684 m s^{-1} .

1.4.2 Caractérisation expérimentale de l'endommagement

Dans le cadre de la pluvio-érosion, la perte de masse est souvent utilisée pour caractériser l'endommagement. Cependant, cette mesure n'a pas de pertinence pour l'étude de l'amorçage de l'endommagement qui entraîne des pertes de matières très faibles et non mesurables. Ainsi, ce critère ne sera pas détaillé ci-après.

Notions de DTV, d'ADTV et de SST : À l'aide de son banc d'essai MIJA, le laboratoire *Cavendish* (Royaume-Uni) de l'université de Cambridge a popularisé les notions de DTV et d'ADTV (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994). La DTV correspond, pour un nombre d'impacts fixé, à la plus petite vitesse d'impact V_0 pour laquelle un endommagement est mesurable. Le critère le plus utilisé par le laboratoire *Cavendish* est qu'il soit visible à l'aide d'un microscope (grossissement de 50 \times à 100 \times). Par ailleurs, l'ADTV désigne la vitesse d'impact V_0 à laquelle aucun dommage n'apparaît pour un nombre d'impact infini (en général, le seuil utilisé par le laboratoire *Cavendish* est de 300 impacts (JACKSON et J. FIELD, 2000)). Le nombre de 300 impacts pour définir l'ADTV est discutable : le protocole pour déterminer l'asymptote de la DTV n'est pas défini précisément¹³.

La DTV à un nombre d'impacts donné n'augure pas de la DTV pour un autre nombre d'impacts : un matériau ou un échantillon peut admettre une DTV à 1 impact supérieure à un autre matériau tout en ayant une ADTV inférieure à cet autre matériau.

Par ailleurs, la SST est la plus petite vitesse d'impact V_0 pour laquelle 1 unique impact produit un endommagement visible ou mesurable.

Par ailleurs, les courbes DTV restent problématiques pour une utilisation en condition réelles (chargements variables). Elle ne sont utilisables que si une règle de cumul des dommages est (comme la loi de Miner) est applicable.

Les notions d'ADTV, DTV et SST sont élargies à l'ensemble des études de la littérature dans la suite de ce manuscrit, quelque soient le critère utilisé pour caractériser la présence d'un dommage et le protocole expérimental.

13. En fatigue, seule la méthode (normalisée) de l'escalier permet d'estimer la probabilité de l'apparition d'un amorçage à un niveau inférieur au seuil.

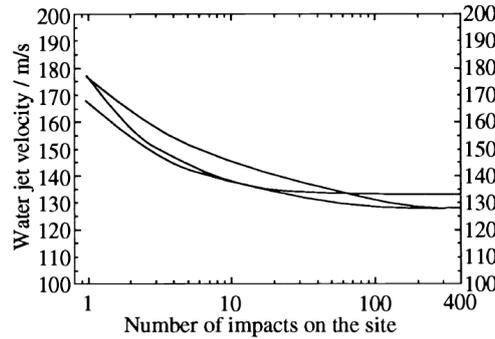


FIGURE 1.23 – Courbes DTV de 3 échantillons de ZnS CVD endommagés par MIJA avec un diamètre de buse de 0.8 mm de diamètre (SEWARD, PICKLES, MARRAH et al., 1992)

La propagation d'un endommagement : La propagation d'un endommagement visible au microscope optique avec un grossissement de l'ordre de $100\times$ à $200\times$ est sans doute le critère le plus utilisé dans la littérature pour définir l'apparition d'un dommage. En particulier, le banc d'essai MIJA permet de déterminer entièrement une courbe DTV avec 1 unique échantillon (Figure 1.23¹⁴) à partir de ce critère utilisé pour différents points d'impacts (variation des paramètres de vitesse V_0 et de nombre d'impact N). La valeur déterminée par cette méthode rejoint la valeur déterminée par méthode mécanique avec le SIJA (Sous-section 1.4.2).

Avec une méthode d'observation différentes (coupes aux points d'impacts et observation dans la profondeur des dommages générés), Adler et al. (ADLER et JAMES, 1983) ont déterminé la profondeur des deux types de fissures (Sous-section 1.4.1) en fonction de la vitesse d'impact V_0 de gouttes (Figure 1.24 et Figure 1.25). L'extrapolation des abaques tracés permet de déterminer une vitesse V_0 à laquelle l'endommagement s'initie (ADLER, 1982a). Pour du ZnS CVD impacté par des gouttes de 2.25 mm de diamètre, Adler a déterminé une DTV de 150 m s^{-1} à 160 m s^{-1} .

Selon la littérature, l'ADTV du ZnS sous protocole MIJA est :

— ZnS CVD :

$(113 \pm 5)\text{ m s}^{-1}$ (KENNEDY et J. E. FIELD, 2000), $(130 \pm 5)\text{ m s}^{-1}$ (SEWARD, J. E. FIELD et al., 1994) et 130 m s^{-1} (SEWARD, PICKLES, MARRAH et al., 1992), $(130 \pm 5)\text{ m s}^{-1}$ (LEWIS et al., 1986).

— : ZnS CVD HIP

$(97 \pm 5)\text{ m s}^{-1}$ (KENNEDY et J. E. FIELD, 2000), $(112 \pm 9)\text{ m s}^{-1}$ (D. WILLIAMSON, 2020), $(145 \pm 5)\text{ m s}^{-1}$ (LEWIS et al., 1986).

14. La nuance de ZnS n'est pas précisée par les auteurs, il s'agit probablement de ZnS CVD HIP.

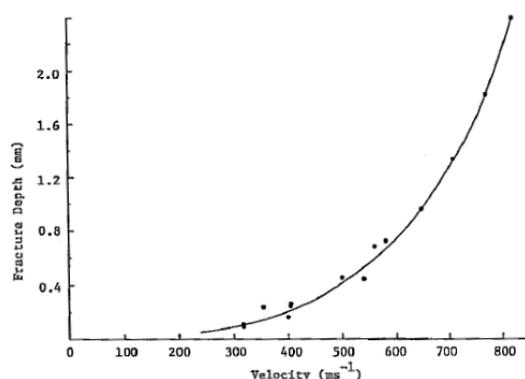


FIGURE 1.24 – Profondeur de pénétration des fissures de type I pour des gouttes d'environ 2 mm de diamètre (ADLER et JAMES, 1983)

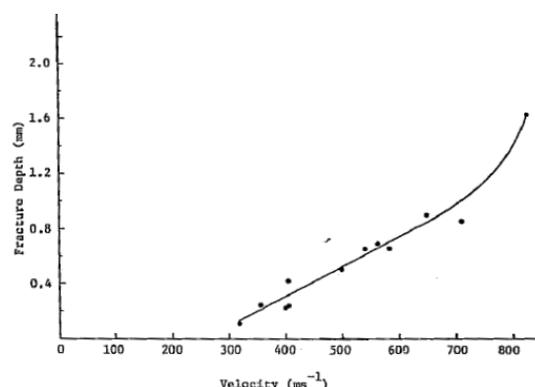


FIGURE 1.25 – Profondeur de pénétration des fissures de type II pour des gouttes d'environ 2 mm de diamètre (ADLER et JAMES, 1983)

De manière similaire, la SST du ZnS sous protocole MIJA est :

— ZnS CVD :

$(186 \pm 5) \text{ m s}^{-1}$ (KENNEDY et J. E. FIELD, 2000), $(190 \pm 5) \text{ m s}^{-1}$ (E. COAD et al., 1998), $(175 \pm 5) \text{ m s}^{-1}$ (SEWARD, PICKLES, MARRAH et al., 1992), $(155 \pm 10) \text{ m s}^{-1}$ (HONG et MOON, 2016), $(165 \pm 5) \text{ m s}^{-1}$ (LEWIS et al., 1986).

— ZnS CVD HIP :

$(155 \pm 5) \text{ m s}^{-1}$ (KENNEDY et J. E. FIELD, 2000), $(185 \pm 10) \text{ m s}^{-1}$ (D. WILLIAMSON, 2020), $(175 \pm 5) \text{ m s}^{-1}$ (LEWIS et al., 1986).

La diminution de la résistance mécanique : Le laboratoire *Cavendish* de Cambridge a proposé un protocole pour déterminer la DTV avec le SIJA en étudiant la variation de la résistance mécanique de fenêtres IR (VAN DER ZWAAG et J. E. FIELD, 1982 ; SEWARD, PICKLES et J. E. FIELD, 1990 ; SEWARD, PICKLES, MARRAH et al., 1992). La méthode part du constat que les impacts de gouttes d'eau endommagent la surface des fenêtres

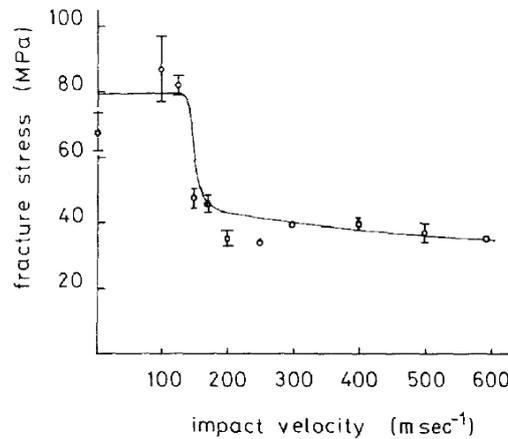


FIGURE 1.26 – Variation de la résistance mécanique R_m résiduelle après impact en fonction de la vitesse d'impact V_0 des jets (SIJA) (VAN DER ZWAAG et J. E. FIELD, 1982)

et que la résistance mécanique R_m d'une fenêtre est dépendante de l'état de surface et de la taille du défaut critique. Par conséquent, si la goutte endommage le matériau, elle entraîne une diminution de la résistance mécanique R_m (à condition que l'endommagement entraîne un défaut suffisamment important).

Le protocole est donc :

- déterminer la résistance mécanique R_m d'un échantillon non-endommagé à l'aide d'un essai *pressure-on-ring* (Figure 1.17) (Sous-section 1.3.4) ;
- impacter 1 ou 5 fois des échantillons à une vitesse V_0 différente ;
- déterminer la résistance mécanique R_0 résiduelle des fenêtres ;
- la plus grande vitesse V_0 pour laquelle l'impact d'une goutte n'entraîne pas de perte de résistance mécanique R_m est utilisée comme **ADTV** (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994) (Figure 1.26).

Le défaut de cette méthode est qu'elle ne permet pas d'obtenir rapidement l'**ADTV** de l'échantillon pour une taille de goutte donnée. De plus, elle est discutable étant donné le caractère probabiliste de la résistance mécanique R_m des fenêtres **IR**, en particulier en ce qui concerne l'échantillon non-impacté, même si la méthode d'essai permet de résoudre en partie ce problème. La variabilité des résultats est également relativement importante. (VAN DER ZWAAG et J. E. FIELD, 1982) ont trouvé une **ADTV** de 125 m s^{-1} pour du ZnS **CVD** (Figure 1.26). Pickles dans sa thèse citée par (E. COAD et al., 1998) a étudié avec le **SIJA** des éprouvettes de deux types de ZnS dont les **ADTV** sont :

- ZnS **CVD** : $(115 \pm 10) \text{ m s}^{-1}$.
- ZnS **CVD HIP** : $(125 \pm 10) \text{ m s}^{-1}$.

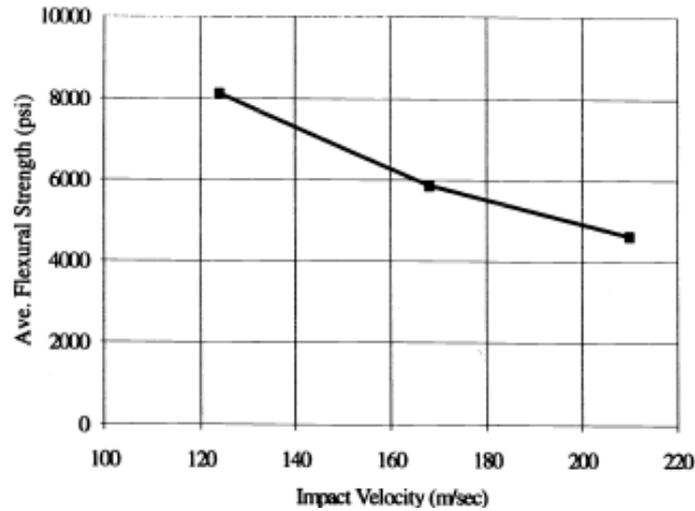


FIGURE 1.27 – Variation de la résistance mécanique moyenne \bar{R}_m d'échantillons de ZnS CVD HIP avec la vitesse d'impact V_0 dans un bras tournant (DETRIO, 1992)

La Figure 1.26 permet de déterminer une taille de fissure critique entraînant la chute brutale de la résistance mécanique R_m des fenêtres de ZnS CVD. Cette valeur est estimée à environ 175 m s^{-1} en faisant l'hypothèse d'une fissure semi-circulaire. (VAN DER ZWAAG et J. E. FIELD, 1982) mettent en exergue que la résistance mécanique R_m d'une fenêtre est bien dépendante de la taille du défaut critique.

(DETRIO, 1992) a mesuré une baisse de la résistance mécanique R_m d'échantillons de ZnS CVD en fonction de la vitesse V_0 et de la densité d'impacts. Les échantillons ont été testés sur bras tournants à des vitesses V_0 de 124 m s^{-1} , 168 m s^{-1} et 210 m s^{-1} et leur résistance mécanique R_m également caractérisée sur un montage *pressure-on-ring* (Figure 1.17). Il n'est pas possible de déterminer de vitesse ADTV ou SST avec ce protocole mais une tendance claire de la baisse de la résistance mécanique R_m du ZnS avec l'augmentation de la vitesse V_0 a pu être expérimentalement observée (Figure 1.27).

Ces derniers résultats de Detrio et al. sont potentiellement différents de ceux proposés par Van der Zwaag et Field car ils ne présentent pas d'ADTV à partir de laquelle la taille des endommagements générés entraînent une chute brutale de la résistance mécanique des éprouvettes. Compte-tenu des résultats des deux études, il est possible que les vitesses d'impact V_0 étudiées par Detrio et. al soient au-delà de cette ADTV. Ceci est d'autant plus probable que leur protocole sur bras tournant a vraisemblablement entraîné beaucoup plus d'impacts, et donc plus de dommages potentiellement critiques que le protocole sur SIJA de Van der Zwaag et Field.

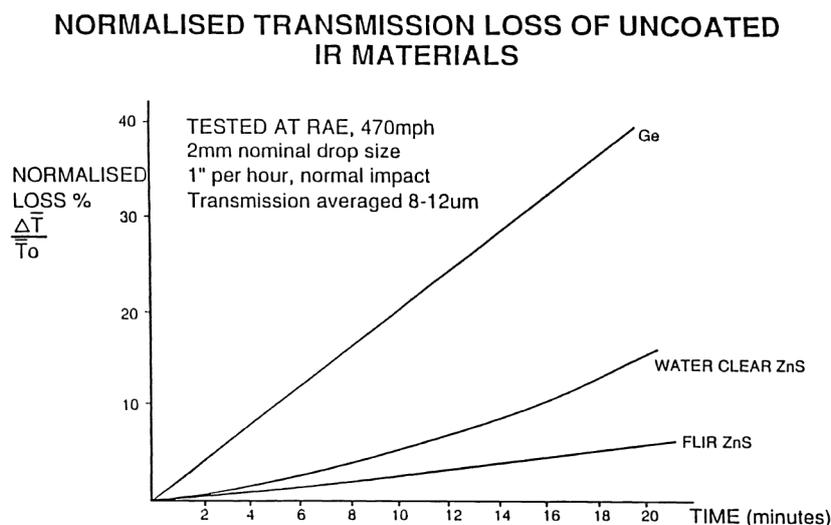


FIGURE 1.28 – Perte de transmittance optique de $8\ \mu\text{m}$ à $12\ \mu\text{m}$ par des échantillons de ZnS CVD et ZnS CVD HIP soumis à des impacts à $V_0 = 220\ \text{m s}^{-1}$ avec des gouttes de 2 mm de diamètres D_0 simulant une pluie d'intensité $25.4\ \text{mm h}^{-1}$ dans un bras tournant (WADDELL et MONACHAN, 1990)

La diminution des performances optiques : Des critères basés sur la performance optique des matériaux IR ont été proposés dans la littérature. Ainsi, la durée $t_{0,1}$ nécessaire pour atteindre une perte de 10% de la transmittance initiale d'un échantillon après exposition à des impacts liquides est un critère régulièrement utilisé. Ce critère est néanmoins dépendant des longueurs d'ondes utilisées et donc propre à un matériau donné. Il est également dépendant du manque de reproductibilité des essais bras tournants.

(WADDELL et MONACHAN, 1990) ont utilisé ce critère pour comparer des matériaux entre eux après des impacts avec des gouttes de 2 mm de diamètre D_0 à des vitesses V_0 de $210\ \text{m s}^{-1}$ et $225\ \text{m s}^{-1}$ sur un bras tournant dont l'intensité de la précipitation était de $25.4\ \text{mm h}^{-1}$ (Figure 1.28). Dans cette étude, c'est la transmission moyenne de $8\ \mu\text{m}$ à $12\ \mu\text{m}$ a été utilisée comme critère d'évaluation.

(HACKWORTH et KOCHER, 1976) ont étudié la perte de transmittance optique d'échantillon de ZnS CVD par des gouttes de 1.8 mm de diamètre sur un bras tournant à une vitesse de $220\ \text{m s}^{-1}$ simulant une pluie d'intensité $25.4\ \text{mm h}^{-1}$. Dans le court IR ($0.7\ \mu\text{m}$ à $2.1\ \mu\text{m}$), la transmittance du ZnS diminue quasiment linéairement avec le temps d'exposition (Figure 1.29). De $2.5\ \mu\text{m}$ à $12\ \mu\text{m}$, il y a une période d'incubation avant de voir la transmittance diminuer avec le temps d'exposition.

(DETRIO, 1992) a mesuré une perte de transmittance optique sur des échantillon de ZnS testés sur bras tournant à des vitesses V_0 de $124\ \text{m s}^{-1}$, $168\ \text{m s}^{-1}$ et $210\ \text{m s}^{-1}$. Il est possible de comparer la sensibilité de ce paramètre par rapport à la perte de résistance mécanique

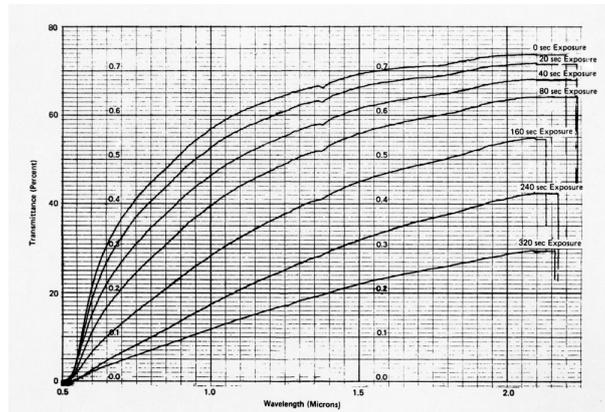


FIGURE 1.29 – Perte de transmittance dans le court IR avec le temps pour du ZnS CVD impacté par des gouttes de 1.8 mm de diamètre D_0 à une vitesse V_0 de 220 μm (HACKWORTH et KOCHER, 1976)

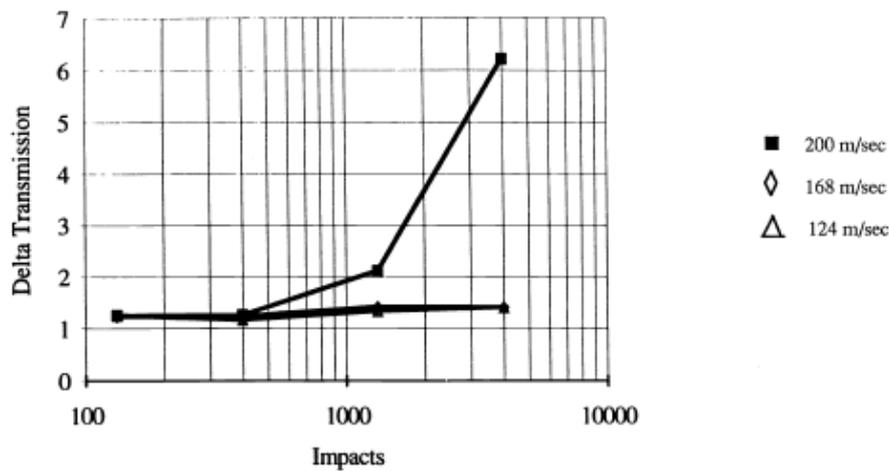


FIGURE 1.30 – Variation de la transmittance de 8 μm à 11.5 μm en fonction du nombre d'impact N pour différentes vitesses d'impact V_0 (DETRIO, 1992)

R_m (Sous-section 1.4.2). Les performances optiques du ZnS n'ont varié que pour la vitesse d'impact $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$, et à partir d'un certain nombre d'impacts N (Figure 1.30).

Ainsi, il apparait que les critères optiques ont évidemment leur pertinence afin de qualifier la performance optique d'un équipement soumis à des impacts mais ne permettent pas de s'intéresser finement à l'amorçage de l'endommagement comme le montrent les différences de résultats entre les méthodes microscopiques et ces méthodes.

1.4.3 Seuil d'endommagement

L'étude de l'endommagement des matériaux IR sous et plus particulièrement du ZnS CVD HIP sous impacts liquides a permis à différents auteurs de proposer des seuils d'endommagements en fonction des caractéristiques matériaux. Ces seuils sont présentés dans la sous-section suivante.

La loi empirique suivante est souvent utilisée pour déterminer l'ADTV des matériaux IR (EVANS et al., 1980) :

$$v_{\text{threshold},1} \approx 1.4 \left(\frac{K_{Ic}^2 C_R}{\rho_0^2 C_0^2 D_0} \right)^{1/3} = 128 \text{ m s}^{-1} \quad (1.34)$$

Avec $K_{Ic} = 0.76 \text{ MPa m}^{-0.5}$: ténacité du ZnS¹⁵.

(IBRAHIM et MEDRAJ, 2022) ont proposé une autre formulation pour déterminer l'ADTV de métaux :

$$v_{\text{threshold},2} = \left(\frac{R_m K_{Ic}^2}{2\rho_0^2 E C_0 D_0} \right)^{1/3} = 4 \text{ m s}^{-1} \quad (1.35)$$

En considérant que les résistance mécaniques dynamiques $R_{m,d}$ et ténacité dynamiques $K_{Ic,d}$ sont les mêmes que les statiques (ce qui est fait par les auteurs), on trouve donc une vitesse ADTV correcte pour l'équation Équation (1.34) mais très sous estimée par l'équation Équation (1.35).

L'équation Équation (1.34) a inspiré une corrélation utilisant son numérateur $K_{Ic}^{2/3} C_R^{1/3}$ pour déterminer l'ADTV de différents matériaux IR (DANIEL C. HARRIS, 1999). La Figure 1.31 est tracée à partir d'essais sur bras tournant de 2000 à 4000 impacts. La valeur d'ADTV du ZnS déterminée par cette méthode est d'ailleurs de $V_0 = 180 \text{ m s}^{-1}$.

Une autre corrélation (souvent donnée comme la meilleure) donne l'ADTV (MIJA d'une goutte équivalente de 2 mm de diamètre D_0) en fonction du logarithme de la ténacité du matériau (J. E. FIELD, 2001 ; JACKSON et J. FIELD, 2000) (Figure 1.32). La valeur d'ADTV utilisée pour une goutte de 2 mm de diamètre D_0 est de $V_0 = 190 \text{ m s}^{-1}$.

(STEVERDING et LEHNIGK, 1969) ont proposé une relation pour la propagation d'une fissure sollicitée dynamiquement en traction. Leur raisonnement ainsi que des résultats expérimentaux justifient qu'à contrainte de traction constante, certaines fissures ne se propagent pas lorsque la sollicitation est purement dynamique car la durée de sollicitation

15. Cette valeur provient de (JACKSON et J. FIELD, 2000).

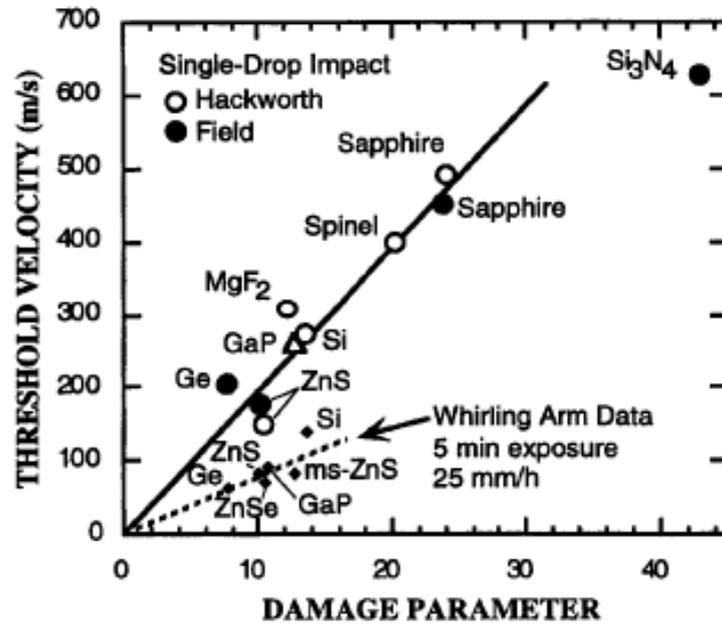


FIGURE 1.31 – Corrélation de la SST MIJA en fonction de $K_{Ic}^{2/3} C_R^{1/3}$ (R. W. TUSTISON et GENTILMAN, 1989 ; DANIEL C. HARRIS, 1999)

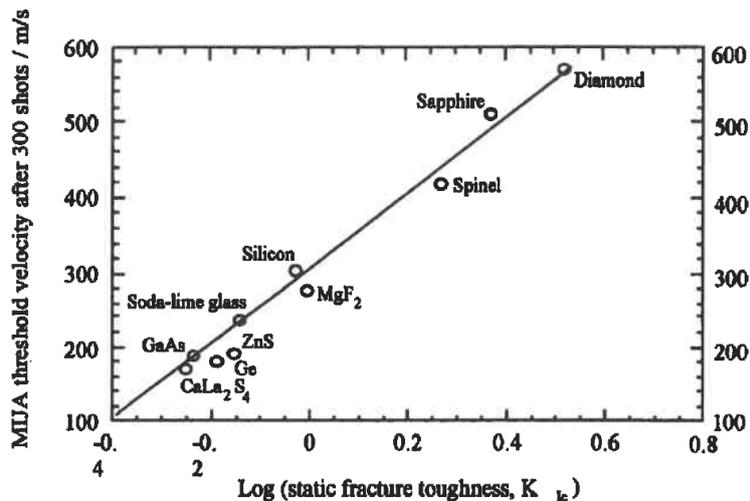


FIGURE 1.32 – Corrélation de l'ADTV d'une goutte équivalente de 2 mm de diamètre D_0 MIJA en fonction du logarithme de la ténacité K_{Ic} des matériaux (J. E. FIELD, 2001)

est trop courte. Ainsi, ils déterminent que :

$$\sigma^2 = \left(\frac{3}{2}\right)^{3/4} \frac{2E\gamma}{3c} \quad (1.36)$$

$$t = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/4} \frac{c}{a} \quad (1.37)$$

Avec :

- σ : Contrainte de traction.
- γ : Énergie de surface.
- a : Vitesse de l'onde de compression dans le matériau.
- c : Longueur de la fissure.
- t : Durée de la sollicitation.
- $h = at$.

L'équation [Équation \(1.36\)](#) s'apparente aux équations de Griffith en régime quasi-statique et est complétée par une durée minimale pour que la fissure se propage.

En combinant les deux équations, on obtient le critère de Steverding et Lehnigk (souvent repris dans la littérature de l'impact liquide) :

$$\frac{\sigma^2 t}{2E} = \frac{\gamma}{2a} = \text{constante} \quad (1.38)$$

Ce critère est souvent résumé par :

$$\sigma^2 \tau = \text{constante} \quad (1.39)$$

Ce critère souligne qu'à vitesse d'impact V_0 constante, les dommages causés par l'impact de goutte sont d'autant plus importants que les dimensions de la goutte sont importantes car, si les pressions d'impact P absolues varient peu, leur durée d'application est d'autant plus importante. Elles sont donc d'autant plus critiques pour le matériau.

L'équation [Équation \(1.39\)](#) peut se simplifier (à partir de la proportionnalité de la contrainte appliquée et de la pression coup de bélier P_{CB} ([Équation \(1.13\)](#)) et des durées caractéristiques ([Équation \(1.6\)](#)) :

$$V_0^3 D_0 = \text{constante} \quad (1.40)$$

Cette dernière équation ([Équation \(1.40\)](#)) est souvent présentée sous la forme suivante :

$$\frac{V_0}{V_1} = \left(\frac{D_1}{D_0} \right)^{1/3} \quad (1.41)$$

L'application de cette loi pour déterminer la **DTV** lors de tests avec **MIJA** a donné de bons résultats (KENNEDY et J. E. FIELD, 2000). Elle a souvent été utilisée par le laboratoire *Cavendish* de l'université de Cambridge. Elle permet, entre autres, d'établir les lois d'équivalences entre gouttes de différents diamètres D_0 (Annexe A.1.6).

(ROSENBLATT et al., 1976) ont déterminé que l'utilisation de la résistance mécanique R_m pour corréliser l'apparition d'endommagement de ZnSe n'était pas cohérente avec les observations expérimentales. En revanche, l'utilisation d'une intégrale temporelle de la contrainte du type $\int_0^t (\sigma - \sigma_T) dt$ avec σ_T valeur critique de contrainte de traction¹⁶ pour déterminer un seuil K_T à partir duquel les dommages se propagent a donné des résultats plus intéressants. Ce critère se rapproche d'ailleurs très fortement de celui de Tuler et Butcher abordé plus loin (Sous-sous-section 1.4.4.1 – Équation (1.42)).

En résumé, différentes relations ont été proposées dans la littérature pour corréliser les données matériau et l'apparition de dommages sous impacts liquides. Néanmoins, celles-ci ne permettent pas de pleinement comprendre l'endommagement sous impacts liquides des matériaux **IR** et ne donnent pas toutes les mêmes résultats. Elles permettent, néanmoins, de mettre en exergue l'importance de certaines données matériau ou expérimentales (V_0 , D_0 , ρ_0 et K_{Ic} par exemple). Aussi, selon les échelles d'observation et l'objectif des études, il existe différents critères permettant d'établir l'existence d'un endommagement dûs à des impacts liquides.

1.4.4 Critères d'endommagement

1.4.4.1 Amorçage d'endommagement ou de fissure

Le ZnS **CVD HIP** étant un matériau fragile et la sollicitation mécanique constituée par un impact liquide étant fondamentalement dynamique (propagation d'ondes), l'utilisation d'un critère d'amorçage de fissure ou d'endommagement spécifique est nécessaire. Il est possible de voir le problème de différentes manières :

- probabiliste : à l'instar de la résistance mécanique R_m , la *résistance à l'impact liquide* suit une loi de Weibull et est d'autant plus variable que la sollicitation est faible (une goutte à petite vitesse V_0 a peu de *probabilité* d'endommager).
- Déterministe : lorsque des conditions physiques sont réunies (niveau de contrainte,

16. Cette intégrale n'est calculée que lorsque la contrainte σ est supérieure à la contrainte critique σ_T .

durée, énergie élastique, vitesse de déformation), un endommagement apparaît.

- Fatigue : à partir d'un certain niveau de sollicitation, c'est-à-dire à partir d'une certaine vitesse d'impact V_0 , n'importe quelle goutte entraîne l'apparition d'un dommage, et en-dessous de ce seuil de vitesse, il faut un nombre N répété d'impacts pour entraîner l'apparition d'un dommage. Si le mécanisme d'endommagement du ZnS est de la fatigue, alors, il convient d'identifier le ou les modes d'endommagement à différents niveaux de sollicitations et d'y associer une loi de cumul de dommage.

Il n'existe pas de loi universelle concernant l'amorçage de fissure d'une céramique, à plus forte raison sous sollicitation dynamique. De plus, les propriétés du matériau sont souvent quantitativement mal connues et identifiées pour des régimes de déformation élevés et en-dehors du champ quasi-statique. Lankford a montré que la résistance mécanique R_0 des céramiques est relativement indépendante de la vitesse de déformation jusqu'à 200 s^{-1} , au-dessus de laquelle il existe des phénomènes de durcissement avec la vitesse de déformation. Les simulations numériques SPH d'(ISLAM et SHAW, 2020) utilisent un critère simple : la valeur de la contrainte principale de traction maximum. Ainsi, au-dessus d'une valeur donnée, les ressorts qui modélisent la cohésion du matériau se rompent.

Partant du même constat qu'un solide peut supporter des contraintes élevées pendant une durée limitée sans rupture tandis qu'elles entraîneraient l'apparition de dommages sous chargement quasi-statique, (TULER et BUTCHER, 1968) ont proposé différents critères pour l'initiation d'un dommage correspondant aux passages d'ondes de traction. Leur approche est d'abord dédiée à l'endommagement de structures métalliques. Ainsi, le critère général proposé est donné par :

$$\int_0^t [(\sigma(t) - \sigma_0)^\lambda] dt = K \quad (1.42)$$

Avec :

- σ_0 : contrainte de traction sous-laquelle aucune rupture n'aurait lieu, même pour une durée de chargement infinie ;
- σ : contrainte de traction subie par le solide ;
- λ, K : constantes dépendants du matériau ;
- Δt : durée pendant laquelle la contrainte de traction σ s'applique.

Ainsi, tant que la somme des dommages accumulés en un point est inférieure à la valeur K , le solide n'est pas endommagé.

(ADLER, 1977) propose que l'amplitude *et* la durée de la traction en périphérie de la zone de contact doivent être suffisantes pour générer du dommage au niveau des défauts de surface.

Les travaux théoriques de simulation numérique de (H. LI et WONG, 2012) concernant l'amorçage et la propagation d'une fissure à partir d'un dommage dans une éprouvette en traction ont montré que le caractère dynamique de la sollicitation a tendance à changer la cause de l'initiation de la fissure : l'initiation est essentiellement due à la traction dans les cas de chargement statique et quasi-statique tandis que dans le cas d'une sollicitation dynamique, l'initiation de la fissure est due au cisaillement. Ces résultats sont néanmoins à modérer étant donné qu'il n'existe pas de résultats expérimentaux permettant de les vérifier.

1.4.4.2 Propagation de fissures

La résistance mécanique R_m des matériaux céramiques dépend fortement de la vitesse de déformation. Ainsi, lorsqu'elle est importante, la contrainte à la rupture d'un matériau est plus élevée qu'en statique ou quasi-statique.

Des modèles de propagation de fissures utilisent des formulations quasi-statiques du facteur d'intensité de contrainte et approximent le chargement par un chargement quasi-statique. Le facteur d'intensité de contrainte dynamique a une forme donnée par (JACKSON et J. FIELD, 2000) :

$$K_{Id} = K_{Ic} [k(v)k(t)] \quad (1.43)$$

Avec :

- $k(t)$: coefficient d'intensité de contrainte dynamique (dépendant du temps) ;
- K_{Ic} : coefficient d'intensité de contrainte statique d'une fissure de longueur C_L ;
- $k(v)$: coefficient permettant de prendre en compte la vitesse de propagation de la fissure.

Il existe différents modèles et hypothèses pour exprimer ces variables. Il convient de choisir les hypothèses qui correspondent au chargement et aux caractéristiques du matériau étudié. En général, pour les céramiques, les fissures se propagent de manière transgranulaire plutôt qu'intergranulaire étant donné que la ténacité des joints de grain est sensiblement inférieure à celle des plans de clivage des cristaux¹⁷.

Néanmoins, il a été observé que la ténacité de certaines céramiques polycristallines (notamment l'alumine) est élevée alors que les fissures avancent principalement en suivant les joints de grain (HUTCHINSON, 1989). Une explication est donnée par l'anisotropie et l'hétérogénéité des joints de grains et des cristaux à l'échelle microscopique. Néanmoins, la différence entre la ténacité observée et la ténacité intrinsèque des cristaux reste un sujet ouvert.

17. Les observation au MEB montrées ultérieurement montrent que la propagation des fissures dans le ZnS CVD HIP est souvent transgranulaire et peu dépendante de la microstructure locale.

1.4.4.3 Problème de fatigue

Le problème d'endommagement par pluvio-érosion est souvent traité sous l'angle de la fatigue, en particulièrement dans l'étude de l'érosion des pâles d'éoliennes. De plus, les courbes DTV (Figure 1.23) peuvent être interprétées comme des courbes d'accumulation de dommage par fatigue : en-dessous d'une certaine vitesse d'impact V_0 , la durée de vie est infinie (ADTV) et au-dessus (au-sens de l'asymptote en fatigue, c'est-à-dire que 50% des éprouvettes sont endommagées et 50% sont intactes), l'apparition d'un endommagement est immédiat.

En ce qui concerne le ZnS, il n'existe pas d'étude de fatigue dans la littérature. Néanmoins, le sujet de la fatigue des matériaux céramiques a déjà été étudié (EVANS, 1980 ; GUIU et al., 1991 ; D. K. KIM et al., 1999). L'origine des ruptures par fatigue dans les matériaux céramiques diffère des analyses classiques sur des matériaux métalliques car la plasticité en bout de fissure est, tout au plus, très faible. L'apparition de rupture par fatigue est très dépendante de la microstructure du matériau. Des zones de plasticité peuvent apparaître au niveau des lèvres des dommages ou des fissures, en particulier sous l'effet d'une compression entraînant un contact excédant localement la dureté du matériau. Des études de fatigue cyclique de contact sphérique de céramiques ont montré qu'il existe au moins deux modes d'endommagement pour les céramiques fragiles : l'un dû à la traction en périphérie de la zone de contact produisant des fissures coniques (mode fragile), et l'autre, plus en profondeur, dû au cisaillement créant une accumulation de dommages (mode plastique) (EVANS, 1980 ; GUIU et al., 1991).

Selon les expériences et les matériaux, les ruptures par fatigue proviennent de propagations de différents défauts :

- défauts de surface sur des échantillons non polis ;
- dommages sous la surface provoqués par des opérations d'usinage ;
- lacunes ou défauts internes issus de de la fabrication du matériau.

1.4.5 Facteurs influençant l'endommagement

Les différentes études expérimentales menées dans la littérature ont permis de mettre en exergue que des caractéristiques matériaux ou expérimentales influencent l'endommagement sous impacts liquides du ZnS CVD HIP.

1.4.5.1 Caractéristiques mécaniques

D'après leurs résultats numériques, (HACKWORTH et KOCHER, 1976) proposent que la résistance à l'impact liquide est corrélée à la résistance mécanique R_m et à la ténacité du matériau K_{Ic} , plus qu'à ses propriétés élastiques. Ceci justifie notamment que la loi reliant l'ADTV d'un matériau au logarithme de sa ténacité K_{Ic} (Figure 1.32 – Sous-section 1.4.4) est la plus pertinente. (ROSENBLATT et al., 1976) ont également trouvé que la résistance mécanique R_m est le paramètre qui joue au premier ordre sur l'apparition des dommages. Une étude expérimentale sur bras tournant menée sur des matériaux polymères (PMMA, polycarbonate, polyéthylène, PET et polypropylène) par (O'CARROLL et al., 2018) a permis de déterminer des corrélations entre des caractéristiques mécaniques statiques obtenues par nano-indentation et la résistance à l'érosion dans un bras tournant :

- la réduction du module de Young E entraîne une amélioration de la résistance à la pluvio-érosion¹⁸ : cela améliore la dissipation de l'onde de choc ;
- une réduction de la dureté améliore la résistance à l'impact liquide.

En revanche, Rosenblatt et al. ont trouvé numériquement que l'endommagement du ZnSe (matériau proche du ZnS diminue avec :

- l'augmentation du module de Young E (contrairement à O'Carroll et al) ;
- l'augmentation du coefficient de Poisson ν ;
- une diminution de la densité ρ .

Enfin, comme le soulignent (ADLER et HOOKER, 1978b), corréler la résistance à l'impact liquide à des caractéristiques mécaniques simples n'a pas été fructueux pour des matériaux cristallins. En effet, en général, les tests de résistance à la rupture dépendent du plus gros défaut de l'échantillon tandis que la résistance à l'impact liquide dépend plutôt de la propagation simultanée des fissures provenant de l'ensemble des défauts : le plus gros défaut n'est pas forcément représentatif du comportement général d'un lot d'échantillons sous cette sollicitation. De plus, l'hypothèse d'un matériau isotrope reste limitée au ZnS CVD pour lequel la taille des grains est petite devant celle des gouttes. Ainsi, pour le ZnS CVD HIP et des gouttes de relativement faible dimension ($D_0 = 500 \mu\text{m}$), la taille moyenne des grains est significative par rapport à la taille de la goutte (et à plus forte raison, par rapport à la surface sollicitée).

18. Ce résultat est différent de ceux précédents obtenus avec des matériaux métalliques, ce qui peut s'expliquer par une différence d'impédance acoustique faible entre les métaux qui ne permet pas de caractériser ce comportement à la différence des polymères testés pour lesquels les différences d'impédance acoustique sont plus importantes.

Les corrélations des propriétés mécaniques avec la résistance à l'impact liquide pour des matériaux monocristallins tels que les verres n'ont pas donné de meilleurs résultats, si ce n'est qu'une tendance est donnée par la ténacité K_{Ic} du matériau (ADLER et HOOKER, 1978a).

1.4.5.2 Taille des défauts et qualité du polissage

(SEWARD, E. J. COAD et al., 1994) ont expérimentalement observé qu'un polissage de moins bonne qualité entraîne des modes d'endommagement différents et une plus faible ADTV. Ce résultat a été confirmé par (J. E. FIELD, HAND et al., 1989) avec l'apparition de dommages plus sévères lorsque le polissage est de moins bonne qualité. (ADLER, BOTKE et al., 1979) ont également confirmé que la qualité du polissage est le facteur le plus important sur la longueur et le type de fissures observées lors de l'impact du ZnS CVD.

1.4.5.3 Microstructure

La taille des grains étant liée à la plupart des caractéristiques mécaniques du ZnS, il est logique que le ZnS CVD HIP ait une résistance à l'impact liquide moindre que le ZnS CVD : les grains sont plus gros et la résistance mécanique R_m , la dureté et la ténacité K_{Ic} sont plus faibles. Étant donné que ces facteurs jouent sur la résistance à l'impact liquide (en particulier la ténacité K_{Ic}), il est logique de trouver une corrélation entre la résistance à l'impact liquide et la taille des grains.

Par ailleurs, (ADLER et JAMES, 1983) soulignent que si la taille des grains augmente jusqu'à plusieurs centaines de μm , les impacts de gouttes de diamètre $D_0 = 2\text{ mm}$ provoquent un endommagement analogue à celui observé sur les matériaux monocristallins : les joints de grains ont une influence moindre sur les fissures produites.

(ADLER, BOTKE et al., 1979) ont observé que la structure granulaire à la surface des échantillons impactés a un rôle sur les fissures de type I : lorsque la direction des ondes de contrainte est tangente à la direction prépondérante des grains, les fissures sont intergranulaires tandis que lorsque la direction de propagation des ondes de contrainte est perpendiculaire à la direction prépondérante des grains, les fissures circonférentielles de type I sont plus petites, moins continues et suivent moins les joints de grains.

1.4.5.4 Taille des gouttes (diamètre D_0)

Plus la taille des gouttes qui impactent un massif est importante, plus l'ADTV est faible : en effet, si la pression coup de bélier P_{CB} est la même, sa durée et sa surface d'application augmentent avec la taille des gouttes (Sous-sous-section 1.2.3.1). Cela entraîne une augmentation de la profondeur de pénétration de l'onde de Rayleigh ainsi que de sa

surface d'application, augmentant ainsi la probabilité de rencontrer un défaut critique (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994). Sur MIJA, il a été observé que plus le diamètre de la buse augmente, plus l'ADTV diminue (KENNEDY et J. E. FIELD, 2000) : le rayon de courbure du front du jet augmente, ce qui augmente la taille de la goutte équivalente. (HACKWORTH et KOCHER, 1976) ont trouvé que le principal effet de l'augmentation de la taille des gouttes (évalué à partir d'une comparaison sur ZnSe et PMMA) est l'augmentation de la surface endommagée : à $V_0 = 222 \text{ m s}^{-1}$, une goutte de diamètre $D_0 = 0.7 \text{ mm}$ semble produire le même dommage qu'une goutte de diamètre $D_0 = 2.5 \text{ mm}$ mais sur une plus petite surface. Ils ont également confirmé que l'augmentation du diamètre D_0 des gouttes entraîne une augmentation de la distance radiale entre le centre de l'impact et la position des contraintes de traction. (HACKWORTH, 1983) a également expérimentalement observé l'augmentation de la surface de la zone endommagée avec l'augmentation de la taille des gouttes sur du ZnSe.

1.4.5.5 Vitesse d'impact des gouttes V_0

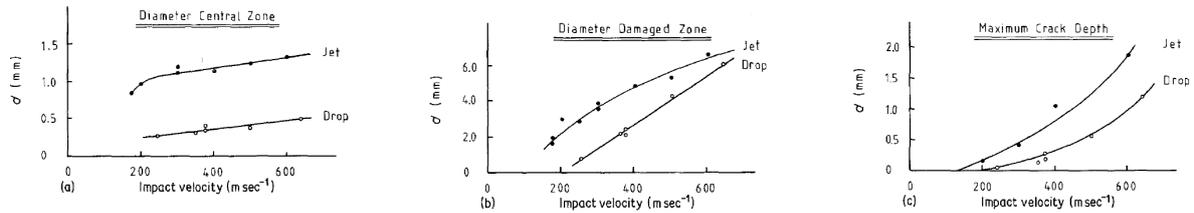
Intuitivement, la vitesse d'impact V_0 des gouttes est le principal facteur d'endommagement. (HACKWORTH et KOCHER, 1976) déduisent de leurs résultats numériques que la contrainte maximum de traction augmente avec la vitesse d'impact V_0 des gouttes. Ces résultats ont depuis été largement confirmés expérimentalement (HACKWORTH, 1983; ARRIGONI et al., 2019) et numériquement. L'ensemble des résultats expérimentaux montrent que la vitesse d'impact V_0 augmente l'endommagement du ZnS.

(VAN DER ZWAAG et J. E. FIELD, 1982) ont proposé que le dommage du ZnS peut être caractérisé (à taille de jet SIJA constante) avec l'augmentation de la vitesse d'impact V_0 des gouttes par :

- le diamètre de la zone centrale non-déformée et non-endommagée (Figure 1.33a);
- le diamètre de la zone endommagée incluant toutes les fissures circonférentielles (Figure 1.33b);
- la profondeur maximum des fissures (Figure 1.33c).

1.4.5.6 Forme des gouttes

Sous l'action de forces aérodynamiques, le rayon de courbure de gouttes impactant un solide augmente. Ceci entraîne un endommagement plus important suivant le même mécanisme que précédemment (Sous-sous-section 1.4.5.4). L'aplatissement des gouttes est également un facteur influençant l'endommagement. En effet, une goutte plus aplatie aura tendance à maintenir un haut niveau de pression P sur la cible durant une plus longue durée et



(a) Évolution du diamètre de la zone centrale non-endommagée et non-déformée en fonction de la vitesse d'impact V_0 des jets

(b) Évolution du diamètre de la zone endommagée en fonction de la vitesse d'impact V_0 des jets

(c) Évolution de la profondeur des fissures en fonction de la vitesse d'impact V_0 des jets

FIGURE 1.33 – Variation de taille des dommages causés par des jets SIJA (VAN DER ZWAAG et J. E. FIELD, 1982)

à retarder l'apparition des jets latéraux (J. E. FIELD, LESSER, DEAR et al., 1985) (le diamètre D_0 équivalent est plus important). Ceci revient à une problématique analogue à la taille des gouttes (Sous-sous-section 1.4.5.4). De manière analogue, si l'échantillon est courbé, il faut s'attendre à un effet similaire.

(ADLER, 1982b) a mené une étude expérimentale de l'impact de la déformation d'une goutte sphérique sur le dommage produit à l'aide du banc d'essai GRCI (Annexe A.1.7). Ainsi, l'impact à 495 m s^{-1} d'un goutte elliptique (ratio de diamètre de 1.19) sur du PMMA est beaucoup plus sévère qu'une goutte sphérique. Ceci peut être expliqué par le fait que la goutte équivalente, déterminée à partir du rayon de courbure, a une taille plus importante et est donc plus endommageante.

1.4.5.7 Angle d'incidence

À vitesse d'impact V_0 constante, le dommage provoqué diminue avec la diminution de l'angle d'incidence défini comme l'angle entre la direction de la vitesse d'impact V_0 et la surface du solide (HAND et al., 1991). Au premier ordre, c'est la composante normale de la vitesse qui est responsable de la pression coup de bélier P_{CB} , et donc, des dommages. (SHI, TAKAYAMA et NAGAYASU, 1995) ont mesuré à l'aide de capteurs PVDF la pression appliquée par des jets SIJA avec différents angles d'impact sur du PMMA. Ils ont trouvé que l'amplitude de l'effort appliqué décroît mais sa durée augmente avec la diminution de l'angle d'incidence. Par ailleurs, comme le note (HACKWORTH, 1983), l'angle d'incidence a tendance à créer des anneaux de fissures asymétriques pour des impacts unitaires. Pour des impacts répétés, il confirme également que c'est essentiellement la vitesse normale qui contrôle l'endommagement du ZnS CVD.

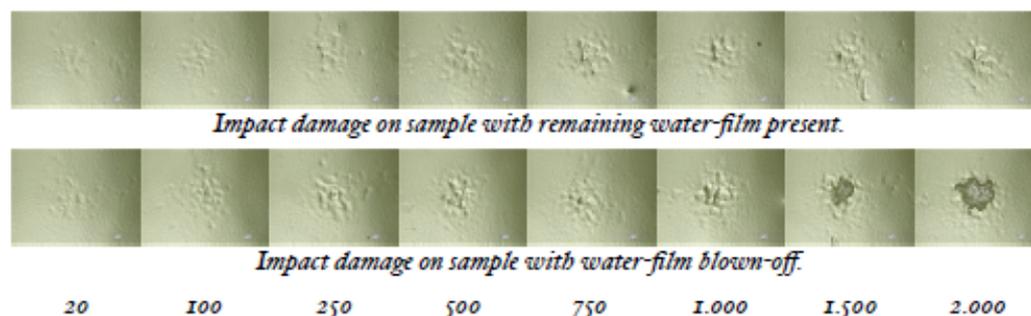


FIGURE 1.34 – Comparaison de l'érosion liquide de revêtements de type Sol-Gel sur PJET pour plusieurs quantité d'impacts à $V_0 = 225 \text{ m s}^{-1}$ entre un échantillon *nu* et un échantillon couvert d'un *film d'eau* (JONSSON, 2007)

1.4.5.8 Présence d'air à la surface

La présence d'air entre la goutte et le massif lors d'un impact est un sujet lié à la forme de la goutte lors de l'impact (Sous-sous-section 1.4.5.6). Si la présence d'air entre la goutte et le massif lors d'un impact est un sujet qui a été régulièrement abordé (HICKS et PURVIS, 2010; MARZBALI, 2017), l'impact de cette couche d'air sur la pression P appliquée demeure relativement peu documenté. Ainsi, (HOKSBERGEN et al., 2023) ont montré numériquement que la présence de cette couche d'air entraîne une diminution importante de la pression appliquée par la goutte sur le massif comparé aux valeurs de la pression coup de bélier P_{CB} communément admises (Équation (1.13)), ce qui est plutôt contraire aux résultats de Marzbali.

1.4.5.9 Présence d'un film d'eau à la surface du massif

Le caractère protecteur d'un film d'eau à la surface du solide impacté par des gouttes d'eau a été expérimentalement observé sur bras tournant et PJET (Annexe A.1.9) (JONSSON, 2007). S'il est clair que dans le cas de l'érosion liquide, la présence d'un film d'eau joue un rôle protecteur (diminution de la puissance des jets latéraux entraînant de l'arrachement de matière), il n'est pas établis qu'à l'amorçage ce phénomène soit aussi important comme le montre la Figure 1.34.

Les simulations numériques de (MARZBALI, 2017) confirment que la pression P appliquée sur le solide est largement atténuée par le film d'eau.

(W. JOHNSON et VICKERS, 1973) ont expérimentalement trouvé que la présence d'un film d'huile, de graisse ou de PTFE à la surface du massif diminuait la surface sur laquelle la pression s'exerce mais pas la pression maximum appliquée. La durée pendant laquelle ce haut niveau de pression s'exerce augmente également.

1.4.5.10 Précontrainte de l'échantillon

(A. A. DEOM, BALAGEAS et al., 1990) ont testé la résistance à l'impact liquide de plusieurs fenêtres IR (MgF_2 , ZnSe et Ge) soumises à un effort de flexion. Cette précontrainte a eu des effets catastrophiques sur les échantillons (rupture très rapide). De plus, pour une fenêtre de ZnSe soumise à une déformation théorique de $5\ \mu\text{m}$, une diminution de deux ordres de grandeur de la durée $t_{0,1}$ nécessaire pour perdre 10% de transmittance a été mesurée. Par ailleurs, (VICKERS et W. JOHNSON, 1973) constaté qu'une précontrainte de compression sur des échantillons de PMMA dans un bras tournant améliore leur résistance à l'érosion. Cet effet est principalement expliqué par le fait que les dommages se propagent moins.

1.4.5.11 Température de l'échantillon

(A. A. DEOM, LUC et al., 1997 ; A. A. DÉOM et al., 1999) ont montré que la résistance à l'impact liquide sur bras tournant du ZnS CVD augmente avec l'augmentation de la température (testée jusqu'à 100°C). Cela peut être due à une amélioration de ses caractéristiques mécaniques : résistance mécanique et ténacité (Sous-section 1.3.4).

1.5 Conclusion

À travers ce premier chapitre, il a pu être exposé que la sollicitation constituée par un impact liquide contre un massif est un phénomène complexe entraînant un haut niveau d'effort en un temps très court (quelques centaines de ns au maximum) induisant des effets dynamiques puissants et délétères pour l'intégrité du matériau, en particulier dans le contexte optique de ces travaux. Ces résultats analytiques, bien qu'intéressants, ont été largement complétés par différents modèles numériques. L'ensemble de ces résultats permettra à la fois de valider la modélisation numérique présentée ultérieurement dans ce manuscrit ainsi que d'interpréter les différents résultats expérimentaux de ces travaux. Le ZnS produit par CVD HIP est une céramique fragile dont le processus de fabrication influence fortement les caractéristiques mécaniques. Les fenêtres étant produites selon un processus qui n'est pas maîtrisé dans le cadre de ces travaux, il conviendra donc de chercher à mieux en connaître leurs principales caractéristiques mécaniques afin de pouvoir également positionner les études menées vis-à-vis de la littérature.

Enfin, si l'endommagement a été étudié de manière relativement importante dans la littérature et a permis d'isoler certaines tendances quant à la résistance à l'impact liquide (selon différents critères), les conditions menant à l'amorçage d'un endommagement restent encore un sujet spéculatif. Les résultats expérimentaux présentés dans la littérature

CHAPITRE 1. CONTEXTE DE L'ÉTUDE ET ÉTAT DE L'ART

permettent, notamment, de cadrer des conditions expérimentales permettant de définir le cahier des charges du banc d'essai fabriqué dans le cadre de ces travaux.

2

Démarche expérimentale

*Ce second chapitre expose les aspects expérimentaux abordés au cours de ces travaux. Un banc d'essai a été conçu pour étudier le problème d'amorçage de l'endommagement de fenêtres de ZnS *CVD HIP* sous impacts liquides. Des essais complémentaires ont également été menés afin de mieux connaître le matériau utilisé.*

2.1 Introduction

La conception et la fabrication d'un banc d'essai en vue de son utilisation pour étudier le problème posé sont nécessaires. En effet, des simulations numériques fluides-structures ne permettraient, tout au plus, que d'obtenir des champs de contraintes et de déplacements dans un massif de ZnS [CVD HIP](#). Leur caractère prédictif sur l'amorçage de l'endommagement resterait spéculatif sans expérience permettant de valider un ou plusieurs critères. Ainsi, une revue des différents bancs d'essai existants dans la littérature et traitants, de près ou de loin, de l'impact liquide est résumée. Une revue exhaustive est proposée en [Annexe A.1](#)). Sur la base des résultats expérimentaux connus, du besoin établi et de critères de faisabilité (cout, délais, complexité), une conception a donc été choisie. Celle-ci est présentée dans cette section.

Enfin, comme cela a été évoqué dans le chapitre précédent, la connaissance des principales données matériau étant incertaine, différentes méthodes ont été utilisées afin de caractériser le lot matériau approvisionné tant du point de vue de son homogénéité que de ses caractéristiques intrinsèques.

2.2 Conception du banc d'essai

2.2.1 Définition de l'architecture du banc d'essai

L'ensemble des bancs d'essai existants et utilisés dans la littérature pour l'étude de la pluvio-érosion ou des impacts liquides est détaillé en [Annexe A.1](#).

Afin de déterminer quel type de banc d'essai, éventuellement adapté, était le plus pertinent dans le cadre de ces travaux, un cahier des charges simplifié des performances attendues a été établi. Beaucoup de bancs d'essai ont été écartés d'office pour des raisons de faisabilité technique, de coût et de performances. À l'issue de ce processus, les solutions restantes ont été départagées. L'objet de cette sous-section est de résumer le processus qui a mené au choix et à la conception du banc d'essai du type [PJET](#) ([Annexe A.1.9](#)) et de rappeler ses principales performances *attendues* vis-à-vis de sa conception. La caractérisation des *jets* produits par le banc d'essai sera traitée dans le [Chapitre 4](#).

2.2.1.1 Cahier des charges de l'étude

L'étude de l'amorçage sous impacts liquides du ZnS [CVD HIP](#) impose un certain nombre d'exigences pour le banc d'essai. Celles-ci sont :

- soit issues des données connues de la littérature ([Section 1.4](#)) ;

- soit issues de paramètres expérimentaux identifiés par l'industriel (*Safran Electronics & Defense*) qui ont vocation à être étudiés au cours de ces travaux ou de travaux ultérieurs.

Les principales exigences à remplir par le banc d'essai sont détaillées dans l'[Annexe A.4](#). Les plus importantes sont rappelées :

- vitesse d'impact V_0 : 50 m s^{-1} à 300 m s^{-1} ;
- longueur du jet L_0 : 5 mm à 100 mm ;
- positionnement et répétabilité du positionnement des impacts : 10 μm .
- Fréquence d'impact : 3 min^{-1} à 10 min^{-1} ;
- répétabilité et stabilité des jets (forme, longueur, vitesse) : 10 %.

En sus de ces principales exigences, d'autres ont été ajoutées afin de permettre des études ultérieures (autres paramètres) ainsi qu'en fonction d'exigences opérationnelles comme les consommations en fluides ainsi que la sécurité du matériel et des personnes.

2.2.1.2 Choix de l'architecture du banc d'essai

Le choix du banc d'essai a été fait en fonction de la capacité des différentes architectures existantes ([Annexe A.1](#)) à répondre (avec d'éventuelles modifications) au cahier des charges de l'étude ([Annexe A.4](#)). Certaines solutions sont inenvisageables pour des raisons de coût (fusée guidée sur rail ([Annexe A.1.3](#)), soufflerie ([Annexe A.1.4](#)), voire même impacts balistiques ([Annexe A.1.7](#))). Cette dernière solution est également très complexe à concevoir et ne permet pas d'effectuer *facilement* de longues séries d'impacts, d'autant plus que le positionnement des impacts sur les échantillons n'est pas contrôlé. La solution des billes en polymère ([Annexe A.1.8](#)) n'est pas assez mature et documentée pour être convaincante compte-tenu de la différence intrinsèque de la nature de la sollicitation, un solide au comportement visco-élastique ayant forcément un comportement à l'impact différent d'un liquide compressible. Enfin, la solution roue et jet ([Annexe A.1.1](#)) ou bras tournant ([Annexe A.1.2](#)) est assez aléatoire quant à la géométrie de l'impact (déformation des gouttes ou du jet) et l'étude mono-site et multi-impact est très compliquée avec cette solution. Ainsi, les architectures susceptibles de répondre au cahier des charges sont les suivantes :

- SIJA/MIJA ([Annexe A.1.5](#) et [Annexe A.1.6](#)).
- PJET ([Annexe A.1.9](#)).

Étant donné le fonctionnement du [MIJA](#) grâce à un réservoir d'air comprimé de 10 bar qui impose des contraintes de sécurité importantes, ainsi que le temps mis pour mettre au point ce banc d'essai par le laboratoire *Cavendish* (plusieurs thèses se sont succédées en

comptant celles faisant usage du [SIJA](#) : Hand, Pickles, Coad notamment), il a été décidé de se baser sur sa version simplifiée qu'est le [SIJA](#), système plus simple à mettre au point avec un dispositif de carabine dont les vitesses de sorties de balles sont très répétables ou un système de masse tombant sous l'action de la gravité afin d'éjecter à haute vitesse un jet d'eau d'une buse, à l'instar de ce que le banc [SIJA](#) permet.

La solution [PJET](#) était également envisagée car constituée par un mécanisme simple à concevoir, à fabriquer et à opérer.

Les deux solutions sont comparées en [Annexe A.5](#).

Finalement, la solution [PJET](#) a été choisie pour les raisons suivantes :

- plus grande flexibilité de protocoles et de plans d'expériences grâce à une fréquence d'impact plus importante et plus flexible ainsi qu'une automatisation plus aisée ;
- absence de chocs dans le mécanisme, phénomènes difficiles à appréhender et pouvant entraîner des casses matérielles ou de l'usure prématurée ;
- disponibilité d'une pompe de 300 bar et 9 L min^{-1} au laboratoire rendant l'investissement initial moindre ;
- complémentarité avec la littérature existante sur l'impact liquide du ZnS [CVD HIP](#) qui a essentiellement été étudié sur bras tournant et [SIJA/MIJA](#).

Il est également intéressant de noter que l'[ONERA](#) après avoir travaillé sur la problématique d'impacts liquides dans l'aéronautique et en particulier sur les matériaux [IR](#) comme le *ZnS* jusque dans les années 2000 ([CASSAING et al., 1989](#) ; A. A. DEOM, [BALAGEAS et al., 1990](#) ; A. A. DEOM, [LUC et al., 1997](#) ; A. A. DÉOM et al., [1999](#) ; A. DEOM et al., [1999](#) ; A. DÉOM et al., [2005](#)) avec notamment un [MIJA](#) s'est repositionnée récemment sur cette problématique avec la mise en place d'un [PJET](#).

2.2.2 Conception et choix technologiques

Un schéma de principe du banc incluant les principaux organes de fonctionnement est présenté sur la [Figure 2.1](#).

Ainsi, le banc d'essai est constitué de :

- **A** : Un réservoir d'eau permettant d'approvisionner la pompe haute pression **B**.
- **B** : Un groupe moto-pompe *Barthod KPO0700* d'une puissance de 5.5 kW. La pression P_0 maximum permise est de 300 bar avec un débit de 9 L min^{-1} .
- **C** : Une vanne pointeau *Swagelock* permettant de réguler la quantité d'eau passant par le *by-pass* et ainsi, de régler la pression envoyée vers la buse **D**.

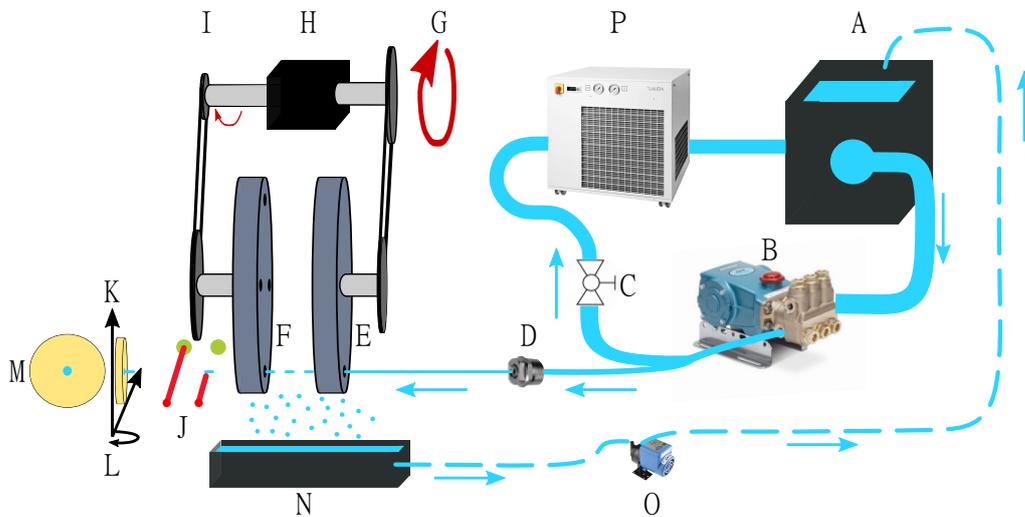


FIGURE 2.1 – Schéma de principe du banc d'essai mis en place

- **D** : Une buse cylindrique *Lechler* de la série 546. Différents diamètres de buses sont utilisables : 0.6 mm, 0.84 mm, 0.94 mm, 0.99 mm et 1.03 mm. Ces buses sont conçues pour produire un jet d'eau cylindrique et cohérent.
- **E** : Un premier disque (le hacheur) de 5 mm d'épaisseur tournant à haute vitesse et directement entraîné par le moteur **G** (100 tr min^{-1} à 4500 tr min^{-1}). Il est percé de 1 à 2 trous de 4.3 mm de diamètre permettant de hacher le jet d'eau produit en une multitude de « mini jets d'eau ».
- **F** : Un second disque (l'obturateur) de 5 mm d'épaisseur tournant à basse vitesse (grâce au réducteur **H**) et à la réduction de poulie/courroie **I**. La vitesse de rotation de ce disque est mécaniquement asservie à celle du hacheur **E**. Il est percé de 1 à 4 trous de 4.9 mm permettant de « sélectionner » un ratio de $1/300$ à $8/300$ des jets produits par le hacheur **E**. La distance entre le disque hacheur **E** et obturateur **F** est de 3 mm.
- **G** : Un moteur *brushless* asynchrone *Kollmorgen* permettant d'entraîner en rotation les disques hacheur **E** et obturateur **F**.
- **H** : Un réducteur *Neugart PLE060-160* avec un rapport de réduction de 60.
- **I** : Deux poulies synchrones de 24 et 45 dents permettant un rapport de réduction total (avec le réducteur **H**) de 300. L'obturateur **F** tourne donc 300 fois moins vite que le hacheur **E**.
- **J** : 2 faisceaux lasers parallèles et espacés d'une distance connue permettent, à l'aide

de 2 diodes lasers de mesurer la vitesse des jets sortant de l'obturateur **F**.

- **K et L** : Deux platines de translation *M.403* de *PI France* permettant de positionner les impacts des jets sur l'échantillon **M** avec une répétabilité bi-directionnelle de $\pm 6 \mu\text{m}$.
- **M** : Une fenêtre de ZnS *CVD HIP*. La distance entre l'obturateur **F** et la fenêtre **M** est réglable de 10 mm à 200 mm.
- **N** : Un bac de récupération de l'eau.
- **O** : Une pompe *Flowjet* permettant de faire recirculer l'eau stockée dans le bac de récupération **N** vers le réservoir **A**.
- **P** : Un groupe froid *Lauda* d'une puissance de 4.9 kW à 10 °C (accompagné d'un échangeur) permettant de refroidir l'eau chauffée par la pompe **B**, et d'éviter la surchauffe de cette dernière.

Ainsi, le banc d'essai conçu (Figure 2.2 et Figure 2.3) permet de produire des impacts unitaires et contrôlés sur un échantillon avec un positionnement connu et maîtrisé. Le système de circulation de l'eau permet de régler la pression P_0 du circuit hydraulique, et donc la vitesse V_0 des jets d'eau en sortie. Les modules du banc d'essai sont contrôlés et alimentés par une armoire électrique (Figure 2.4) ainsi qu'un ordinateur. Le programme (IHM) permettant de piloter le banc d'essai (Figure 2.5) a également été développé en interne au laboratoire sur l'outil *LabVIEW* de *National Instruments*. Les Figures 2.6a et 2.6b montrent deux jets produits à vitesse élevée (proche du maximum permis par la pompe).

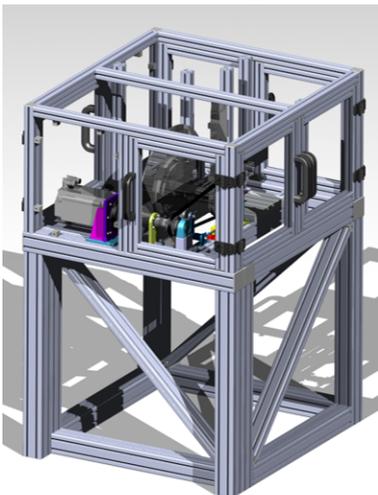


FIGURE 2.2 – Vue CAO du banc d'essai PJET fabriqué



FIGURE 2.3 – Banc d'essai PJET fabriqué



FIGURE 2.4 – Armoire électrique du banc d'essai

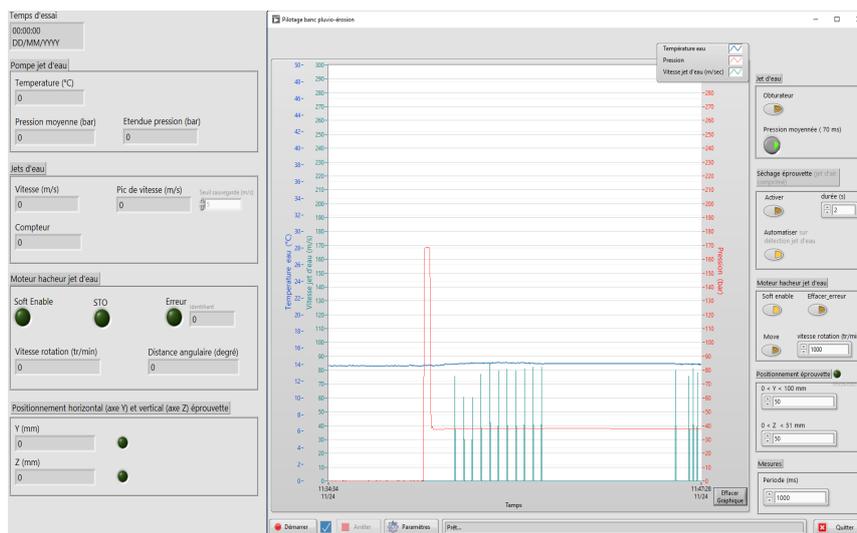


FIGURE 2.5 – IHM du banc d'essai

2.3 Caractérisation des éprouvettes et du matériau

Les 30 fenêtres de ZnS **CVD HIP** étant achetées à un fournisseur, des travaux de caractérisation ont été entrepris afin de mieux connaître le matériau. De plus, il est connu que les caractéristiques microstructurelles, mécaniques et optiques du ZnS **CVD HIP** sont très dépendantes du procédé de fabrication et, pour certaines d'entre elles, mal connues. Cette démarche permet également de comparer le matériau étudié par rapport aux références de la littérature.

Le lot de 30 fenêtres de ZnS **CVD HIP** utilisé dans ces travaux a les spécifications fournisseur suivantes :



(a) Jet de vitesse $V_0 = 198 \text{ m s}^{-1}$ et de longueur $L_0 = 17 \text{ mm}$

(b) Jet de vitesse $V_0 = 193 \text{ m s}^{-1}$ et de longueur $L_0 = 17 \text{ mm}$

FIGURE 2.6 – Visuels de deux jets produits par le banc d'essai

- dimensions : $D = (68 \pm 1) \text{ mm}$ et $h = (4.0 \pm 0.2) \text{ mm}$;
- pureté : $\geq 99.9995\%$;
- module de Young : $E = 88 \text{ GPa}$;
- coefficient de Poisson : $\nu = 0.28$;
- résistance mécanique : $R_m = 70 \text{ MPa}$;
- rugosité : $S_a \leq 0.004 \mu\text{m}$;
- taille des grains : $70 \mu\text{m}$ à $100 \mu\text{m}$.

Pour le module de Young E et le coefficient de Poisson ν , les valeurs de référence sont celles-obtenues expérimentalement par vibration acoustique et présentées ci-après ([Sous-section 2.3.4.1](#)).

Les différents matériels utilisés pour caractériser les éprouvettes ont également été utilisés pour la caractérisation des amorçages de fissures créés lors des essais. L'ensemble de ces appareils expérimentaux est présenté en annexe ([Annexe A.6](#)).

À partir de cette section, les échantillons sont référencés par un identifiant unique allant de 1 à 30. Ces identifiants sont également repris dans le [Chapitre 4](#) de ce manuscrit.

2.3.1 Microstructure

Objectifs L'objectif de l'étude de la microstructure est principalement d'établir la taille des grains du matériau approvisionné. Cela permettra également d'observer qualitativement la microstructure du matériau (macle, régularité).

2.3.1.1 Démarche

La microstructure des fenêtres de ZnS CVD HIP a été caractérisée par deux méthodes :

- MEB ([Annexe A.6.4](#)) permettant d'observer la structure granulaire globale du matériau.
- DRX ([Annexe A.6.6](#)) permettant de déterminer la pureté de la phase *sphalérite*.

2.3.1.2 Résultats et conclusion

Les diffractogrammes théoriques (PDF¹) et expérimentaux (échantillon n°5) sont comparés sur la Figure 2.7. Ainsi, les pics expérimentaux observés correspondent aux pics théoriques du ZnS. Les fenêtres approvisionnées ont bien un excellent niveau de pureté en ZnS de microstructure sphalérite : la localisation des différents pics de diffraction correspond aux valeurs théoriques².

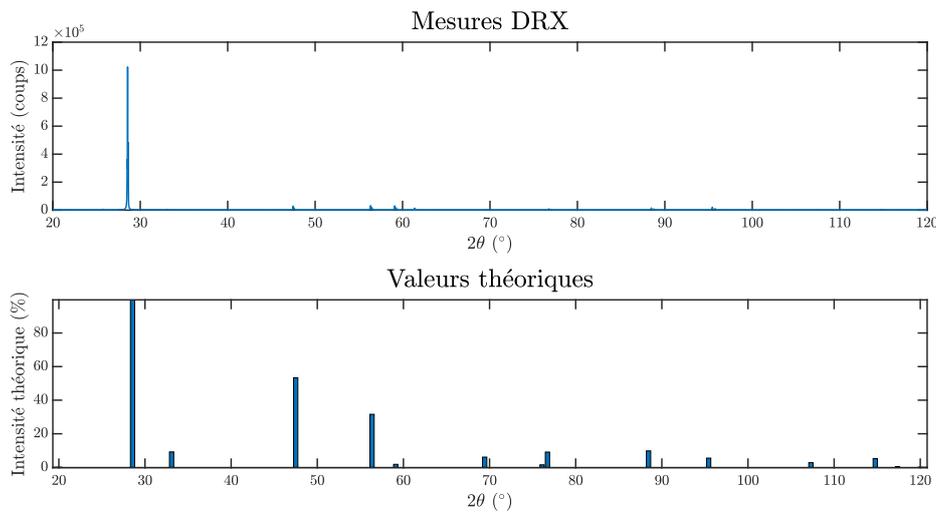


FIGURE 2.7 – Comparaison des diffractogrammes DRX mesuré et théorique du ZnS de microstructure sphalérite (source cuivre)

La Figure 2.8 montre une observation MEB d’une fenêtre de ZnS CVD HIP. Cette microscopie à fort grossissement (1207×), permet de confirmer que la taille des grains est importante et excède plusieurs dizaines de μm . Cette mesure est réalisée grâce à la topographie de la surface. En effet, comme le montre la Figure 2.9, une très grande quantité de macles est présente à l’intérieur des grains ce qui est conforme aux standards de la littérature (ZSCHECKEL et al., 2014) et rend complexe la définition de la limite d’un grain, d’où l’usage de la topographie. Aussi, la structure granulaire locale est très variable en raison de cette présence massive de macles. Les observations spécifiques présentées sont, dans une certaine mesure, généralisables à l’ensemble des éprouvettes étudiées.

De plus, lors des mesures de rugosités (Sous-section 2.3.2) en particulier à petite échelle avec un grossissement de 50× (Figure 2.10b), la structure granulaire des échantillons est

1. Les données théoriques sont issues des PDF, base de donnée regroupant les pics de diffraction des espèces chimiques. Ces diffractogrammes sont déterminés à partir de poudres pures, donc pour un matériau statistiquement isotrope.

2. Les différences d’amplitudes n’augurent que d’une texturation différente par rapport au diffractogramme de référence obtenu avec une poudre de ZnS, donc isotrope.

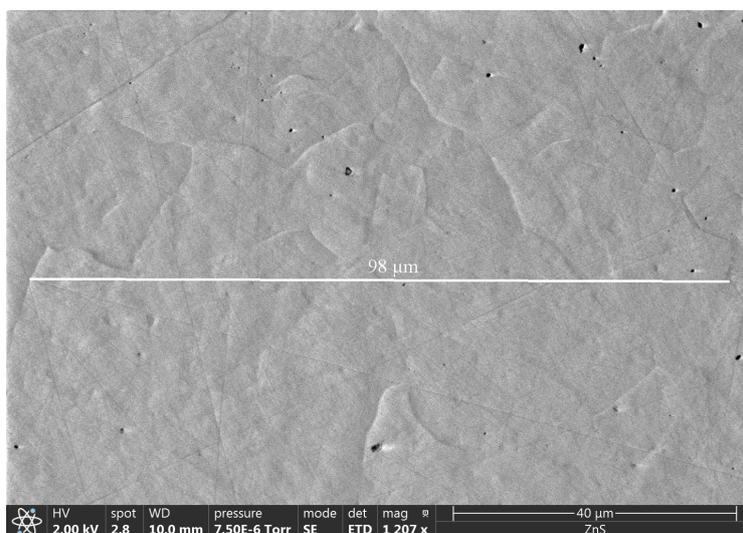


FIGURE 2.8 – Microscopie MEB (capteur ETD-SE – grossissement 1207×) de la fenêtre n°16 de ZnS CVD HIP

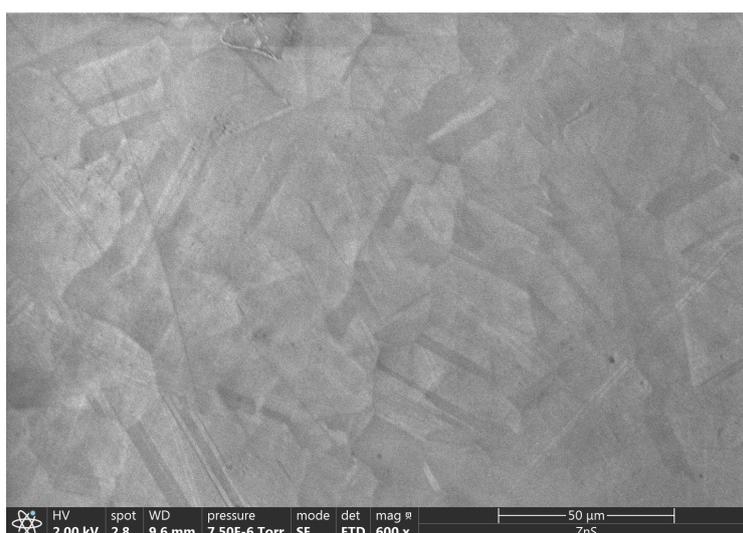


FIGURE 2.9 – Microscopie MEB (capteur ETD-SE – grossissement 600×) de la fenêtre n°8 de ZnS CVD HIP

perceptible. En effet, il est souvent possible d'observer un grain dans la surface étudiée ($173.63 \mu\text{m} \times 173.63 \mu\text{m}$) grâce aux variations de forme, ce qui signifie que la longueur caractéristique moyenne des grains est inférieure à $100 \mu\text{m}$. Ce résultat est cohérent avec les mesures de (GUO et al., 2020) ($40 \mu\text{m}$ à $60 \mu\text{m}$).

2.3.2 Rugosité

Le polissage des fenêtres **IR** impacte fortement leurs performances optiques et mécaniques ([Sous-sous-section 1.4.5.2](#)). En effet, un dommage se propage à partir d'un défaut initialement présent dans le massif, autant pour une sollicitation statique que pour une sollicitation dynamique. En général, celui-ci se trouve en surface. Ceci est d'autant plus important dans le cadre de l'étude de l'impact liquide lors duquel, les dommages sont dus à la traction associée à l'onde de Rayleigh ([Sous-sous-sections 1.2.3.3](#) et [1.4.5.2](#)).

Afin de caractériser le polissage du matériau, un rugosimètre interférométrique ([Annexe A.6.5](#)) permet de faire des mesures quantitatives. De plus, des observations au **MEB** permettent de faire des observations à des échelles encore plus fine et d'observer qualitativement la topographie de la surface.

Objectifs L'étude de la rugosité des échantillons approvisionnés vise donc à établir une métrique correspondant à la qualité du processus de polissage et à valider l'homogénéité du lot.

2.3.2.1 Démarche

Les mesures de rugosités avec le rugosimètre interférométrique sont effectuées selon une grille de 5×4 points dont l'incrément spatial est de 3 mm. La forme moyenne mesurée est supprimée car elle est due à un léger défaut de parallélisme du support des échantillons. De plus, un filtre sur les pic de mesure est appliqué : les variations brusques (et aberrantes) de la hauteur sont supprimées. Deux niveaux de grossissement ont été utilisés : $2.75\times$ et $50\times$. Pour chaque mesure, les paramètres de rugosités exportés étudiés sont : la rugosité arithmétique S_a , la profondeur de la vallée la plus basse S_v , la hauteur du plus haut pic S_p , la hauteur totale de la surface $S_t = S_v + S_p$, la hauteur maximum de la surface S_z , le paramètre de *Skewness* S_{sk} et le paramètre de *Kurtosis* S_{ku} .

Un total de 25 échantillons du lot a été caractérisé sur les 2 faces (40 mesures par face), ce qui représente 2000 mesures expérimentales.

2.3.2.2 Résultats et conclusions

Une synthèse des principaux résultats est donnée ci-dessous. Des résultats détaillés sont disponibles en annexe ([Annexe A.7](#)).

Deux surfaces mesurés et post-traités sont représentés sur les [Figures 2.10a](#) et [2.10b](#). Les surfaces mesurés permettent de percevoir la topographie de la surface à deux échelles différentes : l'une étant de l'ordre du mm et l'autre de l'ordre de la centaine de μm .

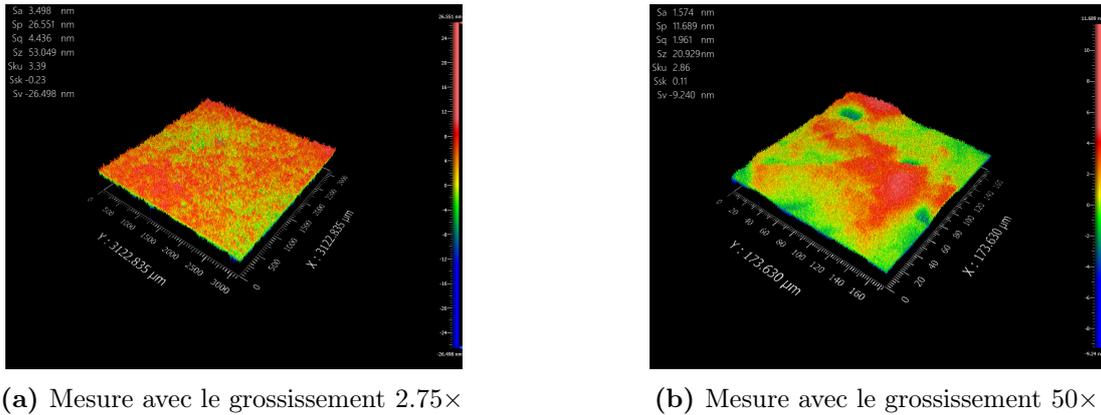


FIGURE 2.10 – Profil de surface de la face primaire de l'échantillon 1 mesuré avec l'interféromètre optique

Comme attendu, compte-tenu du processus de polissage industriel, sur chacun des échantillon, une face possède une *rugosité* moindre que l'autre. Seule la surface « mieux polie » sera étudiée par la suite. Ainsi, la moyenne arithmétique S_a de la hauteur de la surface est très faible : elle est de l'ordre de 2 nm à 5 nm (Figure 2.11), ce qui correspond à un poli miroir. Selon le grossissement utilisé, la dispersion des mesures est variable : plus la surface prise en compte est petite, plus les valeurs extrêmes sont importantes. Néanmoins, l'ordre de grandeur de la moyenne arithmétique S_a reste le même.

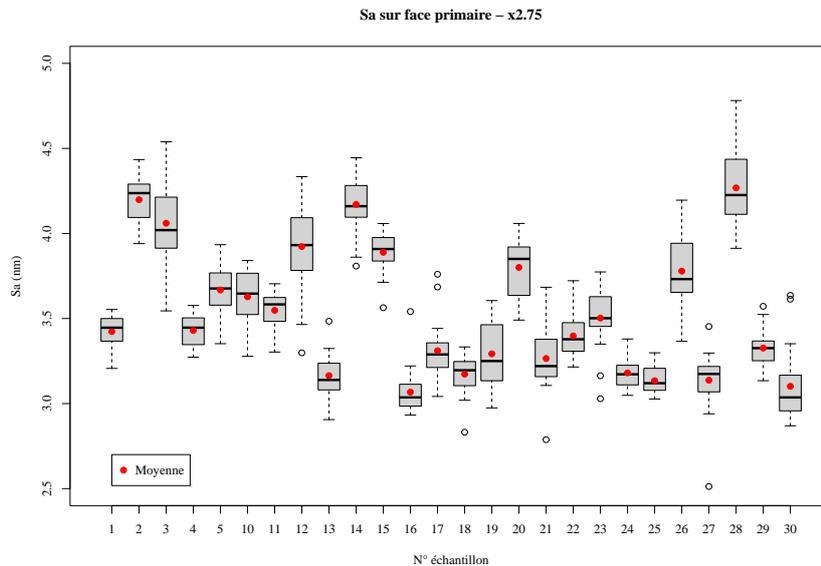


FIGURE 2.11 – Moyenne arithmétique des S_a mesurées avec l'optique de grossissement 2.75x

De manière analogue, les valeurs des paramètres de *Kurtosis* Sku et *Skewness* Ssk des

différentes fenêtres sont présentées sur les Figures 2.12 et 2.13. Le paramètre de *Skewness*³ montre que les surfaces sont légèrement asymétriques avec une prédominance des pics (valeur négative). Par ailleurs, les surfaces sont quasi-parfaitement aplaties car les valeurs du paramètre de *Kurtosis*⁴ sont très proches de 3.

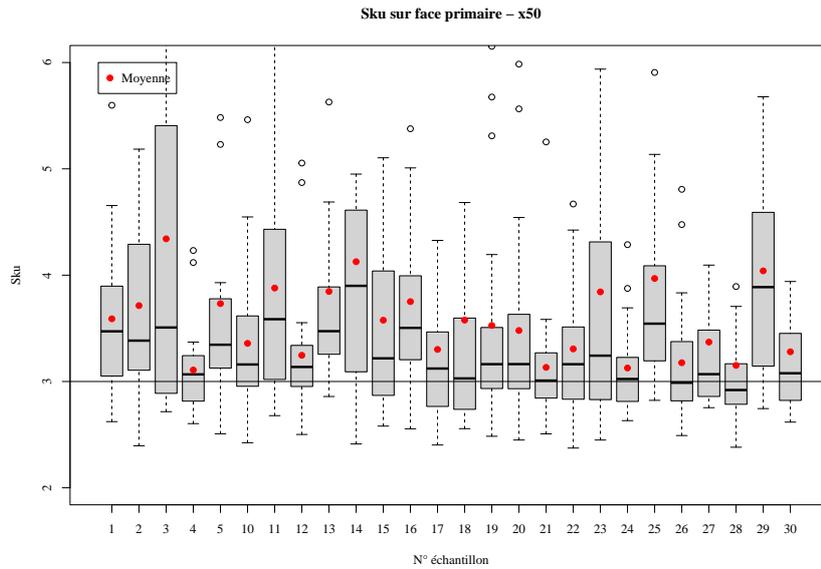


FIGURE 2.12 – Paramètre de *Kurtosis* mesuré avec l’optique de grossissement $\times 50$

Ainsi, compte-tenu des paramètres mesurés sur l’ensemble des fenêtres, l’hypothèse d’homogénéité du polissage sur l’ensemble du lot approvisionné est acceptable.

Par ailleurs, les observations MEB effectuées (Figure 2.8) montrent qu’à des échelles fines, largement inférieures à celle de la taille des grains, de nombreux traits de polissages sont visibles. Ceux-ci sont inhérents au procédé industriel de polissage et inévitables. Des études antérieures menées à l’AFM ont montré qu’un gros trait de polissage constitue une vallée d’environ 600 nm de large pour une profondeur maximum de 20 nm à 30 nm.

2.3.3 Transmittance optique

L’étude de la transmittance optique⁵ est également un moyen de confirmer que le matériau étudié correspond aux standards habituels, en particulier en ce qui concerne la microstructure. De plus, c’est également un moyen de s’assurer de l’homogénéité du lot de matériau

3. Le paramètre de *Skewness* mesure l’asymétrie d’une distribution statistique.

4. Le paramètre de *Kurtosis* mesure l’aplatissement d’une distribution statistique.

5. La transmittance optique correspond à la proportion d’un rayonnement incident qui est transmise à travers le massif.

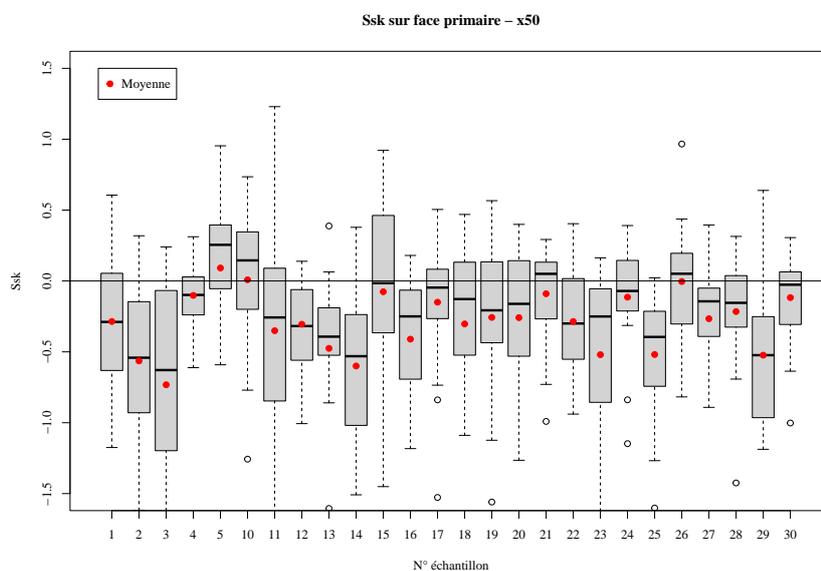


FIGURE 2.13 – Paramètre *Skewness* mesuré avec l’optique de grossissement $\times 50$

étudié : si la transmittance varie d’un échantillon à l’autre, il est très vraisemblable que leurs microstructures soient différentes (à condition que le polissage soit équivalent).

Objectifs Ainsi, l’étude de la transmittance optique vise principalement à valider l’homogénéité du lot approvisionné.

2.3.3.1 Démarche

Les mesures de transmittance ont été effectuées avec un spectrophomètre ([Annexe A.6.10](#)) sur 5 échantillons différents (n°21, n°22, n°23, n°24 et n°25). Des mesures ont été effectuées sur 5 points différents de l’échantillon n°21 afin d’étudier la dispersion de la mesure au sein d’un seul échantillon.

2.3.3.2 Résultats et conclusion

La [Figure 2.14](#) montre la transmittance sur l’ensemble du spectre étudié, sur les 5 points de l’éprouvette n°21. Ainsi, dans le spectre visible, il n’existe pas de différence notable. De petites variations sont mesurées au niveau du front de montée. Il correspond à la transition optique/électronique du ZnS [CVD HIP](#). Ces différences sont probablement une signature de la variabilité de la taille des gains et de la structure granulaire locale mais restent relativement faibles.

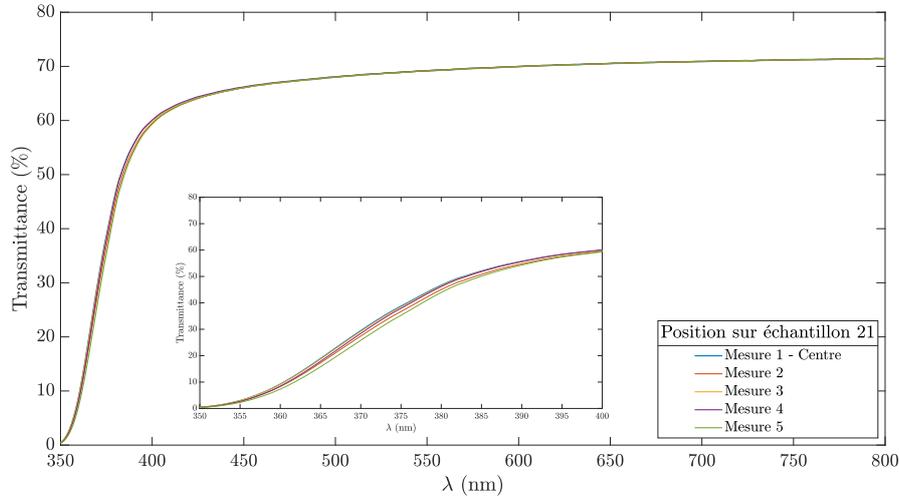


FIGURE 2.14 – Variation de la transmittance (%) de l'échantillon n°21 en fonction de la longueur d'onde λ (nm)

Par ailleurs, en comparant les mesures faites sur les autres échantillons (Figure 2.15), des différences significatives sont visibles au niveau du front de montée de la transmittance, dans la zone de transition optique/électronique du ZnS CVD HIP. Elles sont d'un maximum de 20% entre 350 nm et 400 nm entre l'échantillon 23 et l'échantillon 21. Cependant, ces différences ne sont clairement pas significatives sur le reste du domaine spectral mesuré (de 400 nm à 800 nm).

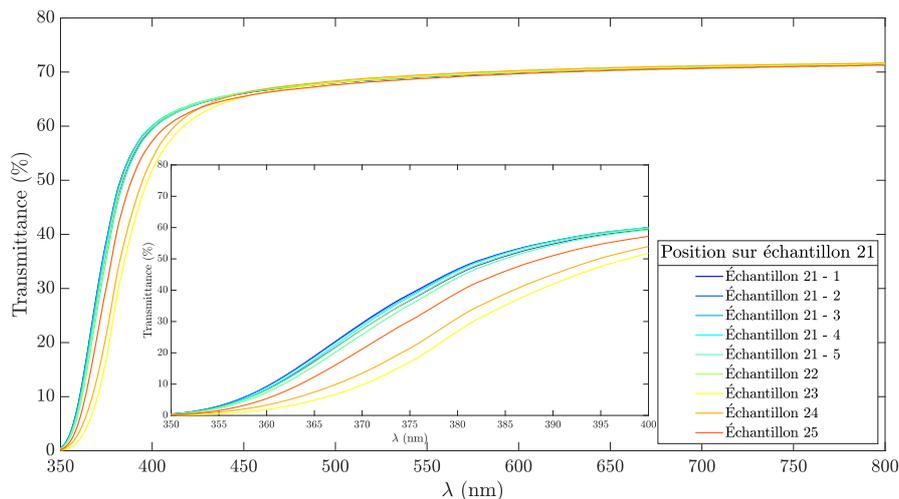


FIGURE 2.15 – Variation de la transmittance (%) des échantillons en fonction de la longueur d'onde λ (nm)

La variabilité des mesures de transmittance au niveau du front de montée entre les fenêtres

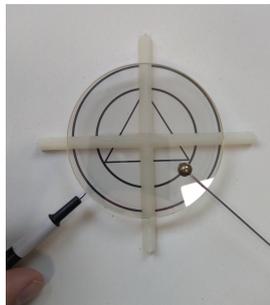
est plus importante que celle constatée sur une seule fenêtre : il existe donc bien une différence microstructurale entre les échantillons, bien que celle-ci soit relativement faible.

2.3.4 Grandeurs caractéristiques (Module de Young et dureté Vickers)

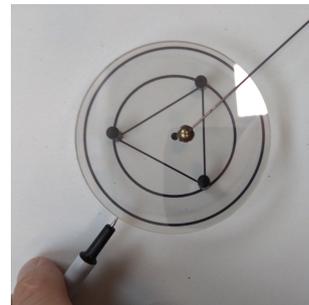
2.3.4.1 Vibrations acoustiques

Démarche Des mesures par vibrations acoustiques du module de Young E et du coefficient de Poisson ν ont été effectuées suivant la norme *ASTM-E1876* ((ASTM, 2017) avec un détecteur piézo-électrique (Annexe A.6.12) sur les échantillons n°10, n°11 et n°12. Les disques testés sont excités par un marteau sur leurs 2 premières fréquences propres de flexion et sont supposés avoir un comportement isotrope. Afin de favoriser l'excitation de ces deux modes propres, les points d'appuis sont :

- un support en croix (Figure 2.16a) ;
- trois appuis ponctuels situés à un rayon de $0.681R$ (Figure 2.16b).



(a) Montage utilisé pour mesurer le premier mode propre des disques



(b) Montage utilisé pour mesurer le second mode propre des disques

FIGURE 2.16 – Montages utilisés pour mesurer les modes propres de vibrations des disques

La masse des fenêtres a été mesurée à l'aide de la balance de précision (Annexe A.6.11) et leurs dimensions à l'aide d'un pied à coulisse.

L'objectif de ces mesures est de mesurer avec une autre méthode précise, répétable et exacte le module de Young E et le coefficient de Poisson ν du matériau. Ces valeurs ont vocation à être les valeurs de référence et à servir de point de repère pour les comparaisons avec les autres méthodes expérimentales.

Résultats et conclusion Le détail des calculs permettant de déterminer le coefficient de Poisson ν et le module de Young E du ZnS CVD HIP des fenêtres testées est donné en annexe (Annexe A.11).

Finalement, les grandeurs mesurées sont :

- $\nu = 0.33 \pm 0.02$.
- $E = (90 \pm 2)$ GPa.

Ces valeurs sont utilisées comme référence dans l'ensemble de ce manuscrit.

L'essentiel des erreurs et incertitudes est dû aux mesures de dimensions sur les fenêtres, en particulier l'épaisseur. Néanmoins, cette méthode de mesure est très précise et répétable. Grâce à sa précision, avec une maîtrise plus fine des dimensions intrinsèques des fenêtres, elle pourrait permettre de mesurer de légères variations des caractéristiques mécanique du matériau en fonction des fenêtres.

Ces valeurs mesurées sont cohérentes avec la littérature (HARRIS et al., 2008). En ce qui concerne les données constructeurs, le module de Young E mesuré est cohérent (2% d'erreur) mais la différence est plus importante (17%) pour le coefficient de Poisson ν . Elle peut-être due à une différence de méthode de mesure qui n'est pas détaillée par le fabricant.

2.3.4.2 Nanoindentation sphérique

Objectifs Initialement, la nanoindentation sphérique des fenêtres de ZnS CVD HIP était envisagée pour 2 raisons :

- déterminer une résistance mécanique R_m intrinsèque grâce aux contraintes de traction en périphérie d'un contact Hertzien ;
- déterminer le module de Young E du matériau.

Cependant, il s'est avéré que déterminer la résistance mécanique R_m du matériau par cette méthode n'est pas possible en raison de la déformation *permanente* du matériau sous nanoindentation. En effet, à l'échelle cristalline (qui correspond aux échelles de sollicitations), le matériau étudié n'a pas un comportement fragile mais un comportement "ductile" et subit une déformation permanente plutôt qu'une rupture en périphérie de la surface de contact entre le massif et l'indent. Ce phénomène, bien que non-documenté pour les diverses nuances de ZnS, est connu pour les céramiques (LAWN et al., 1994 ; LAWN, 1998). Les mécanismes microstructuraux menant à la « ductilité » observée sont néanmoins différents des déplacements de dislocations observés sur les matériaux métalliques. Ainsi, (LAWN et al., 1994) proposent que la « ductilité » apparait au niveau de *défauts de cisaillement* dans la microstructure. De plus, ils ont également pu observer que ce comportement est d'autant plus important que la taille moyenne des grains est importante : plus la taille des grains est importante, plus le comportement fragile du matériau s'estompe pour laisser place à un comportement « ductile » (LAWN, 1998). Ce cas correspond au ZnS utilisé dont la taille de grain est importante (70 μm à 100 μm) (Sous-section 2.3.1).

Par conséquent, ci-après, seuls les résultats afférant au module de Young E seront détaillés.

Démarche La nanoindentation sphérique a été largement documentée (OLIVER et PHARR, 1992 ; OLIVER et PHARR, 2004 ; OLIVER et PHARR, 2010). L'hypothèse la plus importante pour déterminer le module de Young E d'un matériau avec cette méthode est de considérer que, lors de la décharge, la raideur mesurée est uniquement due à l'élasticité du matériau. De plus, l'empilement de matière⁶ à la périphérie du contact élastique/plastique

est négligé. En général, le critère de $\frac{E}{H} > 100$ (avec H : dureté du matériau) est utilisé pour prédire quels matériaux sont sujets à ces *bourrelets*. Dans le cas du ZnS, le rapport $\frac{E}{H} \approx \frac{90}{1.5} = 60$, il n'est donc *théoriquement* pas sujet à ce problème ce qui a été vérifié post-mortem au rugosimètre interférométrique (Figure 2.19).

Le défaut de la méthode classique de nanoindentation est qu'une indentation ne permet d'obtenir qu'une seule décharge et donc de ne déterminer qu'un seul module de Young E par essai. Par conséquent, la méthode CSM a été mise en place et consiste à superposer à la montée en charge une oscillation de l'effort, incluant une décharge (oscillation de déplacement quelques nm), permettant de mesurer la raideur du contact. Cette méthode permet donc d'accélérer significativement les protocoles expérimentaux.

L'indent sphérique en diamant utilisé pour les indentations possède les caractéristiques suivantes :

- $E_i = 1040$ GPa : module de Young du diamant ;
- $\nu_i = 0.07$: coefficient de Poisson du diamant ;
- $D_i = 2R_i = (86 \pm 2)$ μm : diamètre de l'indent sphérique (Annexe A.8).

Par ailleurs, des indentations sur de la silice permettent de déterminer la raideur de la machine. Pour cela, les caractéristiques suivantes sont retenues :

- $E_s = 72$ GPa : module de Young de la silice ;
- $\nu_s = 0.18$: coefficient de Poisson de la silice.

La démarche de mesure de la raideur machine S_{mach} est détaillée en annexe (Annexe A.9) et dépend de l'effort appliqué. La loi retenue est la suivante :

$$S_{mach} = 2.946 \times 10^{-5} P^2 + 0.003396 \times 10^{-3} P + 3.407 \quad (2.1)$$

L'ensemble des résultats présentés ci-après sont corrigés de la raideur machine à l'aide de cette équation (déplacement brut h et raideur mesurée S_{mach} par la méthode CSM).

6. Dénommé *pile-up* en anglais.

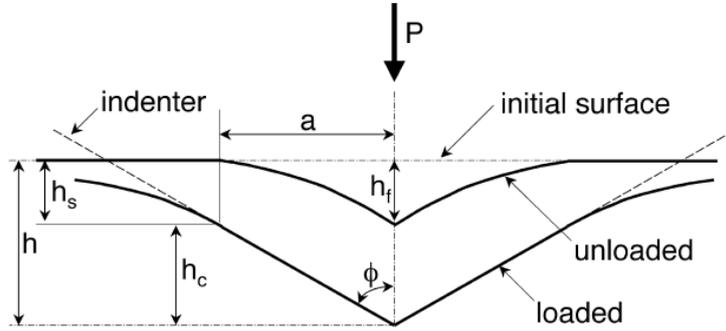


FIGURE 2.17 – Définition des principales grandeurs de nanoindentation (OLIVER et PHARR, 2004)

Théorie Il convient préalablement de définir les principales profondeurs utilisées (Figure 2.17) :

- h : profondeur d'indentation. Sa valeur maximum est donnée par $h_{max} = h_s + h_c$.
- h_f : Profondeur finale. Il s'agit de la profondeur de l'empreinte à l'issue de la décharge.
- h_s : Profondeur de *sink-in*. Il s'agit d'une profondeur d'indentation « fictive », qui est due à la déformation de la surface en périphérie de la zone indentée.
- h_c : Profondeur de contact. Il s'agit de la profondeur d'indentation « réelle ».

Les deux grandeurs qui sont mesurées lors d'un essai d'indentation sont :

- Le déplacement : h (nm).
- La force appliquée : P (mN).

La méthode CSM permet également de mesurer la valeur de la raideur S (N m^{-1}) lors de la charge.

En général, la courbe $P = f(h)$ de décharge d'une indentation est bien approximée par une loi puissance du type :

$$P = \alpha(h - h_f)^m \quad (2.2)$$

Théoriquement, la valeur de m est de 1.5 pour un indent sphérique (contact hertzien). La raideur S étant donnée par $S = dP/dh$, connaissant l'aire de contact $A = f(h_c)$ (avec h_c : hauteur de contact entre l'indent et le substrat), le module de Young effectif du contact E_{eff} est donné par :

$$S = \frac{2}{\sqrt{\pi}} E_{\text{eff}} \sqrt{A} \quad (2.3)$$

Avec :

$$\frac{1}{E_{\text{eff}}} = \frac{1 - \nu^2}{E} + \frac{1 - \nu_i^2}{E_i} \quad (2.4)$$

L'Équation (2.3) s'applique aux indents axisymétriques et aux contacts élastiques-plastiques bien qu'initialement développée pour les cas purement élastiques (OLIVER et PHARR, 1992; OLIVER et PHARR, 2004).

Dans le cas de la nanoindentation sphérique, en faisant l'hypothèse d'un contact Hertzien⁷, la relation $P = f(h)$ (Équation (2.2)) s'exprime par :

$$P = \frac{4}{3}\sqrt{R_{\text{eff}}}E_{\text{eff}}h^{3/2} \quad (2.5)$$

Avec : $R_{\text{eff}} = R_i$ dans le cas d'un substrat plan (courbure infinie).

La raideur du contact est donc donnée par :

$$S = \frac{dP}{dh} = 2\sqrt{R_i}E_{\text{eff}}h^{1/2} \quad (2.6)$$

Dans notre cas, il conviendra de conserver les formulations générales (Équation (2.2) et Équation (2.3)) car le contact n'est pas parfaitement élastique, engendre des déformations permanentes et que le déplacement de l'indent est important par rapport à son diamètre. Idéalement, il faudrait déterminer la fonction d'aire $A = f(h_c)$ expérimentalement. Néanmoins, à des fins de commodité, la formule suivante sera utilisée (OLIVER et PHARR, 2004) (elle se déduit d'une sphère pénétrant dans un massif selon le théorème de Pythagore) :

$$A(h_c) = -\pi h_c^2 + 2\pi R_i h_c \quad (2.7)$$

La validité de cette formule a été vérifiée empiriquement *a posteriori* des essais. Pour cela, les profils des indentations permanentes ont été mesurés à l'aide du rugosimètre interférométrique (Annexe A.6.5). La forme des empreintes résiduelles correspond raisonnablement bien à cette formulation.

Enfin, la hauteur de contact h_c est donnée par :

$$h_c = h_{\text{max}} - 0.75\frac{P_{\text{max}}}{S} \quad (2.8)$$

7. Cette hypothèse n'est vérifiée que pour un contact purement élastique et pour lequel la profondeur d'indentation reste faible devant le rayon effectif du contact R_{eff}

Protocole L'ensemble des mesures a été effectué de nuit, dans une salle climatisée (26.0 °C à 26.3 °C) afin de limiter au maximum les perturbations extérieures. Avant chaque série d'indentations, la surface est recherchée à un point distant du premier essai de $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$. De plus, pour lancer l'essai le critère de dérive thermique acceptable est de $0.05\ \text{nm s}^{-1}$. Une mesure de la dérive thermique est effectuée à la fin de chaque indentation et le logiciel de mesure applique automatiquement une correction aux valeurs mesurées. Le critère de contact afin de lancer l'acquisition et la mesure est de mesurer une raideur de $200\ \text{N m}^{-1}$. La vitesse d'approche de la surface est de $10\ \text{nm s}^{-1}$ avec une distance initiale de $1000\ \text{nm}$.

La vitesse de déplacement est fixée en fonction de la vitesse de déformation : $0.05\ \text{s}^{-1}$ avec un déplacement harmonique (pour le module CSM) de $2.0\ \text{nm}$.

Enfin, pour chaque niveau de charge, une série de 9 nanoindentations est effectuée selon une grille dont le pas est de $100\ \mu\text{m}$. Après plusieurs essais préliminaires, compte-tenu des caractéristiques du matériel disponible, les niveaux de charges suivants sont appliqués : $200\ \text{mN}$, $300\ \text{mN}$, $400\ \text{mN}$ et $500\ \text{mN}$.

Résultats et conclusion Avant toute chose, il convient d'évoquer la problématique du fluage sous charge lors d'essais de nanoindentation sphérique (FISCHER-CRIPPS, 2004). Le ZnS CVD HIP étudié est sujet à ce problème. En première approche, ce phénomène est *négligé*.

Ce phénomène est observé pour des niveaux d'efforts très faibles ($25\ \text{mN}$) correspondant à une pression de Hertz $P_{\text{Hertz}} = 3.4\ \text{GPa}$ avec l'indent de $86\ \mu\text{m}$ de diamètre. De même, avec l'indent de $6.466\ \text{mm}$ de diamètre, pour des niveaux d'effort de $50\ \text{mN}$ à $75\ \text{mN}$ correspondant à une pression de Hertz de $190\ \text{MPa}$ à $220\ \text{MPa}$, ce phénomène a également été constaté. Dans les études présentées ci-après, le temps de maintien à charge maximum a été supprimé ce qui a permis de réduire ces éventuelles dérives temporelles, sans qu'il soit certain qu'elles soient totalement supprimées.

Le module de Young E du ZnS a été déterminé à l'aide de la raideur mesurée par la méthode CSM. Ainsi, la Figure 2.18 montre l'évolution moyenne (27 essais) du module de Young E du ZnS en fonction de la profondeur lors des différents essais. Les enveloppes minimum et maximum sont également représentées (correspondant aux valeurs extrêmes mesurées). La méthode mise en place permet de déterminer un module de Young du ZnS de l'ordre de $E = (100 \pm 5)\ \text{GPa}$. Cette valeur est légèrement élevée au regard des valeurs communément admises pour du ZnS CVD HIP, la valeur donnée par le fabricant ($88\ \text{GPa}$) ainsi que la valeur mesurée et adoptée ($90\ \text{GPa}$). Comme le montre l'enveloppe représentée, l'incertitude sur cette mesure est relativement importante. Les sources d'erreurs sont multiples :

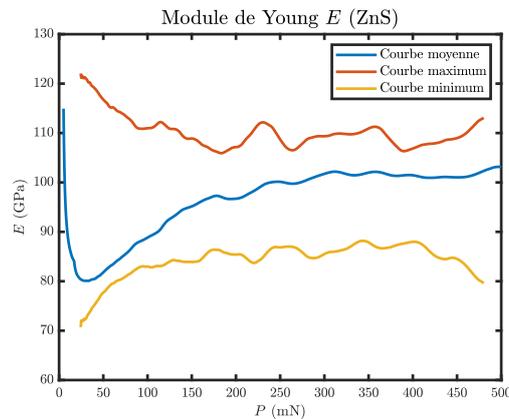


FIGURE 2.18 – Variation du module de Young E du ZnS avec l’effort P (méthode CSM)

- la décharge initiale n’est peut-être pas seulement élastique. Le fluage constaté sur le matériau peut-être un facteur d’erreur : le matériau n’est pas *stabilisé* lors des décharges mesurées qui ne sont donc, pas parfaitement élastiques. Ce phénomène a déjà été soulevé par plusieurs auteurs.
- La raideur machine est mal connue. Elle est également étudiée pour un matériau dont le support n’est pas nécessairement le même que celui utilisé pour l’échantillon de ZnS CVD HIP. De plus, la position de l’échantillon de silice n’est pas la même que celle de l’échantillon de ZnS CVD HIP, ce qui entraîne également une variation de la raideur machine

En tout état de cause, les mesures de profil des indents effectuées à l’aide du rugosimètre interférométrique (Annexe A.6.5) ont permis de constater que le profil de rupture n’est vraisemblablement pas purement « plastique » mais également fragile (Figure 2.19). En effet, des profils de fissures circonférentielles sont visibles. Il s’agit d’une marque caractéristique du comportement fragile d’un matériau sous indentation sphérique. Ce comportement a tendance à s’estomper avec l’augmentation de l’effort.

2.3.4.3 Essais de flexion et corrélation d’image

Objectifs Des essais de flexion 3 lignes (effort au centre, 40 mm entre les lignes d’appui) ont été menés sur des éprouvettes parallélépipédiques de 50 mm × 10 mm × 4 mm fabriquées à partir de fenêtres de ZnS CVD HIP approvisionnées (n°7, n°8 et n°9). La corrélation d’image ainsi que la mesure de l’effort appliqué par la machine de traction (Annexe A.6.9) permettent de remonter à une valeur expérimentale du module de Young E du matériau. Une brève analyse sur la résistance mécanique R_m des éprouvettes testées est également proposée. Le choix s’est porté sur les essais de flexions 3 lignes plutôt que 4 lignes car ils

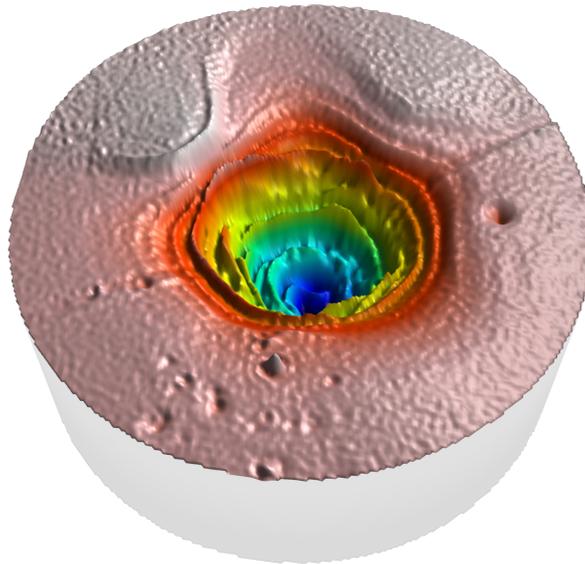


FIGURE 2.19 – Profil qualitatif (amplification 40%) d'une indentation à 200 mN (profondeur maximum de 840 nm)

entraînent des défauts d'alignement moindres. En effet, ces derniers sont délétères étant donné les faibles amplitudes de déplacements constatées.

Protocole Afin de suivre la flèche de l'éprouvette, un de ses côtés a été moucheté. Les mouchetis ont été effectués à la bombe de peinture et leur taille moyenne est de 100 μm à 200 μm (Figure 2.20).

La face latérale des éprouvettes est filmée à l'aide de la caméra haute définition et de son objectif (Annexe A.6.2).

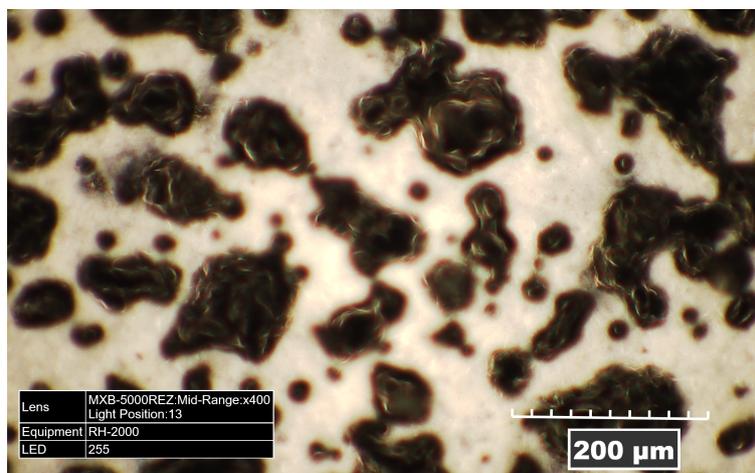


FIGURE 2.20 – Mouchetis type appliqués sur le côté des éprouvettes

Les essais de flexion ont été menés sur la machine de traction (Annexe A.6.9). L'ensemble des appareils utilisés est représenté sur la Figure 2.22. Le montage utilisé pour la flexion 3 lignes ainsi que l'éprouvette mouchetée sont représentés sur la Figure 2.21.

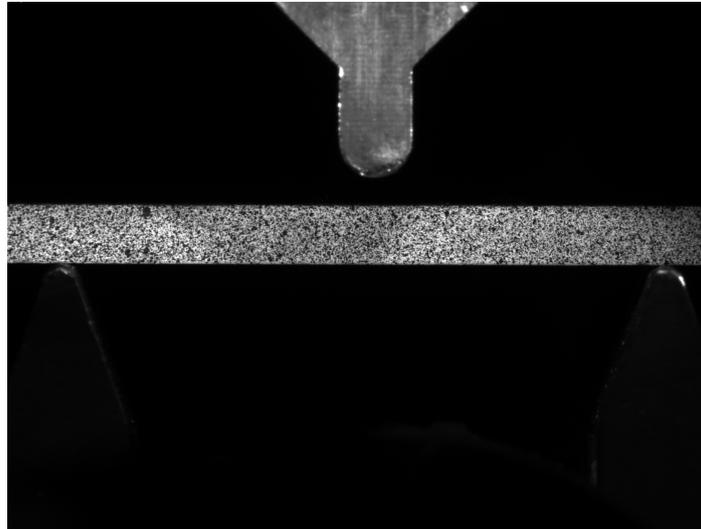


FIGURE 2.21 – Montage utilisé pour la flexion 3 lignes



FIGURE 2.22 – Dispositif expérimental utilisé lors des essais de flexion

Les corrélations d'images sont menées à l'aide du logiciel *Ufreckles* implémenté sur *Matlab*. Le logiciel résout l'équation $f(x) = g(x + u(x))$ (RÉTHORÉ, s. d.) avec f l'image de référence, g l'image déformée et u le champ de vecteur à déterminer. C'est la méthode des éléments finis (FEM) qui est choisie pour discrétiser le domaine avec un maillage régulier. Le choix de tailles de maille et de paramètre de lissage pour les corrélations d'images est détaillé en annexe (Annexe A.10). Les paramètres de corrélation d'images utilisés sont :

- taille de maille : 15 px ;
- longueur de lissage : 0 px.

L'ensemble des grandeurs caractéristiques utilisées a été mesuré au pied à coulisse ou avec *ImageJ*. Des niveaux d'incertitudes ont été associés à ces longueurs mesurées et permettent d'exprimer un niveau d'incertitude expérimentale sur le module de Young E mesuré.

Théorie La théorie des poutres en flexion (RDM) est utilisée pour déterminer le module de Young E du matériau à partir de sa déformation et analyser les déplacements issus de la corrélation d'image.

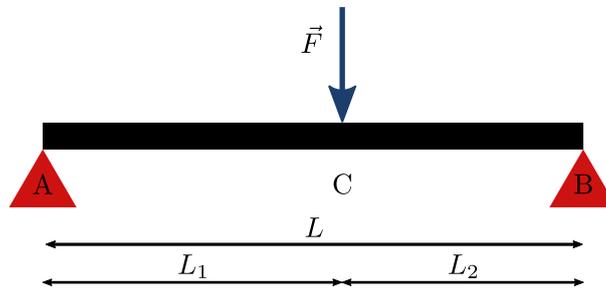


FIGURE 2.23 – Schéma de la sollicitation

Ainsi, en flexion 3 points (Figure 2.23), la flèche maximum f_{max} est donnée par :

$$f_{max} = \frac{FL_3}{27EI_{Gz}L} \sqrt{3(L^2 - L_3^2)^3} \quad (2.9)$$

Avec :

- F : Effort appliqué sur l'éprouvette.
- L_1 : Distance entre le premier appui et le point d'application de la force F .
- L_2 : Distance entre le second appui et le point d'application de la force F .
- $L_3 = \min(L_1, L_2)$.
- I_{Gz} : Moment quadratique de la poutre.

Ainsi, la flèche maximum f_c de la poutre est une fonction de l'effort appliqué. Par conséquent, on peut exprimer sa dérivée en fonction de l'effort F telle que :

$$\frac{df_c}{dF} = \frac{L_3}{27EI_{Gz}L} \sqrt{3(L^2 - L_3^2)^3} \quad (2.10)$$

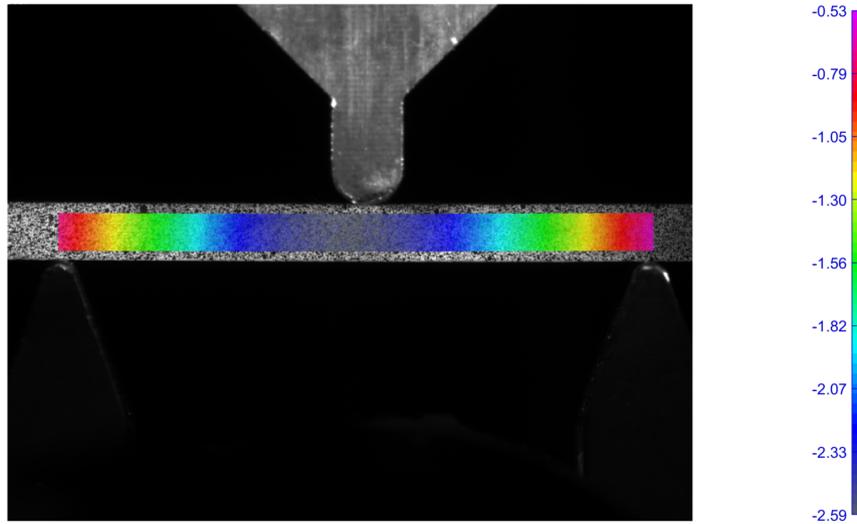


FIGURE 2.24 – Déplacement vertical brut mesuré par corrélation d’images (*UFreckles*) sur un essai de flexion 3 lignes (170 N)

Ceci permet de déterminer le module de Young E du matériau tel que :

$$E = \frac{L_3}{27K I_{Gz} L} \sqrt{3(L^2 - L_3^2)^3} \quad (2.11)$$

S’intéresser à la dérivée permet de s’affranchir du problème de la valeur absolue du déplacement qui est difficilement mesurable de manière précise avec cette méthode, en particulier à cause du contact initial entre les points d’appui et l’éprouvette. Cela permet également de moyenner les erreurs de mesures de déplacement de la corrélation d’images.

Résultats et conclusion Au total, 3 essais de flexion 3 lignes ont été menés. L’erreur maximum obtenue sur le déplacement par la corrélation d’images est de 7% de pixel, ce qui est acceptable. La [Figure 2.24](#) montre une image de corrélation d’un des essais correspondant à un effort appliqué de 170 N, juste avant rupture (les mouvements de corps rigide ne sont pas supprimés).

D’un point de vue pratique, la flèche est exportée au niveau de la fibre neutre de l’éprouvette. La [Figure 2.25](#) montre la déformation de l’éprouvette, au niveau de la fibre neutre pour différents niveaux d’efforts.

Ainsi, il est possible de tracer la flèche maximum à chaque point de mesure en fonction de l’effort appliqué. Ensuite, il faut interpoler cette flèche à l’aide d’une loi affine permettant de prendre en compte que la valeur de la flèche calculée par corrélation d’images est relative. Cette loi est interpolée pour des valeurs d’effort supérieures à un seuil de 30 mN à 40 mN afin de s’affranchir de l’instabilité de la flèche mesurée aux efforts les plus faibles,

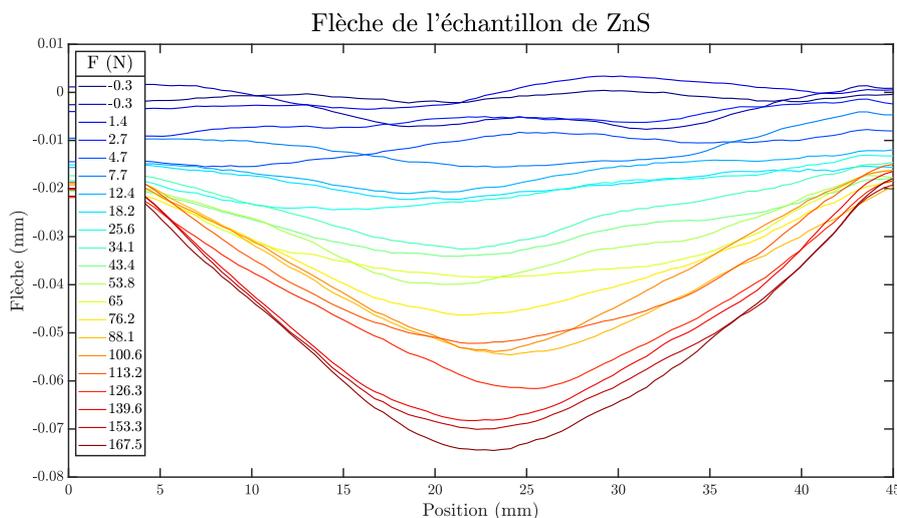


FIGURE 2.25 – Déplacement vertical brut mesuré par corrélation d’images (*UFreckles*) sur un essai de flexion 3 lignes (170 N)

lorsque le contact entre échantillon et points d’appuis débute. La [Figure 2.26](#) présente la comparaison entre la flèche maximum théorique et celle expérimentalement mesurée. La pente des deux droites est proche, ce qui signifie que la raideur de l’éprouvette mesurée en flexion est proche de la raideur théorique.

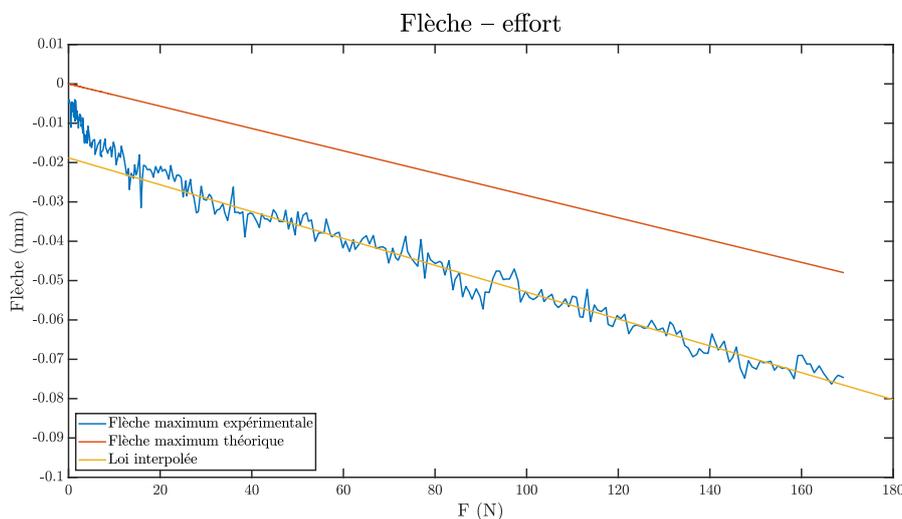


FIGURE 2.26 – Flèches maxima théorique et expérimentale sur un essai de flexion 3 lignes

Par ailleurs, le calcul de l’incertitude sur la mesure du module de Young E est détaillé en annexe ([Annexe A.10](#)). Ainsi, les résultats finaux pour les 3 essais de flexions 3 lignes sont :

- $E_1 = (73.1 \pm 7.8)$ GPa.
- $E_2 = (69.8 \pm 6.7)$ GPa.

$$— E_3 = (72.1 \pm 6.4) \text{ GPa}$$

Ainsi la méthode mise en place présente une reproductibilité relativement bonne (sur la base d'un faible nombre d'essais). Les incertitudes de mesures sont significatives (de 8 à 10 %) mais dans les standards de ce type de méthode expérimentale. Aussi, les valeurs mesurées sont légèrement sous-estimées vis-à-vis de la valeur constructeur de 88 GPa (erreur de 17 à 21 %) ou de la valeur acceptée de 90 GPa. La méthode mise en place semble donc relativement reproductible mais sa précision et son exactitude sont dans les limites hautes de ce qui est acceptable.

Résistance mécanique R_m Compte-tenu de la quantité d'essais menés, il n'est pas possible d'étudier la résistance mécanique R_m du ZnS CVD HIP de manière tout à fait rigoureuse avec une approche statistique (Sous-section 1.3.4).

Des essais de flexion 4 lignes ont également été menés (40 mm entre les lignes d'appui et 20 mm entre les lignes d'application de l'effort). Lors de ces essais, les ruptures ont eu lieu entre les deux points d'application de l'effort. Pour les essais de flexion 3 lignes, les ruptures ont eu lieu à proximité du point d'application de l'effort qui sera donc considéré pour établir la résistance mécanique des éprouvettes. L'incertitude de mesure pour l'ensemble des mesures est de l'ordre de 2 MPa. Les résultats sont données dans le tableau [Tableau 2.1](#).

TABLEAU 2.1 – Résistance mécanique des éprouvettes testées en flexion 3 et 4 lignes

Nombre de points d'appuis	R_m (MPa)
4	33
4	32
4	40
4	39
4	47
3	62
3	53
3	54

Ainsi, les résistances mécaniques calculées sont assez faibles au regard de la valeur constructeur de $R_m = 70$ MPa, en particulier pour la flexion 4 lignes. Néanmoins, étant donné que le constructeur n'a pas communiqué ses conditions expérimentales, il semble plausible qu'il s'agisse d'une résistance mécanique R_m en flexion 3 lignes. De plus, il est possible que les ruptures des éprouvettes aient pour origine une des arêtes des parallélépipèdes ce qui diminue la résistance mécanique mesurée.

Par ailleurs, il est manifeste que la flexion 3 lignes donne des résistances mécaniques R_m plus importantes que la flexion 4 lignes. Ce résultat est normal et cohérent avec la méthode

de sollicitation : lors d'un essai de flexion 4 lignes, le volume sollicité à la contrainte maximum est plus important (entre les deux points d'application de l'effort). Ainsi, la probabilité d'activer un défaut critique à un niveau de contrainte donné est d'autant plus importante. Il est donc normal que la résistance mécanique moyenne mesurée soit plus grande en flexion 3 lignes qu'en flexion 4 lignes.

2.3.4.4 Dureté Vickers

Objectifs La dureté Vickers a été étudiée car elle constitue une grandeur facilement mesurable et potentiellement comparable aux données de la littérature (qui restent relativement rares et souvent avec d'autres types d'indents que le Vickers).

Protocole La dureté Vickers du matériau a été mesurée sur 3 échantillons différents (fenêtres n°7, n°8 et n°9). L'objectif était notamment d'obtenir des valeurs de référence de la dureté des fenêtres en vue de les comparer à la littérature et de vérifier partiellement l'homogénéité du lot de fenêtres étudiées.

Chaque échantillon a été soumis à des séries de 10 indentations à différents niveaux de charge : 0.1 kgf⁸, 0.5 kgf, 1 kgf, 2.5 kgf, 5 kgf et 10 kgf.

Résultats et conclusions Le graphique [Figure 2.27](#) donne la variation de dureté Vickers (HV) des 3 échantillons testés en fonction de la charge appliquée (kgf). La barre d'incertitude est déterminée en faisant l'hypothèse d'une distribution normale de la dureté autour de la valeur moyenne avec un intervalle de confiance de 95%.

Ainsi, la variation de la dureté d'un échantillon à l'autre n'est pas significative compte-tenu des barres d'incertitudes. De plus, comme attendu, la dureté est d'autant plus faible que le niveau de charge imposé est important ce qui est dû au fait que la surface sollicitée, et donc le nombre défauts est d'autant plus importante avec l'augmentation de l'effort.

Par ailleurs, bien que cela n'était pas attendu, il est possible de constater que les fissures ne se propagent que rarement à partir de la pointe de la zone déformée ([Figures 2.28](#) et [2.29](#)) comme cela est usuellement le cas avec les matériaux au comportement fragile. Ceci confirme de nouveau le comportement « ductile » du ZnS [CVD HIP](#), en particulier à des échelles microscopiques. À partir des résultats obtenus, il n'est donc pas possible de déterminer la ténacité du matériau, même de manière relative. La forme des fissures observées se rapproche de ce qui a été constaté dans la littérature ([CHANG et al., 2003](#); [LAWN et al., 1994](#)). Ainsi, le comportement du ZnS est à la fois plastique et fragile.

8. 1 kgf = 9.81 N

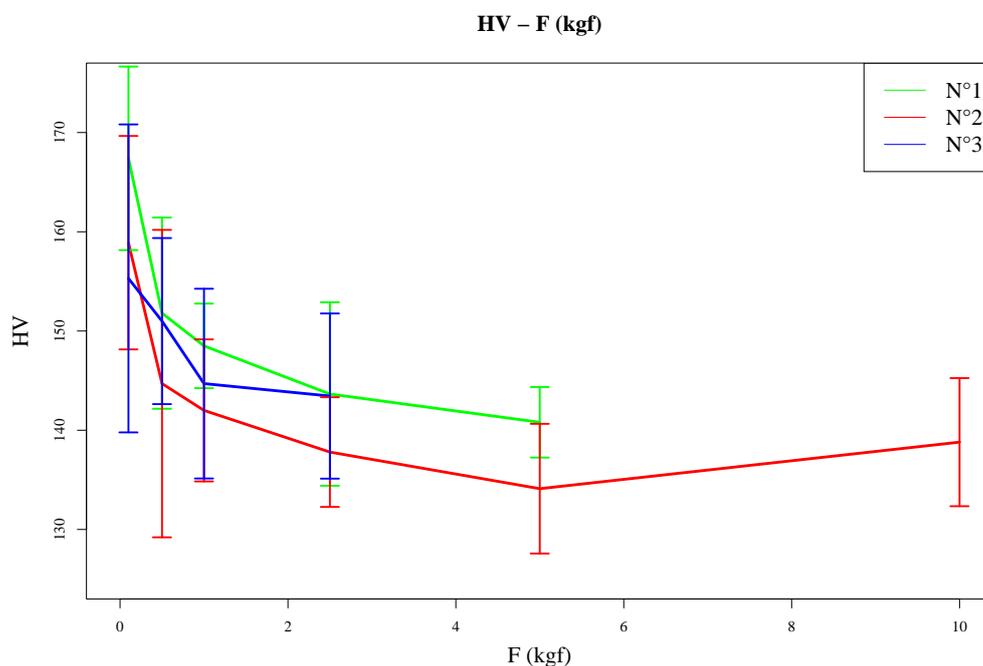


FIGURE 2.27 – Variation de la moyenne des duretés Vickers (HV) mesurées en fonction de la charge imposée (kgf)



FIGURE 2.28 – Indentation Vickers n°6 de l'échantillon n°3 à 0.5 kgf



FIGURE 2.29 – Indentation Vickers n°2 de l'échantillon n°3 à 1 kgf

Aussi, pour un effort d'indentation de 1 kgf, la dureté Vickers est $\approx (150 \pm 10)$ HV. Ce résultat est plutôt cohérent avec les résultats de (CHANG et al., 2003) qui déterminent une dureté Vickers de 130 HV à 140 HV pour une taille de grain de 70 μm à 100 μm (comparable à celle du matériau étudié). Le résultat est également conforme à la dureté constructeur du ZnS CVD HIP de *Rohm and Haas* qui est 150 HV pour un effort de 1 kgf (*Cleartran datasheet - Rohm and Haas 2000*).

Ainsi, comme constaté lors des essais de nanoindentation sphérique (Sous-sous-section 2.3.4.2), le ZnS CVD HIP est un matériau qui se déforme de manière importante à l'échelle mi-

croscopique. Aussi, le matériau étudié est relativement comparable aux nuances de la littératures fabriquées selon le même procédé.

2.3.5 Contraintes résiduelles

Objectifs Les fenêtres étant de relativement grandes dimensions et fabriquées par un procédé entraînant des gradients thermiques importants, il semblait important de vérifier l'amplitude des contraintes résiduelles, en particulier à la surface. C'est la fenêtre n°5 qui a été étudiée.

2.3.5.1 Démarche

Dans un premier temps, un pic de diffraction a été identifié à l'aide d'un diffractogramme issu d'une source Cu à l'aide du *X'PertPro MPD* (Annexe A.6.6). Ensuite, le *X'PertPro MRD* avec une source Co a été utilisé sur le pic identifié pour étudier la présence de contraintes résiduelles dans le matériau. Sa calibration a été préalablement vérifiée sur une poudre de Cu et a donné une contrainte résiduelle de traction de (15 ± 11) MPa pour une valeur cible de 0 MPa ce qui est acceptable. Afin de quantifier les contraintes résiduelles, différents diffractogrammes sont établis au niveau du pic choisi en appliquant un *tilt* sur l'échantillon.

La norme NF EN 15305 (Essais non-destructifs - Méthode d'essai pour l'analyse des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X) suggère d'utiliser un pic de diffraction pour lequel le nombre de coup est supérieur à 10 000. De plus, l'angle de diffraction doit, dans la mesure du possible, être situé au-delà de 120° .

2.3.5.2 Résultats et conclusion

Le diffractogramme « complet » de l'échantillon (Figure 2.30) a permis de confirmer que le pic situé à un angle de 88.5° qui correspond au plan (422) atteint une valeur supérieure à 10 000 coups (environ 15 000 coups). Ce pic est intéressant car, avec une source Co utilisable avec le *X'PertPro MRD*, il se trouve à 108.2° , ce qui est acceptable pour étudier les contraintes résiduelles.

Différents diffractogrammes correspondants à différents angles de *tilt* de l'échantillon au niveau du pic (422) du Co ont été tracés pour l'échantillon étudié (Figure 2.31). La position du pic ne varie que très peu ce qui traduit une absence de contraintes résiduelles. La variation de l'amplitude des pics est le résultat de la texturation de la surface.

Finalement, à partir des données expérimentales, l'étude quantitative des contraintes résiduelles (non détaillée) donne une légère contrainte de traction de (8 ± 16) MPa. Cette

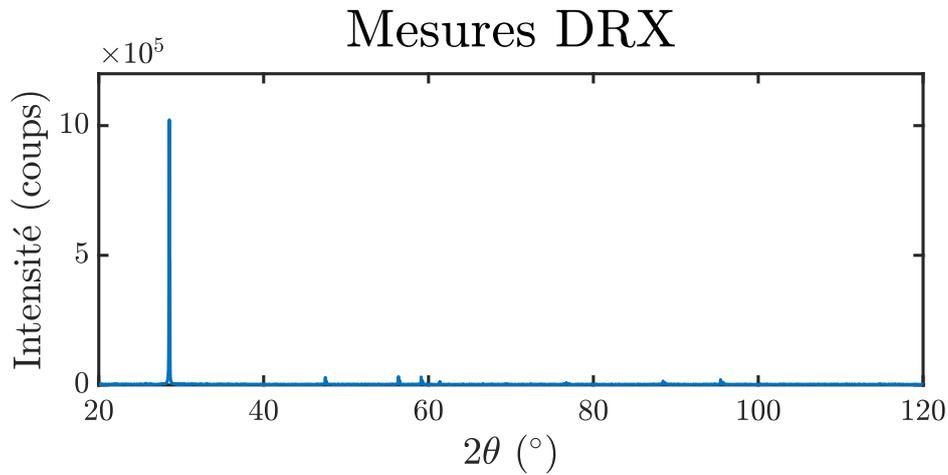


FIGURE 2.30 – Diffractogramme DRX de l'échantillon n°5 (source Cu)

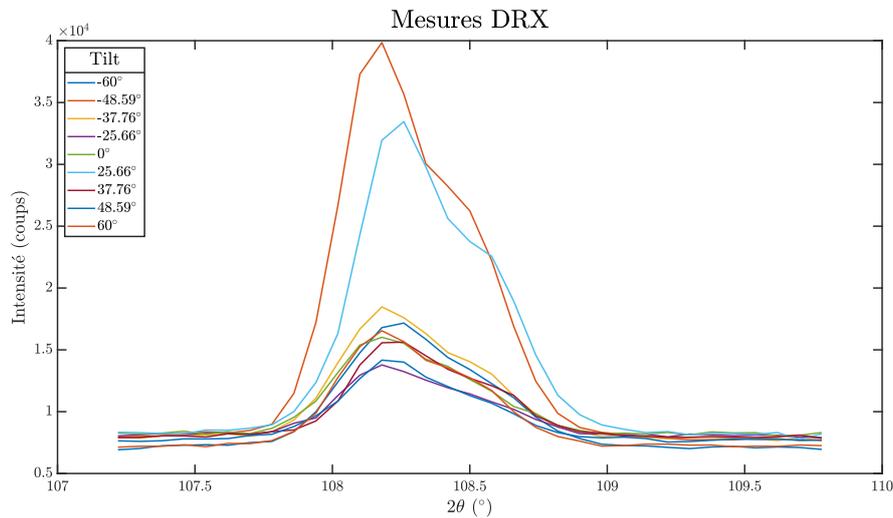


FIGURE 2.31 – Diffractogrammes DRX de l'échantillon n°5 *tilté* au niveau du pic (422) (source Co)

valeur est, *a priori*, faible et ne traduit pas de l'introduction d'une contrainte résiduelle importante lors du procédé de fabrication des fenêtres de ZnS CVD HIP, que ce soit lors des étapes de CVD, de HIP ou de polissage. De plus, l'incertitude de mesure est importante et la vérification de la calibration de l'appareil a montré que cette valeur reste à interpréter avec précaution. En l'absence d'études plus approfondies et complètes, la seule conclusion qu'il est possible d'établir avec certitude est que l'amplitude des contraintes résiduelles est très vraisemblablement faible, de l'ordre d'une dizaine de MPa tout au plus.

Il reste, néanmoins, une incertitude quant à l'état de contrainte en profondeur dans les pièces. En effet, le volume mesuré a pu être impacté par le polissage qui a tendance à introduire des contraintes de compression sur le matériau qui « annuleraient » une contrainte

de traction issue du processus de fabrication. Cependant, étant donné la grande qualité du polissage effectué (Sous-section 2.3.2), il est peu probable que celui-ci ait introduit des contraintes résiduelles de compression significatives. Aussi, les caractéristiques de la fenêtre de ZnS CVD HIP étudiée étant exactement celles qui sont industriellement utilisées et qui sont étudiées dans le cadre de ces travaux (pas de polissage supplémentaire), cet état de contraintes résiduelles quasi-nul en surface est un résultat très intéressant car, sous impacts liquides, l'essentiel des dommages est dû à la contrainte de traction à la surface du solide et provoquée par l'onde de Rayleigh (Sous-section 1.4.1).

Le résultat final est conforme à celui de Jiang et al. (JIANG et al., 2020) qui ont déterminé que le traitement HIP sur le ZnS CVD permettait de diminuer significativement la présence de contraintes résiduelles dans le massif.

2.3.6 Conclusions

Les principales conclusions concernant la caractérisation des fenêtres et du matériau utilisé sont :

- Le lot de fenêtres de ZnS CVD HIP approvisionnées est homogène tant d'un point de vue des caractéristiques mécaniques que de celui de l'état de surface des échantillons et de leurs performances optiques.
- Le matériau étudié est proche des standards habituels de ZnS CVD HIP malgré une variabilité importante des procédés de fabrication possibles.
- Le polissage est d'une qualité « poli miroir ».
- Les valeurs retenues des principales constantes mécaniques sont $E = 90$ GPa et $\nu = 0.33$. Cette valeur est parfaitement conforme à la littérature pour le ZnS CVD HIP.
- La dureté du matériau est de l'ordre de 140 HV ce qui est cohérent avec les résultats de la littérature.
- L'amplitude des contraintes résiduelles est vraisemblablement faible. Dans la suite de ce manuscrit, elles seront négligées. Néanmoins, une étude plus approfondies devraient être envisagée étant donné la dispersion de la mesure et l'éventualité d'une contrainte résiduelle potentiellement importante au regard de la résistance mécanique du matériau.
- Le matériau ne possède pas un comportement parfaitement élastique *et* fragile, en particulier à petite échelle ce qui est dû, essentiellement, à taille importante de sa microstructure entraînant des hétérogénéités de comportement mesurables.

3

Modélisation numérique du problème

Ce chapitre présente le chainage numérique fluide-structure mis en place avec les codes commerciaux Fluent et Abaqus. L'objectif de ce modèle numérique est d'établir l'état de contrainte sous impacts liquides d'un massif semi-infini de ZnS CVD HIP afin de déterminer les paramètres expérimentaux les plus importants pour l'amorçage de l'endommagement. Une étude paramétrique est détaillée en annexe (Annexe A.16).

3.1 Démarche et objectifs

Démarche L’objectif de ce chapitre est de présenter le modèle numérique mis en place pour étudier l’état de contrainte d’un massif de ZnS CVD HIP soumis à un impact liquide type. Ce chapitre n’a pas vocation à développer les résultats de ce modèle numérique. Une annexe présente des résultats de l’étude paramétrique menée (Annexe A.16) dont les conclusions sont données ci-après (Sous-sous-section 3.2.4.1 et Sous-sous-section 3.3.4.2) (diamètre $D_0 = 0.2 \text{ mm}$ à 2 mm et vitesse d’impact $V_0 = 100 \text{ m s}^{-1}$ à 250 m s^{-1}). Le chapitre suivant (Chapitre 4) exploite le modèle en relation avec les résultats expérimentaux. Ainsi, un chainage numérique fluide-structure a été mis en place pour modéliser l’impact normal (90°) d’une goutte d’eau liquide sphérique contre un massif semi-infini de ZnS CVD HIP. Il se fait en deux temps :

- La modélisation numérique CFD de l’écoulement de la goutte contre un massif parfaitement rigide permettant d’obtenir la pression d’impact P . Ce modèle est résolu par la méthode des *volumes finis* avec le code commercial *Ansys-Fluent*.
- La modélisation numérique de la réponse du solide soumis à la pression d’impact P . Ce modèle est résolu par la méthode des *éléments finis* (FEM) explicite avec le code commercial *Abaqus*.

La principale hypothèse justifiant ce chainage numérique est que la déformation du solide est négligeable et qu’elle influence très faiblement l’écoulement lors de l’impact.

Objectif Ce modèle numérique vise à remplir plusieurs objectifs :

- Tester différents critères d’amorçage de l’endommagement sous impacts liquides.
- Comparer la réponse théorique du matériau avec les observations expérimentales.
- Avoir un point de comparaison avec d’autres simulations numériques de la littérature (géométries standards).

Données utilisées Dans l’ensemble de cette section, les valeurs des variables suivantes sont utilisées dans les applications numériques :

- $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$: Vitesse d’impact de la goutte contre le massif.
- $D_0 = 2R_0 = 2 \text{ mm}$: Diamètre de la goutte.
- $\rho_0 = 998.2 \text{ kg m}^{-3}$: Masse volumique de l’eau au repos.
- $\sigma_0 = 7.28 \times 10^{-2} \text{ N m}^{-1}$: Tension superficielle entre l’eau et l’air.
- $\mu_0 = 1 \times 10^{-3} \text{ Pa s}$: Viscosité dynamique de l’eau.

- $\rho_1 = 4090 \text{ kg m}^{-3}$: Masse volumique du ZnS.
- $E = 90 \text{ GPa}$: Module de Young du ZnS.
- $\nu = 0.33$: Coefficient de Poisson du ZnS.
- $\alpha = 90^\circ$: Angle d'incidence.

Adimensionnements Dans les sections suivantes, les variables adimensionnées suivantes seront utilisées :

- Temps/instant t : $T^* = \frac{tV_0}{D_0}$.
- Rayon/distance R : $R^* = \frac{R}{R_0}$.
- Pression P : $P^* = \frac{P}{P_{CB}} = \frac{P}{\rho_0 C_0 V_0}$.

3.2 Modélisation numérique de l'impact d'une goutte d'eau liquide contre un massif infiniment rigide

Dans cette section, la plupart des équations sont données sous forme réduite à des fins de clarté. Elles sont exprimées en coordonnées cylindriques lorsqu'elles sont données sous leur forme développée.

3.2.1 Formulation du problème

3.2.1.1 Nombres caractéristiques

Plusieurs nombres adimensionnels caractéristiques des écoulements permettent de mieux définir les hypothèses de la modélisation, et donc, les équations du problème. Ainsi, les nombres de *Reynolds*, de *Weber*, de *Knudsen* et de *Mach* sont étudiés.

Nombre de Reynolds Le nombre de *Reynolds* Re permet d'établir le caractère turbulent d'un écoulement. Il peut être défini comme étant le ratio du flux convectif sur le flux diffusif de la quantité de mouvement ; ce qui signifie que dans un écoulement à grand nombre de *Reynolds*, le transport de la quantité de mouvement par convection est dominant : les effets visqueux et le transport diffusif sont négligeables (GUYON et al., 2001).

Le nombre de *Reynolds* est donné par :

$$\text{Re} = \frac{\rho_0 V_0 D_0}{\mu_0} = 4.0 \times 10^5 \quad (3.1)$$

Compte-tenu de sa valeur très élevée, l'écoulement est turbulent¹. Le transport de la quantité de mouvement est donc piloté par les flux convectifs de l'écoulement (et donc les forces d'inerties). Cette hypothèse a notamment été confirmée par (B. ZHANG et al., 2017) qui se sont intéressés à la pression exercée par l'impact de gouttes de tailles proches de 2 mm lancée à quelques m s^{-1} . Leur conclusion était qu'à partir d'un nombre de Reynolds de 230, l'écoulement lors de l'impact est piloté par les forces d'inertie. Par ailleurs, dans ce cas d'application, il est très vraisemblable que la viscosité turbulente μ_t soit très supérieure à la viscosité dynamique μ .

Nombre de Weber Le nombre de *Weber* We permet de caractériser l'importance de la tension superficielle entre l'eau et l'air lors d'un écoulement. Il s'agit du ratio des forces d'inerties sur les forces de tension superficielle.

Le nombre de *Weber* est donné par :

$$\text{We} = \frac{\rho_0 V_0^2 D_0}{\sigma_0} = 1.1 \times 10^6 \quad (3.2)$$

En général, à partir d'un nombre de *Weber* de quelques dizaines voire quelques centaines, la tension superficielle ne pilote plus l'écoulement. Ainsi, étant donné sa valeur particulièrement élevée, la tension superficielle entre l'eau et l'air peut-être négligée.

Par ailleurs, étant donné la valeur particulièrement élevée du nombre de *Weber*, l'utilisation d'une goutte sphérique dans les modélisation ultérieure est une hypothèse simplificatrice forte.

Nombre de Knudsen Le nombre de *Knudsen* Kn permet de quantifier la continuité du milieu et la modélisation de son écoulement par les équations de Navier-Stokes (RAPP, 2017). En effet, en-dessous d'une certaine échelle de modélisation, le mouvement moyen des volumes élémentaires est gouverné par le libre parcours moyen λ des particules, et les équations de Navier-Stokes ne sont plus applicables.

1. En général, l'écoulement est considéré comme laminaire en-dessous d'une valeur de $\text{Re} = 2300$ et comme turbulent à partir d'une valeur de $\text{Re} = 3000$.

Le nombre de *Knudsen* est donné par :

$$\text{Kn} = \frac{\lambda}{L} \quad (3.3)$$

Avec :

- λ : Libre parcours moyen d'une molécule d'eau (H_2O).
- L : Longueur caractéristique de l'écoulement.

La condition communément admise pour que l'écoulement soit étudiable avec l'hypothèse d'un milieu continu est que :

$$\text{Kn} < 0.001 \quad (3.4)$$

Ainsi, connaissant le libre parcours moyen $\lambda \approx 8.5 \text{ \AA}$ ([Annexe A.12](#)), on peut estimer la longueur limite L sous laquelle l'hypothèse de continuité est encore valable :

$$L > 1000\lambda \quad (3.5)$$

$$L > 8.5 \times 10^{-7} \text{ m} \quad (3.6)$$

Ainsi, on retient $L > 1 \mu\text{m}$. La longueur caractéristique minimum qu'il est possible d'étudier avec les équations de Navier-Stokes est d'environ $1 \mu\text{m}$. Cela signifie que le maillage le plus fin utilisé dans la simulation numérique sera de $1 \mu\text{m}$ si la modélisation est basée l'hypothèse d'un milieu continu (équations de Navier-Stokes).

Nombre de Mach Le nombre de *Mach* Ma permet de déterminer si un fluide peut être considéré comme incompressible dans un écoulement. Il s'agit du ratio de la vitesse caractéristique V de l'écoulement sur la vitesse de propagation des ondes de compression. Comme expliqué précédemment ([Sous-sous-section 1.2.3.1 – Figure 1.8](#)), le ratio de la vitesse des jets latéraux V sur la vitesse d'impact V_0 peut atteindre 5 pour une vitesse d'impact de $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$. Il est d'autant plus pertinent de s'intéresser à la vitesse des jets latéraux V que les maximums de pression P sont atteints au niveau de la périphérie de contact, là où les jets latéraux se détachent de la goutte.

Ainsi, le nombre de *Mach* est donné par :

$$\text{Ma} = \frac{V}{C_0} = \frac{5V_0}{C_0} = 0.7 \quad (3.7)$$

Par conséquent, au moins localement, l'eau sera compressée lors de l'impact car les effets de compressibilités apparaissent dès $Ma = 0.3$. Il en est de même pour l'air dont la vitesse de l'onde de compression est inférieure à celle de l'eau. Ces hypothèses ont été confirmées dans la littérature à partir d'une vitesse d'impact V_0 de 100 m s^{-1} (N. LI et al., 2008; MARZBALI, 2017).

3.2.1.2 Principales hypothèses

Les principales hypothèses du modèle d'écoulement mis en place sont :

- Le milieu est continu. La longueur caractéristique minimum étudiée sera de l'ordre de $1 \mu\text{m}$ (Sous-sous-section 3.2.1.1).
- L'écoulement est axisymétrique.
- L'écoulement est diphasique : la goutte d'eau est plongée dans l'air.
- L'air et l'eau sont non miscibles.
- L'action de la gravité est négligeable et il n'y a pas d'effort volumique sur les fluides.
- Il n'y a aucun changement de phase, ni transfert de masse d'une phase à l'autre.
- La tension superficielle entre l'eau et l'air est négligée (Sous-sous-section 3.2.1.1).
- L'écoulement est turbulent (Sous-sous-section 3.2.1.1).
- L'écoulement de l'eau est isotherme. Cette hypothèse permet de simplifier la formulation du problème (Sous-sous-section 3.2.1.5). Elle se justifie également par le fait que les phénomènes sont si rapides (quelques ns – Sous-section 1.2.3) que les états d'équilibre thermodynamiques sont mal connus.
- L'eau et l'air sont compressibles (Sous-sous-section 3.2.1.1).
- L'eau et l'air sont des fluides newtoniens².
- La pression initiale est de $P_0 = 1013 \text{ hPa}$ correspondant à la pression atmosphérique normale.
- La température initiale est de $T = 298 \text{ K}$ correspondant à la température ambiante ($26 \text{ }^\circ\text{C}$).

3.2.1.3 Domaine

La Figure 3.1 schématise le domaine utilisé pour l'ensemble des calculs, y compris l'étude paramétrique³. Il s'agit d'un domaine 2D axisymétrique rectangulaire (le domaine

2. Leur loi de contrainte-déformation est linéaire.

3. Ainsi, pour les gouttes de 0.2 mm , 0.5 mm et 0.75 mm de diamètre, le domaine utilisé permet de modéliser l'entièreté de la goutte.

réel n'est donc qu'une moitié de celui représenté sur le schéma) de $1.5 \text{ mm} \times 0.75 \text{ mm}$ dont l'axe d'axisymétrie est schématisé par des pointillés (*axis*). Afin de diminuer la taille du domaine, les calculs menés avec les plus grands diamètres D_0 ne simulent pas l'écoulement de l'entièreté de la goutte mais seulement une fraction de celle-ci. On notera $h = 0.75 \text{ mm}$ la hauteur du domaine.

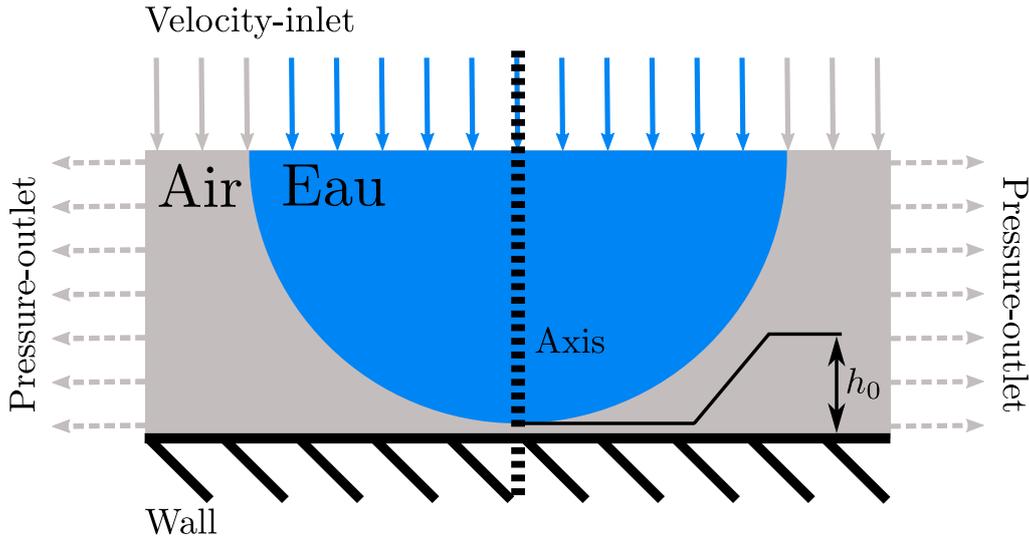


FIGURE 3.1 – Schéma du domaine numérique CFD

Par ailleurs, une hauteur $h_0 = 0.01 \text{ mm}$ est laissée entre la goutte et le bord du domaine afin d'améliorer la convergence du calcul lors du début du contact entre la goutte et le massif.

3.2.1.4 Équations de Navier-Stokes, de continuité et RANS

En mécanique des milieux continus, l'écoulement d'un fluide est décrit par l'équation de continuité et les équations de Navier-Stokes données par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (3.8)$$

Et :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \vec{v} \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = -\nabla P + \nabla \cdot (\bar{\tau} + \rho \vec{g} + \vec{f}) \quad (3.9)$$

Avec :

- ρ : Masse volumique du fluide (en kg m^{-3}).
- $\bar{\tau}$: Tenseur des contraintes visqueuses (en Pa).

- \vec{g} : Vecteur du champ de gravité terrestre (en m s^{-2}).
- \vec{f} : Vecteur des forces extérieures volumiques (en N m^{-3}).

Les équations de Navier-Stokes (Équation (3.9)) peuvent être simplifiées en enlevant les termes de gravité \vec{g} et d'efforts volumiques \vec{f} (Sous-sous-section 3.2.1.2).

Par ailleurs, étant donné le caractère turbulent de l'écoulement (Équation (3.1) – Sous-sous-section 3.2.1.1), un modèle de turbulence doit être intégré dans les équations. Le modèle statistique RANS $k - \epsilon$ *realizable* (SHIH et al., 1994) a été choisi. Il se base sur une formulation moyennée de la vitesse \vec{v} .

Dans un cas compressible, la vitesse moyenne est pondérée par la masse :

$$\tilde{v} = \frac{\overline{\rho \vec{v}}}{\bar{\rho}} \quad (3.10)$$

Et par conséquent, la vitesse \vec{v} est donnée par :

$$\vec{v} = \tilde{v} + v' \quad (3.11)$$

Avec :

- \tilde{v} : Vecteur de la vitesse moyenne pondérée de la masse.
- v' : Vecteur vitesse des fluctuations dues à la turbulence. L'ensemble des variables est reformulé de la même manière. Une propriété importante dans la modélisation de la turbulence est que la valeur moyenne fluctuante est nulle $\overline{\rho v'} = \vec{0}$.

L'équation Équation (3.10) est appelée décomposition de Favre⁴. Le modèle $k - \epsilon$ *realizable* rajoute deux équations de transport de k (énergie cinétique turbulente) et de ϵ (taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence) données en annexe (Annexe A.13).

L'avantage des modèles RANS par rapport aux modèles LES (voire DNS) est leur maturité industrielle, leur stabilité numérique ainsi que leur faible coût de calcul. Parmi les modèles RANS, le modèle $k - \epsilon$ utilisant l'hypothèse de Boussinesq permet un calcul économique de la viscosité turbulente μ_t . De plus, sur les écoulements standards, le modèle *realizable* est celui qui a montré les meilleures performances (SHIH et al., 1994 ; S.-E. KIM et al., 1999). En appliquant la décomposition de Favre (Équation (3.10)) sur l'ensemble des variables et en moyennant les équations dans le temps, les équations de continuité (Équation (3.8)) et de Navier-Stokes (Équation (3.9)) deviennent :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{v}) = 0 \quad (3.12)$$

4. Équivalente de la décomposition de Reynolds dans un cas compressible.

Et :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{\vec{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{\vec{v}}\tilde{\vec{v}}) = -\nabla\bar{P} + \nabla_j \cdot (\bar{\sigma} - \overline{\bar{\rho}v^j \otimes v^j})_{i,j} \quad (3.13)$$

Les Équations (3.12) et (3.13) sont très proches des équations de continuité et de Navier-Stokes (Équations (3.8) et (3.9)). Elles possèdent un terme supplémentaire : le tenseur de contrainte de Reynolds : $(\overline{\bar{\rho}v^i \otimes v^j})_{i,j}$.

L'hypothèse de Boussinesq permet d'exprimer le tenseur de Reynolds en fonction d'autres quantités connues (vitesses moyennes $\tilde{\vec{v}}$, viscosité turbulente μ_t et énergie cinétique de la turbulence k). Celle-ci est donnée (avec la convention de sommation d'Einstein) par :

$$-\overline{\bar{\rho}v'_i v'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\bar{\rho}k + \mu_t \frac{\partial \tilde{v}_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (3.14)$$

L'écoulement étant compressible, l'énergie interne doit également être modélisée. L'équation modélisant les variations de l'énergie interne \tilde{E} est donnée en annexe (Annexe A.14).

3.2.1.5 Équations d'état

Étant donné la valeur du nombre de *Mach* (Sous-sous-section 3.2.1.1), l'écoulement d'eau et d'air est comprimé. Il faut donc utiliser des équations d'état pour coupler pression P , masse volumique ρ et température T .

Pour l'eau, l'équation de Tait est choisie en raison de sa simplicité et de sa bonne modélisation de la compression isotherme de l'eau. Elle est fréquemment utilisée dans la littérature dans l'étude de problèmes similaires (N. LI et al., 2008 ; ZHOU, N. LI, CHEN, YONEZU et al., 2008 ; ZHOU, N. LI, CHEN, XU et al., 2009 ; MARZBALI, 2017). Son expression est donnée par :

$$\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n = \frac{K_0 + n(P - P_0)}{K_0} \quad (3.15)$$

Avec :

- $n = 7.415$.
- $K_0 = 200$ MPa : Module de compression de référence.
- $P_0 = 0.1013$ MPa : Pression de référence/initiale.

L'équation de Tait a été comparée à plusieurs données expérimentales (isothermes) dont celles de Kubota et al. (KUBOTA et al., 1980) (Figure 3.2) ; ce qui permet de constater qu'elle correspond correctement à ces données expérimentales à $T = 25$ °C.

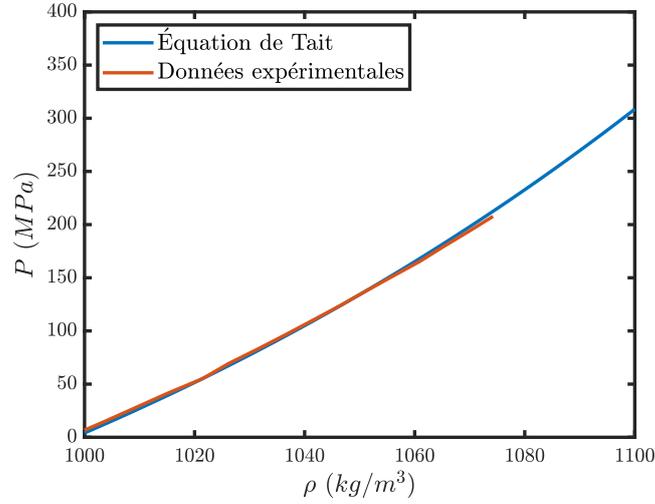


FIGURE 3.2 – Comparaison de l'équation d'état de Tait utilisée avec des données expérimentales (KUBOTA et al., 1980)

Par ailleurs, l'air est modélisé comme un gaz parfait dont l'équation d'état est donnée par :

$$\rho = \frac{P_0 + P}{\frac{R}{M}T} \quad (3.16)$$

Avec :

- $P_0 = 1013 \text{ hPa}$: Pression de référence/initiale.
- $R = 8.31 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$: Constante des gaz parfaits.
- $M = 28.97 \text{ kg kmol}^{-1}$: Masse molaire de l'air.

3.2.1.6 Le modèle VOF

L'écoulement diphasique étudié est du type *liquide-gaz*. Il existe différentes manières de modéliser ces écoulements en CFD. Les trois principaux modèles sont : VOF, *mixture*, eulérien et *level-set*. Étant donné que les phases sont bien démarquées et non-miscibles (en particulier lors des premiers instants de l'impact qui concentrent tout l'intérêt), le modèle VOF est le plus approprié. De plus, ce modèle est particulièrement indiqué pour les écoulements à surface libre ainsi que pour les écoulement stratifiés, ce qui est localement le cas lors de l'impact.

Ce modèle a été proposé en 1981 par Hirt et Nichols (HIRT et NICHOLS, 1981). Il permet de reconstruire l'interface entre les deux phases sur un maillage eulérien fixe.

La masse volumique ρ calculée sur chaque volume élémentaire V est une masse volumique

moyenne pondérée de la fraction volumique de chaque phase. La fraction volumique α_i des phases i est connue dans toutes les mailles de l'espace. Ainsi, avec l'air défini comme phase primaire ($i = 1$), les trois configurations suivantes sont possibles :

- $\alpha_1 = 1$ et $\alpha_2 = 0$: Le volume élémentaire V est entièrement rempli d'air.
- $\alpha_1 = 0$ et $\alpha_2 = 1$: Le volume élémentaire V est entièrement rempli d'eau.
- $0 < \alpha_1 < 1$ et $0 < \alpha_2 < 1$: Le volume élémentaire V est composé d'eau et d'air.

Dans chaque volume élémentaire V : $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$.

Ainsi, la masse volumique ρ calculée au sein d'un volume élémentaire V est donnée par :

$$\rho = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 \quad (3.17)$$

Le suivi de l'interface entre l'air et l'eau est déterminé en résolvant l'équation de la continuité de la fraction volumique de la phase secondaire (eau) α_2 donnée par⁵ :

$$\frac{\partial(\alpha_2 \rho_2)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_2 \rho_2 \vec{v}_2) = 0 \quad (3.18)$$

La discrétisation temporelle de cette équation de continuité est explicite :

$$\frac{\alpha_i^{n+1} \rho_i^{n+1} - \alpha_i^n \rho_i^n}{\Delta t} V + \sum_f (\rho_i v_f^n \alpha_{i,f}^n) = 0 \quad (3.19)$$

Avec :

- $n + 1$: Index du pas de temps suivant (celui qui est calculé).
- n : Index du pas de temps précédent (déjà calculé).
- $\alpha_{i,f}$: Valeur sur la face f de la fraction volumique α_i . Sa valeur est déterminée par le schéma *compressive* (Annexe A.15).
- V : Volume de contrôle (de la maille).
- v_f : Vitesse normale de l'écoulement sur la face f .

3.2.2 Résolution du problème

3.2.2.1 Discrétisations spatiales

Équations de continuité et RANS La méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre les équations de Navier-Stokes et de continuité RANS (Équations (3.12) et (3.13)).

5. Cette équation prend en compte l'hypothèse qu'il n'y a ni création, ni transfert de masse d'une phase à l'autre.

Elle se base sur une discrétisation du domaine en *volumes de contrôle* V .

Ainsi, sur un élément, en intégrant l'équation de transport de la quantité de mouvement (Équation (3.13)) sur le volume de contrôle V , on obtient :

$$\iiint \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\vec{v})dV + \iiint \nabla \cdot (\bar{\rho}\vec{v}\vec{v})dV = \iiint -\nabla\bar{P}dV + \iiint \nabla_j \cdot (\bar{\sigma} - \overline{\bar{\rho}\vec{v} \otimes \vec{v}})_{i,j}dV \quad (3.20)$$

On appliquant le théorème de la divergence, on obtient :

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\vec{v})dV + \oint_{\partial V} \bar{\rho}\vec{v}\vec{v} \cdot d\vec{S} = \int_V -\nabla\bar{P}dV + \oint_{\partial V} \bar{\sigma} - \overline{\bar{\rho}\vec{v} \otimes \vec{v}} d\vec{S} \quad (3.21)$$

Soit, après discrétisation :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\vec{v})V + \sum_f^{N_{faces}} \bar{\rho}_f\vec{v}_f\vec{v}_f \cdot d\vec{A}_f = -\nabla\bar{P}V + \sum_f^{N_{faces}} (\bar{\sigma} - \overline{\bar{\rho}\vec{v} \otimes \vec{v}}) \cdot d\vec{A}_f \quad (3.22)$$

Avec :

- N_{faces} : Nombre de faces du volume de contrôle V . Dans le cas de la simulation $N_{faces} = 4$ étant donné le maillage structuré mis en place.
- $\bar{\rho}_f$: Masse volumique moyenne sur la face f .
- \vec{A}_f : Surface de la face f .

Cette expression fait apparaître les termes convectifs qui représentent un *échange* de matière avec l'extérieur du volume de contrôle V au niveau de ses *faces* f .

La discrétisation de l'équation de continuité est liée au solveur utilisé (Sous-sous-section 3.2.2.6) et n'est pas détaillée.

Autres schémas de discrétisation spatiale Les discrétisations spatiales sont effectuées selon les schémas détaillés en annexe (Annexe A.15). Il s'agit de :

- Gradients : *least squares cell based*. Ce schéma de discrétisation a été choisi car il est performant et relativement peu coûteux en temps de calcul.
- Fraction volumique α : *compressive*. Ce schéma de discrétisation est particulièrement adapté pour les écoulements diphasiques dont le ratio des viscosités des phases est très élevé. Les résultats qu'il donne sont proches du schéma de reconstruction géométrique pour un coût de calcul moindre.
- Masse volumique ρ : *second-order upwind*. Ce schéma de discrétisation permet d'obtenir une précision au second-ordre ce qui est intéressant étant donné les variations

importantes de cette grandeur lors de l'écoulement, en particulier lors des premiers instants qui concentrent tout l'intérêt.

- Pression P : *PRESTO!*. Ce schéma d'interpolation est performant lorsque les gradients de pression P sont importants, ce qui est le cas, en particulier lors des premiers instants dans la zone du pic de pression en périphérie de la surface de contact.
- Énergie cinétique turbulente k : *first-order upwind*. Ce schéma est utilisé pour sa simplicité et son coût réduit.
- Taux de dissipation turbulente ϵ : *first-order upwind*.

3.2.2.2 Discrétisation temporelle – Schéma *first-order implicit*

La formulation temporelle du modèle est contrainte par *Fluent* étant donné l'utilisation du modèle *VOF* explicite. Ainsi, le schéma temporel utilisé est implicite au premier ordre. L'avantage de l'expression implicite est la stabilité inconditionnelle de la solution quelque soit le pas de temps utilisé. En revanche, les schémas implicites entraînent de l'amortissement numérique indésirable.

Pour évaluer la variation temporelle d'une variable, par exemple, la masse volumique ρ au temps $n + 1$, l'expression de sa dérivée est donc donnée au pas de temps $n + 1$:

$$\frac{\partial \rho^{n+1}}{\partial t} = \frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\Delta t} = F(\rho^{n+1}) \quad (3.23)$$

Avec $F(\rho^{n+1})$, fonction qui comprend toutes les discrétisations spatiales.

Par conséquent, la masse volumique au pas de temps $n + 1$ est donnée par :

$$\rho^{n+1} = \rho^n + \Delta t F(\rho^{n+1}) \quad (3.24)$$

Cette équation est résolue par itération à chaque pas de temps afin d'atteindre un seuil de convergence fixé avant de passer au pas de temps suivant.

Par ailleurs, étant donné la formulation explicite du modèle *VOF* (Équation (3.19)), le pas de temps Δt est contraint par la condition *CFL* qui dépend du maillage. Le maillage adopté est *régulier* de taille caractéristique L . Ainsi, le pas de temps Δt qui respecte la condition est donné par :

$$\Delta t < \frac{L}{C_0} \quad (3.25)$$

$$\Delta t < 0.7 \text{ ns} \quad (3.26)$$

3.2.2.3 Conditions aux limites

Le schéma [Figure 3.1](#) donne le domaine modélisé ainsi que ses conditions limites. Conformément à la principale hypothèse du chainage numérique ([Section 3.1](#)), le massif est modélisé par une condition limite *wall* (mur).

Afin, de reconstruire la goutte au cours de son avancement lors des simulations⁶, le côté du domaine opposé au mur a une condition limite *velocity-inlet*, c'est-à-dire que les fluides entrent dans le domaine par cette interface à la vitesse V_0 . Selon la maille, le fluide entrant sera de l'eau ou de l'air. La forme de la goutte est donc reconstruite en fonction du temps écoulé. Ainsi, selon la valeur de la coordonnée r du nœud (avec l'origine au niveau de l'axe d'axisymétrie), la valeur du paramètre **VOF** est soit 0, soit 1 (air ou eau – [Sous-sous-section 3.2.1.6](#)). La condition pour le paramètre soit 1 (eau) est donnée par :

$$r < \sqrt{(D_0/2)^2 - \left(\frac{D_0}{2} - V_0 t + h - h_0\right)^2} \quad (3.27)$$

Enfin, le côté du domaine opposé à l'axe de symétrie possède une condition limite *pressure-outlet* avec une pression de $P = 1013$ hPa normale à la surface.

3.2.2.4 Conditions initiales

Le domaine est rempli, par défaut, d'air au repos à l'instant initial. Un *patch*⁷ définit le volume occupé par la goutte d'eau de diamètre D_0 . Le centre de ce *patch* est situé sur l'axe d'axisymétrie à une distance $\frac{D_0}{2} + h_0$ du *wall*. La vitesse d'impact V_0 est également *patchée* sur ce même volume. Dans certains cas précisés explicitement, la vitesse V_0 est *patchée* sur l'ensemble du domaine.

Comme précisé précédemment, la pression initiale est fixée à $P_0 = 1013$ hPa et la température à $T_0 = 298$ K.

3.2.2.5 Couplage de la pression et de la vitesse PISO

L'algorithme **PISO** fait partie de la famille des algorithmes **SIMPLE** (de type ségrégué). Ils interviennent sur la formulation des termes convectifs de l'équation de continuité discrétisée ([Équation \(3.22\)](#)). La méthode **PISO** vise à diminuer le nombre d'itérations nécessaires

6. La reconstruction des gouttes ne concernent que celles dont le diamètre est supérieur à 0.75 mm, soit les gouttes de 1 mm, 1.25 mm, 1.5 mm, 1.75 mm et 2 mm de diamètre D_0 .

7. Un *patch* permet de définir une grandeur donnée (fraction volumique, vitesse, pression par exemple) sur une partie du domaine à l'instant initial.

par rapport aux méthodes **SIMPLE** et **SIMPLEC** en ajoutant des corrections à la solution lors de son calcul. Les itérations peuvent être plus longues mais leur nombre est réduit, ce qui permet de diminuer le coût de calcul. Le schéma **PISO** est recommandé pour les calculs d'écoulement transitoire, ce qui correspond au cas d'application.

3.2.2.6 Solver (*pressure-based*)

Avec *Fluent*, il est impossible d'utiliser le solveur *density-based* en dépit de ses avantages intrinsèques pour traiter les écoulements rapides et compressibles. Néanmoins, le solveur *pressure-based* permet tout de même de résoudre des simulations de fluides compressibles. La procédure utilisée par le *pressure-based solver* (dans sa version ségréguée avec le schéma PISO (Sous-sous-section 3.2.2.5)) est la suivante :

1. Mise à jour des propriétés (masse volumique ρ , température T).
2. Le champ de vitesse \vec{v} est calculé à partir des équations **RANS** discrétisée (Équation (3.22)).
3. Le champ de pression P est calculé à partir des propriétés et du champ de vitesse \vec{v} précédemment calculés.
4. Les autres variables scalaires (notamment k , ϵ) sont calculées à l'aide des variables précédentes.
5. Les étapes 1-4 sont réitérées tant que le système n'a pas convergé.

Le système linéaire constitué par les équations **RANS** discrétisées (Équation (3.22)) est résolu avec les méthodes de Gauss-Seidel et **AMG**.

Le système est considéré comme convergé lorsque les valeurs des résidus des principales constantes sont inférieures à :

- $r_{v_r} < 0.001 \text{ m s}^{-1}$.
- $r_{v_z} < 0.001 \text{ m s}^{-1}$.
- $r_k < 0.001 \text{ J}$.
- $r_\epsilon < 0.001 \text{ J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

3.2.3 Validation du modèle

Pour rappel, le cas *standard* utilisé pour la validation correspond à l'impact d'une goutte de diamètre $D_0 = 2 \text{ mm}$ à une vitesse $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$ (Sous-section 1.2.1).

3.2.3.1 Comportement général

La [Figure 3.3](#) donne l'évolution de l'impact (paramètre [VOF](#) et pression P) et de la pression P dans le domaine pour le cas standard à différents instants. Ainsi, visuellement, l'impact est correctement simulé :

- La goutte impacte le *wall*.
- Les ondes de pressions se propagent dans la goutte d'eau liquide à partir du point d'impact.
- La périphérie de la surface de contact entre la goutte et le *wall* est la zone où la pression P est la plus élevée.

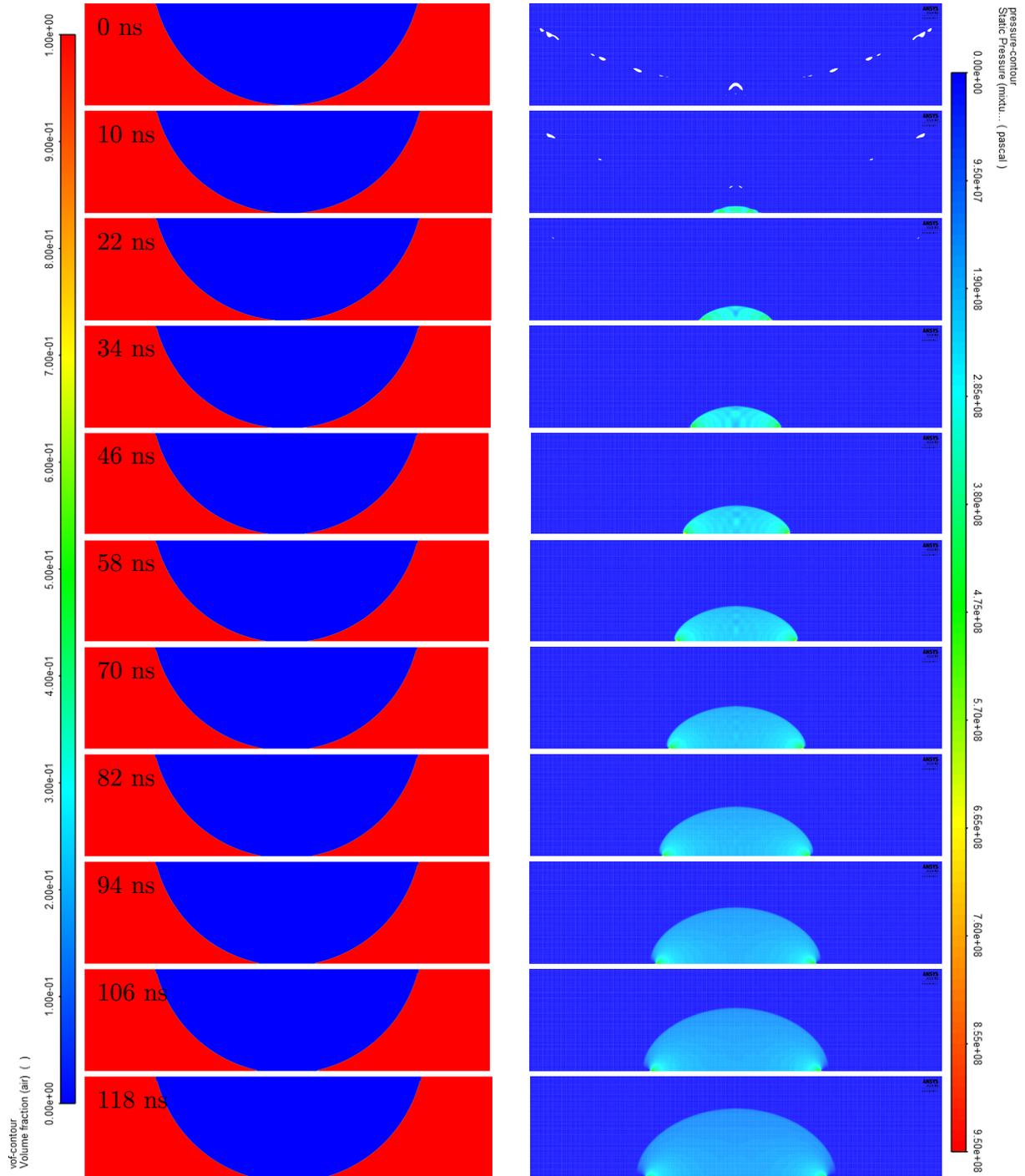


FIGURE 3.3 – Paramètre VOF et pression P au sein du domaine à différents instants ($D_0 = 2 \text{ mm}$ – $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

3.2.3.2 Convergences numériques

Les études de convergence numérique ont été menées sur le cas *standard*. Elles se sont focalisées sur l’instant, la localisation ainsi que l’amplitude de la pression maximum P_{max} appliquée sur le *wall*. Ce critère est justifié par le fait qu’il s’agit potentiellement de l’instant le plus critique pour la structure ainsi que du phénomène le plus bref et localisé de l’ensemble de la sollicitation, qui permet donc de déterminer si le modèle est suffisamment fin pour le capturer. Les profils des courbes de pression P à différents instants ont également été étudiés.

Convergence spatiale Comme évoqué précédemment, les équations RANS (Équation (3.12) et Équation (3.13)) ne sont valides que si l’échelle d’étude est suffisamment importante par rapport au libre parcours moyen des molécules. Ainsi, en se focalisant sur l’eau⁸, il a été déterminé que la taille minimum du maillage ne doit pas être inférieure à 1 μm (Sous-sous-section 3.2.1.1).

Afin d’étudier la sensibilité de la solution calculée à la taille de maille, des tailles de maille supérieures et inférieures à cette valeur critique ont été utilisées. Pour cela, les pas de temps Δt utilisés ont été choisis tels que :

$$\Delta t \approx 0.2CFL = 1.5 \times 10^{-10} \text{ s} = 0.15 \text{ ns} \quad (3.28)$$

Ce critère est issu du résultat de l’étude de la convergence temporelle présentée ci-après (Sous-sous-section 3.2.3.2).

La Figure 3.4 présente la variation de la pression maximum adimensionnée P_{max}^* en fonction de la taille de maille. Ainsi, pour une taille de maille de 1 μm , aucune forme de convergence numérique spatiale n’est atteinte. Il apparait même que le pic de pression P_{max}^* croit ensuite fortement avec le raffinement du maillage.

La non-convergence du pic de pression P_{max}^* s’explique par une singularité locale provoquée par la rigidité infinie du *wall*. En effet, le pic se situe en périphérie du contact et plusieurs champs de vitesse convergent vers ce point : la partie de la goutte qui n’a pas encore touché le massif ainsi que le liquide qui a déjà impacté la goutte et dont la vitesse tangentielle sur le massif est très importante (Sous-sous-section 1.2.3.1). Ainsi, conformément à l’hypothèse précédemment détaillée (Sous-sous-section 3.2.1.1), la taille de maille de 1 μm est retenue. Par ailleurs, Heymann (HEYMANN, 1969), à partir d’un modèle analytique, a proposé

8. L’eau est la phase qu’il est le plus important de modéliser correctement.

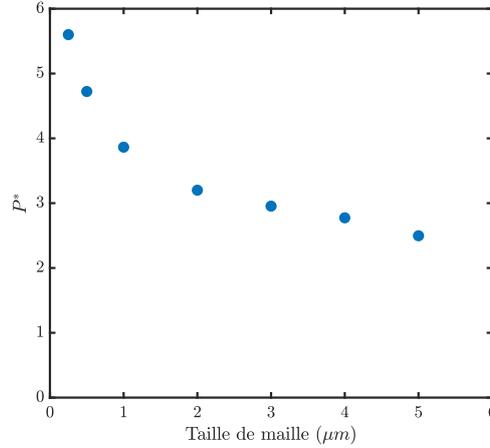


FIGURE 3.4 – Variation de la pression max P_{max}^* en fonction de la taille de maille ($D_0 = 2 \text{ mm}$ – $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

que le pic de pression maximum P_{max} est donné par :

$$P_{max} \approx 3\rho_0 C_0 V_0 \quad (3.29)$$

Soit :

$$P_{max}^* \approx 3 \quad (3.30)$$

Cette formule est valable pour des vitesses d'impact V_0 allant jusqu'à 500 m s^{-1} . Ainsi, cette valeur maximum peut également constituer un critère de convergence. Pour le maillage de $1 \mu\text{m}$, la pression maximum est de $P_{max}^* = 3.86$. Compte-tenu de la variabilité importante du résultat en fonction du maillage et du fait que les ordres de grandeur sont proches, cela constitue également un argument en faveur d'une taille de maille proche de $1 \mu\text{m}$ modélisant correctement le phénomène.

Par ailleurs, la Figure 3.5 compare les profils de pression P^* à différents instant pour des maillages de $1 \mu\text{m}$ et $0.5 \mu\text{m}$. Ainsi, les profils sont très proches jusqu'à 20 ns . Le pic de pression P_{max}^* a visiblement lieu à un instant proche mais son amplitude est différente. Rapidement après le pic de pression P_{max}^* , les deux profils se rejoignent (aux alentours de 60 ns à 70 ns). Ainsi, le raffinement du maillage a bien pour principal impact l'augmentation du pic de pression P_{max}^* calculé sans pour autant que le reste de la simulation change fortement.

Enfin, l'objectif de ces simulations est d'obtenir un champ de pression P pour l'appliquer sur un massif semi-infini modélisant le ZnS. Les échelles utilisées sont d'ores et déjà largement

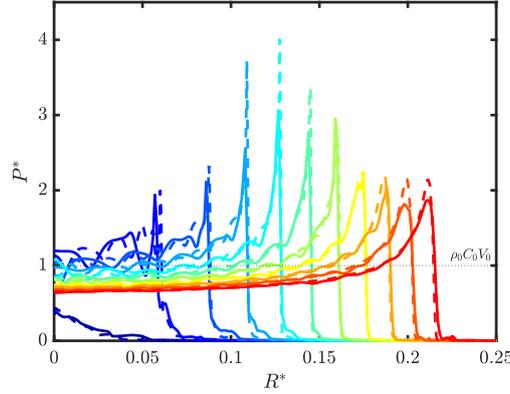


FIGURE 3.5 – Pression d’impact P^* pour une taille de maille de $1\ \mu\text{m}$ (trait plein) et de $0.5\ \mu\text{m}$ (tirets) de $0\ \text{ns}$ à $100\ \text{ns}$ (incrément $10\ \text{ns}$ – du bleu vers le rouge) ($D_0 = 2\ \text{mm}$ – $V_0 = 200\ \text{m s}^{-1}$)

suffisantes compte-tenu de l’échelle granulaire du matériau (quelques dizaines de μm). En effet, le modèle adopté en éléments finis (FEM) fait l’hypothèse d’un milieu continu, homogène et isotrope (Sous-sous-section 3.3.1.1). A l’échelle étudiée, cette hypothèse sera donc forte et le comportement modélisé sera discutable de ce point de vue, en particulier au regard de la réaction locale de la microstructure à ces niveaux de pression P .

Convergence temporelle Une étude de convergence temporelle a été menée afin de déterminer le pas de temps Δt optimal. A l’instar de la convergence spatiale, c’est le pic de pression P_{max}^* qui a été utilisé comme critère afin d’évaluer la convergence temporelle de la solution. La condition de stabilité du schéma de résolution temporel (CFL) est :

$$\Delta t < \frac{L}{C_0} = 0.7\ \text{ns. Avec } L : \text{taille de la maille utilisée.}$$

La Figure 3.6 montre qu’en fonction du pas de temps Δt utilisé, le maximum de pression P_{max}^* atteint un maximum et diminue ensuite. Ainsi, le pas de temps Δt retenu correspond au cas où P_{max}^* est maximum car il permet de mieux modéliser l’instant critique. Le pas de temps retenu est donc : $\Delta t = 0.15\ \text{ns}$.

Par ailleurs, la position $R_{P_{max}}$ ainsi que l’instant $T_{P_{max}}^*$ où le pic de pression est produit ont également été étudiés afin de déterminer si leurs valeurs convergeaient. Leurs variations sont données par les Figures 3.7 et 3.8.

Ainsi, la position $R_{P_{max}}$ et l’instant $T_{P_{max}}^*$ où le pic de pression P_{max}^* est produit sont relativement insensibles au pas de temps Δt . Il est intéressant de noter, d’ailleurs, que la valeur analytique ($R = 140\ \mu\text{m}$, Équation (1.9)) de la position du pic de pression $R_{P_{max}}$ est proche de celle déterminée par simulation numérique $R_{P_{max}} = 152\ \mu\text{m}$ (erreur de 9%). De même, l’instant auquel a lieu ce pic de pression $T_{P_{max}}^*$ calculé par simulation numérique $\tau_1^* = 0.0056$ est également proche de la valeur analytique Équation (1.6) $\tau_1^* = 0.0049$

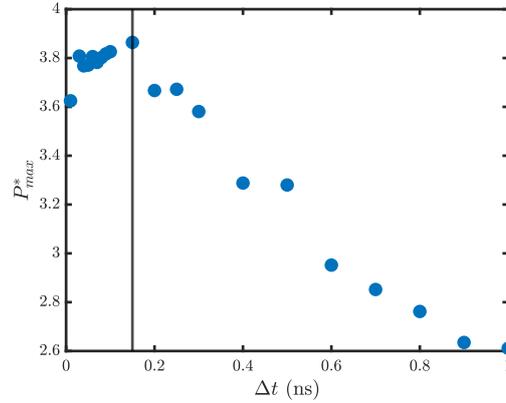


FIGURE 3.6 – Variation de la pression P_{max}^* avec le pas de temps Δt ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

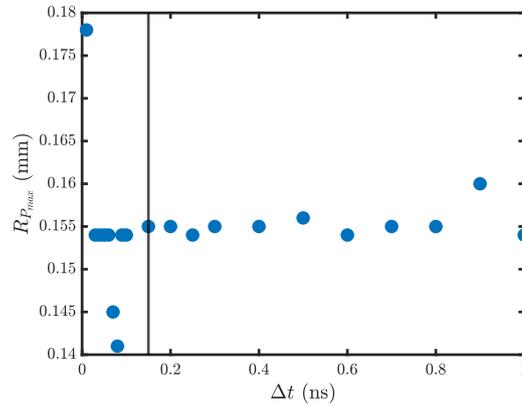


FIGURE 3.7 – Variation du rayon d'application $R_{P_{max}}$ de la pression maximum P_{max} avec le pas de temps Δt ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

(erreur de 14%). Il s'agit également d'arguments justifiant que le modèle adopté simule correctement le phénomène étudié.

3.2.3.3 Comparaison avec les modèles existants

Modèles analytiques Le modèle numérique adopté donne des valeurs de position $R_{P_{max}}$, d'instant $T_{P_{max}}$ et d'amplitude $P_{P_{max}}^*$ du pic de pression P_{max} cohérentes avec les modèles analytiques. De la même manière, la Figure 3.9 compare le modèle analytique d'étalement de la goutte (Équation (1.1) et Équation (1.2)) avec le résultat de la simulation numérique. Ce modèle a été établi en faisant l'hypothèse que le maximum de pression à un instant donné permet de localiser la périphérie de la surface de contact entre la goutte et le massif. La Figure 3.9 montre que les modèles analytique et numérique correspondent correctement jusqu'à l'instant τ_2 (Équation (1.8)) correspondant à l'instant théorique auquel la phase

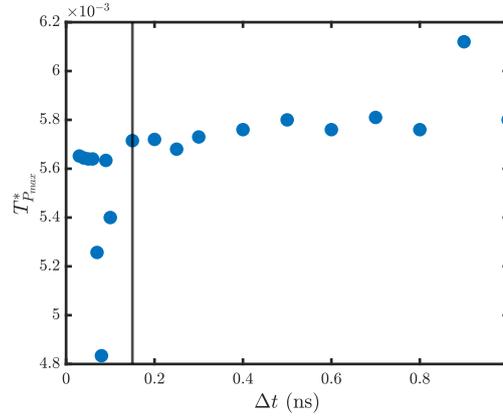


FIGURE 3.8 – Variation de l'instant $T_{P_{max}}^*$ de la pression maximum P_{max} avec le pas de temps Δt ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

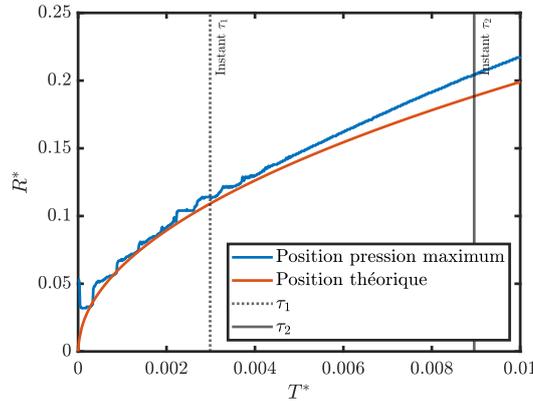


FIGURE 3.9 – Comparaison du modèle théorique (Équation (1.1)) et numérique de l'étalement d'une goutte ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

compressible s'interrompt. Comme précisé en annexe (Annexe A.16), l'instant τ_2 est, en général, largement postérieur à l'instant auquel le maximum de pression a lieu ($T_{P_{max}}$). Par ailleurs, les deux modèles commencent à légèrement diverger à partir de l'instant τ_1 (Équation (1.6)) défini théoriquement comme l'instant auquel les jets latéraux apparaissent, ce qui est normal étant donné que ce phénomène n'est pas pris en compte dans le modèle analytique. Cette différence est néanmoins, relativement peu importante pour valider que le modèle numérique modélise correctement le phénomène car c'est lors des premiers instants de l'impact (jusqu'à $T^* = 1.5\%$) que la sollicitation est la plus importante pour le solide (pour la goutte étudiée, le pic de contrainte de traction $\sigma_{max,princ}$ observé a lieu à $T^* = 0.35\%$ et diminue ensuite très rapidement).

Par conséquent, le modèle numérique modélise correctement la cinématique des premiers instants de l'impact, en particulier la compression de la goutte d'eau, ce qui explique la

très bonne corrélation avec le modèle analytique d'impact (Équation (1.1)).

Modèles numériques Au cours des dernières années, grâce à l'amélioration des puissances de calcul et des codes de calcul CFD, de nombreuses modélisations numériques de l'impact d'une goutte d'eau liquide contre un massif (rigide ou non) ont été proposées. Ce paragraphe n'a pas vocation à comparer le modèle mis en place à l'ensemble des résultats de la littérature mais à donner quelques comparaisons permettant d'en valider la pertinence et de soulever quelques différences.

Les travaux de (HALLER et al., 2002) ont porté sur la modélisation d'une goutte d'eau compressible de 0.2 mm de diamètre lancée contre un massif parfaitement rigide à 500 m s^{-1} . Cependant, comme cela est détaillé en annexe (Annexe A.16), pour les plus petites tailles de gouttes, le modèle mis en place ne semble pas optimal (en particulier en-dessous de 0.5 mm de diamètre) en raison du maillage adopté. Étant donné qu'il existe un effet d'échelle (Annexe A.16), la comparaison sera faite avec les adimensionnements précédemment présentés et une goutte de 2 mm de diamètre lancée à 500 m s^{-1} . De plus, comme évoqué ci-après (Sous-section 3.2.4), pour des raisons de régularité de la solution numérique, la distance initiale h_0 a été portée à 0.1 mm et la vitesse $V_0 = 500 \text{ m s}^{-1}$ patchée sur l'ensemble du domaine.

La Figure 3.10 compare les résultats (adimensionnés) du modèle mis en place et celui de Haller. La correspondance de l'étalement de la goutte à la surface d'impact entre les deux modèles est très bonne. En revanche, quelques différences d'amplitudes sont remarquables. Néanmoins, celles-ci sont du même ordre de grandeur que les différences observées entre d'autres modèles de la littérature comme le montre la Figure 3.12 comparant le modèle de Haller à celui de (MARZBALI, 2017). Par ailleurs, l'amplitude de la pression maximum P_{max} reste un sujet ouvert comme l'évoque Marzbali dans sa thèse. En effet, celle-ci est liée à la présence d'air compressé entre l'eau et le massif. Néanmoins, les écoulements modélisés n'ont pas vocation à finement capturer l'écoulement de l'air entre la goutte en mouvement et le massif. Par conséquent, ces considérations restent spéculatives en l'absence de données spécifiques à ce sujet. De même, les amplitudes de pression maximum déterminées par simulation numérique restent un sujet ouvert, étant donné la variabilité constatée dans la littérature d'un modèle à l'autre et la sensibilité de cette valeur au maillage utilisé⁹.

Le modèle numérique proposé par Marzbali (MARZBALI, 2017) porte également sur l'impact d'une goutte d'eau liquide de 0.2 mm de diamètre lancée à 500 m s^{-1} contre un massif parfaitement rigide. Si le modèle mis en place montre des disparités notables en amplitude

9. Comme vu précédemment, plus le maillage est raffiné, plus l'amplitude du pic de pression augmente sans que cela ne puisse être *physiquement* acceptable étant donné la limite d'application des équations de Navier-Stokes par rapport au libre parcours moyen des molécules d'eau.

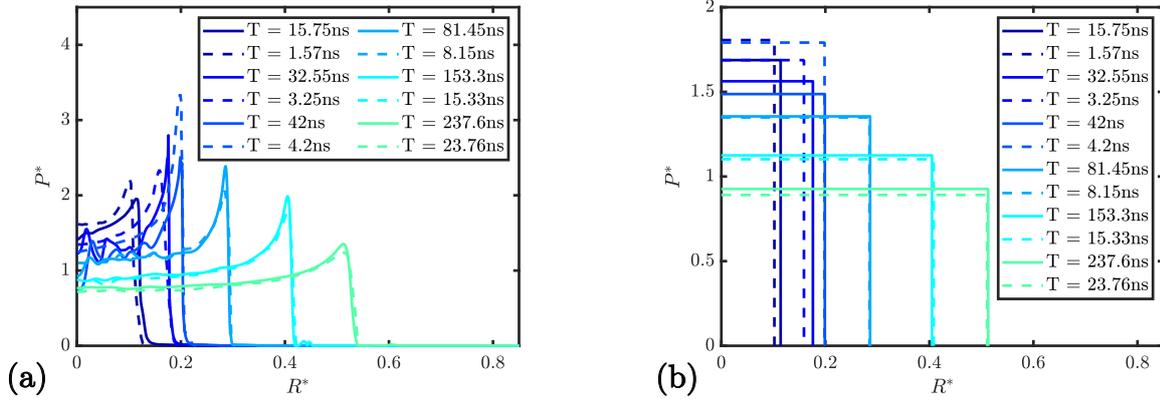


FIGURE 3.10 – Comparaison du modèle mis en place (trait plein) et de celui de Haller (tiret) (HALLER et al., 2002) ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 500 \text{ m s}^{-1} - h_0 = 0.1 \text{ mm}$) (a) Pression absolue, (b) Pression moyenne

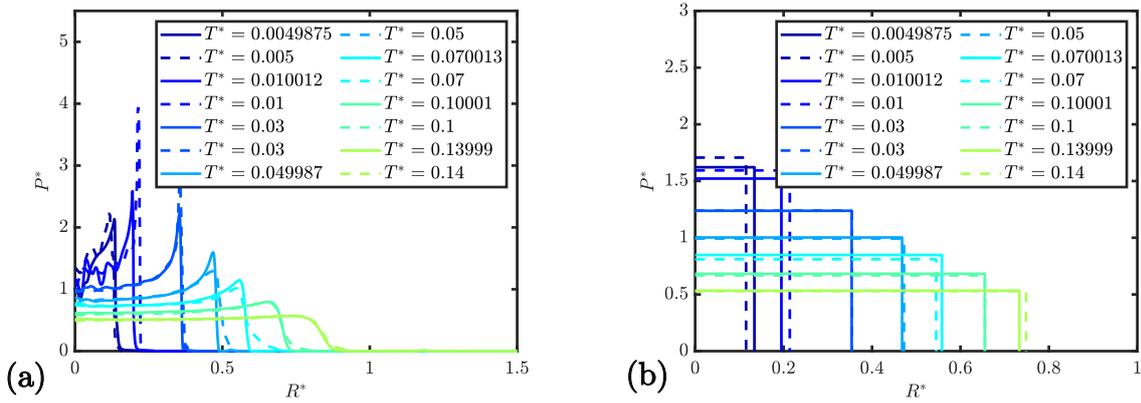


FIGURE 3.11 – Comparaison du modèle mis en place (trait plein) et de celui de Marzbali (tiret) (MARZBALI, 2017) ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 500 \text{ m s}^{-1} - h_0 = 0.1 \text{ mm}$) (a) Pression absolue, (b) Pression moyenne

de pression, les pressions moyennes sont proches. Il faut souligner que les comparaisons sont difficiles à établir avec le modèle mis en place étant donné l'effet de taille de goutte (peu documenté dans la littérature – [Annexe A.16](#)) sur l'amplitude des pressions. Les [Figures 3.10](#) et [3.11](#) montrent néanmoins que le modèle simule des pressions qui sont du même ordre de grandeur que les modèles proposés dans la littérature.

3.2.4 Perspectives et critique du modèle

3.2.4.1 Conclusions préliminaires

Le modèle numérique CFD mis en place permet d'obtenir un champ de pression P dû à l'impact à vitesse V_0 d'une goutte d'eau liquide de diamètre D_0 contre un massif

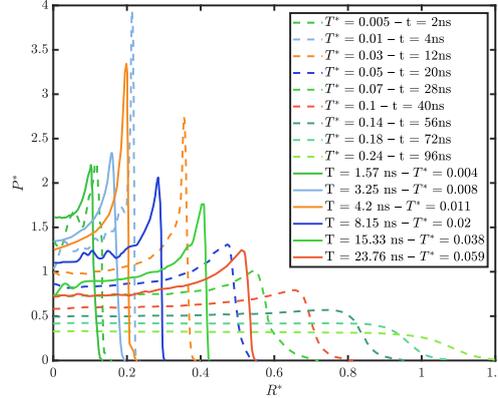


FIGURE 3.12 – Comparaison des modèles de Haller (trait plein) et de Marzbali (tiret) (HALLER et al., 2002 ; MARZBALI, 2017) ($D_0 = 0.2 \text{ mm}$ – $V_0 = 500 \text{ m s}^{-1}$)

parfaitement rigide. L'étude paramétrique (Annexe A.16) ainsi que les comparaisons avec les modèles existants permettent d'en tirer plusieurs conclusions intéressantes et de déterminer plusieurs points critiques pour la bonne compréhension et modélisation du phénomène. Bien que perfectible, ce modèle numérique permet d'établir des tendances et de percevoir les ordres de grandeur importants mis en jeu dans le phénomène d'impact liquide. De plus, il permet de bien percevoir la propagation de l'onde de compression ainsi que les changements de densité au sein de la goutte.

Ainsi, en ce qui concerne la modélisation numérique CFD et son étude paramétrique associée (Annexe A.16), les conclusions suivantes peuvent être établies :

- la pression maximum adimensionnée exercée sur le massif P_{max}^* augmente avec la vitesse d'impact V_0 ce qui n'est pas prévu par les modèles analytiques de pression coup de bélier P_{CB} ou $P_{CB,max}$ (Équation (1.13) et Équation (1.28)).
- La pression maximum adimensionnée exercée sur le massif P_{max}^* est d'autant plus importante que le diamètre des gouttes est important. Les écarts sont d'autant plus importants que la vitesse d'impact V_0 est importante. Ainsi, une goutte de plus grande taille sera, *a priori*, d'autant plus critique qu'elle exerce une sollicitation plus importante sur une durée plus longue. Ce résultat est intéressant car la littérature a plutôt tendance à considérer que les plus grosses gouttes produisent plus d'endommagements uniquement du fait que la durée d'application des pressions P élevées est plus importante.
- Les modèles analytiques simples prédisent correctement la position $R_{P_{max}}$ et l'instant $T_{P_{max}}^*$ du maximum de pression P_{max} appliqué sur le massif. Ceux-ci ont d'ailleurs lieu très précocement au cours de l'impact (moins de $T^* < 0.8\%$ à $V_0 = 250 \text{ m s}^{-1}$).

- Les grandeurs (pression P , localisation R et instant T) déterminées à l'aide de modèles analytiques simples donnent des ordres de grandeurs pertinents vis-à-vis des résultats numériques.
- La pression moyenne P_{moy} appliquée est le reflet de l'effet coup de bélier : elle atteint son maximum quasiment instantanément au début de l'impact (pression importante et surface réduite) et diminue ensuite régulièrement.
- À vitesse d'impact V_0 constante, les profils de pression P des gouttes de diamètre D_0 quelconques peuvent être déterminés à partir des données de n'importe quel diamètre D_0 grâce aux adimensionnements utilisés.

Étant donné que le modèle numérique CFD vise à établir une condition limite pour le modèle numérique FEM, une stratégie exploitée ci-après est, notamment, d'établir si, d'un point de vue mécanique, les variations constatées sur les pressions exercées ont un impact significatif sur la réponse du solide.

3.2.4.2 Impact de la vitesse initiale V_0

Pour le cas standard, la Figure 3.13 montre le profil de deux simulations différentes : l'une (en trait plein) étant le profil de pression P appliqué par le cas standard avec une vitesse initiale V_0 *patchée* uniquement sur le domaine de la goutte et l'autre (en trait interrompu) étant le profil de pression P appliqué par le cas où la vitesse V_0 est *patchée* sur l'ensemble du domaine.

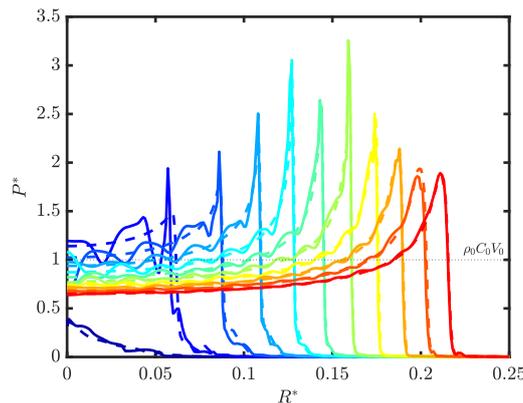


FIGURE 3.13 – Comparaison du modèle standard avec une vitesse d'impact V_0 *patchée* sur le domaine de la goutte (trait plein) ou sur tout le domaine (trait interrompu) de 0 ns à 100 ns (incrément de 10 ns – du bleu au rouge) ($D_0 = 2 \text{ mm}$ – $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

Ainsi, le domaine sur lequel est *patchée* la vitesse initiale V_0 joue sur la pression P appliquée, en particulier aux premiers instants de l'impact (de 0 ns à 35 ns, soit $T^* = 0.35\%$). De

plus, la pression maximum P_{max}^* baisse légèrement lorsque la vitesse V_0 est *patchée* sur tout le domaine : de $P_{max}^* = 3.8$ à $P_{max}^* = 3.6$. À partir de 40 ns, les amplitudes de pression P des deux modèles sont très proches.

Enfin, le profil du cas où l'ensemble du domaine possède une vitesse initiale V_0 est beaucoup plus régulier, ce qui n'est pas étonnant étant donné qu'il n'y a pas de discontinuité de vitesse entre l'eau et l'air.

Ces deux simulations permettent de mettre en exergue une différence entre deux cas :

- seule l'eau se déplace à la vitesse d'impact V_0 . Ce cas correspond (idéalement) au banc d'essai **PJET** conçu et utilisé (Sous-sous-section 2.2.1.2).
- L'air et l'eau ont la même vitesse d'impact V_0 . Ce cas correspond au cas d'un aéronef traversant une pluie.

Ainsi, dans des cas idéaux (forme des gouttes), les champs de pression P entre une sollicitation correspondant « parfaitement » à la réalité et celle du banc d'essai sont sans doute légèrement différents. Cependant, afin de déterminer si ce paramètre est important, il convient de s'intéresser à la réponse du solide sous ces deux sollicitations (Sous-sous-section 3.3.4.1).

Du point de vue **CFD**, l'avantage de *patcher* la vitesse d'impact V_0 sur la totalité du domaine d'étude est que cela permet d'obtenir des profils plus réguliers, plus facilement interprétables, en particulier lors des premiers instants de l'impact.

3.2.4.3 Impact de la distance initiale h_0

Un autre paramètre pouvant influencer la régularité du profil et l'amplitude de la pression P exercée sur le *wall* est la distance initiale h_0 entre la goutte de vitesse V_0 et le *wall* sur lequel se produit l'impact. Ainsi, la Figure 3.14 présente une comparaison entre le cas standard ($h_0 = 0.01$ mm) et un cas où $h_0 = 0.1$ mm.

Ainsi, plus la distance initiale h_0 est importante, plus les profils de pression P sont irréguliers et l'air ambiant perturbe l'écoulement *normal* de la goutte, en particulier aux premiers instants de l'impact (de 0 ns à 50 ns). De plus, l'amplitude de la pression maximum P_{max}^* est moindre passant à $P_{max}^* = 3.5$.

3.2.4.4 Impact de la vitesse initiale V_0 et de la distance initiale h_0

La Figure 3.15 compare le champ de pression P qui s'applique sur le massif de 0 ns à 150 ns (avec un incrément de 10 ns) sur le *wall* pour le cas standard et le modèle adapté dont les conditions initiales sont différentes :

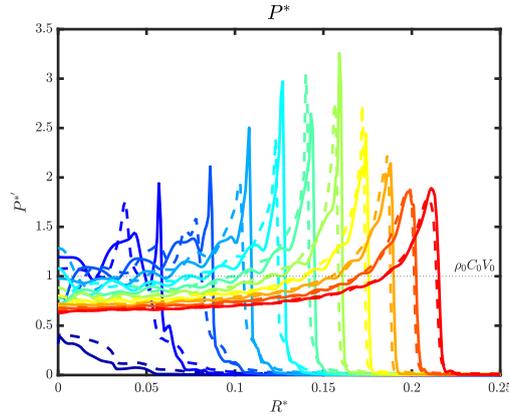


FIGURE 3.14 – Comparaison du modèle standard avec une distance initiale $h_0 = 0.01$ mm entre la goutte et le *wall* (trait plein) ou de $h_0 = 0.1$ mm (trait interrompu) de 0 ns à 100 ns (incrément de 10 ns – du bleu au rouge) ($D_0 = 2$ mm – $V_0 = 200$ m s⁻¹)

- $h_0 = 0.1$ mm : la distance initiale entre la goutte et le *wall* est plus importante ($h_0^* = 10\%$ de la taille de la goutte contre $h_0^* = 1\%$ dans le modèle standard).
- La vitesse V_0 est *patchée* sur l'ensemble du domaine contrairement au cas standard où elle n'est *patchée* que sur la goutte.

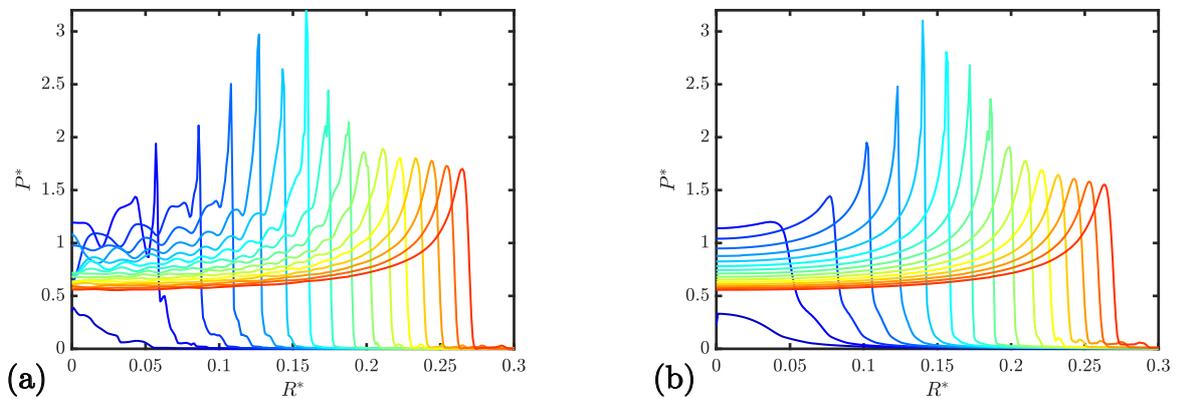


FIGURE 3.15 – Comparaison de la pression d'impact selon deux cas de conditions initiales de 0 ns à 150 ns (incrément de 10 ns – du bleu au rouge) (h_0 et domaine *patché* de la vitesse V_0) ($D_0 = 2$ mm – $V_0 = 200$ m s⁻¹)

- (a) V_0 *patchée* sur la goutte et $h_0 = 0.01$ mm, (b) V_0 *patchée* sur tout le domaine et $h_0 = 0.1$ mm

Ainsi, on constate des différences entre les deux champs de pression P appliqués sur le *wall* entre le début de l'impact et environ 100 ns, soit $T^* = 1\%$. Le cas standard entraîne des profils de pression P beaucoup moins réguliers que le cas testé. Il est frappant de constater, d'ailleurs, que lors des tous premiers instants de l'impact, dans le cas testé,

l'impact correspond presque parfaitement au cas unidimensionnel de choc d'un cylindre contre un massif rigide (Équation (1.13)) : la pression est de l'ordre de la pression coup de bélier P_{CB} et le profil très régulier. Aussi, les deux modèles donnent un pic de pression P_{max}^* proche ($P^* = 3.8$ pour le cas standard contre $P^* = 3.3$ pour le cas testé) à un instant très proche : $T^* = 0.6\%$ contre $T^* = 0.57\%$. Aussi, à la différence du cas standard, dans le cas testé, l'amplitude du pic de pression périphérique croît progressivement avant de diminuer sans que les oscillations du cas standard n'apparaissent.

Ainsi, au regard du chargement, il est vraisemblable que les deux chargements entraînent des contraintes mécaniques proches. Il est possible que le cas standard soit plus critique que le cas testé au regard des amplitudes de pression P observées.

3.2.4.5 Conclusions

Ainsi, au regard des quelques résultats CFD présentés, il est possible de proposer les conclusions suivantes :

- le domaine sur lequel est *patchée* la vitesse V_0 est le paramètre qui joue au premier ordre sur la régularité du profil de pression P appliquée sur le *wall* ainsi que sur l'amplitude de la pression P aux premiers instants (jusqu'à $T^* \approx 0.35\%$).
- L'amplitude de la pression maximum P_{max}^* ne varie pas significativement avec le domaine sur lequel la vitesse d'impact V_0 est *patchée* ni avec la distance initiale h_0 .
- Plus la distance initiale h_0 est importante, plus le profil de pression P aux premiers instants de l'impact est irrégulier et les amplitudes de pression P faibles. Ceci est cohérent avec le fait que l'air perturbe l'écoulement de la goutte dans l'air en la rendant très instable à ces vitesses (Sous-sous-section 3.2.1.1). Ce phénomène est sans doute décuplé par l'absence d'effets de tension superficielle inclus dans la modélisation ($We = 1 \times 10^6$).

Le modèle mis en place semble donc pertinent pour l'étude de l'impact liquide. Néanmoins, des points de vigilance sont soulevés quant à la pertinence du modèle adopté et à l'importance de certains paramètres. Leur impact sur la réponse du solide sera abordé (Sous-sous-section 3.3.4.1).

3.3 Modélisation numérique de la réponse du massif semi-infini à la sollicitation dynamique du type impact liquide

À des fins de simplifications, dans cette section, l'ensemble des équations sera donnée sous forme tensorielle. Elles seront parfois développées sous leur formulation cylindrique.

De plus, les tenseurs et les champs scalaires suivants sont définis :

- Les coefficients de Lamé sont donnés par :

$$— \lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} = 65.7 \text{ GPa.}$$

$$— \mu = \frac{E}{2(1+\nu)} = 33.8 \text{ GPa.}$$

- u : Champ vectoriel de déplacement des particules.
- \dot{u} : Champ vectoriel de vitesse des particules.
- \ddot{u} : Champ vectoriel d'accélération des particules.
- ϵ : Tenseur des déformations (ordre 2).
- σ : Tenseur des contraintes (ordre 2).
- I : Tenseur identité (ordre 2).

3.3.1 Formulation du problème

3.3.1.1 Principales hypothèses

Les principales hypothèses utilisées pour mettre en place le modèle numérique sont :

- Le ZnS est un matériau dont le comportement est élastique, linéaire, isotrope et ses caractéristiques sont indépendantes de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$.
- Le milieu étudié est continu.
- Le massif est semi-infini.
- Les déformations sont petites ($(\|\nabla u\|)^2 \ll 1$).
- Le problème est axisymétrique ($u_r = f(r, z)$, $u_z = f(r, z)$ et $u_\theta = f(r, z)$).
- Les efforts volumiques \mathbf{f} (gravité) sont négligés.
- La sollicitation est dynamique : c'est-à-dire que la durée caractéristique de variation des efforts appliqués sur le massif est inférieure à la durée caractéristique de propagation des ondes de contrainte dans le massif. La longueur caractéristique des

fenêtres de ZnS est donnée par leur épaisseur $e = 4$ mm. La durée caractéristique de propagation de l'onde de compression est de : $\Delta t = \frac{e}{C_1} = 700$ ns tandis que l'ordre de grandeur de la variation de la pression P lors de l'impact est de la dizaine ns voire de la ns (Sous-sous-section 3.2.3.1), d'où le caractère dynamique du phénomène.

3.3.1.2 Tenseur des déformations

Étant donnée l'hypothèse de petites déformations (Sous-sous-section 3.3.1.1), le tenseur des déformations ϵ est linéarisé tel que :

$$\epsilon = \frac{1}{2}(\nabla u + \nabla^T u) \quad (3.31)$$

Et, dans le cas d'un problème axisymétrique, en coordonnées cylindriques :

$$\epsilon = \begin{Bmatrix} \epsilon_r \\ \epsilon_z \\ \epsilon_\theta \\ \epsilon_{rz} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial r} & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ \frac{1}{r} & 0 \\ \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial r} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_r \\ u_z \end{Bmatrix} \quad (3.32)$$

3.3.1.3 Équations de la mécanique des milieux continus déformables

Les équations de la mécanique des milieux continus déformables sont utilisées pour modéliser le comportement du solide sous charge. Ainsi, sur l'ensemble du massif, le PFD s'écrit :

$$\int_S \mathbf{t} dS + \int_V \mathbf{f} dV = \rho \int_V \ddot{u} dV \quad (3.33)$$

Avec :

- $\mathbf{t} = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}$: tel que $\boldsymbol{\sigma}$ est le tenseur des contraintes de Cauchy défini en tout point avec \mathbf{n} la normale unitaire extérieure à la surface S .
- $\mathbf{f} = \mathbf{0}$: Tenseur des efforts volumiques s'appliquant sur le massif.
- S : Surface extérieure du domaine.
- V : Volume du domaine.

Après simplifications (absence des efforts volumiques et volume arbitraire) et application

du théorème de Gauss, l'équation [Équation \(3.33\)](#) se reformule :

$$\int_V \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} dV = \int_V \rho \ddot{u} dV \quad (3.34)$$

Sous forme explicite, l'équation [Équation \(3.34\)](#) est donnée par :

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} \\ \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \sigma_{zr} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \end{cases} \quad (3.35)$$

Comme évoqué précédemment ([Sous-sous-section 3.3.1.1](#)), le matériau est considéré comme linéaire, élastique et isotrope. Ainsi, la loi de comportement de Hooke généralisée est utilisée :

$$\boldsymbol{\sigma} = \lambda \text{tr}(\boldsymbol{\epsilon}) \mathbf{I} + 2\mu[\boldsymbol{\epsilon}] \quad (3.36)$$

En l'intégrant ainsi que la description des petites déformations ([Équation \(3.31\)](#)) dans l'équation [Équation \(3.34\)](#), on obtient l'équation exprimée en fonction du déplacement u suivante :

$$\mu \nabla^2 u + (\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot u = \rho \ddot{u} \quad (3.37)$$

À partir de l'équation [Équation \(3.37\)](#), il est possible de poursuivre un raisonnement purement analytique afin de faire apparaître le problème de propagation d'ondes. Néanmoins, ce genre de démarche ne permet pas d'accéder *facilement* à une solution de l'état de contrainte dans un massif semi-infini, à plus forte raison avec la sollicitation de type impact liquide. Ci-après, le principe des puissances virtuelles est développé, permettant de résoudre le problème par la méthode des éléments finis ([FEM](#)) à travers la forme faible de l'équation [Équation \(3.37\)](#). Les équations de propagation des ondes de contrainte sont développées en annexe ([Annexe A.18](#)).

3.3.1.4 Principe des puissances virtuelles

En appliquant le principe des puissances virtuelles avec un champ de déplacement v à l'équation [Équation \(3.37\)](#), on obtient :

$$\int_V (\rho \ddot{u} - \mu \nabla^2 u - (\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot u) \cdot v dV = 0 \quad (3.38)$$

Cette expression est la forme irréductible du problème car il est *seulement* nécessaire de déterminer la distribution du champ de déplacement u pour le résoudre.

3.3.2 Résolution du problème

3.3.2.1 Discrétisation spatiale et maillage

À partir de la forme irréductible du problème (Équation (3.38)), il est nécessaire de discrétiser le champ de déplacement u et le champ de déplacement virtuel v . Au final, les équations se résument avec l'équation suivante :

$$M\ddot{u} + Ku = 0 \quad (3.39)$$

Avec :

- M : Matrice de masse du système.
- K : Matrice de raideur du système.

Le domaine discrétisé est composé de 3 zones (Figure 3.16) :

- Une zone, proche de l'axe d'axisymétrie et accolée à la surface d'application de la pression P dont le maillage est raffiné. Les éléments de cette zone sont des éléments $CAX4R$, c'est-à-dire des quadrangles linéaires axisymétriques à intégration réduite.
- Une zone, autour de la précédente composé d'éléments plus grossiers à mesure que l'on s'éloigne de la surface d'application de la pression P et de l'axe d'axisymétrie. Le ratio de la taille de maille entre les deux extrémités de cette zone est de 10. Les éléments de cette zone sont également des éléments $CAX4R$.
- Une zone, en périphérie du domaine, composée d'éléments axisymétriques infinis $CINAX4$. En raison de leur formulations (Annexe A.17), leur orientation doit être paramétrée avec précaution.

3.3.2.2 Discrétisation temporelle – Schéma explicite différences centrées

Les équations du mouvement sont résolues selon un schéma explicite différences centrées :

$$\dot{u}_{i+1/2} = \dot{u}_{i-1/2} + \frac{\Delta t_{i+1} + \Delta t_i}{2} \ddot{u}_i \quad (3.40)$$

$$u_{i+1} = u_i + \Delta t_{i+1} \dot{u}_{i+1/2} \quad (3.41)$$

Avec : u un degré de liberté du modèle. Le schéma explicite ne nécessite pas d'itération mais

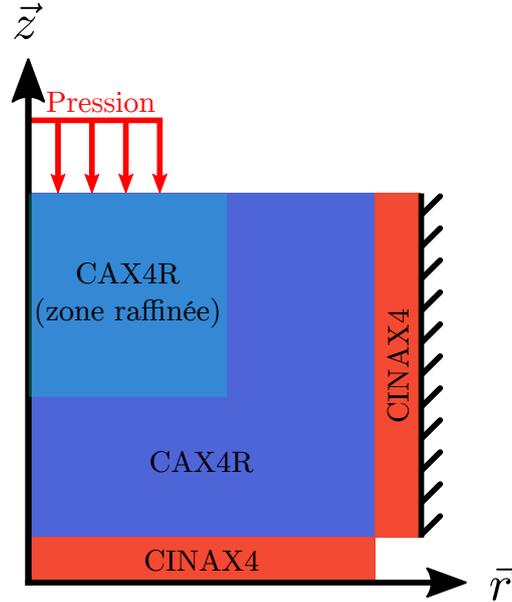


FIGURE 3.16 – Schéma du domaine modélisé

est temporellement instable. Ainsi, il impose de respecter le nombre de Courant (CFL) :

$$\Delta T < \frac{L_{min}}{C_1} \quad (3.42)$$

Avec L_{min} plus petite longueur caractéristique des éléments du domaine.

Il est nécessaire de prendre un schéma explicite afin de prendre en compte les effets d'inertie. De plus, grâce à la reformulation *diagonale* de la matrice de masse M dans l'Équation (3.39), cette méthode de résolution est très efficace (*Abaqus Analysis User's Guide (6.14)* 2023).

3.3.2.3 Conditions limites

Le domaine étudié est un carré dont un des coté est l'axe d'axisymétrie du problème. L'objectif de la simulation étant d'étudier la propagation des ondes de contrainte dans le massif de ZnS lors d'un impact liquide, celui-ci est encastré afin de supprimer les mouvements de corps rigides¹⁰. Ainsi, une condition de Dirichlet de déplacement nul est imposée radialement en périphérie du domaine. Par ailleurs, sur la surface supérieure, une condition de Neumann en pression est imposée : il s'agit de la pression d'impact P des gouttes issues du modèle CFD (Section 3.2) (Figure 3.1).

La pression est appliquée sur le massif via deux routines *Fortran* :

¹⁰. L'utilisation d'éléments infinis détaillés ci-après impose automatiquement une condition d'encastrement sur ces éléments.

VEXTERNALDB Cette routine est destinée à lire et à stocker localement un fichier **.txt* contenant les résultats des simulations CFD. Ce fichier est issu d'un pré-traitement des résultats bruts.

VDLOAD Cette routine lit les données stockées localement par la routine précédente et permet d'appliquer les profils de pressions P issus des simulations CFD lors de chaque pas de temps de la simulation.

En périphérie, au niveau de la condition de Dirichlet de déplacement nul, des éléments infinis sont utilisés (Figure 3.16). Ces éléments ne sont pas *réellement* infinis mais disposent d'une formulation spécifique permettant de dissiper l'énergie des ondes de contrainte de compression et de cisaillement (*Abaqus Analysis User's Guide (6.14) 2023*). Ils permettent d'éviter la réflexion de ces ondes aux bords du domaine. Ils sont d'autant plus efficaces que leur extrémité est orthogonale à la direction de propagation des ondes de contrainte. De plus, il a été observé dans la pratique que ces éléments sont également efficaces pour dissiper les ondes de surface comme l'onde de Rayleigh. Le détail de leur formulation est donné en Annexe A.17.

3.3.2.4 Conditions initiales

À l'instant t_0 , l'ensemble du domaine est au repos : $\boldsymbol{\sigma} = 0$, $\boldsymbol{\epsilon} = 0$ et $u = 0$. Puis, le champ de pression P appliqué correspond à la totalité de la simulation CFD. Ainsi, les premiers instants pendant lesquels la goutte parcourt la distance h_0 (Sous-sous-section 3.2.2.4) sont inclus dans la simulation numérique solide.

3.3.3 Validation du modèle

À l'instar de la modélisation numérique CFD (Sous-sous-section 3.2.3.2), les études de convergences numériques sont menées sur le cas *standard*. De même, une attention particulière a été portée sur le pic de traction de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ dans le massif, correspondant à l'onde de Rayleigh.

3.3.3.1 Comportement général

Le comportement général de la simulation numérique pour le cas standard est donné par la Figure 3.17. Ainsi, on observe bien la propagation d'une onde de compression immédiatement après le début de l'impact, puis de l'onde de Rayleigh à partir d'environ 40 ns. La contrainte maximum $\sigma_{max,princ}$ se trouve en surface contrairement à la contrainte

équivalente de Tresca¹¹ σ_{Tresca} qui se trouve légèrement sous la surface. Ceci est à mettre en parallèle de l'amorçage, en surface, des endommagements. Il est également possible de percevoir l'onde de cisaillement située très légèrement en amont de l'onde de Rayleigh. La [Figure 3.18](#) montre la variation du déplacement selon l'axe z à la surface du massif à différents instants. Le déplacement maximum selon l'axe z est de l'ordre de $u_{z,max} = 1 \times 10^{-3}$ mm tandis que la déformation maximum atteint localement $\epsilon_{z,max} = 4 \times 10^{-3}$. Le modèle reste donc bien dans le cadre des petites déformations. De plus, comme cela est détaillé en [Annexe A.16](#), les premiers instants (jusqu'à environ 100 ns), sont les plus déterminants concernant la criticité de l'impact liquide (les déformations et déplacements y sont moindres que les valeurs maximums). Par conséquent, il est raisonnable de conclure que l'écoulement est correctement modélisé par ce modèle chaîné.

11. La contrainte équivalente de Tresca est une contrainte équivalente simple permettant d'appliquer un critère de plasticité. Elle dépend aussi de la contrainte principale de compression.

CHAPITRE 3. MODÉLISATION NUMÉRIQUE DU PROBLÈME

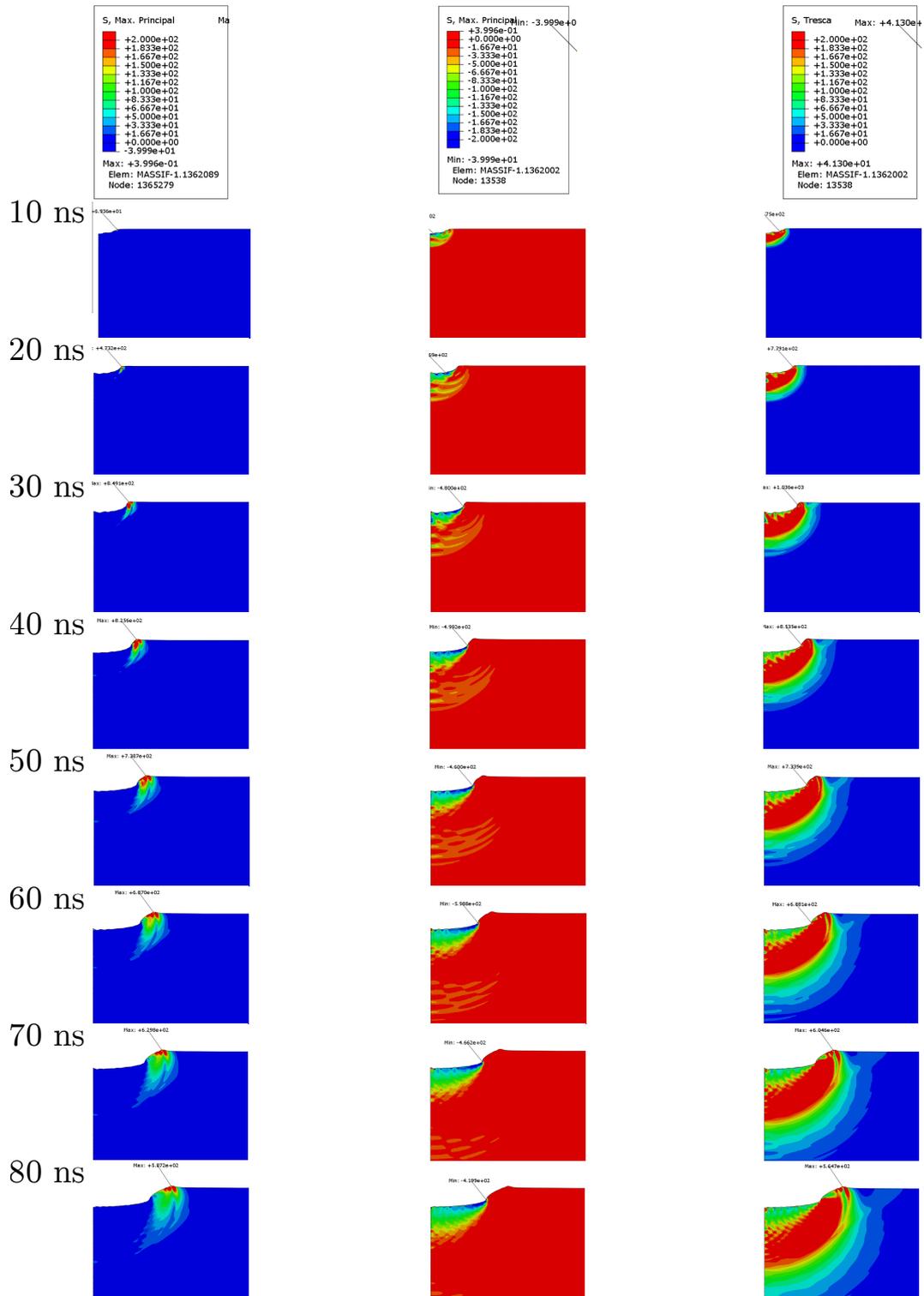


FIGURE 3.17 – Contraintes $\sigma_{max,princ-traction}$, $\sigma_{max,princ-compression}$ et σ_{Tresca} (de gauche à droite) à différents instants dans le massif (déformée 100×) ($D_0 = 2 \text{ mm}$ – $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

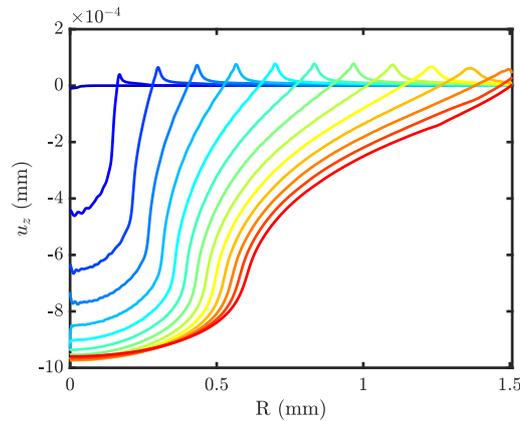


FIGURE 3.18 – Déplacement u_z en surface de 0 ns à 650 ns (incrément de 50 ns – du bleu au rouge) ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

3.3.3.2 Convergences numériques

Convergence spatiale La sollicitation mécanique appliquée sur le massif de ZnS étant issue du modèle numérique CFD, le pic de pression P_{max} appliqué est à la fois très bref et ponctuel. Son caractère ponctuel implique qu’il est impossible d’obtenir une convergence spatiale localement : numériquement, la pression au nœud d’application est infinie comme le montre la Figure 3.19 : plus le maillage est raffiné, plus le pic de traction de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ devient important sans qu’aucune convergence ne soit atteinte¹².

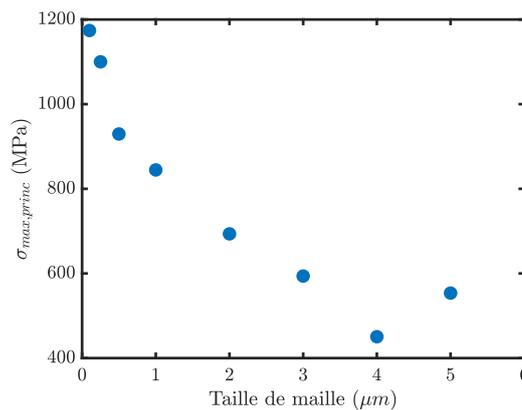


FIGURE 3.19 – Pic de traction de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en surface pour différentes tailles de maille ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

En revanche, comme le montre la Figure 3.20, la position $R_{\sigma_{max,princ}}$ et l’instant $T_{\sigma_{max,princ}}^*$

12. Ce pic de traction est la réaction à la pression P appliquée quelques instants plus tôt qui, sans forcément être P_{max} conserve la caractéristique d’un pic de pression ponctuel en périphérie.

auquel ce pic de traction en surface a lieu, montre une convergence pour les maillages testés, ce qui confirme que le pic de traction de $\sigma_{max,princ}$ est bien dû à une singularité géométrique. Comme détaillé en annexe, cette singularité est calculée comme étant de l'ordre de grandeur de celle de la contrainte en bout de fissure (Annexe A.16).

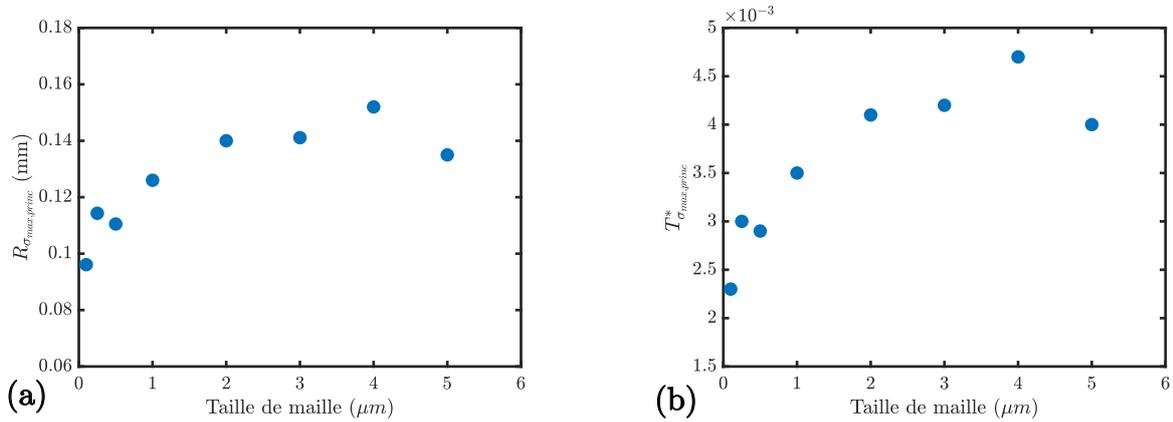


FIGURE 3.20 – Variation de la position $R_{\sigma_{max,princ}}^*$ (a) et de l'instant (b) $T_{\sigma_{max,princ}}^*$ de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en surface ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

La Figure 3.21 montre les profils de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ à un instant donné pour des maillages de $1 \mu m$ et $0.1 \mu m$. Ainsi, le maillage de $0.1 \mu m$ entraîne l'apparition d'oscillation numériques plus importantes que celui de $1 \mu m$. De plus, le problème est résolu de manière très proche pour les deux maillages à la différence que le maillage le plus grossier ($1 \mu m$) moyenne localement la solution. Étant donné les niveaux de contraintes en traction de $\sigma_{max,princ}$ excédant largement la résistance mécanique statique $R_m = 70 \text{ MPa}$, y compris une résistance mécanique *dynamique* R_m deux à trois fois supérieure (Figure 1.18), le maillage à $1 \mu m$ est suffisant pour l'utilisation objectif du modèle numérique : établir un critère d'amorçage de l'endommagement.

Par ailleurs, la singularité de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ reste un sujet ouvert. En effet, comme le montre la Figure 3.22 qui compare aux mêmes instants la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en surface et en profondeur ($25 \mu m$), la décroissance spatiale de $\sigma_{max,princ}$ est très brusque. Cela est caractéristique de l'onde de Rayleigh qui est évanescence mais peut également être révélateur d'une solution plus précise en profondeur, plus loin des conditions limites problématiques.

Enfin, en vue d'études ultérieures concernant les critères d'amorçage de dommage, il est intéressant de comparer ce que différents critères simples pourraient faire apparaître comme comportement selon les maillages adoptés. Ainsi, la Figure 3.23 compare la valeur des paramètres $\sigma_{max,princ} \Delta t$ et $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t$ (avec $\sigma_{max,princ} > 0$ (Équation (1.42))) pour des maillages de $1 \mu m$ et $0.5 \mu m$. L'évolution spatiale de la valeurs de ces critères entre

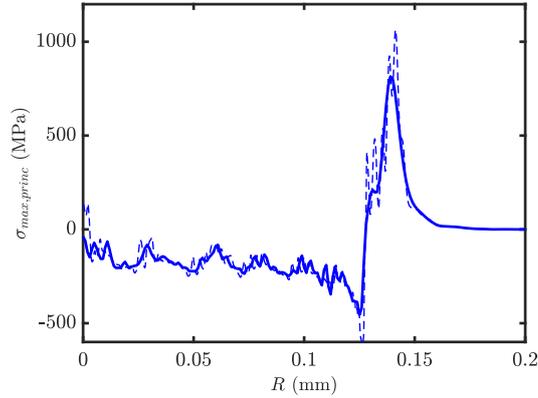


FIGURE 3.21 – Contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en surface à $T = 40$ ns pour deux tailles de maille (trait plein : $1 \mu\text{m}$, trait interrompu : $0.1 \mu\text{m}$) ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

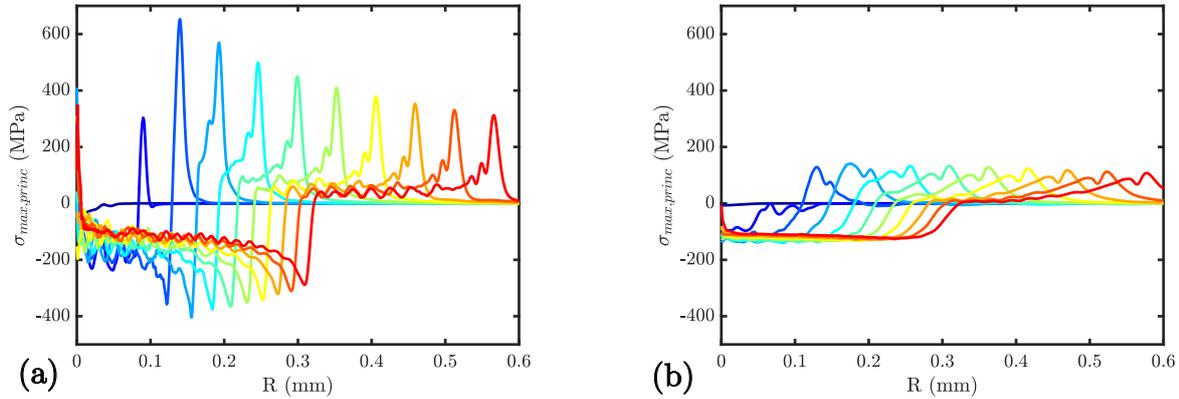


FIGURE 3.22 – Contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en surface (a) et à $25 \mu\text{m}$ de profondeur (b) de 0 ns à 200 ns (incrément 20 ns – du bleu au rouge) ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

les deux maillages est très proche. De plus, le maillage de $1 \mu\text{m}$ permet également de limiter les oscillations numériques sur ces critères.

Ainsi, et afin de conserver une continuité numérique (notamment dans l'application de la pression P issue des simulations CFD), le maillage de $1 \mu\text{m}$ est adopté. De plus, ce maillage permet d'obtenir des temps de calculs modestes (de l'ordre de 20 min) tout en conservant une taille de domaine relativement fine. De plus, comme cela est visible sur plusieurs figures précédentes, les maillages plus raffinés entraînent l'apparition d'importantes oscillations numériques (Figure 3.21).

Convergence temporelle Comme évoqué précédemment, le schéma temporel explicite utilisé (Sous-sous-section 3.3.2.2) est conditionnellement stable. La condition de stabilité (Équation (3.42)) est basée sur la longueur caractéristique du plus petit élément

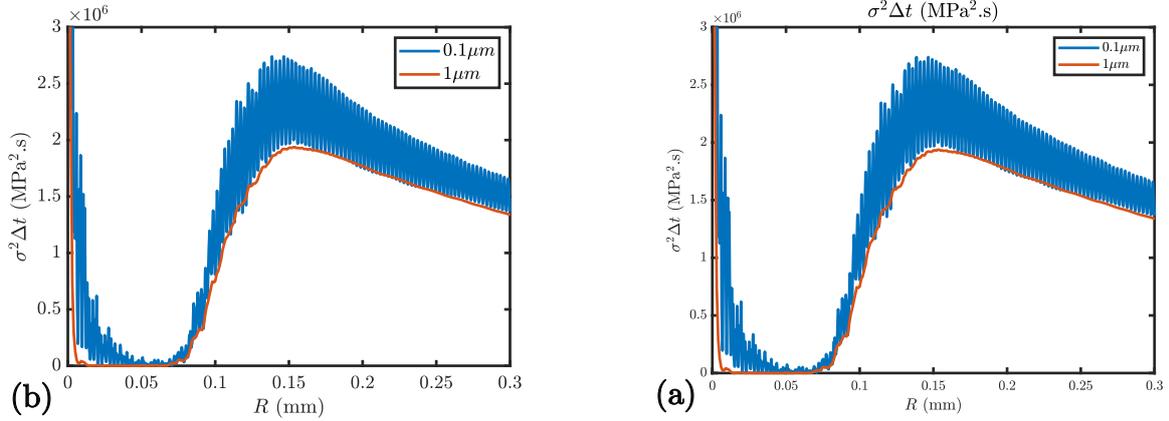


FIGURE 3.23 – Comparaison de des critères de Tuler et Butcher $\sigma \Delta t$ (a) et $\sigma^2 \Delta t$ ($\sigma_{max,princ} > 0$) en fonction de la taille de maille ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

($L_{min} = 1 \mu\text{m}$). Ainsi, avec la célérité C_1 de l’onde de compression, on trouve un pas de temps Δt donné par :

$$\Delta T < 1.75 \times 10^{-10} \text{ s} = 0.175 \text{ ns} \quad (3.43)$$

Dans les faits, le pas de temps utilisé doit être inférieure à cette valeur à cause de l’amortissement automatiquement inclus dans le modèle numérique par *Abaqus* afin de contrôler les oscillations numériques à hautes fréquences.

Dans le modèle mis en place, l’incrément temporelle est automatiquement gérée par *Abaqus* avec un pas de temps de $\Delta t = 7.91 \times 10^{-11} \text{ s}$. La stabilité de ce pas de temps a été vérifiée : comme le montre la Figure 3.24, l’erreur est de l’ordre de $\pm 2 \text{ MPa}$ soit moins de 0.25%. Compte-tenu de la sollicitation hautement dynamique du modèle étudié, si la condition Équation (3.43) n’est pas respectée, la résolution numérique du modèle n’est pas seulement instable, elle devient impossible (vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ supersonique).

3.3.3.3 Propagation des ondes

Onde de compression À partir du déplacement radial u_r , il est possible de suivre l’apparition et la propagation de l’onde de compression. La Figure 3.25 montre la propagation de l’onde de compression à la surface du domaine. Ainsi, entre 25 ns et 250 ns, elle parcourt une distance de 1.25 mm. La vitesse moyenne calculée est donc de $C_{1,calc} = 5550 \text{ m s}^{-1}$. Cette valeur est proche de la valeur théorique $C_1 = 5710 \text{ m s}^{-1}$: l’écart est de 2.8%.

Onde de cisaillement et onde de Rayleigh De même que précédemment, en suivant le pic de traction de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$, il est possible de suivre

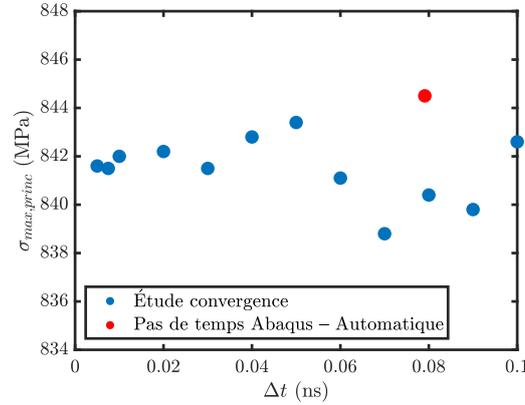


FIGURE 3.24 – Pic de traction de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en fonction de différents pas de temps utilisés ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

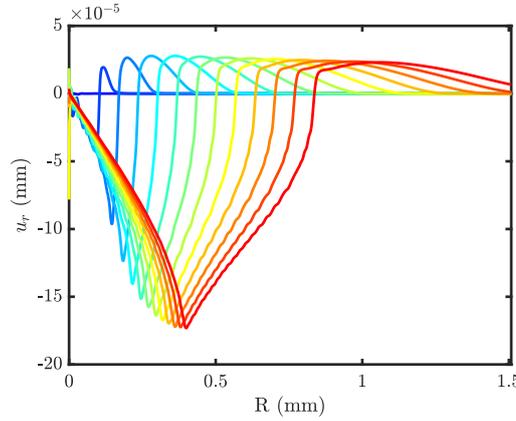


FIGURE 3.25 – Déplacement u_r à la surface de 0 ns à 300 ns (incrément de 25 ns – du bleu au rouge) ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

la propagation de l'onde de Rayleigh. Sa vitesse étant très proche de l'onde de cisaillement, il n'est pas possible de les différencier. Entre 50 ns et 500 ns, l'onde de Rayleigh parcourt une distance de 1.2 mm. La vitesse de l'onde de Rayleigh calculée est donc de $C_{R,calc} = 2670 \text{ m s}^{-1}$. Cette valeur est également très proche de la valeur théorique $C_R = 2678 \text{ m s}^{-1}$, soit un écart négligeable. La Figure 3.18 permet également de calculer une vitesse très proche de $C_{R,calc}$ (2652 m s^{-1}).

Enfin, une caractéristique importante de la contrainte associée à l'onde de Rayleigh est la décroissance de sa contrainte associée $\frac{1}{\sqrt{r}}$. Ainsi, la Figure 3.27 trace l'évolution de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en fonction de la position radiale R . L'interpolation de ce pic de traction en fonction de $\frac{1}{\sqrt{r}}$ est très bonne ($R^2 \approx 1$).

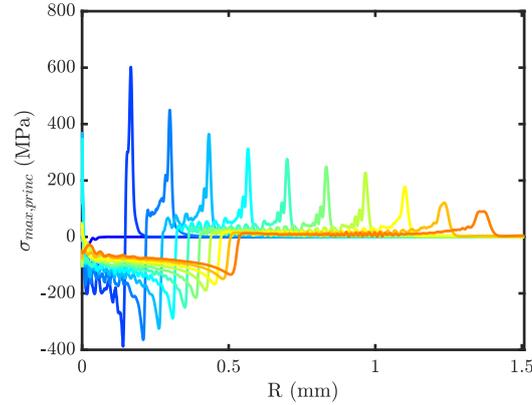


FIGURE 3.26 – Contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ à la surface de 0 ns à 500 ns (incrément de 50 ns – du bleu au rouge) ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

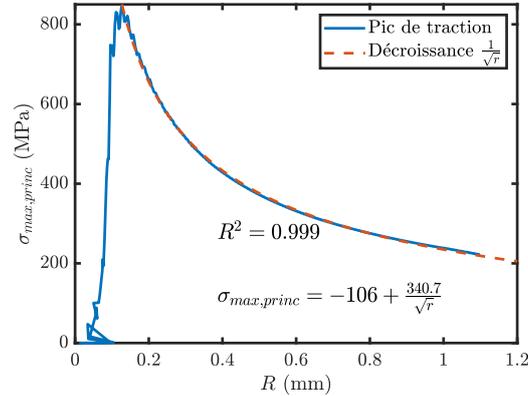


FIGURE 3.27 – Évolution spatiale de la contrainte principale maximum de traction $\sigma_{max,princ}$ ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

3.3.3.4 Bilans énergétiques

Une des difficultés des modèles numériques transitoires résolus avec un schéma temporel explicite (Sous-sous-section 3.3.2.2) est lié à des considérations énergétiques. Ainsi, il est important de vérifier que les évolutions des principales énergies élastiques, cinétiques et dissipées sont cohérentes avec le phénomène modélisé et ne divergent pas avec le temps. La Figure 3.28 donne l'évolution de ces grandeurs et de leurs dérivées temporelles au sein du massif. D'après ces deux figures, il est possible de constater que :

- La dissipation visqueuse commence à partir d'environ 260 ns. Cet instant est cohérent avec l'arrivée du premier train d'onde de compression aux limites du domaine où les éléments infinis dissipent l'énergie (estimé à 263 ns).
- La dérivée de la dissipation visqueuse atteint un pic aux alentours de 545 ns. Il est très proche de l'arrivée de l'onde de Rayleigh au niveau des éléments infinis

(théoriquement estimée à 560 ns) qui vont dissiper l'énergie que cette onde contient (2/3 de l'énergie élastique (Sous-sous-section 1.2.3.3)).

- Le travail des forces extérieures est strictement croissant mais sa dérivée décroît rapidement après le début de l'impact ce qui est cohérent avec le coup de bélier imposé par l'impact liquide.
- Les dérivées des énergies élastiques et cinétiques sont cohérentes avec la notion de choc : la croissance est d'abord très importante, puis elle est moindre. Il n'est pas possible d'interpréter plus profondément ces grandeurs étant donné les éléments infinis qui dissipent à la fois de l'énergie élastique et de l'énergie cinétique sans que les proportions ne soient quantifiées dans les figures présentées.

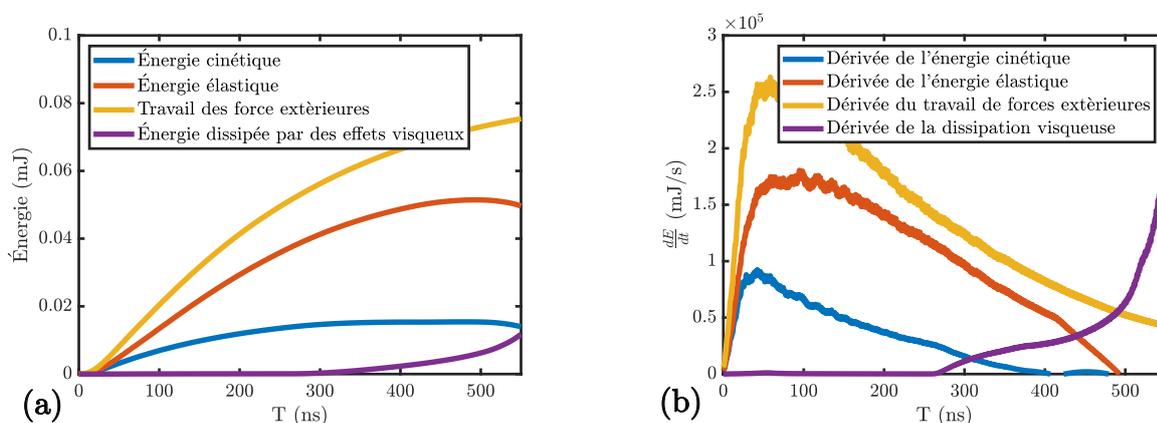


FIGURE 3.28 – Variation des grandeurs énergétiques du modèle ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

Il est important de commenter l'amplitude des différentes grandeurs énergétiques utilisées ici. En effet, l'énergie cinétique de la goutte standard est de $E_c = 84 \text{ mJ}$, ce qui est de l'ordre de 0.1% de la somme des quantités données par le modèle numérique. Les hypothèses suivantes sont proposées pour justifier que ces amplitudes sont cohérentes :

- À 300 ns, seulement 3% de l'impact a eu lieu ($T^* = 0.03$). Ainsi, étant donné que l'eau n'est pas un solide rigide, l'énergie cinétique qui a éventuellement été transférée au massif est de l'ordre de $E_c = 2.5 \text{ mJ}$.
- Les jets latéraux ont une vitesse très importante (de l'ordre de 1200 m s^{-1} (Figure 1.8)). Ils concentrent donc une fraction de l'énergie cinétique initiale de la goutte.
- Enfin, une dernière partie de l'énergie cinétique lors de l'impact n'est pas transférée dans le massif mais directement dans la goutte à travers la propagation de l'onde de compression.

Ainsi, les amplitudes d'énergies constatées ne sont pas surprenantes. Néanmoins, une analyse plus approfondie de la quantité de liquide concernée par les jets latéraux serait intéressante afin de valider les hypothèses proposées.

3.3.4 Perspectives et conclusions sur le modèle numérique

3.3.4.1 Impact de la distance h_0 et du domaine *patché* de la vitesse V_0

Dans le modèle CFD, il a été observé que certaines conditions initiales influencent de manière assez importante la pression P appliquée sur le massif lors des premiers instants de l'impact. Il est intéressant de comparer les états de contraintes dans le massif avec les différents chargements présentés précédemment (Sous-section 3.2.4).

La Figure 3.29 compare le modèle standard avec les différents modèles incluant des conditions initiales différentes. Ainsi, le modèle standard entraîne des contraintes principales maximales de traction $\sigma_{max,princ}$ plus importantes que les cas avec une distance initiale entre la goutte et le *wall* $h_0 = 0.1$ mm. Le modèle standard a donc tendance à être conservatif. De plus, en ce qui concerne le modèle où seul la zone sur laquelle la vitesse d'impact V_0 *patchée* est différente, le modèle standard entraîne un niveau de contrainte moindre aux premiers instants avant que les niveaux de contraintes se rejoignent.

Par ailleurs, pour les quatre différents modèles, les résultats concernant le pic de traction de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ sont donnés dans le Tableau 3.1.

TABLEAU 3.1 – Comparaison des données du pic de traction de la contrainte principales maximales $\sigma_{max,princ-max}$ entre les différents modèles ($D_0 = 2$ mm – $V_0 = 200$ m s⁻¹)

Cas	$max(\sigma_{max,princ})$ (MPa)	$T_{max(\sigma_{max,princ})}$ (ns)	$T_{max(\sigma_{max,princ})}^*$ (%)	$R_{maw(\sigma_{max,princ})}$ (mm)
Standard	845	35	0.35	0.126
V_0	939	31	0.31	0.116
h_0	694	43	0.43	0.139
V_0 et h_0	693	41	0.41	0.135

Ainsi, les contraintes principales maximales de traction $max(\sigma_{max,princ})$ rejoignent l'observation faite à partir des profils temporels : augmenter la distance avec le *wall* entraîne une diminution de l'amplitude de la sollicitation qui entraîne elle-même un niveau de contraintes moindre. En revanche, dans le cas où seul le domaine sur lequel la vitesse d'impact V_0 *patchée* varie, c'est le cas où tout le domaine possède cette vitesse qui est le plus critique. La Figure 3.30 compare l'évolution du critère $\sigma\Delta t$ de Tuler-Butcher (Équation (1.42)) en ne considérant que la contrainte principale maximale en traction $\sigma_{max,princ} > 0$. Ainsi, les quatre modèles testés sont très proches selon ce critère, le cas le moins critique étant celui

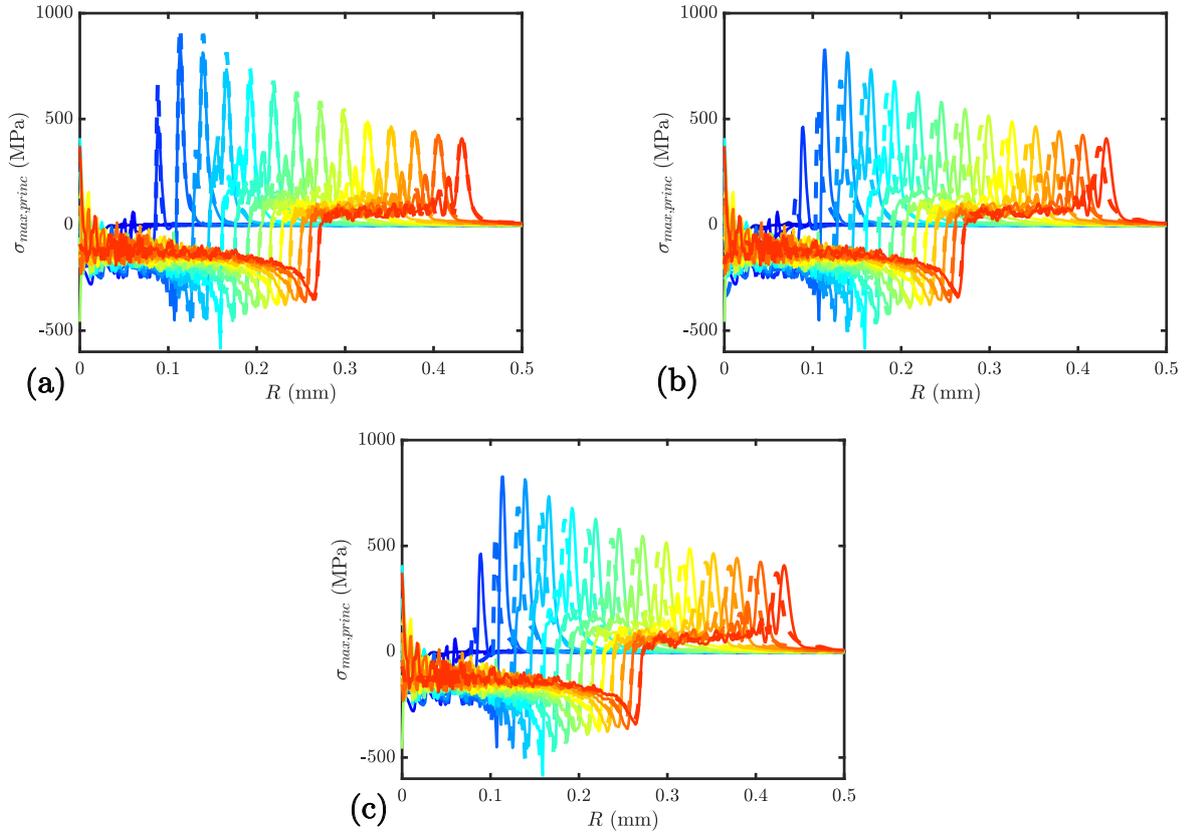


FIGURE 3.29 – Comparaison du modèle standard avec les modèles modifiés (a) V_0 patchée sur tout le domaine, (b) distance initiale goutte-wall $h_0 = 0.1$ mm et (c) = (a) + (b) de 0 ns à 150 ns (incrément de 10 ns) ($D_0 = 2$ mm – $V_0 = 200$ m s $^{-1}$)

où la vitesse d'impact V_0 est *patchée* sur tout le domaine et où la distance initiale entre la goutte et le *wall* $h_0 = 0.1$ mm, ce qui rejoint les analyses précédentes.

Ainsi, au regard des différentes grandeurs étudiées, les amplitudes simulées sont du même ordre de grandeur que pour le modèle standard. Il reste difficile de tirer des conclusions définitives sur l'importance des deux paramètres testés même si des tendances se dégagent : le fait que le cas, *a priori*, le moins critique (du point de vue de la pression P) entraîne le plus haut niveau de sollicitation renforce le fait que ce sont bien les tous premiers instants de l'impact qui sont déterminants pour l'état de contrainte du massif.

3.3.4.2 Conclusions et perspectives d'amélioration

Finalement, le chaînage numérique permet d'obtenir l'état de contrainte dans un massif semi-infini sous sollicitation dynamique d'un impact liquide. Il permet de mettre en exergue que c'est le pic de traction de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ et non pas une contrainte équivalente (Tresca ou Von Mises) qui est à l'origine de l'amorçage, en

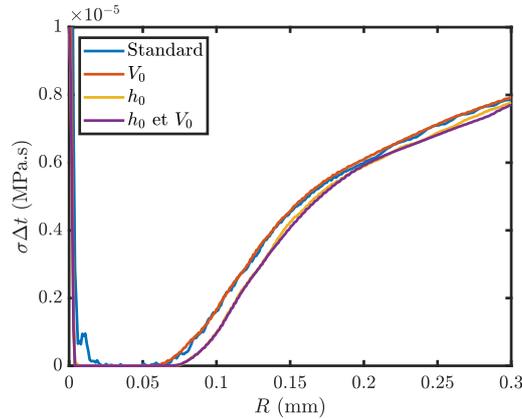


FIGURE 3.30 – Variation spatiale du critère de Tuler-Butcher $\sigma_{max,princ}\Delta t$ pour les quatre différents modèles ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

surface, des endommagements sous impacts liquides. Il permet également d’observer la propagation des ondes de contraintes.

L’étude paramétrique permet également de tirer plusieurs conclusions :

- la criticité de la sollicitation en surface est une fonction croissante de la vitesse d’impact V_0 et du rayon de la goutte R_0 .
- Le *coup de bélier* P_{CB} , soit l’application d’un très haut niveau de pression P en un temps réduit (de quelques dizaines de ns) entraîne la propagation d’ondes de contraintes associées à de très hauts niveaux de traction pour l’onde de Rayleigh.
- L’onde de Rayleigh se développe pour atteindre son maximum d’amplitude quelques très courts instants après son apparition.
- Comme le montrent les comparaisons à faibles et hautes vitesses d’impact V_0 (à rayon d’impact R_0 constant), l’instant auquel le maximum de pression P_{max} est atteint est une fonction croissante de la vitesse d’impact, c’est-à-dire que la durée pour que le maximum de pression P_{max} soit atteint est plus longue. Cette durée plus longue est également perçue sur l’instant auquel $max(\sigma_{max,princ})$ a lieu. Cela signifie que le coup de bélier « ressenti » est, en fait, l’effet de l’augmentation brusque de la pression P exercée (c’est-à-dire de la dérivée temporelle de la pression P) plus que des propriétés intrinsèques du matériau ou de la pression appliquée avant que l’onde de Rayleigh ne se détache de la surface de contact (Sous-sous-section 1.2.3.3). Il est frappant, d’ailleurs de constater sur la Figure 3.31 que la contrainte principale maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ apparaît toujours antérieurement à la pression maximum P_{max} , ce qui signifie que l’onde de Rayleigh est déjà développée et propagée avant que la sollicitation soit la plus importante, et que ce qui est donc le plus critique

pour le massif est ce qui se passe avant $T_{P_{max}}$.

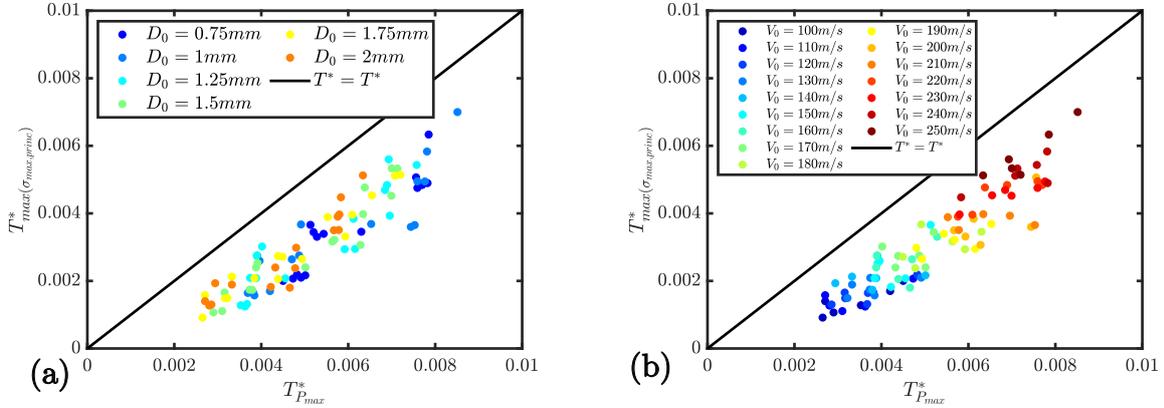


FIGURE 3.31 – Comparaison des instants adimensionnés $T_{P_{max}}^*$ et $T_{max(\sigma_{max,princ})}^*$ à diamètre D_0 constant (a) et vitesse d'impact V_0 constante (b)

Les études de convergence ont montré qu'il est difficile d'établir avec précision l'état de contrainte local dans le massif compte-tenu des différentes singularités que le modèle adopté engendre. Pour les résoudre, il faudrait réaliser un couplage fort qui permettrait de prendre en compte la déformation, bien que faible, du solide, et donc, d'éviter les pics de contraintes périphériques qui posent de nombreux problèmes de singularités (tant d'un point de vue CFD que d'un point de vue FEM). De plus, il conviendrait également de résoudre les problèmes de régularités de la solution FEM au niveau de l'axe d'axisymétrie. Néanmoins, le modèle actuel reste exploitable et pertinent dans le contexte actuel de maturité des travaux de ce manuscrit.

Afin d'améliorer ce modèle numérique, en correspondance avec le phénomène physique étudié (impact liquide « réel », banc d'essai de type MIJA ou PJET, banc d'essai de type bras tournant (Annexe A.1)), il conviendra d'être très vigilant aux conditions initiales de vitesse V_0 et de distance h_0 entre la goutte et le *wall* qui influencent directement l'écoulement de l'air ambiant et, par conséquent, la pression P appliquée sur le solide. Ces simulations mettent, d'ailleurs, en exergue l'importance de la connaissance de la forme de la goutte d'eau lors de l'impact et du type d'impact qui a réellement lieu :

- seulement de l'eau impacte le massif, qui perçoit une sollicitation « parfaite ».
- Une goutte d'eau plus ou moins déstructurée et atomisée impact le massif, qui perçoit donc une sollicitation aléatoire et potentiellement plus critique selon l'état d'atomisation de la goutte d'eau liquide. Il existe vraisemblablement un *état de d'atomisation* critique correspondant à une goutte partiellement atomisée dont l'effet de l'impact sur le massif sera plus critique que la goutte « parfaite » étudiée dans ce

CHAPITRE 3. MODÉLISATION NUMÉRIQUE DU PROBLÈME

manuscrit.

4

Résultats expérimentaux et confrontation aux simulations numériques

Cet ultime chapitre aborde les aspects expérimentaux menés sur l'impact liquide du ZnS CVD HIP. Dans un premier temps, les travaux portant sur la caractérisation du PJET fabriqué seront abordés. Puis, les endommagements produits par le laboratoire Cavendish (Cambridge, Royaume-Uni) avec un MIJA, ainsi qu'avec le PJET seront étudiés. Enfin, sur la base de ces observations, des critères simples d'amorçage d'endommagement seront étudiés afin d'en évaluer la pertinence.

4.1 Caractérisation du banc d'essai

L'objectif de la caractérisation du banc d'essai est de valider son fonctionnement et de vérifier qu'il correspond aux attentes initiales. Cela permet également de mieux appréhender le chargement appliqué sur les fenêtres de ZnS CVD HIP, en particulier la vitesse V_0 des jets, leur longueur L_0 , la forme de leur front et leur stabilité, qui comme évoqué dans les chapitres précédents, sont des variables identifiées comme étant clés pour mieux comprendre et maîtriser l'amorçage de l'endommagement.

4.1.1 Protocole

Prise d'images La caractérisation des jets produits par le banc d'essai a été principalement menée par prise d'images à l'aide de la caméra rapide *Phantom V710* ([Annexe A.6.1](#)). Un objectif *Nikon AF Micro Nikkor* de focale 200 mm était monté sur la caméra.

Les paramètres de prise d'images sont les suivants :

- temps de pose : 294 ns ;
- fréquence d'acquisition : 23 000 fps soit 43.47 μ s entre chaque image ;
- ouverture de la focale : minimum afin de maximiser la profondeur de champ¹.



FIGURE 4.1 – Montage utilisé pour la caractérisation par caméra rapide des jets produits par le banc d'essai (caméra rapide *Phantom V710* et ses accessoires ([Annexe A.6.1](#)))

La mise au point des images est réalisée à l'aide d'un régllet positionné au niveau du passage des jets d'eau. Le régllet permet également de disposer d'une mire pour calibrer les longueurs sur les images ([Figure 4.2](#)). La prise d'images est automatisée sur le PC

1. Un diffuseur a régulièrement été utilisé lors des prises d'images afin d'améliorer l'homogénéité de l'arrière-plan.

de contrôle de la caméra rapide une fois que l'ensemble des réglages est en place. La caméra est synchronisée par l'apparition de pixels noirs sur une zone définie qui correspond au passage d'un jet d'eau. Quelques images précédant l'instant auquel la caméra a été activée sont également conservées.



FIGURE 4.2 – Mire utilisée pour une séquence d'images

Caractéristiques étudiées Les paramètres étudiés à l'aide de la caméra rapide sont :

- la vitesse d'impact V_0 des jets car elle est la première responsable de l'endommagement (effet coup de bélier – Équation (1.13)).
- La longueur L_0 des jets est, *a priori*, moins importante pour l'amorçage de l'endommagement car elle est d'avantage liée à la pression de Bernoulli (Équation (1.10)). Néanmoins, la longueur des jets a probablement une influence sur l'érosion du solide après amorçage d'un endommagement car un jet d'autant plus long produit d'autant plus de jets latéraux arrachant de la matière.
- La forme et la stabilité des jets est très importante pour établir la criticité du chargement appliqué sur le massif et donc, l'apparition de dommages.

Paramètres étudiés Plus de 4000 films ont été réalisés pour évaluer la sensibilité des caractéristiques étudiées des jets aux différents paramètres expérimentaux :

- pression de sortie P_0 de la pompe ;
- vitesse $\dot{\theta}$ de rotation du hacheur ;
- diamètre D_{buse} de la buse utilisée.

Différentes formes de trou du hacheur ont également été testées. Il a été établi, en accord avec la littérature (JONSSON, 2007 ; S. ZHANG et al., 2015), que ce paramètre ne joue pas au premier ordre sur les caractéristiques des jets. Ainsi, ce point ne sera pas développé ci-après et l'ensemble des mesures effectuées avec différentes formes de trous sera traité indifféremment.

Deux diamètres de buse D_{buse} ont été testés :

- $D_{buse} = 0.6$ mm : les pressions P_0 testées vont de 40 bar à 320 bar.
- $D_{buse} = 1.03$ mm : les pressions P_0 testées vont de 10 bar à 190 bar.

Enfin, pour chaque pression P_0 testée, entre 5 et 10 films ont été pris par vitesse de rotation du hacheur $\dot{\theta}$ testée. Les vitesses de rotation $\dot{\theta}$ testées dépendent notamment de la pression P_0 et vont de $\dot{\theta} = 200 \text{ tr min}^{-1}$ à 1500 tr min^{-1} avec un incrément de 100 tr min^{-1} .

Analyse des films Afin de traiter efficacement les films, une procédure automatisée sur *Matlab* a été mise en place pour mesurer la vitesse V_0 des jets. Celle-ci permet également de mesurer la longueur L_0 des jets avec une moindre précision et à condition qu'elle n'excède pas la longueur de l'image. L'Annexe A.19 détaille la démarche permettant de valider la fiabilité de cette procédure à partir de mesures manuelles effectuées grâce au logiciel *ImageJ*. Par ailleurs, la qualité des jets a été évaluée *subjectivement* par visionnage de l'ensemble des films selon une échelle définie :

- bonne (Figure 4.3a) : le jet est stable sur l'ensemble du film et la forme de son front est définie et proche d'une sphère ;
- moyenne (Figure 4.3b) : la stabilité et la cohérence du jet sur l'ensemble du film ne sont pas bonnes ou son front est déstructuré si bien qu'une forme type sphère n'est pas clairement définie ;
- mauvaise (Figure 4.3c) : la stabilité et la cohérence du jet sur l'ensemble du film sont médiocres et son front est très déstructuré.

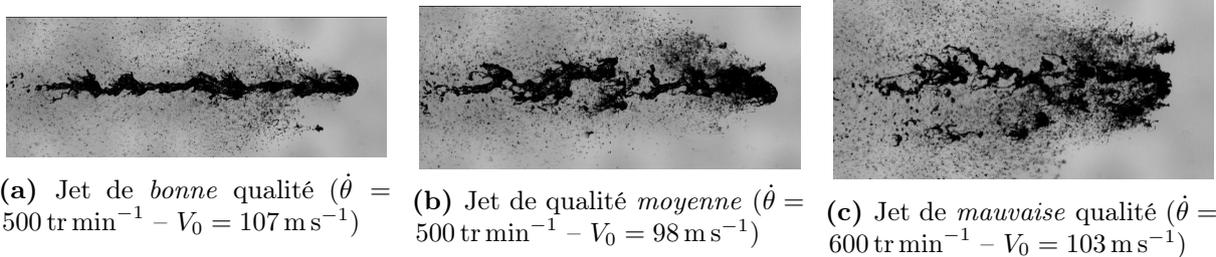


FIGURE 4.3 – Classification de la qualité des jets ($P_0 = 60 \text{ bar}$)

Dans la suite de ce manuscrit, la vitesse V_0 utilisée est celle calculée par la procédure automatisée sur *Matlab*.

4.1.2 Résultats

4.1.2.1 Vitesse V_0 des jets

Intuitivement, la vitesse V_0 des jets ne dépend que de la pression P_0 et du diamètre de la buse D_{buse} utilisée. Il est également possible que la distance entre la sortie de buse et l'échantillon impacte la vitesse V_0 mesurée des jets. Néanmoins, ce dernier paramètre n'a pas été étudié et les vitesses V_0 ont été mesurées au niveau de la zone d'impact des jets sur les échantillons.

Vitesse V_0 théorique En négligeant les pertes de charge, une valeur théorique de la vitesse V_0 des jets peut être obtenue à partir de l'équation de Bernoulli (en supposant l'eau incompressible dans le système hydraulique et de masse volumique ρ_0) :

$$\frac{1}{2}\rho_0 V_1^2 + P_0 + \rho_0 g z_1 = \frac{1}{2}\rho_0 V_0^2 + P_2 + \rho_0 g z_2 \quad (4.1)$$

Avec :

- V_1 : vitesse d'écoulement du fluide au niveau du capteur de pression P_0 ;
- $P_2 = 1 \text{ bar}$: pression atmosphérique normale. Cette valeur sera par la suite simplifiée car la pression P_0 est mesurée relativement à la pression atmosphérique normale ;
- $z_1 = z_2$: altitude de la buse et du point où la pression P_0 est mesurée.

Par ailleurs, l'hypothèse d'incompressibilité de l'eau dans le circuit hydraulique permet de poser que : $V_1 S_1 = V_0 S_0$ soit : $V_1 = V_0 \frac{D_1^2}{D_0^2}$, avec :

- $S_0 = \frac{\pi D_0^2}{4}$: section de la sortie de buse ;
- $S_1 = \frac{\pi D_1^2}{4}$: section du tube au niveau du capteur de pression P_0 ;
- $D_0 = D_{buse}$: diamètre de la buse ;
- D_1 : diamètre du tube au niveau du capteur de pression P_0 .

En simplifiant l'Équation (4.1) de Bernoulli, on trouve :

$$V_0 = \sqrt{\frac{2P_0}{\rho_0 \left(1 - \frac{D_{buse}^4}{D_1^4}\right)}} \quad (4.2)$$

La valeur du ratio $\frac{D_{buse}^4}{D_1^4}$ étant très faible avec les buses utilisées ($D_{buse} = 0.6 \text{ mm}$ à 1.03 mm), l'Équation (4.2) peut se reformuler par (avec P_0 en Pa) :

$$V_0 = \sqrt{\frac{2P_0}{\rho_0}} = 0.0448\sqrt{P_0} \quad (4.3)$$

Ce qui correspond au résultats classique de Torricelli. Par conséquent, dans la suite, les deux diamètres de buses D_{buse} seront traitées indifféremment.

Indépendance de la vitesse V_0 et de la vitesse de rotation $\dot{\theta}$ du hacheur La Figure 4.4 présente 230 points expérimentaux effectués avec la buse de diamètre $D_{buse} = 1.03$ mm à une pression $P_0 = 185$ bar. Visuellement, aucune corrélation n'est évidente entre la vitesse de rotation du hacheur $\dot{\theta}$ et la vitesse des jets V_0 . Les tests de corrélations de Pearsons et de Kandall confirment cela ($p - value_{Pearsons} = 7\%$ et $p - value_{Kendall} = 16\%$).

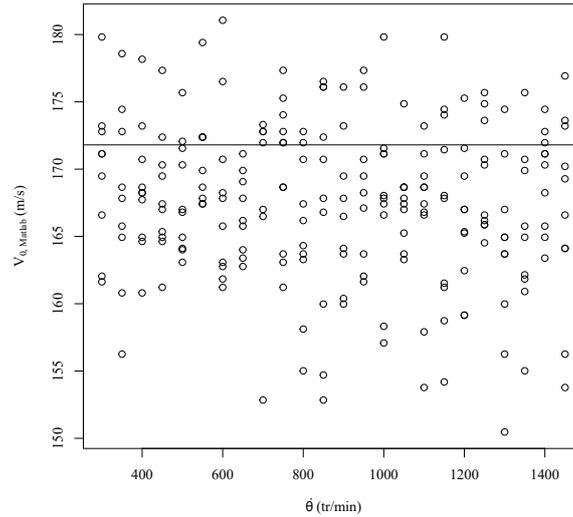


FIGURE 4.4 – Corrélation entre la vitesse de rotation $\dot{\theta}$ du hacheur et la vitesse des jets V_0

Par conséquent, par la suite, dans l'étude de vitesse V_0 ci-après, la vitesse de rotation du hacheur $\dot{\theta}$ ne sera pas prise en compte.

Corrélation pression P_0 – vitesse V_0 Afin d'établir une corrélation entre la vitesse V_0 des jets et la pression P_0 en sortie de pompe, il est préférable de prendre en compte les oscillations de pression P_0 produites par la pompe. Ainsi, comme explicité en [Annexe A.20](#), il est acceptable de faire l'hypothèse que la distribution de pression P_0 suit une loi normale. Les oscillations de pression P_0 sont nettement atténuées à partir de $P_0 = 200$ bar ce qui est dû à l'activation du ballon anti-pulsatoire positionné sur la pompe.

La Figure 4.5 montre l'interpolation de la la vitesse V_0 des jets en fonction de la pression P_0 avec et sans prise en compte des oscillations de la pression P_0 . Il est possible d'établir plusieurs conclusions :

- les deux modèles aboutissent à la même loi vitesse-pression $V_0 = f(P_0) = 0.03995\sqrt{P_0}$, avec P_0 en Pa ; ou $V_0 = 12.63\sqrt{P_0}$, avec P_0 en bar. Celle-ci est cohérente vis-à-vis du modèle théorique de Bernoulli ainsi que des données constructeurs.
- Les variations de vitesses de jet V_0 mesurées semblent très bien s'expliquer par les oscillations de la pression P_0 jusqu'à 200 bar (c'est-à-dire jusqu'au changement de

régime d'oscillation de la pression P_0) car les données expérimentales se corrént très bien avec la loi interpolée.

- La disparition de la corrélation entre la droite moyenne et les points expérimentaux à partir de la pression $P_0 = 200$ bar correspondant à la pression de changement de régime de d'oscillation de la pression P_0 (activation du ballon anti-pulsatoire) montre que la variabilité sur la vitesse des V_0 jets mesurée n'est pas, à priori, uniquement due aux variations de la pression P_0 . Ces variations sont potentiellement dues à la méthode de mesure qui est intrinsèquement moins précise pour de grandes vitesses de jet V_0 : les images sont moins figées donc moins nettes et les vitesses se calculent sur un nombre réduit d'image.
- La variation de vitesse de jet V_0 due à la différence de diamètre des buses D_{buse} n'est pas perceptible.

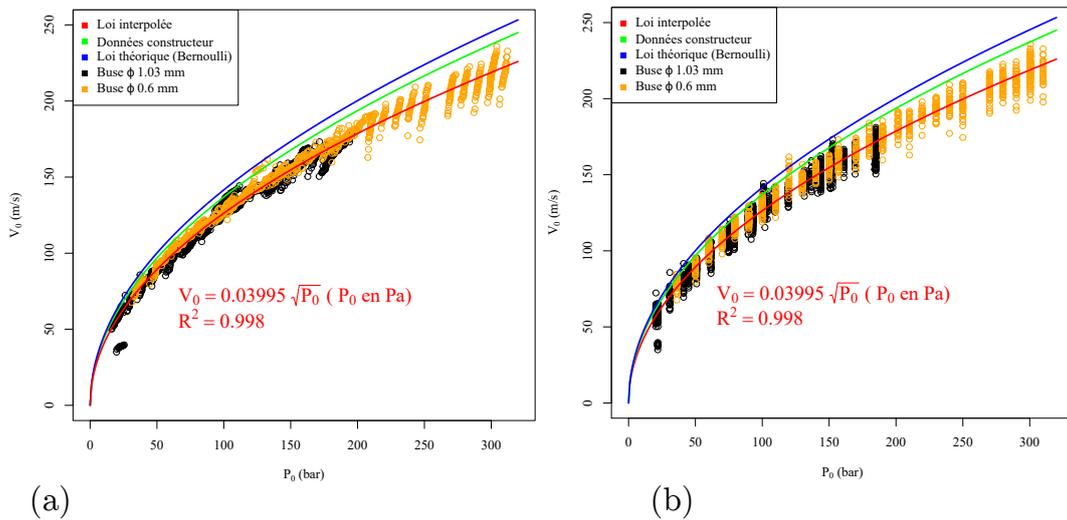
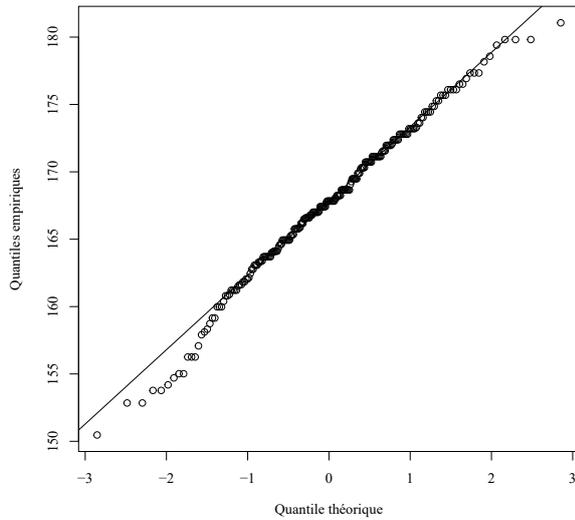


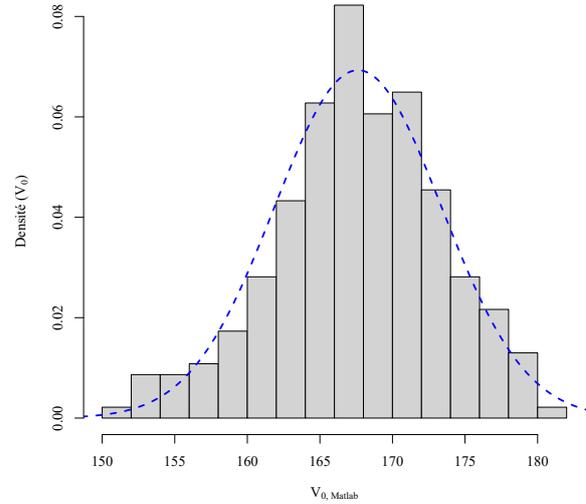
FIGURE 4.5 – Relations pression P_0 vitesse V_0 avec (b) et sans (a) modèle de pression oscillante

Distribution des vitesses V_0 La normalité de la distribution de vitesse V_0 pour une pression P_0 donnée est une donnée importante. Elle est étudiée dans le cas où le plus grand nombre de mesures de vitesse V_0 est disponible (231 mesures). Ainsi, les Figures 4.6a et 4.6b montrent que l'hypothèse de normalité est correcte pour le cas étudié ($P_0 = 185$ bar et $D_{buse} = 1.03$ mm). En effet, comme le montre le diagramme quantile-quantile (Figure 4.6a), les quantiles théoriques et empiriques correspondent². Aussi, la fonction densité (Figure 4.6b) correspond également très bien à la densité empirique de l'échantillon.

2. La fonction de densité théorique a été établie à partir d'estimateurs sans biais de la moyenne et de l'écart-type de la vitesse V_0 sur l'échantillon étudié.



(a) Diagramme quantile-quantile de la vitesse V_0



(b) Fonction de densité de la distribution de vitesse V_0

FIGURE 4.6 – Validation de la normalité de la distribution de vitesse V_0 à pression fixée ($P_0 = 185$ bar)

Intervalle de confiance sur la vitesse V_0 Dans un cas gaussien où la variance et la moyenne sont inconnues l'intervalle de confiance sur la moyenne V_0 est déterminé. Par conséquent, l'estimateur sans biais de l'écart-type de la vitesse $\sigma_{V_0}^*$ et de la vitesse moyenne \bar{V}_0 sont utilisés. L'intervalle de confiance centré à 95% de la vitesse moyenne \bar{V}_0 est donc donné par :

$$IC_{\bar{V}_0} = \left[\bar{V}_0 - t_{n-1;0.975} \frac{\sigma_{V_0}^*}{\sqrt{n}}; \bar{V}_0 + t_{n-1;0.975} \frac{\sigma_{V_0}^*}{\sqrt{n}} \right] \quad (4.4)$$

Avec :

- n : nombre de mesure de la vitesse V_0 à une pression donnée ;
- $t_{n-1;0.975}$: fractile de la loi de Student à $n - 1$ degrés de liberté.

Ainsi, pour l'ensemble des pressions P_0 , un intervalle de confiance à 95% sur la vitesse moyenne de V_0 peut être établi. La Figure 4.7a montre l'étendue de ces intervalles de confiance pour les différentes pressions P_0 testées. Ainsi, une légère tendance croissante semble apparaître avec l'augmentation de la pression P_0 . En moyenne, l'étendue de cet intervalle de confiance est de l'ordre de 3 ms^{-1} . D'un point de vue relatif, l'étendue de l'intervalle de confiance à 95% est quasiment toujours inférieure à 3% de la vitesse V_0 . Ces valeurs peuvent être utilisées comme incertitude relative générique sur l'ensemble du spectre d'utilisation du banc d'essai.

De manière analogue, on détermine l'intervalle de confiance centré à 95% de la variance

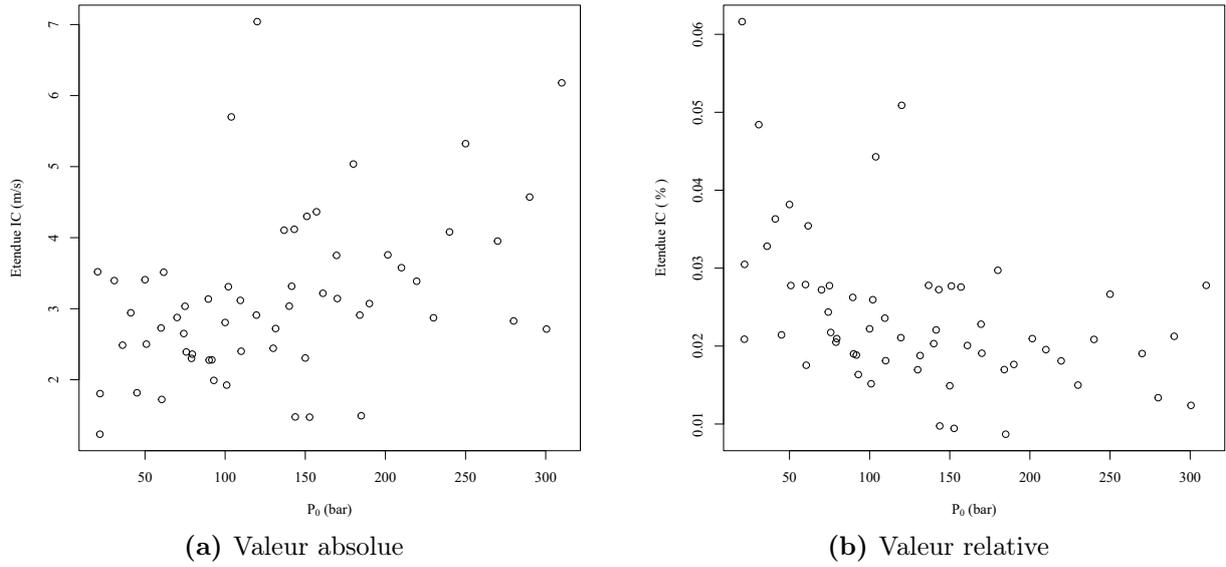


FIGURE 4.7 – Étendue de la l'intervalle de confiance de la vitesse moyenne \bar{V}_0 pour l'ensemble des pressions P_0 testées

$\sigma_{V_0}^2$ tel que :

$$IC_{\sigma_{V_0}^2} = \left[\frac{(n-1)\sigma_{V_0}^{*2}}{\chi_{n-1;0.975}^2}; \frac{(n-1)\sigma_{V_0}^{*2}}{\chi_{n-1;0.025}^2} \right] \quad (4.5)$$

Avec : $\chi_{n-1;0.975}^2$ et $\chi_{n-1;0.025}^2$ fractiles de la loi du χ^2 .

Comme pour la vitesse V_0 , en général, l'intervalle de confiance à 95% de l'écart-type de la vitesse σ_{V_0} est de l'ordre de 3.5 m s^{-1} à 6.5 m s^{-1} .

La Figure 4.8 trace ces incertitudes pour chacune des valeurs de vitesse moyenne \bar{V}_0 . La courbe interpolée est comparée à la courbe précédente (Figure 4.5). Les deux méthodes différentes mènent à une loi très proche. La Figure 4.8 montre, d'ailleurs, que la courbe moyenne passe dans la plupart des carrés d'incertitude (déterminés à partir des intervalles de confiance), validant ainsi sa pertinence.

À partir de $P_0 = 200 \text{ bar}$, le changement de régime d'oscillation de la pression P_0 entraîne une diminution très importante son incertitude calculée : l'étendue de l'intervalle dans lequel la pression P_0 varie est beaucoup plus faible.

4.1.2.2 Longueur des jets L_0

La Figure 4.9 montre la corrélation entre L_0 et $\frac{V_0}{\theta}$ avec les valeurs mesurées avec *ImageJ*. Ainsi, la corrélation est excellente entre ces trois grandeurs et est proche de la relation théorique (cinématique).

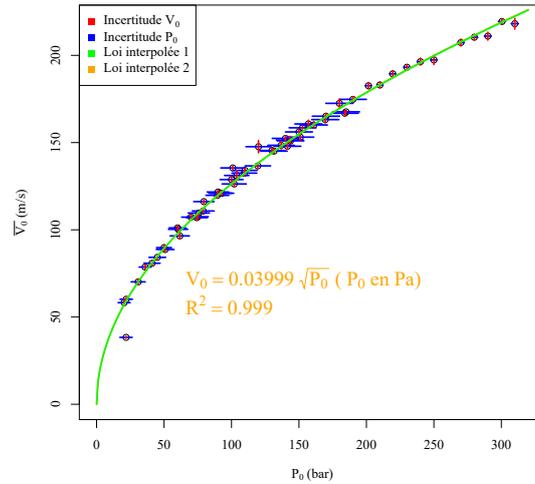


FIGURE 4.8 – Corrélation pression P_0 vitesse \overline{V}_0

Ainsi, la longueur L_0 est également une valeur connue car dépendant, de grandeur *contrôlée* sur le banc d'essai (pression P_0 et vitesse de rotation du hacheur $\dot{\theta}$).

4.1.2.3 Qualité des jets (stabilité, forme et cohérence)

La qualité des jets, incluant leur stabilité tout au long des films réalisés, la forme de leur front ainsi que la cohérence de leur corps, est une caractéristique très variable. Il est donc difficile d'établir des conclusions définitives quant aux observations effectuées même si certaines tendances se sont dégagées :

- pour chaque vitesse de jet V_0 (ou pression P_0), il existe un intervalle de vitesse de rotation du hacheur $\dot{\theta}$ qui permet d'obtenir une meilleure qualité de jet. Cela signifie que des jets trop longs ou trop courts ont une qualité moyenne moindre.
- La qualité des jets est, en général, moindre avec l'augmentation de la vitesse V_0 ce qui est cohérent avec le nombre de Weber.
- À partir d'une pression de $P_0 = 170$ bar, la qualité des jets est globalement moindre.
- La forme du front de jet est très variable. En général, plus la vitesse V_0 est importante, plus le rayon d'attaque des jets augmente sans qu'il soit certain que la fraction volumique d'air juste en aval du front soit négligeable.
- En moyenne, il semblerait, qu'à pression P_0 constante, plus la vitesse mesurée V_0 des jets est élevée, meilleure est leur qualité.

Les Figures 4.10a et 4.10b illustrent les différents constats présentés. Le diamètre équivalent du jet de la Figure 4.10a est d'environ 6 mm à 8 mm.

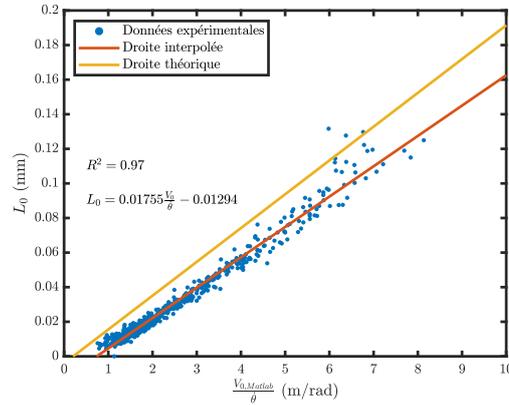
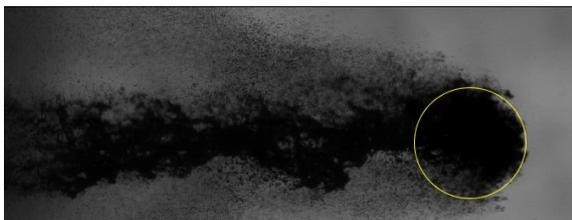
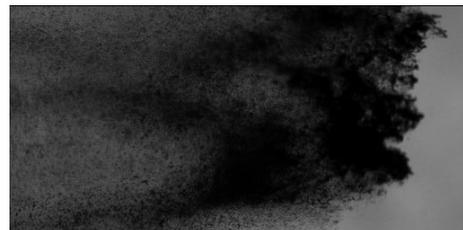


FIGURE 4.9 – Corrélation entre la longueur des jets L_0 , la vitesse des jets V_0 et la vitesse de rotation du hacheur $\dot{\theta}$



(a) $D_{buse} = 1.03 \text{ mm} - P_0 = 151 \text{ bar} - V_0 = 152 \text{ m s}^{-1} - \dot{\theta} = 600 \text{ tr min}^{-1}$



(b) $D_{buse} = 1.03 \text{ mm} - P_0 = 151 \text{ bar} - V_0 = 147 \text{ m s}^{-1} - \dot{\theta} = 1100 \text{ tr min}^{-1}$

FIGURE 4.10 – Comparaison de 2 jets produits dans les mêmes conditions avec une vitesse de rotation $\dot{\theta}$ différente

4.1.3 Discussion et retour sur cahier des charges

Par conséquent, la caractérisation du banc d'essai permet d'établir les conclusions suivantes :

- **vitesse V_0** :
 - le banc d'essai est capable, avec les buses testées de produire une large gamme de vitesse de jets V_0 de 40 m s^{-1} à 220 m s^{-1} indépendamment de la vitesse de rotation du hacheur $\dot{\theta}$ et du diamètre de la buse D_{buse} .
 - À cause des oscillations de pression P_0 produites par la pompe, ou d'erreurs de mesure ; pour une pression cible P_0 , l'étendue des vitesses V_0 est relativement importante. Néanmoins, la vitesse moyenne est connue avec une incertitude relativement faible (3%). La dispersion de la vitesse V_0 est du même ordre de grandeur que le MIJA du laboratoire de Cavendish ($\sigma_{V_0, Cavendish} = 4.4 \text{ m s}^{-1}$ ³ (D. WILLIAMSON, 2020)).
 - La mesure de vitesse V_0 par laser est trop imprécise pour réellement caractériser unitairement les jets produits par le banc d'essai. Des études croisées n'ont pas permis d'obtenir un ordre de grandeur supplémentaire en précision et en répétabilité sur la mesure. Des investigations ultérieures sont nécessaires pour à la fois caractériser avec plus de certitudes les jets produits et cette instrumentation. La vélocimétrie Doppler pourrait également être une option intéressante pour valider les mesures.
- **Longueur L_0** :
 - la longueur L_0 des jets est pilotée par le banc d'essai avec une bonne répétabilité, proche de la valeur théorique.
 - Le banc d'essai est capable de produire des jets d'une longueur allant de 5 mm à 100 mm avec une précision acceptable.
- **Qualité (stabilité, forme et cohérence)** :
 - la cohérence des jets produits est très variable. Elle est, en générale, dépendante de la longueur L_0 des jets.
 - La forme des jets, et en particulier de leur front, est difficilement caractérisable et peu répétable.
 - La stabilité des jets est très variable. Celle-ci peut-être excellente ou très mauvaise, en particulier lorsque la vitesse V_0 augmente.

3. Pour une consigne de vitesse d'impact $V_0 = 103 \text{ m s}^{-1}$ et 454 mesures.

Ainsi, la caractérisation des jets produits par le banc d'essai bien qu'incomplète permet d'avoir un aperçu global des performances atteintes. Elle est une étape préliminaire et essentielle pour étudier les impacts liquides sur des échantillons de ZnS CVD HIP.

4.2 Endommagements d'échantillons

Différentes éprouvettes endommagées par des impacts liquides ont été étudiées au cours des travaux de thèse. Dans un premier temps, c'est une fenêtre de ZnS CVD HIP endommagée par le laboratoire *Cavendish* de l'université de Cambridge (Royaume-Uni) avec le banc d'essai MIJA qui a été caractérisée. Cette fenêtre provient du même fournisseur mais probablement d'un lot différent de celui approvisionné pour ces travaux. Dans un second temps, c'est une fenêtre issue du lot approvisionné pour ces travaux qui a été endommagée.

4.2.1 Méthodes de caractérisation

Afin de caractériser les endommagements produits par les différents bancs d'essai (MIJA et PJET), différents moyens d'observation ont été utilisés :

- microscope optique *Hirox MXB-5000REZ* (Annexe A.6.3) ;
- MEB *Quattro* de *ThermoFischer Scientific* (Annexe A.6.4) ;
- rugosimètre interférométrique *ZeGage Pro* d'*Ametek Zygo* (Annexe A.6.5).

4.2.2 Échantillon endommagé par le laboratoire Cavendish (PJET)

Une éprouvette de ZnS CVD HIP a été endommagée avec le protocole MIJA du laboratoire *Cavendish* de Cambridge. Cet essai a fait l'objet d'un rapport (D. WILLIAMSON, 2020) et a été également observé *a posteriori* avec les moyens sus-cités. Les principales données expérimentales sont données en Annexe A.21.

L'intérêt d'étudier cette éprouvette est justifié par le fait qu'elle a été endommagée par un banc d'essai qui fait référence dans la littérature et qui a pourvu la plupart des études sur le ZnS CVD HIP. Par conséquent, elle constitue à la fois un point de recalage pour les endommagements effectués au cours de ces travaux sur PJET ainsi que pour les modèles numériques mis en place.

4.2.2.1 Protocole MIJA

Le protocole utilisé n'est pas connu avec précision. Néanmoins, il est possible d'en donner les principales caractéristiques qui permettent d'obtenir la courbe DTV (Figure 4.11a). Le

protocole *Cavendish* permet d'effectuer de multiples points d'impacts à la surface d'une fenêtre de ZnS CVD HIP (Figure A.66). Pour chaque point, N impacts sont effectués à une vitesse de jet $V_0 = V_{MIJA}$ donnée. Après ces N impacts, une observation microscopique (à grossissement inconnu, mais probablement de l'ordre de $100\times$) permet de déterminer si un endommagement est apparu à la surface de l'échantillon. Si l'échantillon n'est pas endommagé, il est possible de poursuivre les impacts à la vitesse V_0 sur le même point afin de déterminer le nombre d'impact N à partir duquel un dommage est observé. L'eau impactant l'échantillon est chassée entre chaque impact par un flux d'air comprimé. Le nombre maximum d'impacts N est fixé à 300.

Ce protocole permet d'obtenir les courbes DTV largement diffusées dans la littérature. Pour l'échantillon impacté, les données brutes sont données par la Figure 4.11a. À partir de ces données, il est possible de tracer les deux courbes extrêmes DTV (Figure 4.11b).

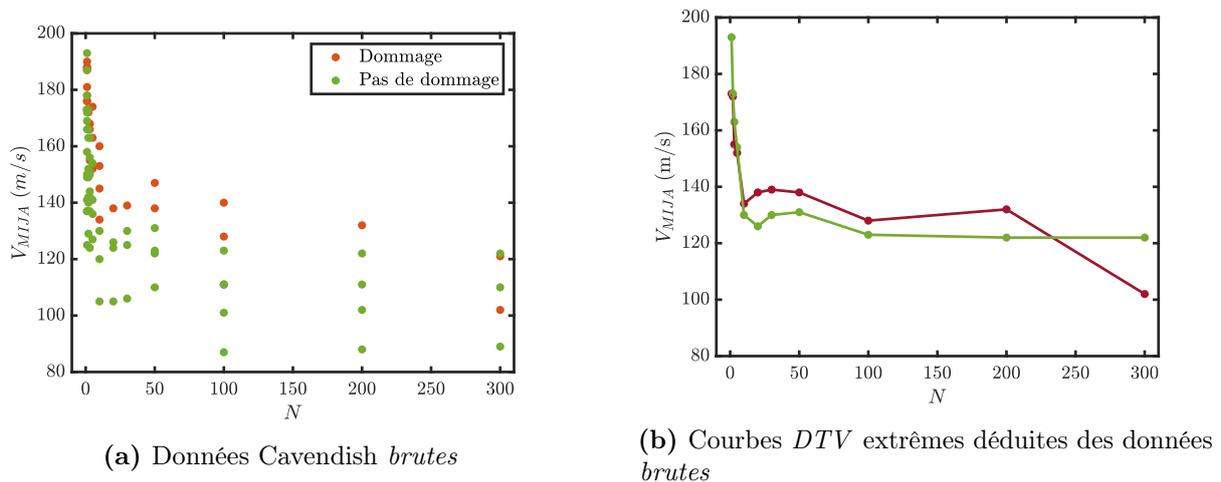


FIGURE 4.11 – Courbes DTV issues de l'essai MIJA sur du ZnS CVD HIP du laboratoire Cavendish

Le protocole adopté pose néanmoins un certain nombre de difficultés :

- connaissance du chargement imposé : le laboratoire *Cavendish* a proposé des courbes d'équivalence pour les jets impactant l'échantillon en fonction de leur vitesse V_{MIJA} et du diamètre D_{buse} utilisé (Annexe A.1.6 – Figure A.10). Cependant, cette problématique n'a été abordée que sous l'angle d'un dommage équivalent sur PMMA ou d'une dégradation des performances optiques pour la courbe d'équivalence de l'ONERA.
- Le seuil de dommage ADTV est fixé comme étant la plus grande vitesse V_{MIJA} pour laquelle aucun dommage n'est observé à $N = 300$ impacts. Cette analyse est tirée d'une analogie avec les problématiques de fatigue conventionnelle. Cependant, comme

le montrent les [Figures 4.11a](#) et [4.11b](#), il n'est pas certain que l'asymptote *infinie* soit atteinte pour l'échantillon de ZnS CVD HIP. De plus, si elle était atteinte, au sens de la fatigue, elle correspondrait statistiquement à une vitesse V_{MIJA} à laquelle 50% des échantillons soumis à un nombre N d'impacts infini ne montreraient aucun signe de dommage.

- Le niveau de dommage sur la courbe DTV n'est pas considéré. Par conséquent, dans une analyse sur l'amorçage de l'endommagement, cette courbe est difficilement exploitable.
- Le nombre de points est trop faible pour que la courbe soit réellement considérée comme une courbe de fatigue moyenne qui donnerait une proportion de 50% d'éprouvettes endommagées pour N impacts à une vitesse V_{MIJA} donnée.

4.2.2.2 Caractérisation de l'éprouvette

Classification des dommages Les principales dimensions des dommages ont été mesurées lorsque cela était possible (diamètre du premier et du dernier dommage, longueur des fissures, etc). Chaque dommage a été classé en fonction de sa gravité : amorçage ([Figure 4.12a](#)), intermédiaire ([Figure 4.12b](#)), avancé ([Figure 4.12c](#)), important ([Figure 4.12d](#)), très important ([Figure 4.12e](#)) et érosion ([Figure 4.12f](#)) selon la longueur des fissures et leur propagation circonférentielle. Ainsi, les dommages qui concentrent le plus d'intérêt dans le cadre de ces travaux sont ceux au stade « amorçage » et éventuellement « intermédiaire ». La classification des dommages est décrite dans le [Tableau 4.1](#).

TABLEAU 4.1 – Classification des dommages

Type dommage	Description
Amorçage	Une ou plusieurs fissures de petites dimensions sans propagation significative dans le massif (jusqu'à 100 μm à 150 μm).
Intermédiaire	Une ou plusieurs fissures propagées sur une faible longueur (jusqu'à 400 μm) et une faible portion de la circonférence de la zone endommagée (quelques dizaines de $^\circ$).
Avancé	Une ou plusieurs fissures se sont propagées significativement. La zone endommagée délimite une portion significative de la zone d'impact (30-50%). La zone endommagée est régulièrement perceptible à l'œil nu.
Important	Une ou plusieurs fissures se sont propagées très significativement (>50 %). La zone endommagée délimite la quasi-totalité de la zone d'impact (50-80%). La zone endommagée est en général perceptible à l'œil nu.
Très important	Une ou plusieurs fissures se sont propagées très significativement. La zone d'impact est totalement délimitée par des endommagements. La zone endommagée est perceptible à l'œil nu.
Érosion	Des morceaux de matière de taille significative ont commencé à se détacher de la zone impactée.

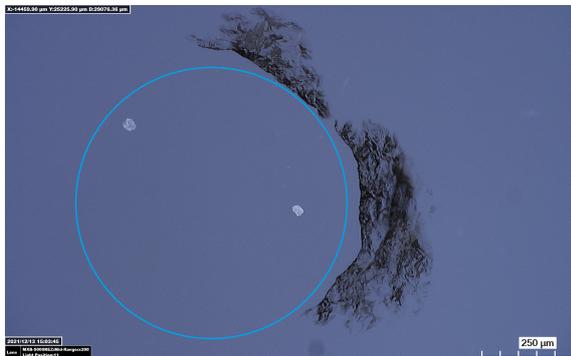
CHAPITRE 4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET CONFRONTATION AUX SIMULATIONS NUMÉRIQUES



(a) Dommages amorcés (n°59) ($N = 2$ impacts – $V_{MIJA} = 172 \text{ m s}^{-1}$ – Grossissement $100\times$)



(b) Dommages intermédiaires (n°39) ($N = 5$ impacts – $V_{MIJA} = 163 \text{ m s}^{-1}$ – Grossissement $200\times$)



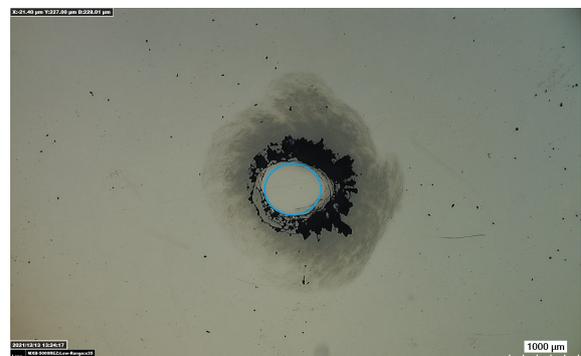
(c) Dommages avancés (n°20) ($N = 20$ impacts – $V_{MIJA} = 138 \text{ m s}^{-1}$ – Grossissement $200\times$)



(d) Dommages importants (n°22) ($N = 50$ impacts – $V_{MIJA} = 147 \text{ m s}^{-1}$ – Grossissement $35\times$)



(e) Dommages très importants (n°26) ($N = 100$ impacts – $V_{MIJA} = 140 \text{ m s}^{-1}$ – Grossissement $35\times$)



(f) Érosion (n°90) ($N = 200$ impacts – $V_{MIJA} = 132 \text{ m s}^{-1}$ – Grossissement $35\times$)

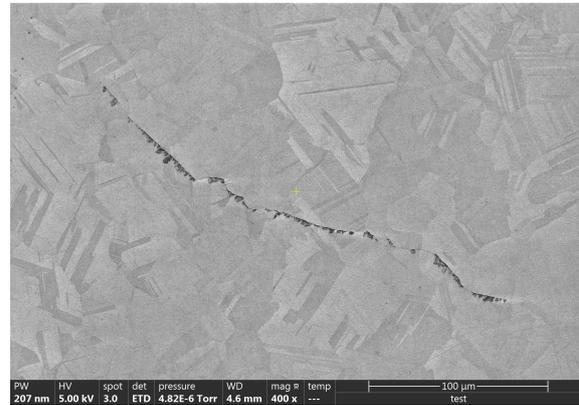
FIGURE 4.12 – Classification des dommages MIJA (microscopies optiques) ($D_{buse} = 0.8 \text{ mm}$)

Observations expérimentales Les Figures 4.13a et 4.13b montrent un amorçage provoqué par $N = 1$ impact à $V_{MIJA} = 190 \text{ m s}^{-1}$. La microscopie électronique permet d'observer la topographie de la surface ainsi que la microstructure locale. Ainsi, le dommage ne consiste pas seulement en une fissure : un peu de matière a été arrachée (Figure 4.13c). Le dommage a une longueur relativement significative (de l'ordre $200 \mu\text{m}$). Les arrachements sont tous situés du même côté de la fissure, et compte-tenu de la courbure de la

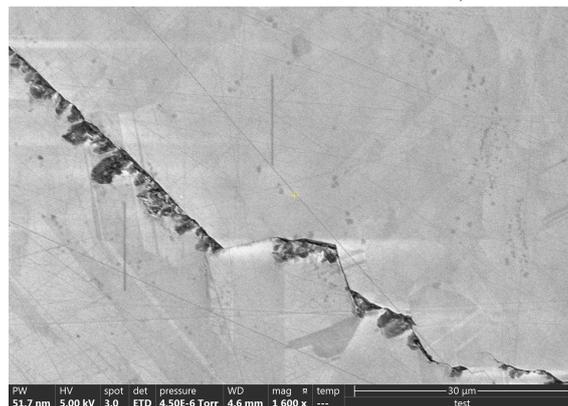
fissure, dans la direction de la propagation des ondes de contraintes. Ils sont relativement irréguliers : localement, l'endommagement varie très fortement passant d'un arrachement quasi-maximum à une simple fissure de quelques μm . Par ailleurs, la microstructure joue un rôle irrégulier dans la propagation de cet endommagement qui est tantôt intergranulaire et tantôt transgranulaire. Par exemple, dans le coin inférieur droit de la [Figure 4.13c](#), la fissure est, en fait, la composition de deux fissures très proches. Les deux pointes de fissures ne montrent pas de lien particulier avec la microstructure. Aussi, certains traits de polissage visibles au [MEB](#) ([Figures 4.13b](#) et [4.13c](#)) semblent constituer un chemin de propagation privilégié de la fissure. Ceci est relativement étonnant car le polissage a tendance à introduire des contraintes résiduelles de compression qui sont plutôt bénéfiques pour la résistance à la traction.



(a) Observation au microscope optique (Grossissement $400\times$)



(b) Observation [MEB](#) (Tension 5 kV – Grossissement $400\times$)



(c) Observation au [MEB](#) (Grossissement $1000\times$)

FIGURE 4.13 – Observations microscopiques du dommage provoqué par $N = 1$ impact [MIJA](#) à $V_{MIJA} = 190 \text{ m s}^{-1}$ (n°72)

Le dommage est similaire à celui de la [Figure 4.14b](#) correspondant à $N = 30$ impacts à $V_{MIJA} = 139 \text{ m s}^{-1}$: la propagation est à la fois transgranulaire et intergranulaire et

de légers arrachements de matière sont perceptibles. Aussi, les [Figures 4.14c](#) et [4.14d](#) montrent des arrachements de matière d'environ $5\ \mu\text{m}$ de long et situés le long du dommage, dans le sens de propagation des ondes de contraintes. Ni la microstructure, ni le réseau local de traits de polissage ne présentent de différences significatives avec le dommage précédemment évoqué. Cela signifie que le mécanisme d'endommagement et d'arrachement de la matière est le même dans un cas critique correspondant à une limite à la rupture locale ($N = 1$ impact) que dans un cas qui correspondrait plus à un cas de rupture en fatigue ($N = 30$ impacts). Une étude de répétabilité de ces impacts (ou à des vitesses V_{MIJA} légèrement inférieures) serait particulièrement utile afin de confirmer ces hypothèses. Ces différentes observations tendent à également montrer que les jets latéraux ne sont pas les seuls responsables des phénomènes d'érosion : le nombre d'impacts n'a que peu d'influence sur les premiers arrachements de matière constatés.

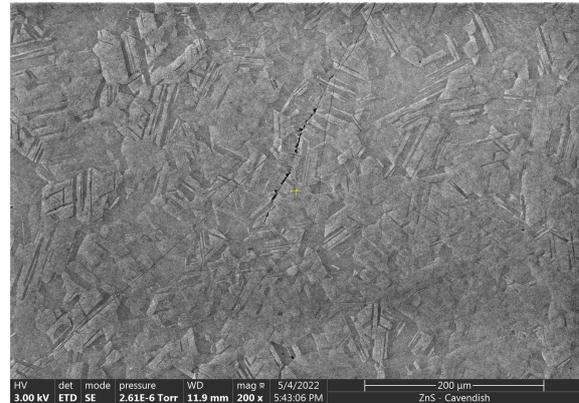
Enfin, la topographie de la surface ([Figure 4.14e](#)) montre que le dommage propagé (visible sur la [Figure 4.14a](#)) entraîne une légère élévation à la surface de l'ordre de quelques dizaines de nm⁴.

4. Ceci a également été observé pour d'autres endommagements, non détaillés dans ce manuscrit.

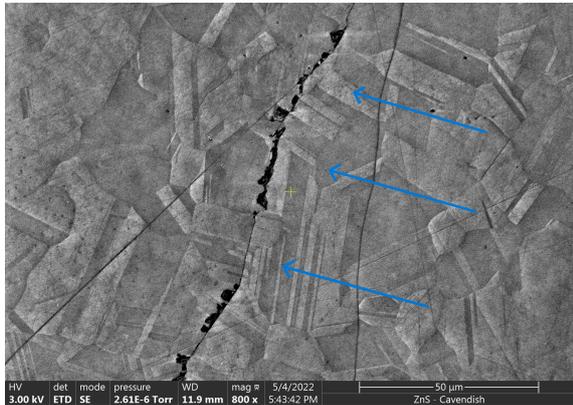
CHAPITRE 4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET CONFRONTATION AUX SIMULATIONS NUMÉRIQUES



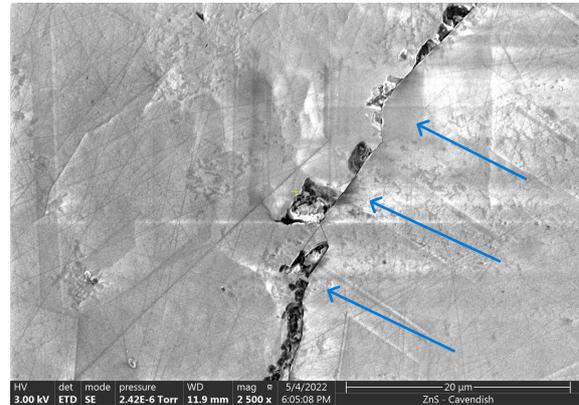
(a) Observation au microscope optique (Grossissement 200×)



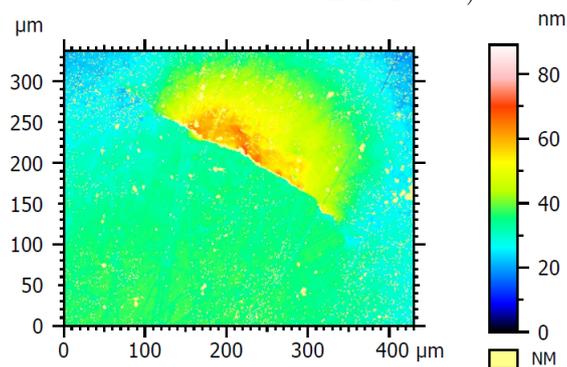
(b) Observation MEB (Tension 3 kV – Grossissement 200×)



(c) Observation MEB (Tension 3 kV – Grossissement 800×)



(d) Observation MEB (Tension 3 kV – Grossissement 2500×)



(e) Profil topographique du dommage (mesure au rugosimètre interférométrique et post-pro avec *MountainsMap* – Grossissement 50×)

FIGURE 4.14 – Observations microscopiques du dommage provoqué par $N = 30$ impacts MIJA à $V_{MIJA} = 139 \text{ m s}^{-1}$ (n°21)

Un autre cas intéressant et complémentaire est celui présenté par les [Figures 4.15a à 4.15d](#). Il s'agit d'un cas intermédiaire de $N = 2$ impacts à $V_{MIJA} = 172 \text{ m s}^{-1}$. Contrairement aux deux autres cas d'études, ces impacts ont provoqué au moins 5 endommagements visiblement distincts ([Figure 4.15a](#)). Cela signifie qu'une goutte à $V_{MIJA} = 172 \text{ m s}^{-1}$ a probablement provoqué plus d'amorçages qu'une goutte à $V_{MIJA} = 190 \text{ m s}^{-1}$. Ceci est probablement dû à la combinaison de la variabilité du chargement ainsi qu'à la variabilité de la microstructure locale du matériau. En ce qui concerne la relation entre endommagement et microstructure, la morphologie de la fissure ([Figure 4.15c](#)) est très différente de celles précédemment observées. En effet, deux caractéristiques se distinguent :

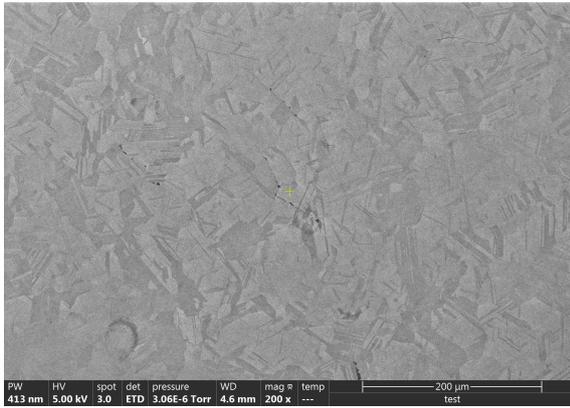
- le chemin de fissure est interrompu avec un angle d'environ 90° ([Figure 4.15c](#)). Cette interruption ne semble pas en lien avec un trait de polissage dont on perçoit que la fissure le « quitte ». Ce changement de direction semble, en revanche, être lié à un changement de structure granulaire au niveau d'une macle.
- Il y a beaucoup moins d'arrachement de matière : ils sont plus petits et moins denses.

La [Figure 4.15d](#) montre, à un fort niveau de grossissement, la présence massive de traits de polissages. Le dommage de la partie supérieure laisse penser que la fissure suit un trait de polissage car elle est parfaitement rectiligne et elle se trouve à proximité d'un autre trait de polissage bien identifiable. Aussi, la [Figure 4.15b](#) montre un dommage qui est beaucoup plus proche de ceux précédemment observés avec des arrachements de matière quasi-continus le long de la fissure, situés d'un seul côté de la fissure et une fissure relativement rectiligne dont le chemin de propagation n'est pas clairement dépendant de la microstructure.

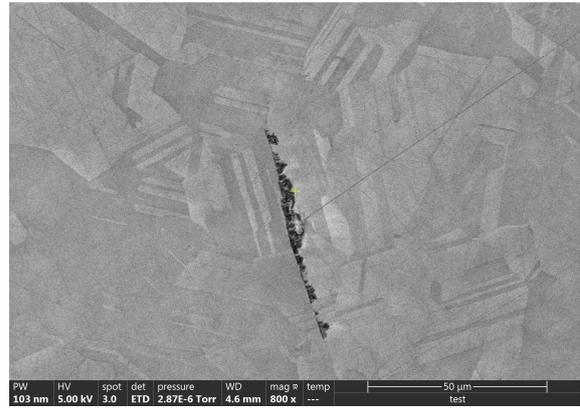
Il est intéressant de comparer le dommage n°59 ([Figure 4.16a](#)) ($N = 2$ impacts à $V_{MIJA} = 172 \text{ m s}^{-1}$) au dommage n°79 ([Figure 4.16b](#)) ($N = 1$ impact à $V_{MIJA} = 176 \text{ m s}^{-1}$) car les vitesses d'impact V_{MIJA} sont très proches. Ainsi, le cas n°79 ($N = 1$ impact) n'a entraîné l'apparition que d'un seul dommage observable là où le cas n°59 ($N = 2$ impacts) a entraîné l'apparition de plusieurs endommagements. Néanmoins, leurs dimensions sont du même ordre de grandeur (voire légèrement moindre) que pour le cas n°79 ($N = 1$ impact). Ceci est assez surprenant car, à la vitesse étudiée, la première goutte produit un dommage assez significatif (environ $100 \mu\text{m}$ de long). Néanmoins, *a priori*, le second impact n'a pas entraîné de propagation de dommage particulièrement importante ([Figure 4.16a](#)) en dépit de la sévérité de la sollicitation.

Conclusions Ainsi, ces observations microscopiques permettent de dresser plusieurs constats relatifs à l'endommagement sous impacts liquides [MIJA](#) du [ZnS CVD HIP](#) :

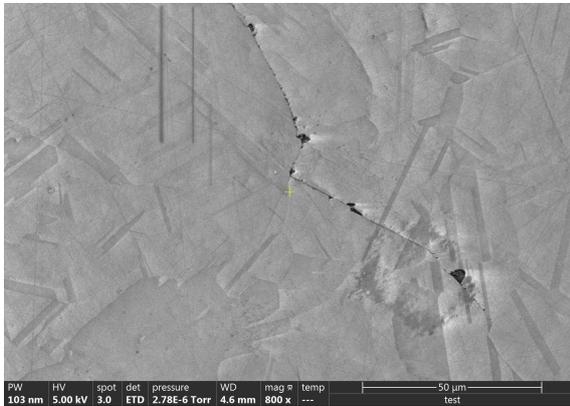
- une faible érosion du matériau, le long des fissures propagées apparaît dès les premiers



(a) Observation MEB (Tension 5 kV – Grossissement 200×)



(b) Observation MEB (Tension 5 kV – Grossissement 800×)



(c) Observation MEB (Tension 53 kV – Grossissement 800×)

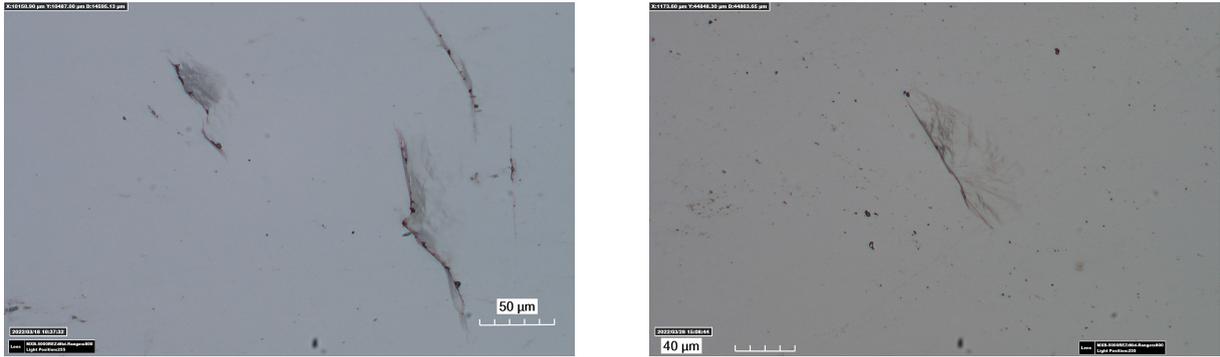


(d) Observation MEB (Tension 5 kV – Grossissement 6000×)

FIGURE 4.15 – Observations microscopiques du dommage provoqué par $N = 2$ impacts MIJA à $V_{MIJA} = 172 \text{ ms}^{-1}$ (n°59)

impacts, voire pour 1 seul et unique impact liquide. La notion générale d'érosion est donc relative selon l'échelle d'observation.

- Si une sollicitation est endommageante, la quantité de dommages ainsi que leur sévérité (arrachement local de matière) qu'elle engendre ne sont pas clairement liés à la vitesse V_{MIJA} d'impact ou au nombre N d'impacts.
- La sévérité des premiers dommages est variable : d'une fissure de $70 \mu\text{m}$ à $200 \mu\text{m}$ selon les conditions expérimentales qui entraînent des arrachements de matière dont la longueur caractéristique est de l'ordre de $5 \mu\text{m}$ ou l'ouverture « simple » d'une fissure sur une longueur analogue où l'importance de la microstructure, en particulier des joints de grain, semble plus importante.
- La structure cristalline est très hétérogène et cela influence le chemin de propagation des fissures.



(a) Microscopie optique (n°59) (Grossissement 800×)

(b) Microscopie optique (n°79) (Grossissement 800×)

FIGURE 4.16 – Microscopies optiques des dommages n°59 ($N = 2$ impacts à $V_{MIJA} = 172 \text{ m s}^{-1}$) et n°79 ($N = 1$ impact à $V_{MIJA} = 176 \text{ m s}^{-1}$)

- Les amorçages semblent être liés à des joints de grain ou à des traits de polissage marqués.
- Il existe une variabilité constatée malgré le faible nombre d’essais quant à la criticité de la répétition des impacts.

L’étude d’une éprouvette endommagée par **MIJA** a permis d’obtenir des résultats intéressants sur l’impact d’impacts liquides répétés sur un massif de ZnS **CVD HIP**. Ces résultats sont intrinsèquement utiles et constituent également un point de comparaison pour les essais **PJET** présentés ci-après.

4.2.3 Endommagements **PJET**

Le banc d’essai **PJET** n’a pas pu être pleinement utilisé au cours de ces travaux à cause de difficultés inhérentes à sa mise en œuvre. Par conséquent, le nombre d’essais effectués à partir de mi-juillet 2023 est réduit et ne permet pas de dresser de conclusions définitives. Leur principal objectif a été de valider le fonctionnement du banc d’essai pour endommager des fenêtres de ZnS **CVD HIP**.

Ci-après, les vitesses V_0 et longueur L_0 données sont issues des données de caractérisation à partir des variables d’entrée P_0 et θ (**Sous-section 4.1.2**).

4.2.3.1 Protocole

Le **Tableau 4.2** résume les séries d’impacts effectuées sur l’éprouvette n°3 et l’observation ou non de dommages. Aucun endommagement n’a pu être observé au microscope optique pour seulement 1 série d’impact (n°11). Néanmoins, cela ne signifie pas forcément qu’il n’y

avait pas d'endommagement, d'autant plus que les séries d'essais ont entraîné le dépôt d'un polluant en surface difficilement lavable⁵.

TABLEAU 4.2 – Essais menés avec le PJET ($D_{buse} = 0.6$ mm)

Indice essai	Diamètre buse (mm)	Pression moyenne (bar)	$\dot{\theta}$ (tr/min)	V_0 (m/s)	L_0 (mm)	Nombre impacts	Observation dommage ?
1	0.6	300	1000	219	24	100	Oui
2	0.6	230	900	192	23	1000	Oui
3	0.6	230	900	192	23	1000	Oui
4	0.6	200	900	179	20	500	Oui
5	0.6	200	900	179	20	500	Oui
6	0.6	200	900	179	20	465	Oui
7	0.6	200	900	179	20	500	Oui
8	0.6	200	500	179	47	500	Oui
9	0.6	200	500	179	47	500	Oui
10	0.6	200	500	179	47	500	Oui
11	0.6	200	1200	179	12	500	Non
12	0.6	200	1200	179	12	500	Oui
13	0.6	200	1200	179	12	506	Oui
14	0.6	200	900	179	20	1200	Oui
15	0.6	200	900	179	20	100	Oui
16	0.6	200	900	179	20	100	Oui

Pour chaque série d'impacts, la température de l'eau a été contrôlée et mesurée de 20 °C à 30 °C. Les essais ont été menés avec la buse *Lechler* n°01 de diamètre $D_{buse} = 0.6$ mm. L'eau utilisée est filtrée en amont du protocole (déméralisation). Après chaque impact, l'eau se trouvant sur l'échantillon est chassée à l'aide d'air comprimé. Compte-tenu de la durée des protocoles et de quelques erreurs de mesure sur l'instrumentation, il convient de considérer que le nombre d'impact est entaché d'une incertitude de ± 2 impacts pour l'ensemble des séries présentées.

4.2.3.2 Résultats

La totalité des dommages a été observée à l'aide du microscope optique. En raison de leur petite taille et de la faible maturité du protocole mis en place, seul le dommage n°1 a pu être observé au MEB. Néanmoins, les résultats expérimentaux présentés ci-après permettent d'affirmer que le banc d'essai est fonctionnel et permet d'endommager du ZnS CVD HIP à des niveaux pertinents pour l'étude de l'amorçage.

5. Des essais de nettoyage infructueux ont été menés avec de l'acétate d'éthyle ($C_4H_8O_2$), de l'acétone (C_3H_6O) et de l'éthanol (C_2H_6O), y compris avec bain à ultrasons.

La Figure 4.17 présente les endommagements provoqués par $N = 100$ jets lancés respectivement à $V_0 = 219 \text{ m s}^{-1}$ et $V_0 = 180 \text{ m s}^{-1}$. Les deux dommages sont assez proches avec une zone déformée/endommagée au centre de l'image. Néanmoins, il semble que le cas n°1 où la vitesse d'impact V_0 est la plus importante, entraîne un dommage plus important. En effet, deux fissures d'environ $10 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$ y sont également visibles. Ce résultat est cohérent et permet de valider ce point de fonctionnement du banc d'essai.

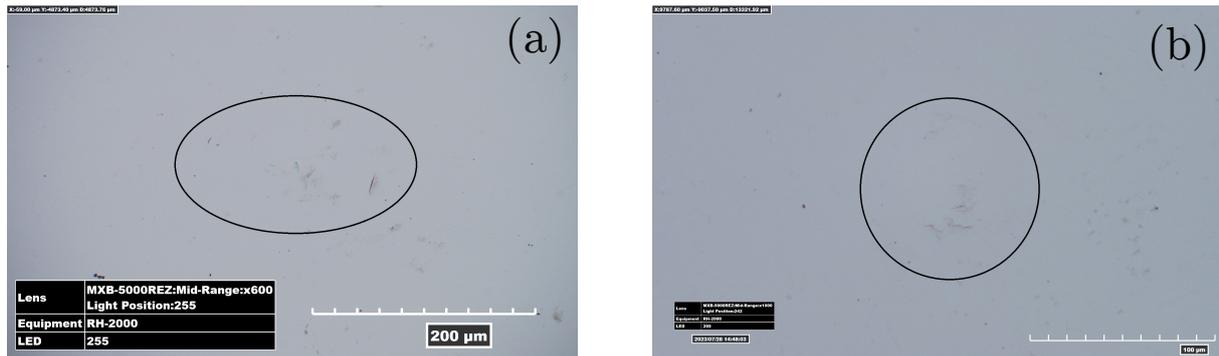


FIGURE 4.17 – Microscopies optiques (Grossissement $1000\times$) des dommages n°1 (a) ($N = 100$ impacts – $V_0 = 219 \text{ m s}^{-1}$ – $L_0 = 24 \text{ mm}$) et n°16 (b) ($N = 100$ impacts – $V_0 = 179 \text{ m s}^{-1}$ – $L_0 = 20 \text{ mm}$)

Par ailleurs, il a été décidé d'étudier l'impact de la longueur du jet L_0 sur le dommage observé pour $N = 500$ impacts à $V_0 = 179 \text{ m s}^{-1}$. La Figure 4.18 montre les endommagements observés pour des longueurs L_0 de respectivement 20 mm et 47 mm . Ainsi, dans leur morphologie, les dommages observés sont assez proches : de multiples zones d'endommagements rapprochées. Néanmoins, la Figure 4.18 (b) montre une superficie endommagée largement supérieure avec, également, un dommage périphérique situé sur la partie gauche de l'image. Ainsi, il semblerait que le cas le plus critique soit celui d'une longueur de 20 mm . Des essais ont également été menés pour une longueur L_0 de 12 mm . Ils ont donné des dommages légèrement moindres dont les microscopies sont difficilement exploitables en raison de la problématique de pollution des échantillons. La variation de l'endommagement avec la longueur L_0 des jets est une donnée surprenante qu'il conviendrait de vérifier. Cependant, elle pourrait se justifier par la raison suivante : lorsqu'ils sont de plus petites tailles, les jets sont plus stables, donc plus endommageants (nombre de Weber – Sous-sous-section 3.2.1.1). Néanmoins, cette raison n'explique pas pourquoi des jets de 12 mm de long sont moins endommageants que des jets de 20 mm . Cela pourrait s'expliquer par la présence d'une plage de fonctionnement optimale sur le banc d'essai, correspondant à des vitesses de rotation $\dot{\theta}$ du hacheur données en fonction de la vitesse des jets V_0 , comme cela a pu être observé lors de la caractérisation du banc d'essai.

Par ailleurs, comme le montre la Figure 4.19 correspondant aux points d'impact n°2 et

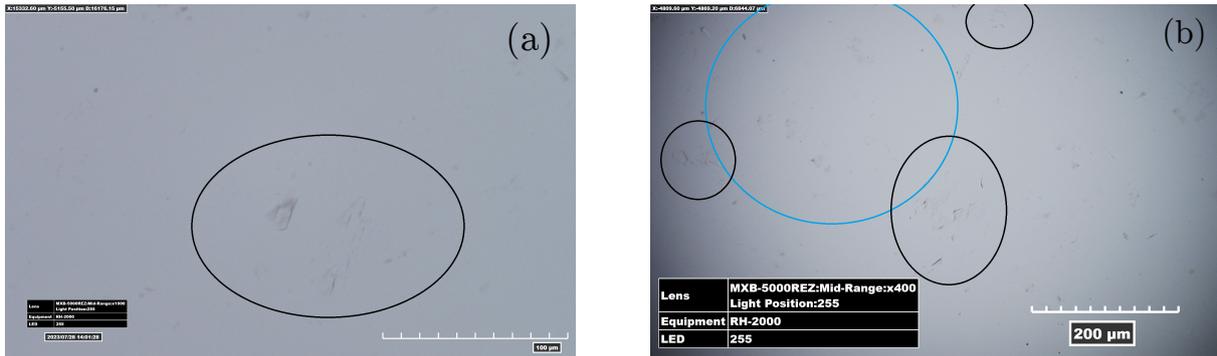


FIGURE 4.18 – Microscopies optiques des dommages n°4 ($N = 500$ impacts – $V_0 = 179 \text{ m s}^{-1}$ – $L_0 = 20 \text{ mm}$) et n°8 ($N = 500$ impacts – $V_0 = 179 \text{ m s}^{-1}$ – $L_0 = 47 \text{ mm}$) (Grossissements $1000\times$ et $400\times$)

n°3 ($N = 1000$ impacts à $V_0 = 192 \text{ m s}^{-1}$), la répétabilité des essais reste à démontrer. En effet, le point d’impact n°2 a entraîné l’apparition de beaucoup plus d’endommagements que le cas n°3.

Par ailleurs, sur ces deux cas, il est possible d’observer une caractéristique classique des impacts liquides : des dommages en périphérie de la zone d’impact. En effet, la Figure 4.19 (a) semble montrer une courbure privilégiée des endommagements vers le haut de l’image et (b) des endommagements qui se font face qui pourraient correspondre à deux tangentes de la zone centrale.

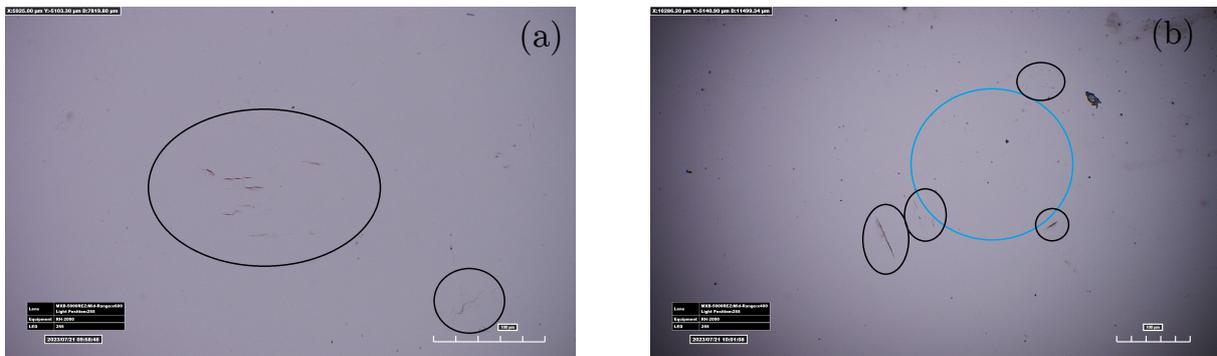


FIGURE 4.19 – Microscopies optiques des dommages n°2 (a) et n°3 (b) ($N = 1000$ impacts – $V_0 = 192 \text{ m s}^{-1}$ – $L_0 = 23 \text{ mm}$) (Grossissements $600\times$ et $400\times$)

Enfin, la Figure 4.20 montre le point d’impact n°1 au MEB ($V_0 = 219 \text{ m s}^{-1}$ – $N = 1000$ – $L_0 = 24 \text{ mm}$). Ainsi, la fissure en bas à droite est bien marquée et présente une morphologie différente des cas précédemment observés sur l’éprouvette MIJA : il n’y a qu’une ouverture de fissure sans arrachement de matière. À l’instar de ce qui a été précédemment observé, la microstructure locale ne semble pas jouer de rôle majeur dans l’amorçage de ce dommage. Par ailleurs, au centre de l’image, il est possible d’observer de nombreux arrachements de

matière. Ceux-ci sont très vraisemblablement dûs aux impacts liquides successifs même s'il persiste un doute sur le rôle que pourrait jouer la pollution dans l'observation des dommages.

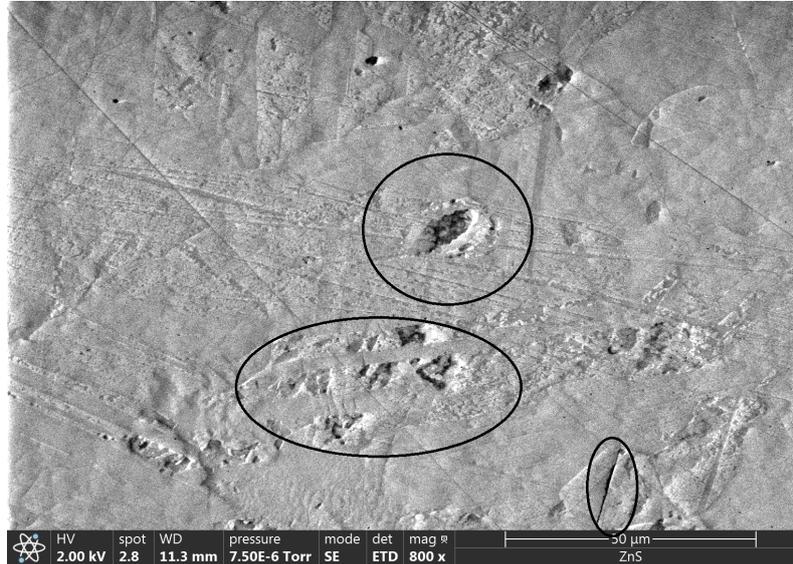


FIGURE 4.20 – Microscopie **MEB** du point d'impact n°1 (Tension 2 kV – Grossissement $\times 800$) ($N = 100$ impacts – $V_0 = 219 \text{ m s}^{-1}$ – $L_0 = 24 \text{ mm}$)

4.2.3.3 Discussion et conclusion

Au regard des précédentes observations, il est évident que le **PJET** est nettement moins endommageant que le **MIJA** à vitesse d'impact V_0 constante. En effet, la première comme la dernière série d'essais ($N = 100$ impacts à respectivement $V_0 = 219 \text{ m s}^{-1}$ et $V_0 = 179 \text{ m s}^{-1}$) auraient dû très largement éroder le matériau selon les résultats de l'éprouvette **MIJA**. Une telle différence de dommage peut être due à différents facteurs :

- la taille des gouttes **MIJA** est plus importante et, comme le montrent la littérature et les résultats numériques (**Chapitre 3**), les plus grosses gouttes entraînent des dommages nettement plus importants tandis qu'à vitesse d'impact V_0 constante, les plus petites gouttes peuvent parfois n'entraîner aucune forme de dommage. Cette hypothèse serait à confirmer à l'aide d'une caractérisation fine des chargements induits par les deux bancs d'essai ainsi que l'observation des dommages produits.
- Comme vu précédemment, les jets **PJET** sont assez instables et, en particulier à haute vitesse V_0 ($> 150 \text{ m s}^{-1}$), la forme de leur front est très variable (**Sous-section 4.1.2**). Cela peut avoir localement deux effets : la création d'un rayon équivalent local de goutte très faible, et donc, très peu endommageant ; ou une présence importante d'air à l'interface entre le jet et le massif ; l'air étant potentiellement moins sévère

car moins dense, même si cette tendance reste à confirmer.

À partir d’hypothèses simplificatrices fortes, le modèle numérique mis en place permet d’évaluer dans quelle mesure la présence d’air dans le jet due à son instabilité entraîne une réduction de la sollicitation perçue par le solide. Ainsi, le cas standard ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$) est comparé à un cas analogue où le seul paramètre changé est celui de la masse volumique initiale du liquide est de $\rho = \frac{\rho_0}{2}$. L’objectif de cette simulation numérique est de percevoir comment la diminution de la masse volumique *moyenne* de l’eau impacte le chargement et la réponse du solide. Il est entendu que ce modèle est physiquement très simplificateur, en particulier du fait qu’il considère une goutte équivalente dont l’équation d’état suit celle de l’eau. De plus, il ne prend pas en compte que la présence de 50% d’air dans le volume d’eau entrainerait une vitesse du son C_0 beaucoup plus faible (jusqu’à quelques dizaines de m s^{-1}). Ainsi, la [Figure 4.21](#) montre l’évolution à différents instants de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ à la surface du solide. La contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ du modèle avec la masse volumique adaptée ($0.5\rho_0$) est légèrement moindre que pour le cas standard. La masse volumique, bien que divisée par deux, ne joue pas au premier ordre sur l’amplitude de la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$. C’est bien le *coup de bélier* et la rupture d’impédance qui entraîne l’apparition de la sollicitation dynamique lors d’un impact liquide.

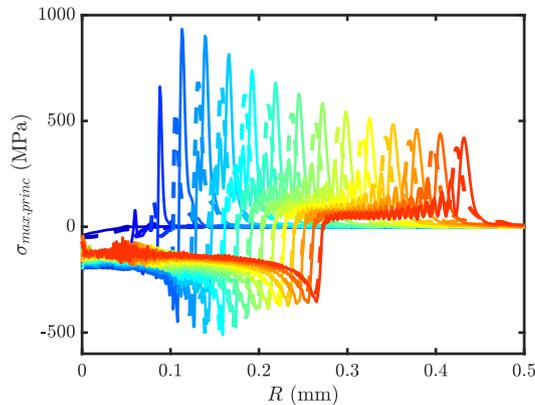


FIGURE 4.21 – Évolution de la contrainte principale $\sigma_{max,princ}$ de 0 ns à 150 ns (incrément de 10 ns – du bleu au rouge) entre le cas standard (vitesse V_0 sur tout le domaine) et le cas avec masse volumique de $0.5\rho_0$

En conclusion, le banc d’essai [PJET](#) fabriqué permet bien d’endommager du [ZnS CVD HIP](#) sous impacts liquides. Néanmoins, l’exploitation menée sur le banc ne permet pas d’établir de conclusions définitives mêmes si certaines tendances se dessinent :

- le banc d’essai est peu endommageant vis-à-vis des résultats classiques de la littéra-

ture, tant en vitesse d'impact V_0 qu'en nombre d'impacts N .

- Les dommages produits correspondent à de l'amorçage, à de grands nombres d'impacts N ce qui est un avantage dans le cadre de ces travaux.
- La forme des dommages produit semble différer de ceux communément admis dans la littérature, ce qui est porteur d'intérêt pour les études à venir.

En dépit de résultats expérimentaux insuffisants, en particulier sur **PJET**, une première approche de corrélation avec le modèle numérique mis en place (**Chapitre 3**) est proposée dans la section suivante.

4.3 Critères d'endommagement

L'objectif de cette section est d'apporter un premier et bref éclairage sur les endommagements observés expérimentalement (**Section 4.2**) à l'aide du modèle numérique mis en place (**Chapitre 3**).

L'intérêt sera principalement porté sur les endommagements **MIJA** en raison d'une meilleure connaissance du chargement.

4.3.1 Critères envisagés

Comme vu précédemment, l'apparition d'endommagements sous impacts liquides sur une fenêtre de ZnS **CVD HIP** est liée au caractère dynamique et soudain de cette sollicitation mécanique. Il n'existe pas de critère simple et universel permettant de prédire l'amorçage d'un dommage sous ce type de sollicitation (**Sous-section 1.4.4**). En raison de la faible quantité de résultats expérimentaux disponibles, seuls des critères simples sont étudiés pour en appréhender la pertinence :

- le maximum de la contrainte principale maximale $\max(\sigma_{max,princ})$;
- les contraintes principales maximales $\sigma_{max,princ}$ de traction excédant la résistance mécanique statique $R_m = 70$ MPa ;
- les contraintes principales maximales $\sigma_{max,princ}$ excédant une résistance mécanique dynamique *supposée* $R_{m,d} = 3R_m = 210$ MPa ;
- les contraintes principales maximales $\sigma_{max,princ}$ de traction excédant la résistance mécanique statique $R_m = 70$ MPa sur une durée donnée ;
- les contraintes principales maximales $\sigma_{max,princ}$ excédant une résistance mécanique dynamique *supposée* $R_{m,d} = 3R_m = 210$ MPa sur une durée donnée ;
- le critère de Tuler-Butcher $\sigma_{max,princ}\Delta t$ appliqué aux contraintes de traction ;

— le critère de Tuler-Butcher $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t$ appliqué aux contraintes de traction.

4.3.2 Application à l'éprouvette de Cavendish

Pour rappel, les vitesses d'impact V_{MIJA} de l'éprouvette **MIJA** vont de 55 m s^{-1} à 193 m s^{-1} . La buse utilisée a un diamètre de 0.8 mm ([Annexe A.21](#)).

Pour l'ensemble des cas étudiés ci-après, les niveaux de contraintes sont ceux calculés à la surface de l'échantillon. En effet, comme évoqué précédemment ([Sous-section 1.4.1](#)), l'apparition des endommagements est due à des contraintes de traction issues de la propagation de l'onde de Rayleigh, *en surface*.

Dans un premier temps, quelques hypothèses concernant le rayon équivalente R_0 des jets, la vitesse V_{MIJA} et le rayon R des dommages observés sur l'éprouvette sont données permettant d'étudier, par la suite, les différents critères donnés ci-dessus.

4.3.2.1 Rayon R_0 équivalent des gouttes

Afin de faire le lien entre le modèle numérique mis en place ([Chapitre 3](#)) et les essais, il convient de revenir sur la problématique de rayon R_0 équivalent des gouttes impactant le massif de ZnS.

La littérature du laboratoire *Cavendish* a abondamment abordé ce sujet ([HAND et al., 1991](#)). Comme évoqué en [Annexe A.1.6](#), les jets projetés contre le massif de ZnS ont un rayon équivalent R_0 très important ([Figure A.9](#)). Sur la [Figure A.7](#), le diamètre équivalent D_0 mesuré est d'environ 2.8 mm ($V_0 \approx 600 \text{ m s}^{-1}$), ce qui est cohérent avec la loi d'équivalence ([Figure A.9](#)), malgré une méthode de mesure différente⁶.

Par ailleurs, au regard des résultats numériques montrant la prépondérance des premiers instants de l'impact (et donc de la géométrie approchée par le front du jet impactant le massif), l'utilisation d'équivalence par analogie géométrique est pertinente. Pour cette raison, grâce à l'équivalence choisie la vitesse d'impact V_{MIJA} est équivalente à la vitesse d'impact V_0 d'une goutte de diamètre équivalent D_0 .

Cette loi d'équivalence est extrapolée pour déterminer le diamètre équivalent D_0 de la goutte impactant le massif de ZnS. Pour l'éprouvette **MIJA** étudiée ([Tableau A.9](#)), les diamètres équivalents vont de 5.53 mm à 7.46 mm ($\overline{D_0} = 6.27 \text{ mm}$). L'équation utilisée est donnée par (avec D_0 en m et V_0 en m s^{-1}) :

$$2R_0 = D_0 = 1.903 \times 10^{-8} V_0^2 - 2.204 \times 10^{-5} V_0 + 9.062 \times 10^{-3} \quad (4.6)$$

6. ([HAND et al., 1991](#)) ont déterminé leur loi à l'aide d'un dommage équivalent comme explicité en [Annexe A.1](#).

Cette démarche est privilégiée à celle consistant à considérer une vitesse équivalente V_0 correspondant à une goutte de diamètre $D_0 = 2$ mm. En effet, cette équivalence est déterminée à partir de l'Équation (1.41), ce qui est très discutable tant cette équation est issue d'un raisonnement simplifié, en particulier au regard des résultats numériques.

4.3.2.2 Position radiale R des dommages

L'analyse de l'éprouvette MIJA a permis de déterminer les principales grandeurs associées aux dommages produits. Ainsi, le diamètre D du premier dommage a pu être mesuré pour plusieurs séries d'impacts avec certitude. Néanmoins, ces mesures concernent uniquement des cas où le dommage est relativement important, au minimum « intermédiaire ». L'ensemble des valeurs mesurées est disponible en Annexe A.21.

Ces valeurs servent de référence pour les critères d'amorçage. L'hypothèse principale pour utiliser ces mesures dans le cadre d'amorçages est que le premier dommage se trouve au niveau de la fissure la plus interne des endommagements observés. Cela revient à considérer que les dommages situés le plus à l'intérieur ne sont pas dus à des dommages « extérieurs » préalables.

La Figure 4.22 donne l'évolution du rayon de dommage R en fonction de la vitesse d'impact V_0 et du rayon équivalent R_0 (ces deux grandeurs étant liées). Ainsi, il semble qu'il y ait effectivement une corrélation entre rayon équivalent R_0 (ou vitesse d'impact V_0) et rayon de dommage R , même si plusieurs points expérimentaux en sont assez éloignés. Par la suite, cette corrélation sera considérée comme juste.

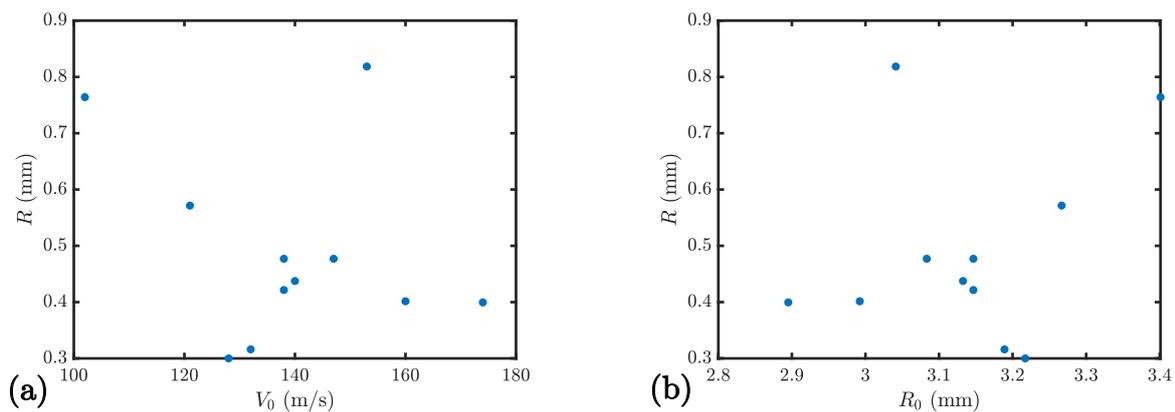


FIGURE 4.22 – Évolution du rayon d'endommagement R en fonction de la vitesse d'impact V_0 (a) et du rayon équivalent R_0 (b)

En éliminant les quelques points « aberrants », et pour les vitesses d'impact V_0 étudiées,

on trouve la loi suivante :

$$R = 0.6979R_0 - 1.692 \quad (4.7)$$

Cette loi est imparfaite car elle donne des rayons d'endommagement R négatifs en-dessous d'un certain rayon d'impact R_0 . Il convient de rappeler que son champ d'application est celui des essais utilisés et qu'elle mériterait des études expérimentales plus larges et approfondies pour être validée et affinée. Le rayon de dommage R est entaché d'une incertitude très importante, qui peut être estimée à environ 0.3 mm dans l'intervalle d'étude.

4.3.2.3 Extrapolation de l'étude paramétrique

L'étude paramétrique disponible en [Annexe A.16](#) permet de dégager des tendances (position et amplitudes de contraintes) en fonction de la vitesse d'impact V_0 et du diamètre D_0 des gouttes. Cependant, elle se limite à des gouttes de 0.2 mm à 2 mm de diamètre D_0 , largement inférieurs à ceux produits par le banc [MIJA](#).

Des corrélations sont établies à partir de l'étude paramétrique pour déterminer la position en l'amplitude de niveaux de contraintes en fonction de V_0 et D_0 et sont extrapolées aux cas expérimentaux.

4.3.2.4 Contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$

La [Figure A.51a](#) montre que le maximum de la contrainte principale maximale $max(\sigma_{max,princ})$ est une fonction croissante du rayon R_0 de la goutte impactant le massif (à vitesse d'impact V_0 constante). Ainsi, à vitesse d'impact V_0 fixée, la contrainte principale maximale $max(\sigma_{max,princ})$ est déterminée par extrapolation de cette figure au rayon R_0 des cas [MIJA](#). La [Figure 4.23](#) trace, pour l'ensemble des points expérimentaux [MIJA](#) la contrainte principale maximale $max(\sigma_{max,princ})$ en fonction de la vitesse d'impact V_0 . Les points non-endommagés sont représentés par des disques verts et les points endommagés sont représentés par des cercles rouges. La taille des points est relative au nombre d'impacts N (de 1 à 300).

Ainsi, il n'existe pas de corrélation ni de seuil clair d'endommagement si on s'intéresse seulement à la contrainte principale maximale $max(\sigma_{max,princ})$. Il semble, néanmoins, qu'il n'y a plus d'endommagement sur le massif en-dessous d'une certaine vitesse d'impact V_0 . De plus, avec le [MIJA](#), la contrainte principale maximum $max(\sigma_{max,princ})$ est seulement fonction de la vitesse d'impact V_0 car le rayon d'impact R_0 étant lui-même fonction de V_0 ; il ne permet pas d'obtenir différents niveaux de contrainte maximum $max(\sigma_{max,princ})$ à vitesse d'impact V_0 constante, ce qui, pourtant, constituerait une information très importante au

regard des tendances dégagées sur le rayon R_0 par les simulations numériques.

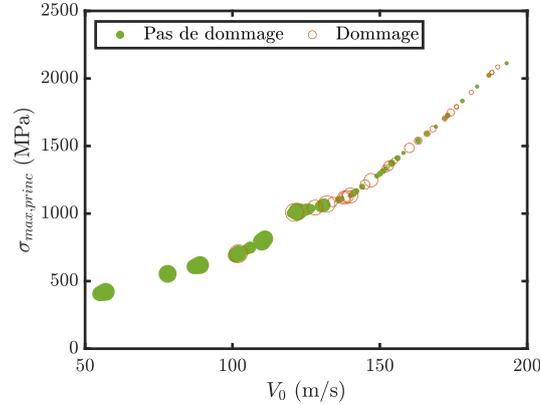


FIGURE 4.23 – Contrainte maximum principale de traction $max(\sigma_{max,princ})$ en fonction la vitesse d’impact V_0

Une autre stratégie permettant également d’établir si la contrainte principale maximale de traction $max(\sigma_{max,princ})$ est une donnée intéressante pour l’amorçage de l’endommagement est la position de ce pic de contrainte. La Figure 4.24 donne la position R des dommages selon ce critère à partir de l’extrapolation des résultats de l’étude paramétrique numérique (Annexe A.16) et des rayons équivalents R_0 du MIJA (Sous-sous-section 4.3.2.1) aux vitesses d’impact V_0 étudiées. Elle permet de comparer ces données de simulation avec les résultats expérimentaux. Ainsi, il semble évident que s’intéresser uniquement au pic de contrainte de $\sigma_{max,princ}$ n’est pas une bon critère car :

- les ordres de grandeurs de la position R des dommages sont éloignés ;
- la tendance évoquée précédemment (Sous-sous-section 4.3.2.2) n’est pas respectée : la position théorique R du dommage augmente avec la vitesse d’impact V_0 alors qu’elle devrait diminuer.

4.3.2.5 $\sigma_{max,princ} > R_m$

Plutôt que de se focaliser sur le maximum de la contrainte principale maximale $max(\sigma_{max,princ})$, il semble intéressant d’étudier la surface sur laquelle $\sigma_{max,princ}$ dépasse un seuil donné. Dans un premier temps, le critère $\sigma_{max,princ} > R_m$ est étudié. Ce genre de critère permet, notamment, de s’affranchir des singularités numériques locales. La Figure 4.25 donne, pour des gouttes de diamètre $D_0 = 1$ mm et $D_0 = 2$ mm, la durée Δt pendant laquelle la résistance mécanique R_m est excédée par la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ en surface⁷. Ainsi, le critère brut d’amorçage de l’endommagement

7. Quelques singularités au niveau de l’axe d’axisymétrie ont été éliminées au préalable.

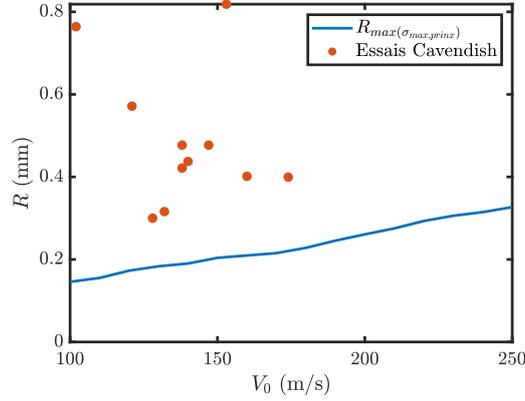


FIGURE 4.24 – Position du maximum de contrainte de $\sigma_{max,princ}$ pour différentes vitesses d'impacts V_0 MIJA

du type $\sigma_{max,princ} > R_m$ n'est pas pertinent au regard des résultats expérimentaux disponibles : en effet, comme l'a montré l'échantillon *Cavendish*, à $V_0 = 100 \text{ m s}^{-1}$, il est très vraisemblable qu'il n'y ait aucun endommagement, à plus forte raison avec 1 seul impact.

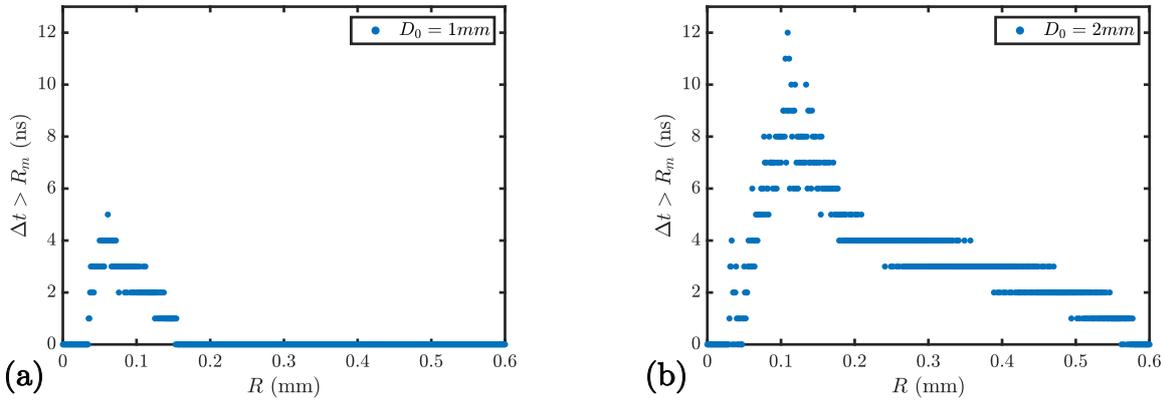


FIGURE 4.25 – Positions et durées où la contrainte principale maximum en traction $\sigma_{max,princ}$ excède R_m ($V_0 = 100 \text{ m s}^{-1}$ – (a) $D_0 = 1 \text{ mm}$ (b) $D_0 = 2 \text{ mm}$)

Par ailleurs, la position R pour laquelle la durée $\Delta t > R_m$ est maximum est une fonction croissante de la taille de la goutte (Figure 4.26a). Il est choisi de s'intéresser aux cas de *Cavendish* pour lesquels 1 impact a entraîné l'apparition d'un dommage. Cela correspond à des vitesses d'impact V_0 allant de 173 m s^{-1} à 190 m s^{-1} avec des niveaux de dommages comparables (*amorçages*) ; soit des rayons équivalents R_0 allant de 2.78 mm à 2.90 mm (Équation (4.6)).

Les extrapolations des résultats numériques à 170 m s^{-1} et 190 m s^{-1} donnent, respectivement, une durée Δt_{max} de 70 ns et 99 ns (Figure 4.26b) sur un rayon R de 0.54 mm et 0.66 mm (Figure 4.26a).

Ainsi, cette analyse donne des intervalles d'incertitude relativement importants, tant en vitesse d'impact V_0 qu'en rayon de dommage R . La mesure du diamètre de l'amorçage du dommage n°3 ($V_0 = 188 \text{ m s}^{-1} - N = 1$ impact) donne un rayon R compris entre 0.5 mm et 0.67 mm, ce qui est assez proche de la valeur issue de l'extrapolation du modèle numérique. Néanmoins, l'équation Équation (4.7) donne un rayon de dommage R allant de 0.25 mm à 0.33 mm, ce qui est assez éloigné de la valeur calculée.

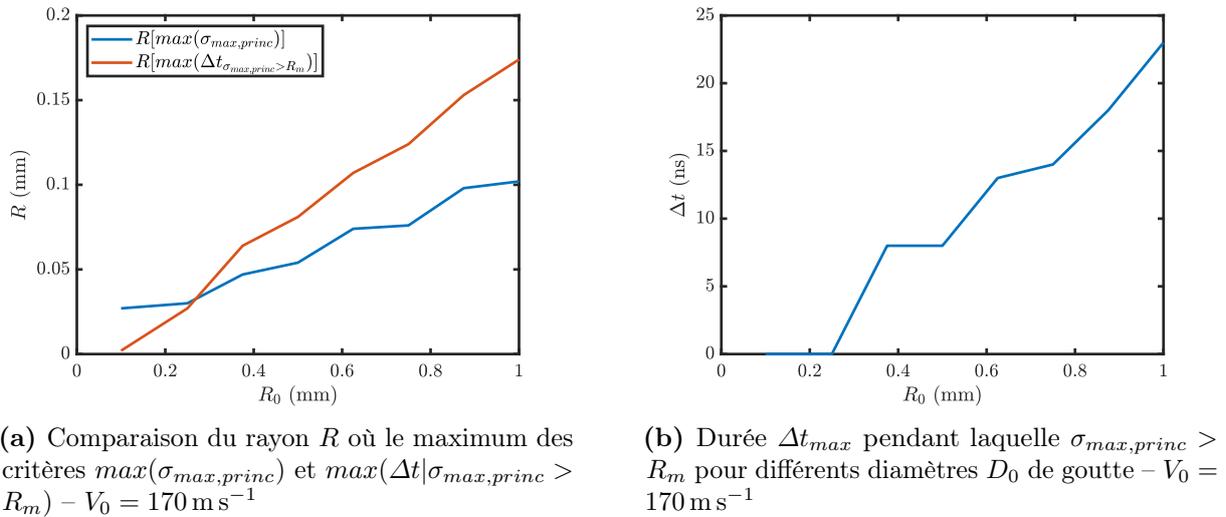


FIGURE 4.26 – Position R et durée Δt relatives au critère $\sigma_{max,princ} > R_m$

Il est intéressant de proposer une démarche plus approfondie concernant ce critère qui montre un comportement encourageant bien qu'imparfait. La courbes DTV de *Cavendish* (Figure 4.11b) est donc calculée théoriquement à partir des résultats numériques et des différentes durées $\Delta t_{max,calc}$ pendant lesquelles $\sigma_{max,princ} > R_m$. Des interpolations sont utilisées pour chaque vitesse d'impact V_0 et appliquées au rayon équivalent MIJA R_0 .

Différentes durées seuil Δt_{seuil} correspondant à la durée à partir de laquelle un dommage apparaîtrait, sont testées. Le nombre d'impact N à partir duquel un dommage apparaît est calculé par : $N = \frac{\Delta t_{seuil}}{\Delta t_{calc}}$, ce qui revient à un cumul de dommage linéaire : l'endommagement apparaît lorsque la contrainte principale maximum $\sigma_{max,princ}$ a excédé la résistance mécanique R_m pendant une durée Δt_{seuil} donnée suite à un enchainement d'impacts.

La Figure 4.27 présente le résultat numérique pour différentes durées seuils Δt_{seuil} testées. Il apparaît que ce critère ne permet pas de reconstituer fidèlement à petits *et* grands nombres N d'impacts la courbe MIJA. Néanmoins, il reproduit la tendance générale de la courbe MIJA, ce qui laisse penser qu'un seuil de contrainte et une durée pendant laquelle celle-ci doit s'appliquer est une approche intéressante.

Aussi, il apparaît que si la durée seuil Δt_{seuil} est fixée au niveau des résultats expérimentaux

évoqués précédemment (70 ns à 99 ns pour 1 impact), la courbe calculée donne des quantités d'impacts N très largement moindre qu'observé expérimentalement (maximum quelques unités). Ainsi, si le comportement pourrait être correctement déduit de ce critère d'amorçage pour un nombre d'impacts N important (supérieur à 200) (avec $\Delta t_{seuil} > 10\,000$ ns), il devrait être accompagné d'un critère plus performant pour prédire l'amorçage à faibles nombres d'impacts N . Il faudrait également disposer d'une règle permettant de choisir quel critère appliquer selon les paramètres expérimentaux.

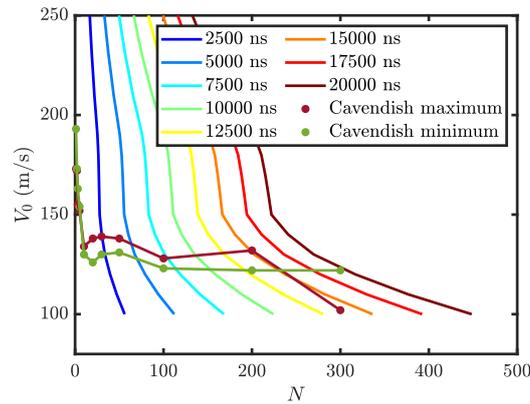


FIGURE 4.27 – Courbes *MJA* calculées (simulation numérique) à partir de différents durées seuils Δt_{seuil} pendant lesquelles $\sigma_{max,princ} > R_m$

Par ailleurs, de manière analogue, s'intéresser à la position R du maximum de $\Delta t_{max,calc}$ afin de comparer les valeurs théoriques avec les quelques résultats expérimentaux permet également d'évaluer ce critère. La Figure 4.28 montre que la tendance de ce critère est opposée à celle qui apparaît d'après des données expérimentales. Néanmoins, en terme d'ordre de grandeurs les données sont pertinentes.

En l'absence de plus de données expérimentales fiables et nombreuses, il reste difficile d'écarter ce critère d'amorçage sur la base de ces observations.

4.3.2.6 $\sigma_{max,princ} > 3R_m$

Conformément au résultat connu que la résistance mécanique sous sollicitation dynamique $R_{m,d}$ est supérieure à celle sous sollicitation statique, il est intéressant de s'intéresser à cette valeur. Cependant, il n'existe pas de valeur de résistance mécanique dynamique expérimentale $R_{m,d}$ dans la littérature pour le ZnS CVD HIP, à plus forte raison pour une sollicitation dont la vitesse de déformation varie de manière importante localement et temporellement (et dont il n'est pas acquis que le modèle numérique capture correctement le comportement). La valeur de $R_{m,d} = 3R_m$ a été arbitrairement choisie sur les bases des analyses présentées dans le premier chapitre (Sous-section 1.3.4 – Figure 1.18).

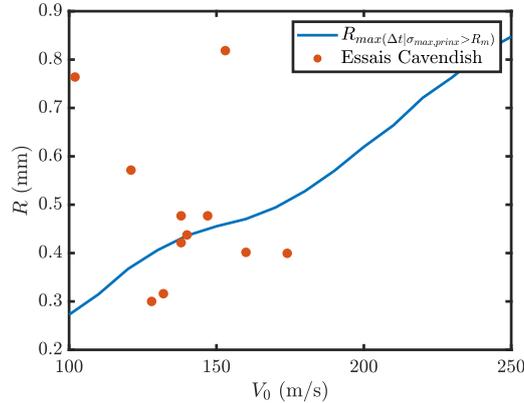


FIGURE 4.28 – Position R théorique (simulation numérique) de l’amorçage selon le critère $\max(\Delta t | \sigma_{\max, \text{princ}} > R_m)$

Contrairement au critère précédent, dans l’ensemble des cas testés de l’étude paramétrique, il en existe certains pour lesquels $\sigma_{\max, \text{princ}}$ n’excède pas $R_{m,d} = 3R_m$. C’est, par exemple, le cas pour $V_0 = 100 \text{ m s}^{-1}$ quelque soit le diamètre D_0 des gouttes étudiées (jusqu’à $D_0 = 2 \text{ mm}$) ainsi que pour les gouttes de plus petites tailles, par exemple, jusqu’à $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$ pour $D_0 = 0.2 \text{ mm}$.

La [Figure 4.30](#) montre que ce critère entraîne une localisation relativement précise de la zone potentiellement endommagée : le rayon auquel la durée Δt pendant laquelle $\sigma_{\max, \text{princ}} > 3R_m$ est clairement localisé spatialement. De manière analogue au critère précédent ([Sous-sous-section 4.3.2.5](#)), ces données sont extrapolées afin de les comparer aux résultats expérimentaux de *Cavendish*. Les vitesses d’impact V_0 utilisées sont les mêmes que dans la [Sous-sous-section 4.3.2.5](#), et correspondent aux cas $N = 1$.

Ainsi, pour des vitesses d’impact V_0 de 170 m s^{-1} à 190 m s^{-1} , la durée Δt_{\max} correspondant au critère varie de 21 ns à 22 ns sur un rayon R de 0.36 mm à 0.37 mm. Ce critère d’amorçage entraîne donc une dispersion moindre que le critère précédent. De plus, le rayon R déduit est cohérent avec la régression présentée précédemment ($R = 0.25 \text{ mm}$ à 0.34 mm , [Équation \(4.7\)](#) – [Sous-sous-section 4.3.2.2](#)).

Ainsi, un seuil de 22 ns pour ce critère pourrait être pertinent compte-tenu de ce résultat. De manière analogue au critère précédent, une courbe [MIJA](#) théorique est calculée avec différentes durées seuil Δt_{seuil} . La [Figure 4.31](#) montre que, si $\Delta t_{\text{seuil}} = 22 \text{ ns}$, alors, la courbe calculée est fortement erronée à partir que $N = 10$ impacts. Néanmoins, la tendance proposée par la courbe avec une durée seuil de plusieurs milliers de ns est intéressante. Ce critère pourrait permettre de justifier la durée de vie infinie ([ADTV](#)) souvent présentée dans la littérature ([Sous-section 1.4.2](#)).

Néanmoins, il apparaît de nouveau clairement qu’un critère simple du type $\sigma_{\max, \text{princ}} > 3R_m$

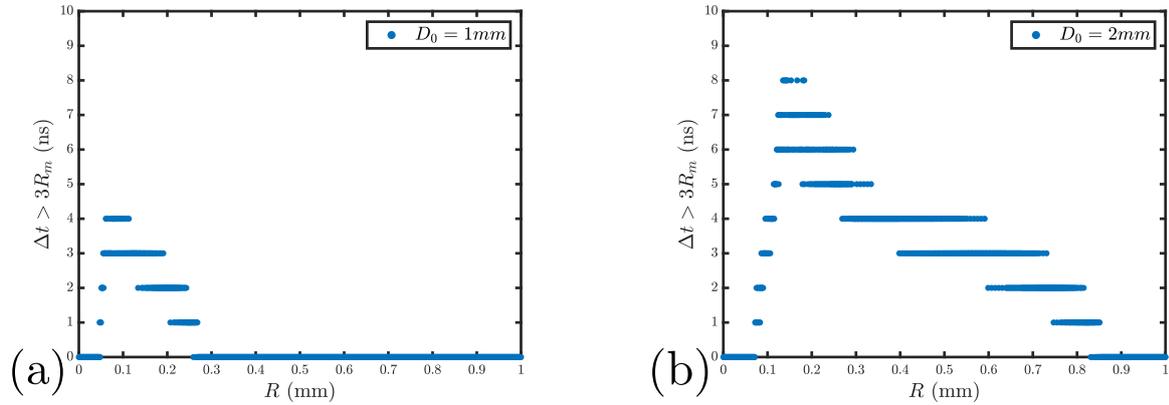


FIGURE 4.29 – Positions et durées où la contrainte principale maximum en traction $\sigma_{max,princ}$ excède $3R_m$ ($V_0 = 180 \text{ m s}^{-1}$)

FIGURE 4.30 – Positions et durées où la contrainte principale maximum en traction $\sigma_{max,princ}$ excède $3R_m$ ($D_0 = 1 \text{ mm}$ (a) et $D_0 = 2 \text{ mm}$ (b) – $V_0 = 180 \text{ m s}^{-1}$)

n'est pas suffisant pour expliquer complètement l'amorçage sous impacts liquides à grands *et* petits nombres d'impacts. Sa pertinence devra être approfondie et son éventuel domaine d'application clairement défini aux cours d'études ultérieures.

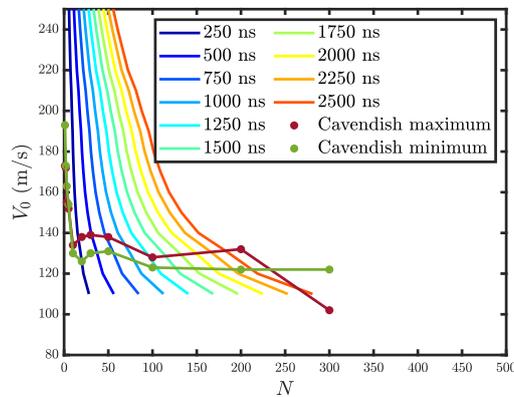


FIGURE 4.31 – Courbes *MIJA* calculées (simulation numérique) à partir de différents durées seuils Δt_{seuil} pendant lesquelles $\sigma_{max,princ} > 3R_m$

De même que pour les critères précédemment étudiés, la localisation R (extrapolée de l'étude paramétrique) du maximum de ce critère ($max(\Delta t | \sigma_{max,princ} > 3R_m)$) est comparée aux données expérimentales (Figure 4.32). Ce critère donne des valeurs de position de dommage R dont l'amplitude est légèrement moindre que les données expérimentales. De même que pour les autres critères étudiées, la tendance de diminution du rayon R de dommage n'est pas respectée par ce critère.

Néanmoins, il reste difficile d'écartier ce critère pour les mêmes raisons que le critère

précédent (manque de données expérimentales) à ce stade des études mais ces observations confirment que ce critère ne peut servir (*a minima* seul) de critère d'amorçage de l'endommagement.

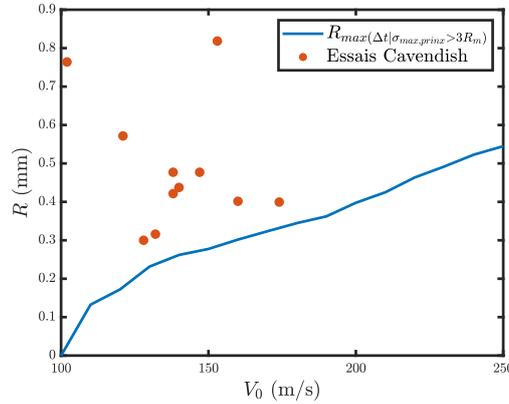


FIGURE 4.32 – Position R théorique (simulation numérique) de l'amorçage selon le critère $\max(\Delta t | \sigma_{\max, \text{princ}} > 3R_m)$

4.3.2.7 Critères de Tuler-Butcher

Il a été vu précédemment que l'application d'un critère simple du type $\sigma_{\max, \text{princ}} > \text{seuil}$ n'est pas satisfaisante pour déterminer l'amorçage d'un impact liquide, en particulier pour un grand nombre d'impacts N . L'introduction d'une durée caractéristique Δt liée à un seuil de contrainte (en l'occurrence R_m et $3R_m$) a, en revanche, montré des signes encourageants, en particulier à grand nombre d'impacts N . Le critère de Tuler-Butcher (Équation (1.42)) propose une approche complémentaire à celle déjà développée prenant également en compte à la fois le niveau de contrainte $\sigma_{\max, \text{princ}}$ et la durée d'application Δt de ce niveau de contrainte.

Deux formulations différentes du critère de Tuler-Butcher sont étudiées. Le critère de Tuler-Butcher est appliqué à la contrainte principale maximum en traction $\sigma_{\max, \text{princ}} > 0$.

Critère $\sigma_{\max, \text{princ}} \Delta t$ La Figure 4.33 donne l'évolution spatiale de ce critère pour le cas standard jusqu'à un rayon de 0.9 mm. Cette évolution est calculée jusqu'à l'instant $t = 820$ ns soit $T^* = 8.2\%$. Ainsi, elle présente un résultat intéressant car son maximum est atteint en $R > 0.6$ mm, soit une valeur différente $R_{\max(\sigma_{\max, \text{princ}})} = 0.13$ mm, ou des critères précédents ($R_{\max(\Delta t | \sigma_{\max, \text{princ}} > R_m)} = 0.28$ mm et $R_{\max(\Delta t | \sigma_{\max, \text{princ}} > 3R_m)} = 0.16$ mm). Néanmoins, ce paramètre ne permet pas d'établir de seuil clair qui pourrait constituer un critère d'amorçage de l'endommagement.

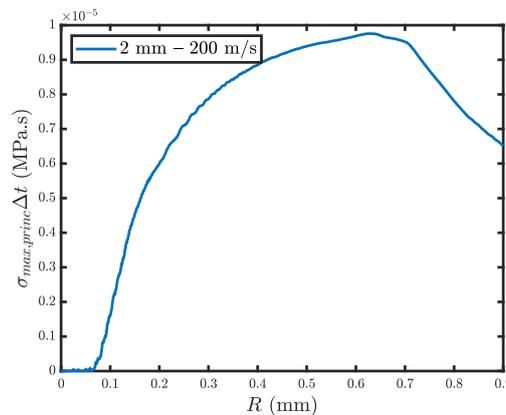


FIGURE 4.33 – Évolution spatiale du paramètre de Tuler-Butcher $\sigma_{max,princ}\Delta t$ ($V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$ – $D_0 = 2 \text{ mm}$)

Aussi, une problématique liée à ce critère est qu’il doit être strictement lié à une sollicitation dynamique. Or, bien que ce soit tout à fait le cas du phénomène étudié, à partir de quelques instants après le début de l’impact, la sollicitation s’approche *localement* d’un cas quasi-statique : en effet, une fois les différents trains d’onde de contrainte propagés, la sollicitation revient à l’application d’une pression sur un disque dont le rayon augmente de moins en moins rapidement (Sous-sous-section 1.2.3.1 – Équation (1.3)). Par exemple, à $t = 200 \text{ ns}$ ($T^* = 2\%$), la vitesse d’étalement de la goutte n’est déjà « plus » que de $\dot{a}(t) = 710 \text{ m s}^{-1}$, ce qui est une vitesse beaucoup plus modeste que les célérités caractéristiques du ZnS ($C_1 = 5710 \text{ m s}^{-1}$ et $C_2 = 2876 \text{ m s}^{-1}$). Par conséquent, cette sollicitation qui se rapproche d’un cas quasi-statique est analogue aux contacts hertzien sphère/plan bien connus qui entraînent de la traction en périphérie de la zone de contact. Ce phénomène, constaté sur les simulations numériques est gênant car il entraîne une surestimation *artificielle* et non liée au caractère dynamique de la sollicitation du paramètre de Tuler-Butcher.

Pour remédier à ce problème, un seuil supérieur à $\sigma_{max,princ} > 0$ (traction) doit être utilisé pour calculer le paramètre de Tuler-Butcher. Différents niveaux de seuils ont été testés (ainsi que leur stabilité avec la durée d’étude du post-pro). La Figure 4.34 présente le paramètre de Tuler-Butcher $\sigma_{max,princ}\Delta t | \sigma_{max,princ} > 20 \text{ MPa}$. L’avantage d’utiliser un seuil supérieur à 0 MPa est qu’il permet de faire apparaître une zone où la sollicitation est plus critique selon ce paramètre. Cependant, les premières études ont montré que la valeur de ce seuil influence non seulement l’amplitude du paramètre étudié mais surtout la position R où il atteint son maximum. Ainsi, à ce stade des études, étant donné le manque de données expérimentales, il n’est pas possible de déterminer une valeur seuil optimale qui permettrait de proposer un critère d’amorçage de l’endommagement.

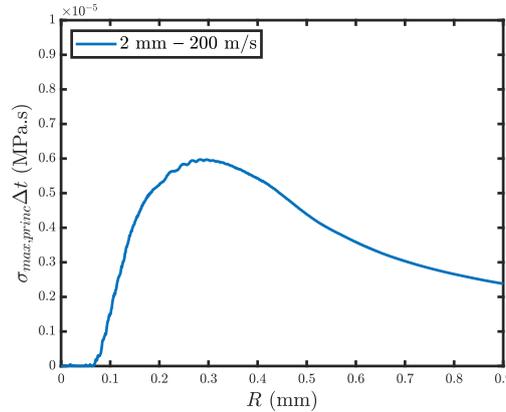


FIGURE 4.34 – Évolution spatiale du paramètre de Tuler-Butcher $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t | \sigma_{max,princ} > 20 \text{ MPa}$ ($V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$ – $D_0 = 2 \text{ mm}$)

Critère $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t$ Une manière différente pour résoudre les difficultés sus-mentionnées est de « favoriser » la contrainte $\sigma_{max,princ}$ par rapport à la durée Δt . En effet, les contraintes perturbant le paramètre précédent ($\sigma_{max,princ} \Delta t$) sont nettement plus faibles que le pic de contrainte *dynamique* dû au passage de l’onde de Rayleigh et, celles-ci sont d’autant plus mises en exergue dans le paramètre de Tuler-Butcher que la durée Δt est importante. Ainsi, le paramètre $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t$ est relativement insensible à ce problème comme le montre la Figure 4.35 pour le cas standard. Un autre avantage de ce paramètre est qu’il s’agit d’un critère bien connu de la littérature traitant de l’endommagement sous impacts liquides (Sous-section 1.4.3 – (STEVERDING et LEHNIGK, 1969)).

La Figure 4.35 met en exergue un pic important au rayon $R = 0.15 \text{ mm}$, ce qui est une valeur proche de $R_{max}(\Delta t | \sigma_{max,princ} > 3R_m) = 0.16 \text{ mm}$ et $R_{max}(\sigma_{max,princ}) = 0.13 \text{ mm}$. Ces résultats proches ne sont pas surprenants car ces critères sont très sensibles au rayon du maximum de $\sigma_{max,princ}$.

De manière analogue aux critères étudiés précédemment, il est possible de déterminer une courbe MIJA théorique, à partir du même type d’extrapolations. Si on se réfère aux vitesses d’impact V_0 créant un dommage pour $N = 1$ impact évoquées précédemment ($V_0 = 170 \text{ m s}^{-1}$ à $V_0 = 190 \text{ m s}^{-1}$), le seuil serait de $C = 3.1 \times 10^6 \text{ MPa}^2 \text{ s}$ à $4.7 \times 10^6 \text{ MPa}^2 \text{ s}$ et le rayon d’endommagement de $R = 0.34 \text{ mm}$ à 0.37 mm . Ces valeurs sont cohérentes avec l’Équation (4.7) mais en décalage avec le dommage n°3 ($R = 0.5 \text{ mm}$ à 0.67 mm).

La Figure 4.36 présente, les courbes MIJA déduites avec différents niveaux de seuil sur le paramètre $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t$. Les courbes présentées donnent le même profil que pour les critères précédemment testés. En revanche, elles semblent d’avantage pertinentes à petits nombres d’impacts N tout en restant pertinentes à grands nombres d’impacts N .

La Figure 4.37 présente l’extrapolation du rayon R d’apparition du dommage pour

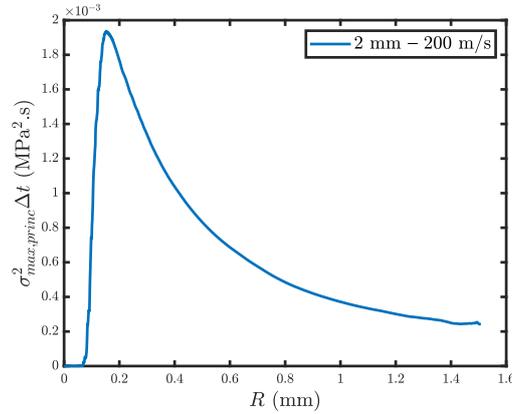


FIGURE 4.35 – Évolution spatiale du paramètre de Tuler-Butcher $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t$ ($V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$ – $D_0 = 2 \text{ mm}$)

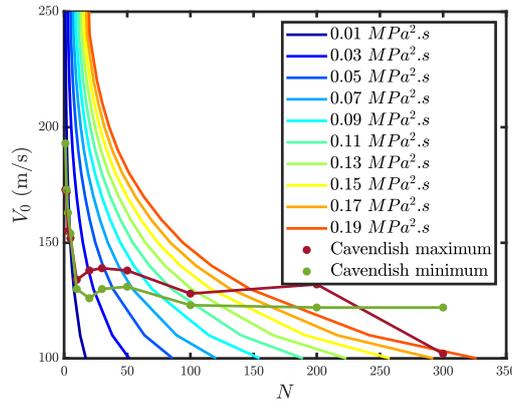


FIGURE 4.36 – Courbes *MIJA* calculées (simulation numérique) à partir de différents seuils de $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t$

les différentes vitesses d'impacts V_0 du *MIJA*. Ainsi, ce paramètre de Tuler-Butcher sous estime systématiquement la position R des endommagements. Il s'avère d'ailleurs, que la courbe est proche de celle donnée par le critère $max(\sigma_{max,princ})$. Par ailleurs, la tendance d'augmentation du rayon de dommage R est également opposée à celle que les essais *MIJA* donnent. Néanmoins, sur l'ensemble des critères testés, il s'agit de celui qui s'en rapproche le plus.

4.3.3 Discussion et perspectives

Au regard des différentes études numériques et expérimentales menées, il apparaît qu'il n'est pas possible d'établir un critère simple permettant de prédire l'amorçage sous impacts liquides d'un massif de ZnS *CVD HIP*. Néanmoins, certaines tendances ont pu être dégagées. Ainsi, l'amplitude intrinsèque des contraintes n'est pas un bon critère pour déterminer

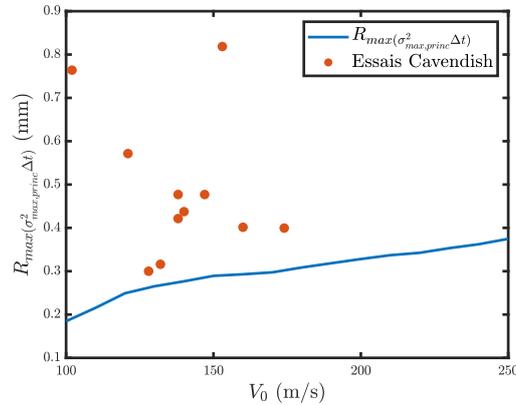


FIGURE 4.37 – Position du maximum $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t$ pour différentes vitesses d’impacts V_0 MIJA

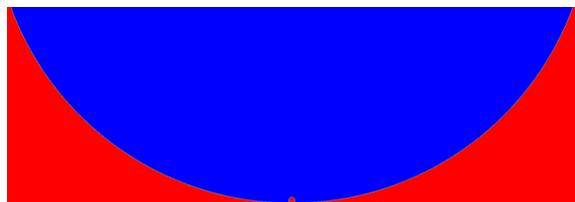
si un impact liquide entrainera l’amorçage d’un endommagement. L’étude des critères $max(\sigma_{max,princ})$ et $\sigma_{max,princ} > R_m$ le prouve : à la lumière des résultats expérimentaux disponibles, aucun n’a montré de résultats très intéressants.

Au final, il semblerait que le critère donc le comportement général est le plus encourageant soit celui lié au paramètre de Tuler-Butcher $\sigma_{max,princ}^2 \Delta t$. En effet, au regard des différentes courbes MIJA théoriques tracées, c’est celui qui a montré le meilleur comportement à petits *et* à grands nombres d’impacts N . De plus, la position R des dommages produits reste d’un ordre de grandeur acceptable *et*, c’est le critère pour lequel la croissance de R avec la vitesse d’impact V_0 des jets MIJA est la plus faible (donc la moins antagoniste aux résultats expérimentaux).

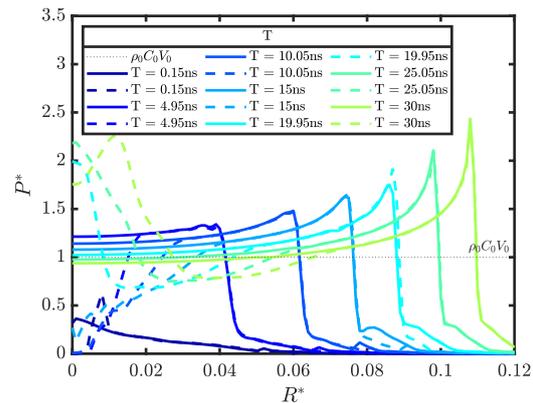
Il est intéressant de revenir, d’ailleurs sur cette caractéristique particulière de la position des dommages R suite aux impacts des jets MIJA. En effet, les études antérieures du laboratoire *Cavendish* de Cambridge ont montré que le rayon équivalent R_0 des jets augmente avec la diminution de la vitesse d’impact V_0 (Sous-sous-section 4.3.2.1 *et* Figure A.9). Or, selon l’étude paramétrique, l’augmentation de la vitesse d’impact V_0 *et* du rayon R_0 de la goutte, entraînent une augmentation du rayon R sollicité (quelque soit le critère étudié). Cependant, les essais MIJA montrent que la diminution de la vitesse d’impact V_0 des jets s’accompagnant d’une augmentation du rayon d’impact R_0 *et* entraîne une augmentation du rayon R d’apparition de l’endommagement. Ainsi, cela signifierait que le rayon équivalent R_0 est plus « important » que la vitesse V_0 , ce qui n’est pas un résultat évident à la lumière de l’étude paramétrique où ces deux paramètres semblent jouer de manière à peu près équivalente sur l’amplitude de la contrainte $\sigma_{max,princ}$ maximum (Figure A.51a *et* Figure A.51b)

En raison d’un manque de données expérimentales fiables sur le PJET mis en place, il est difficile d’établir un lien entre le modèle numérique *et* les résultats expérimentaux.

Néanmoins, il a été constaté que le **PJET** endommage beaucoup moins vite que le **MIJA**. Cela pourrait être dû au fait que les jets **PJET** sont moins stables et moins cohérents que les jets **MIJA**. En effet, c'est un volume d'eau et d'air qui impacte le massif de ZnS, ce qui le rend moins critique qu'un volume composé à 100% d'eau. Une simulation numérique à $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$ d'une goutte de diamètre $D_0 = 2 \text{ mm}$ intégrant, au niveau de l'axe d'axisymétrie une bulle d'air de 0.02 mm (**Figure 4.38a**) a montré des résultats intéressants : la bulle d'air entraîne une pression plus importante aux niveau de l'axe d'axisymétrie lors des premiers instants de l'impact, ainsi qu'une pression légèrement moindre autour de ce pic (**Figure 4.38b**). Puis, la présence de cette bulle d'air n'entraîne quasiment plus de différence sur le profil de pression P appliqué à partir de $T^* = 0.2\%$. Ainsi, cela montre qu'au moins jusqu'à un certain degré d'atomisation, ou de dispersion de la goutte, la présence d'air n'est, *a priori*, pas forcément synonyme de moindre criticité de l'impact. Par conséquent, étant donné les images disponibles des jets **PJET** et ce résultat, il est possible que d'autres facteurs jouent sur la moindre criticité du **PJET** mis en place.



(a) Paramètre VOF de la simulation CFD incluant une bulle d'air dans la goutte d'eau



(b) Comparaison de la pression adimensionnée P^* appliquée sur le massif entre le modèle standard (avec V_0 sur tout le domaine) et le modèle standard incluant une bulle d'air de 0.02 mm de diamètre

FIGURE 4.38 – Modèle numérique CFD incluant une goutte d'air de 0.02 mm de diamètre sur l'axe d'axisymétrie ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

Enfin, les différentes études expérimentales menées ainsi que les liens établis avec le modèle numérique ont permis de mettre en exergue différentes tendances. Néanmoins, en l'absence de données expérimentales supplémentaires, il est impossible de conclure définitivement sur les mécanismes entraînant l'apparition d'amorçages d'endommagement sur un massif de ZnS **CVD HIP**. Il a pu être montré qu'il est très important de maîtriser le plus finement possible les conditions expérimentales des protocoles effectués, en particulier la forme du rayon équivalent lors de l'impact.

Conclusions générales et perspectives

Les travaux de thèse présentés de ce manuscrit avaient pour objectif de déterminer un critère d'amorçage de l'endommagement sous impacts liquides d'un massif de ZnS CVD HIP afin de mieux caractériser et spécifier ce matériau soumis à ce type de sollicitation en vol. Pour cela, une démarche expérimentale et numérique a été mise en place afin de confronter les résultats de ces deux approches complémentaires.

Dans le cadre de cette démarche, le matériau ainsi que les éprouvettes approvisionnées ont tout d'abord été étudiés afin de mieux connaître leurs caractéristiques mécaniques et de pouvoir les situer par rapport aux études de la littérature. Les résultats obtenus ont permis de mettre en exergue son comportement fragile et *plastique*, qui ont notamment entraîné des difficultés d'interprétation et d'exploitation pour différentes méthodes de caractérisation utilisées (nanoindentation, dureté).

Par ailleurs, après une synthèse bibliographique aussi exhaustive et complète que possible sur les différents types de banc d'essais utilisés dans la littérature dans le cadre d'études d'impacts liquides, un choix d'architecture de type PJET a été arrêté. Un banc adapté aux problématiques spécifiques de l'endommagement du ZnS sous impacts liquides (faible nombre d'impacts N , vitesses d'impacts V_0 subsoniques) a ensuite été conçu, fabriqué, assemblé, caractérisé et utilisé au sein du laboratoire.

Le banc d'essai a permis de produire des endommagements atypiques sur des fenêtres de ZnS CVD HIP. Ces endommagements sont à mettre en parallèle d'autres essais, menés par le laboratoire *Cavendish* de l'université de Cambridge (Royaume-Uni) et qui ont permis d'approfondir la démarche et les méthodes de caractérisation expérimentale de l'endommagement sous impacts liquides de ce matériau.

Enfin, un chaînage numérique fluide-structure a été mis en place et permet de donner une première approche de l'état de contrainte au sein du massif de ZnS CVD HIP. Il permet d'apporter un regard critique sur les essais menés, les paramètres expérimentaux testés ainsi que sur les endommagements observés. Sa finalité, bien que partiellement exploitée, est de tester différents critères d'amorçage de l'endommagement en relation

avec les différentes observations expérimentales effectuées.

Les paragraphes suivants décrivent les principaux résultats des travaux menés. Quelques perspectives pour les travaux ultérieures sont ensuite proposées.

Principaux résultats expérimentaux

Caractérisation du matériau et des fenêtres

Le ZnS CVD HIP est une céramique au comportement *théoriquement* fragile. Néanmoins, les essais de nanoindentation et de dureté ont montré, au moins à petite échelle, que des déformations permanentes apparaissent à des niveaux de sollicitations relativement faibles et entrent en compétition avec les mécanismes fragiles habituellement observés sur ce type de matériau. De plus, ces déformations permanentes (qu'il convient de différencier de la *plasticité*) et ces ruptures fragiles sont accompagnées de fluage. Ce phénomène n'a pas été étudié mais soulève de nombreuses interrogations sur la réponse du matériau à petites échelles. À l'échelle macroscopique, le comportement fragile du matériau a pu être vérifié à travers les essais de flexion menés. La microstructure du matériau a également pu être caractérisée, révélant une taille de grain très importante (de l'ordre de 100 μm et une structure granulaire très maclée et irrégulière.

Enfin, l'homogénéité du lot de fenêtres approvisionnées peut être supposée avec un degré confiance raisonnable grâce aux différentes études menées, et en particulier celles portant sur la rugosité et la transmittance des fenêtres.

Mise en place et validation du banc d'essai

Un banc d'essai de type PJET adapté a été mis en place avec des caractéristiques correspondant aux spécificités de l'étude. Il permet d'impacter une fenêtre sur des positions précises et déterminées par l'opérateur. De plus, il présente l'avantage de permettre des études unitaires et à plusieurs centaines voire milliers d'impacts.

La caractérisation du PJET fabriqué a permis de déterminer les paramètres expérimentaux influençant les principales variables expérimentales d'intérêt : vitesse de jet V_0 , longueur de jet L_0 et forme/stabilité des jets. Différentes procédures automatisées permettent d'accélérer le post-traitement de films des jets produits à la caméra rapide, en particulier pour déterminer la vitesse V_0 des jets. La caractérisation a également permis d'établir les points d'amélioration à mener sur le banc d'essai.

Enfin, le banc d'essai a pu être utilisé pour impacter une fenêtre de ZnS CVD HIP et a produit des endommagements *atypiques* vis-à-vis des principaux résultats de la littérature.

Si ces résultats diffèrent de manière assez importante de ceux connus de la littérature (ou produits avec un banc d'essai **MIJA** et également étudiés dans le cadre de ces travaux), ils permettent de soulever des interrogations tant sur les endommagements produits que sur ceux communément admis.

Caractérisation d'endommagements

Les endommagements produits par le banc d'essai **PJET** ainsi que ceux effectuée par le laboratoire *Cavendish* de l'université de Cambridge avec un banc d'essai **MIJA** ont été finement observés au microscope optique, au **MEB** ainsi qu'à l'aide d'un rugosimètre interférométrique. Ces observations ont permis de mettre en exergue les spécificités des endommagements produits. Les dommages sont assez indépendants de la microstructure locale. De plus, de légers arrachements de matière ont lieu dès le premier impact endommageant sur **MIJA**. Aussi, la forme caractéristique de dommages en périphérie du point d'impact a été largement observée. Les principales grandeurs associées aux endommagements ont également pu être mesurées.

En ce qui concerne le **PJET**, les endommagements observés présentent une forme assez différentes et sont assez marqués. Compte-tenu du faible nombre d'essais réalisés, il reste difficile d'établir des conclusions sur ces endommagements.

Principaux résultats numériques

Modèle **CFD**

Le modèle numérique **CFD** (*Fluent*) mis en place permet de simuler l'impact de gouttes d'eau de différents diamètres D_0 à diverses vitesses d'impacts V_0 contre un massif parfaitement rigide. L'étude paramétrique menée a notamment permis de mettre en exergue la complexité de ce phénomène rapide. Il a pu être établi que le coup de bélier est un phénomène très bref, entraînant l'apparition de très hauts niveaux de pression, avec un pic local en périphérie de la zone de contact entre la goutte et le massif impacté. Un ordre de grandeur important est que ce pic de pression P_{max} a lieu très rapidement au cours de l'impact, en général lorsque moins de 0.8% de l'impact a eu lieu. Ainsi, le modèle numérique **CFD** permet de confirmer que, pour qu'un essai soit représentatif d'une sollicitation type telle que modélisée numériquement, il « suffit » que le rayon de courbure de la masse liquide impactant le solide soit proche de celui de la goutte type étudiée lors des premiers instants. Par ailleurs, la pression moyenne appliquée sur un massif parfaitement rigide est de l'ordre de grandeur de la pression coup de bélier P_{CB} . Aussi, si le modèle numérique confirme que

la vitesse d'impact V_0 joue au premier ordre sur l'amplitude des pressions P appliquées sur le massif, il confirme également l'importance du diamètre de la goutte D_0 .

L'adimensionnement des gouttes, à vitesse d'impact V_0 constante, donne des résultats proches mais, étant donné l'effet du diamètre D_0 des gouttes sur l'amplitude des pressions P appliquées, ce genre d'adimensionnement est à effectuer avec précautions si l'objectif est d'obtenir le profil de pression de goutte de diamètre D_0 inconnus.

Modèle FEM

Le modèle numérique FEM (*Abaqus*) permet, grâce à l'application de la pression d'impact P calculée dans le modèle CFD d'obtenir le champ de contrainte spatio-temporel d'un massif élastique semi-infini de ZnS CVD HIP.

D'un point de vue physique, le modèle permet de simuler la propagation des ondes de contraintes associées à la sollicitation dynamique d'un massif semi-infini : onde de compression, onde de cisaillement et onde de Rayleigh. Le caractère critique de l'onde de Rayleigh et du très haut niveau de contrainte de traction à la surface du massif a pu être établi. Il en résulte que, compte-tenu du caractère fragile du matériau, il est très vraisemblable que l'amorçage de l'endommagement soit lié à ces contraintes. Aussi, l'apparition de l'onde de Rayleigh à la surface du massif est associée au pic de traction constaté. Pour des raisons énergétiques, ce pic va ensuite rapidement décroître lors de la propagation radiale de cette onde. Le pic de traction apparaît très brièvement après le début de l'impact (en général moins de 1% de l'impact s'est déroulé). Il est donc d'autant plus important et critique que le coup de bélier appliqué par la goutte d'eau liquide est bref et puissant. Il apparaît, d'ailleurs, avant que le maximum de pression P_{max} soit appliqué sur le massif. Il est vraisemblable que ce soit principalement la pression moyenne P_{moy} aux premiers instants de l'impact qui pilote la criticité de ce pic de traction.

Critère d'amorçage de l'endommagement

Le chaînage numérique entre le modèle CFD et le modèle FEM a permis de tester différents critères simples d'amorçage de l'endommagement. Il faut noter qu'en raison de résultats expérimentaux insuffisamment nombreux, il reste spéculatif d'établir clairement si un critère est, *a minima* partiellement, pertinent. Néanmoins, certaines tendances ont pu être dégagées.

Ainsi, les critères les plus simples utilisant un seuil du type $\sigma_{max,princ} > R_m$ ne sont pas pertinents et ne permettent pas de déterminer des conditions expérimentales menant à l'amorçage d'endommagements. En revanche, les critères faisant apparaître une durée

Δt associée à un niveau de contrainte, en particulier le critère de Tuler-Butcher $\sigma^2 \Delta t$ a montré des perspectives intéressantes.

Cependant, aucun critère simple étudié n'a d'établir de corrélation claire avec les résultats expérimentaux disponibles.

Perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit n'ont permis que de commencer à explorer expérimentalement et numériquement l'amorçage sous impacts liquides du ZnS CVD HIP. Ils ne permettent, pour le moment, que d'évaluer, en première approche, les principales tendances établies dans la littérature et d'en proposer de nouvelles. Les perspectives à poursuivre à l'issue de ces travaux sont vastes et quelques unes sont proposées.

D'un point de vue expérimental, il serait intéressant de chercher à améliorer la stabilité et la forme des jets produits par le banc d'essai. Il est entendu que ces améliorations ne permettront pas de résoudre la totalité des problèmes, tant les jets produits sont instables mais il semble pertinent d'évaluer d'autres modèles de buses et, pourquoi pas, de remettre en cause la pertinence d'une mesure unitaire de la vitesse d'impact V_0 des jets en vue de diminuer la distance parcourue par les jets. Des mesures de la vitesse V_0 des jets par une autre méthode telle que la vélocimétrie Doppler seraient intéressantes afin de confirmer, ou non, la variabilité des vitesses mesurées, et d'établir clairement si le dispositif de mesure de vitesse par laser est pertinent. Une augmentation de la pression P_0 produite par la pompe permettrait également d'atteindre des vitesses d'impacts V_0 plus importantes et, potentiellement plus critiques pour les fenêtres de ZnS CVD HIP. Un plus grand spectre de vitesses d'impact V_0 permettrait d'établir des tendances de manières plus larges et d'exploiter le banc d'essai dans le cadre d'autres études (revêtement protecteur par exemple).

De plus, la caractérisation du chargement constitue encore un large champ d'études à mener, au premier rang desquelles la mise en place d'une mesure de la pression P appliquée par un jet. Des premiers essais ont été menés à l'aide d'un capteur PVDF et méritent d'être approfondis, en particulier à la lumière des premiers résultats expérimentaux obtenus. En effet, ce capteur est particulièrement approprié pour mesurer des pressions élevées à des échelles temporelles très faibles mais sa mise en œuvre est complexe et nécessite une fine compréhension de la chaîne de mesure mise en place, en particulier des caractéristiques électriques de ses différents composants.

Par ailleurs, comme cela a pu être exposé, le comportement mécanique du ZnS CVD HIP reste mal compris et un effort particulier devrait être consacré à la compréhension des phénomènes les plus atypiques : fluage et déformation permanente en nanoinden-

tation (comportement pseudo-plastique), fissuration sous indentation Vickers. Aussi, le comportement du matériau a été étudié d'un point de vue statique mais sa caractérisation dynamique constituerait un apport conséquent. Ainsi, des essais classiques sous barre d'Hopkinson ou plus pointus comme avec le moyen GEPI du CEA Gramat seraient intéressants à mener. Une problématique qui a été volontairement omise de ses travaux est également l'impact de la lumière sur les caractéristiques mécaniques du ZnS, en particulier sur la ténacité à la rupture K_{Ic} qui est une caractéristique importante dans l'étude de l'impact liquide (Sous-section 1.4.3) (ZHU et al., 2021).

Aussi, le modèle numérique mis en place a pu commencer à être exploité mais les possibilités qu'il permet sont encore largement inexplorées. De plus, il pourrait faire l'objet de plusieurs améliorations permettant de mieux simuler l'impact liquide. Il semble d'ailleurs absolument nécessaire de confirmer que la taille de la goutte influence effectivement l'amplitude des pressions P appliquées sur le massif. En effet, ce résultat a été à la base, entre autre, de la plupart des extrapolations permettant d'évaluer les différents critères d'amorçage et, bien qu'il soit acceptable d'un point de vue physique, il reste relativement original vis-à-vis des résultats habituellement donnés dans la littérature. Aussi, conformément aux problématiques de convergence soulevées, il conviendra de chercher à confirmer les discrétisations temporelles et spatiales permettant de correctement simuler le phénomène physique, et en particulier leur ratio par rapport au diamètre de goutte D_0 .

Enfin, afin de permettre de répondre plus finement à la problématique posée, il est nécessaire de réaliser de nombreux endommagement sur ZnS CVD HIP. En effet, il convient de démontrer la répétabilité et la reproductibilité des essais. De plus, comme cela a pu être montré sur l'étude des critères d'amorçages d'endommagement, les données expérimentales doivent être plus complètes afin de pouvoir évaluer et établir un ou des critères d'endommagement avec un niveau de confiance élevé. Il conviendrait, d'ailleurs, de s'intéresser à des critères plus complexes incluant des approches énergétiques à l'image du critère *coupled criterion* (LEGUILLON, 2002; DOITRAND et al., 2023) qui couple un critère en contrainte et un critère énergétique pour l'amorçage d'un endommagement. Enfin, d'un point de vue industriel, et de manière plus large, se pose la question de la sollicitation réelle rencontrée par les équipements en service et de la représentativité des essais menés. Ce sujet est actuellement exploré, à différents régimes de vitesse d'impact V_0 mais reste encore à l'état spéculatif.

A

Annexes

A.1 Types de bancs d'essais de pluvio-érosion et d'impacts liquides

Cette annexe vise à faire un inventaire des principaux bancs d'essai utilisés pour des études de pluvio-érosion ou d'impacts liquides.

A.1.1 Roue et jet – *Wheel and jet*

Historiquement, le banc de *roue et jet* a été le premier utilisé pour étudier le problème de pluvio-érosion dans les années 1920. L'échantillon est attaché à l'extrémité d'un disque tournant à haute vitesse. L'échantillon impacte un ou plusieurs jets liquides générés en continu sur la trajectoire de l'échantillon. Certaines variantes peuvent exister avec des gouttes d'eau produites de manière continue. En général, l'enceinte du banc d'essai est mise sous basse pression pour limiter la distorsion des jets (J. E. FIELD, 1999). Des vitesses d'impact allant jusqu'à 600 m s^{-1} ont pu être atteintes (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994). Ce type de banc d'essai a été largement utilisé jusque dans les années 1970 et reste régulièrement évoqué dans la littérature (THIRUVENGADAM et RUDY, 1970; J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994; BUSZKO et KRELLA, 2017). Cependant, son principal défaut est de simuler la pluvio-érosion avec un jet continu ce qui est un phénomène physique qui est assez éloigné de la réalité. C'est pourquoi, le principe du bras tournant a supplanté ce type de banc d'essai.

A.1.2 Bras tournant – *Whirling arm*

Un des premiers *bras tournant* a été utilisé par (COOK et C. A. PARSONS, 1928)¹ qui fut l'un des premiers à s'intéresser à la pluvio-érosion (Sous-sous-section 1.1.2.1). Depuis, le principe s'est largement développé et est désormais très largement utilisé pour étudier l'endommagement et l'érosion sous impacts liquides (Annexe A.2).

Le principe d'un bras tournant est simple : un échantillon est placé à l'extrémité du bras qui tourne à haute vitesse. Ainsi, l'échantillon possède une vitesse d'autant plus grande que la vitesse de rotation est importante et qu'il se trouve éloigné de l'axe de rotation. Une pluie artificielle et souvent normée (ASTM G73-10 (ASTM, 2021)) est produite dans l'enceinte, en général par des aiguille hypodermique couramment utilisées dans le monde médical. Pour des raisons d'équilibre des efforts dynamiques, la plupart des bras tournant testent deux échantillons par essai (chacun étant fixé à une extrémité du bras tournant). Cette configuration permet donc de faire des essais comparatifs.

1. Certains auteurs (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994) classent le banc d'essai de Cook comme un banc *roue et jet*.

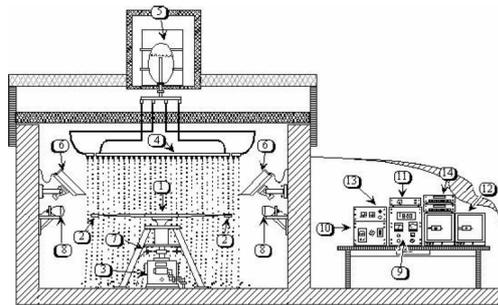
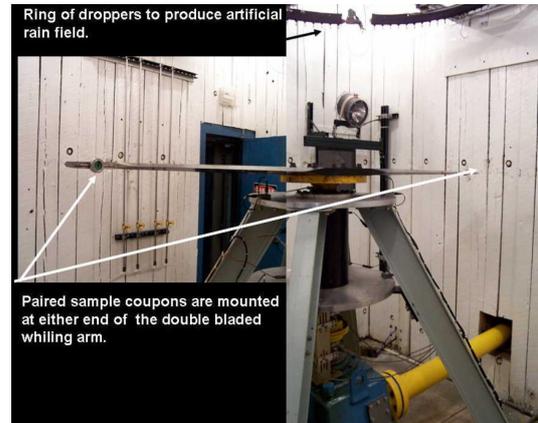


Figure 1: AFRL Rain Erosion Test Apparatus

1. Double-Arm Blade	8. LED Strobe Lights For Stop-Motion Viewing
2. Mated Test Specimens	9. Variable Speed Readout And Control
3. Vertical Drive Gearbox And Shaft	10. Strobe Control
4. Curved-Manifold Quadrants	11. Remote Color Camera Controls
5. Water Storage Tank For Rain Simulation	12. Color Monitors For Specimen Viewing
6. Remote-Controlled Cameras	13. Rain Simulation Control
7. Magnetic Pickups For Firing Strobe Lights	14. Digital Video Recorder

(a) Schéma de fonctionnement du bras tournant de l'AFRL (*Rain erosion test apparatus* 2019)



(b) Bras tournant de l'AFRL (SULLIVAN et al., 2007)

FIGURE A.1 – Bras tournant de l'AFRL

Grâce à cette technologie, des vitesses d'impact allant jusqu'à 1000 m s^{-1} peuvent être atteintes. En général, les bras tournants sont plébiscités pour valider une pièce finale car elle est exposée aux impacts des gouttes d'eau aléatoirement sur sa surface d'impact. Dans le contexte des céramiques IR, cela permet de caractériser des pertes de performances optiques. La flexibilité et la facilité d'utilisation de ce type de banc d'essai permet de tester les matériaux dans des conditions proches des conditions réelles : mise en température ou sous flexion des échantillons à travers diverses améliorations (A. A. DEOM, BALAGEAS et al., 1990 ; A. A. DEOM, LUC et al., 1997 ; A. A. DÉOM et al., 1999).

Ce type de banc d'essai entraîne plusieurs difficultés, certaines étant partagées avec les *roue et jet* (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994) :

- consommation énergétique élevée ;
- force centripète appliquée sur l'échantillon élevée ;
- contrôle de la forme des gouttes et des turbulences générées par la rotation du bras (WESTMARK et LAWLESS, 1995) ;
- contrôle du nombre d'impacts ;
- taille de l'échantillon utilisable ainsi que du porte-échantillon (étant donné que les résultats sont spécifiques à un banc d'essai, changer d'échantillon et de support peut entraîner des problèmes de reproductibilité) ;
- vitesse maximum atteignable ;
- présence d'un film d'eau à la surface des échantillons causé par la désintégration des gouttes qui forment un brouillard dans l'enceinte ;

- Corrélation très difficile voire impossible entre les différents bras tournants à cause du manque de maîtrise du chargement effectif.

Pour différentes raisons parmi celles sus-mentionnées, les enceintes des bras tournants sont souvent à pression réduite (HACKWORTH, 1983; H. KIROLS et al., 2016).

Par ailleurs, moyennant des adaptations spécifiques (synchronisation des différents éléments), certains bras tournant permettent de réaliser des impacts unitaires à l'instar du bras tournant de l'AFRL. Néanmoins, le positionnement de ces impacts unitaires sur l'échantillon ne peut être garanti avec précision.

Une des indications de la validité et de la fiabilité ce type de banc d'essai est que les mêmes modes de défaillances ont été observés sur bras tournant et sur produits montés sur avion, en particulier pour du ZnS (Figure A.2) (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994).

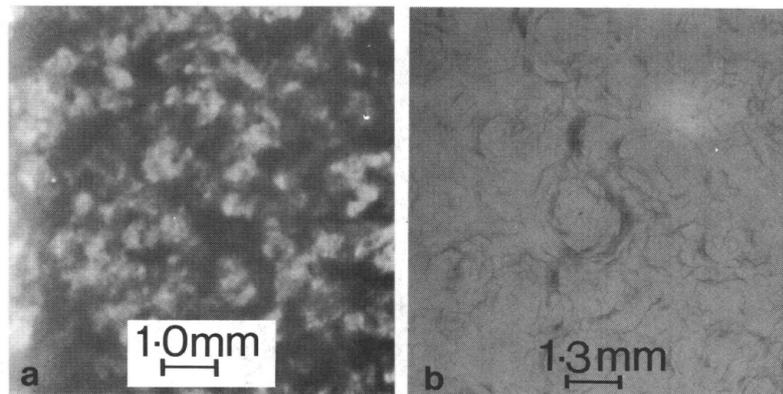


Figure 7. ZnS specimens (a) impacted by nominally 2 mm drops at 223 m s^{-1} in $1''$ (2.54 cm) hr^{-1} rain. (b) flown on an aircraft through heavy rain for $\approx 600 \text{ s}$ at $\approx 205 \text{ m s}^{-1}$

FIGURE A.2 – Comparaison de dommages observés en vol et sur bras tournant sur du ZnS (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994)

La Figure A.3 montre un échantillon de ZnS endommagé par un essai sur bras tournant. Les endommagements sont importants et largement au-delà de l'amorçage.

A.1.3 Fusée guidée sur rail – *Rocket sled*

En général, plusieurs spécimens sont attachés à l'avant d'une fusée guidée sur rail, propulsé à très grande vitesse et traversant une pluie artificielle comme à la base Holloman de l'US Air Force au Nouveau-Mexique (États-Unis) (Figure A.4). L'avantage de ce type de banc est de tester les échantillons dans des conditions proches des conditions réelles.

La piste de l'US Air Force permet d'atteindre des vitesses allant jusqu'à 2300 m s^{-1} (avec une précision de 100 m s^{-1}), la propulsion étant assurée par des moteurs de fusée. L'échantillon impacte de la pluie sur une longueur de 1800 m (J. E. FIELD, SEWARD

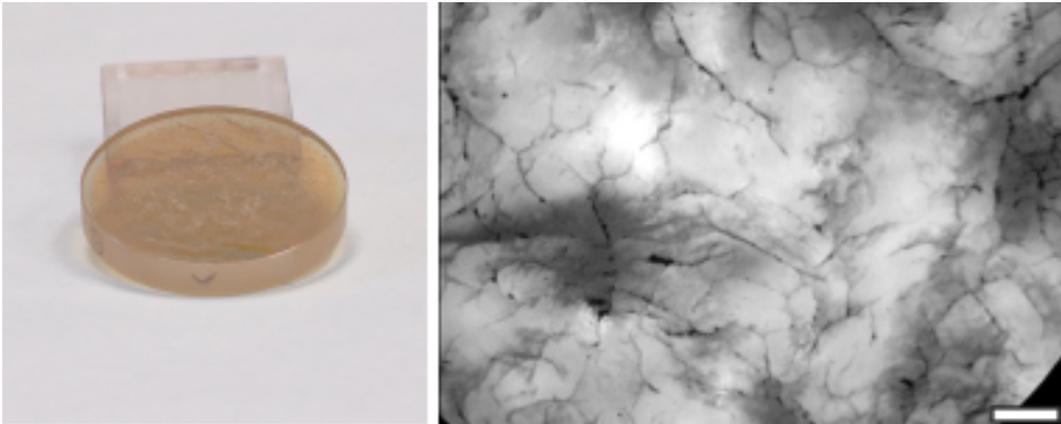


FIGURE A.3 – Visualisation du dommage sur un échantillon de ZnS CVD HIP exposé durant 3 min 36 s dans le bas tournant de l'AFRL (SULLIVAN et al., 2007)

et al., 1994). Ce banc d'essai offre une souplesse importante sur la taille des gouttes d'eau et l'intensité de la pluie testées. Des impacts unitaires à des localisations définies sur la piste peuvent également être effectués.

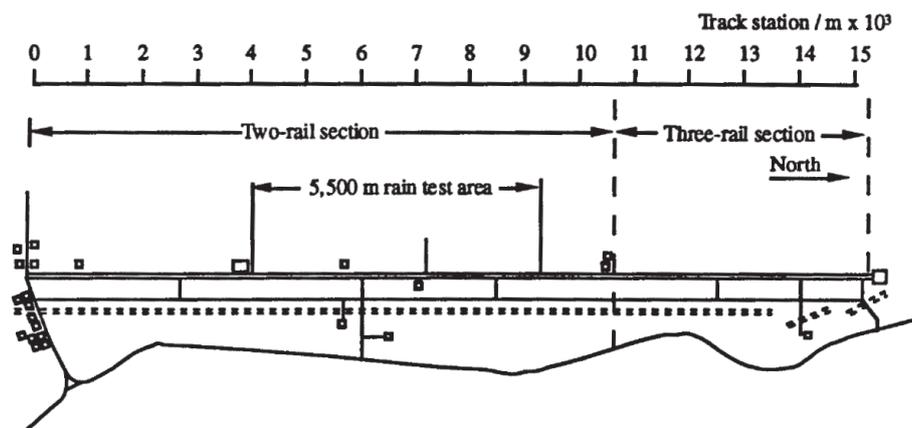


Figure 3.5 Test track facility at Holloman Air Force Base, New Mexico.

FIGURE A.4 – Piste d'essai de la base Holloman de l'US Air Force (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994)

Les principaux avantages de ce type de banc d'essai sont :

- la possibilité de tester des matériaux dans des conditions proches de la réalité (intégrés dans leur assemblage final) ;
- une bonne reproduction des conditions d'impacts réelles comme, par exemple, concernant les déformations des gouttes d'eau à proximité de l'équipement en mouvement ;
- des vitesses d'impact très importantes sont atteignables, sans force centrifuge ou contraintes sur la taille de l'échantillon.

Les principaux défauts de ce type de banc d'essais sont :

- le cout unitaire d'une campagne d'essai extrêmement élevé (entre 25 000\$ et 75 000\$ (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994) aux conditions économiques des années 1990) ;
- l'impossibilité de procéder à de longs essais ;
- la difficulté de contrôler et mesurer correctement les caractéristiques de la pluie impactée par l'échantillon, la vitesse d'entrée dans la pluie, la vitesse d'impact à travers la pluie et la séquence de ralentissement qui ne doit pas endommager l'échantillon.

A.1.4 Soufflerie – *Wind tunnel*

Quelques usages de souffleries sont reportés dans littérature dans le cadre d'études de pluvio-érosion, essentiellement au sein de la soufflerie de l'ONERA à Modane (FASSO, 1967) (Figure A.5). L'avantage de ce banc d'essai est qu'il permet de se rapprocher des conditions réelles pour tester des produits finaux et offre une plage de vitesses atteignables quasiment continue. La vitesse maximum atteinte sur la soufflerie de l'ONERA est de 130 m s^{-1} (FASSO, 1967). Des gouttes de 0.8 mm à 2 mm de diamètre peuvent être utilisées. Afin d'éviter leur atomisation, la pression de sortie du circuit hydraulique générant les gouttes d'eau est liée à la vitesse de la soufflerie. En revanche, le cout de ce type d'essai est particulièrement important étant donné la quantité d'énergie nécessaire pour faire fonctionner la soufflerie.



FIGURE A.5 – Soufflerie de l'ONERA (Modane, France)

A.1.5 SIJA – *Single impact jet apparatus*

Ce type de banc d'essai imaginé par le laboratoire *Cavendish* de l'université de Cambridge (Royaume-Uni) est capable de générer des jets cohérents, stables, unitaires et répétables

avec un front incurvé impactant un échantillon. Ce banc d'essai reproduit la géométrie liquide/solide lors de la phase *compressible* de l'impact (Sous-sous-section 1.2.3.1). La durée pendant laquelle la pression de Bernoulli (phase *incompressible*) est appliquée est néanmoins plus longue.

Le fonctionnement du SIJA est le suivant (Figure A.6) :

- un projectile en plomb **A** est tiré par un pistolet à air comprimé **B**.
- Ce projectile **A** heurte un diaphragme **C** fermant une buse **D** remplie d'eau.
- Le diaphragme **C** qui ferme la buse **D** est mise en mouvement et chasse l'eau contenue dans la buse **D**.
- Un jet cohérent et stable (Figure A.7) est généré par la buse **D** à une vitesse allant de 3 à 10 fois celle du projectile et impacte la cible **E**.

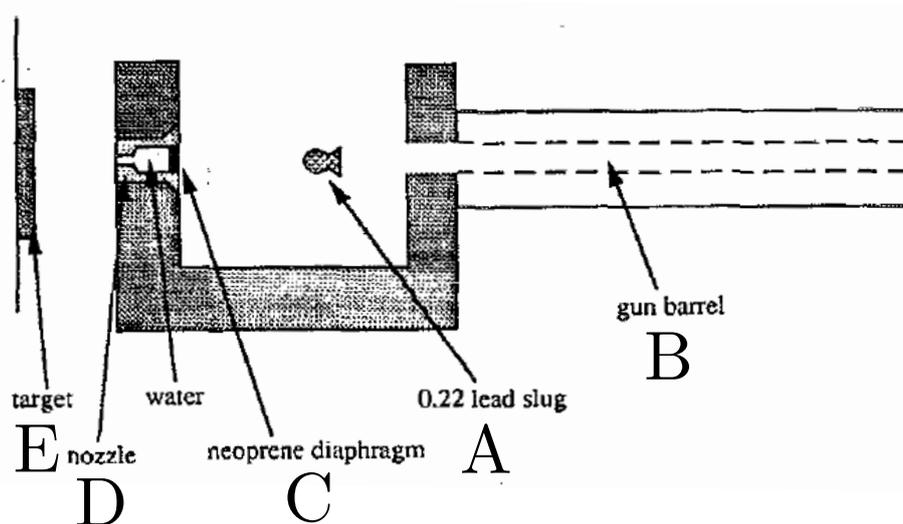


FIGURE A.6 – Représentation schématique en coupe du SIJA (HAND et al., 1991)

Les avantages de ce type de banc sont :

- un large choix de vitesses possibles : jusqu'à 1000 m s^{-1} . Avec d'autres systèmes de mise en mouvement du projectile, des vitesses allant jusqu'à 4000 m s^{-1} ont même été atteintes (J. E. FIELD, LESSER et TABOR, 1997 ; D. M. WILLIAMSON, 2020).
- Un large choix de tailles de jet possibles permettant d'obtenir des gouttes équivalentes de toutes tailles à différentes vitesses (Figure A.9).
- Le faible coût unitaire de chaque essai.
- Les jets ne sont pas soumis à des effets aérodynamiques aléatoires qui modifient leur forme.

- Les échantillons ne sont pas soumis à d'autres sollicitations.
- Les impacts sur l'échantillon testé peuvent être positionnés précisément.
- Le banc a été largement diffusé à travers le monde et permet de comparer les résultats des différents laboratoires.

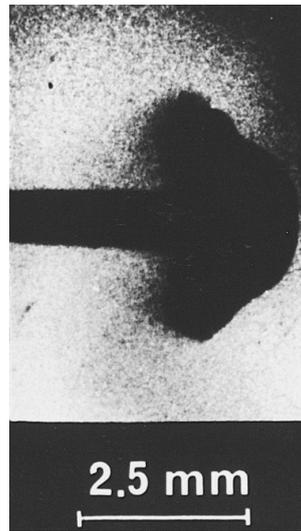


FIGURE A.7 – Jet produit par un SIJA à $\approx 600 \text{ m s}^{-1}$ (J. FIELD et al., 1979)

Les inconvénients de ce type de banc sont :

- la criticité de la buse dont la géométrie joue sur la forme et la cohérence du jet ;
- l'impossibilité de mener de longues campagnes d'essais : le banc doit être réinitialisé manuellement (remplissage de la buse, position initiale du projectile en plomb, mise en pression du pistolet à air) ;
- la criticité du remplissage manuel de la buse qui joue sur la vitesse du jet en sortie ce qui peut entraîner des problèmes de reproductibilité.

Ce type de banc existe sous différentes formes (J. FIELD et al., 1979 ; SHI et TAKAYAMA, 1995 ; WEEKS et al., 2001 ; MATTHUJAK et al., 2012). En général, ces appareils ont le même fonctionnement mais utilisent des méthodes d'accélération du projectile différentes (air comprimé, arme à feu ou charge explosive).

A.1.6 MIJA – *Multiple impacts jets apparatus*

Le MIJA est l'évolution automatisée du SIJA (Annexe A.1.5). Il repose sur le même principe : générer des jets répétables et cohérents pour reproduire la géométrie de l'impact lors de la phase *compressible* (DAVIES et J. E. FIELD, 1989 ; SEWARD, PICKLES et J. E. FIELD, 1990 ; E. COAD et al., 1998 ; DANIEL C. HARRIS, 1999 ; KENNEDY et J. E. FIELD, 2000).

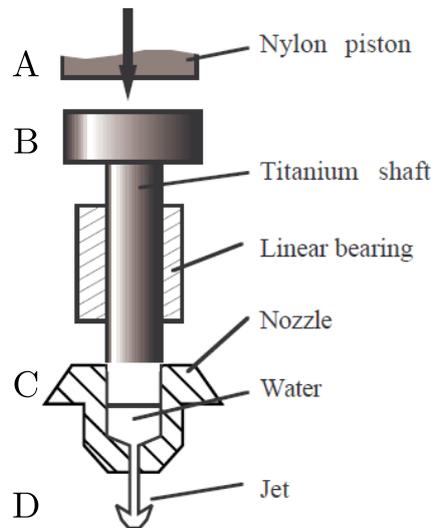


FIGURE A.8 – Représentation schématique du MIJA (E. COAD et al., 1998)

Le fonctionnement du MIJA (Figure A.8) est le suivant :

- de l'air est mis sous pression dans un réservoir et la buse **C** est remplie d'eau.
- Le réservoir d'air comprimé libère l'air pour mettre un piston en nylon **B** en mouvement.
- Le piston en nylon **B** heurte à haute vitesse un axe en titane **B** guidé dans la buse **C**.
- Le déplacement rapide de l'axe en titane **B** dans la buse **C** expulse l'eau contenue dans la buse et crée un jet **D**.

Le MIJA est entièrement automatisé et permet de générer jusqu'à 20 impacts par minutes avec une répétabilité de vitesse inférieure à 1% selon les constructeurs. Néanmoins, les relevés de vitesse fournis par le laboratoire laissent penser qu'en considérant que les vitesses suivent une loi normale autour d'une vitesse cible et en utilisant intervalle de confiance à 95%, l'incertitude est d'environ 8.5% sur la vitesse d'impact réelle. Le MIJA permet de simuler une distribution d'impact correspondant à une pluie donnée². La vitesse des jets générés est de 20 m s^{-1} à 650 m s^{-1} en faisant varier la pression du réservoir d'air comprimé. Ainsi, des séries d'impacts à différentes vitesses peuvent être effectuées sur un seul échantillon en utilisant différentes positions (129 points d'impacts pour un échantillon de ZnS de 68 mm de diamètre (D. M. WILLIAMSON, 2020 ; D. WILLIAMSON, 2020)).

Le MIJA peut générer des jets de différents diamètres (correspondant à différentes buses) mais le diamètre de buse de 0.8 mm a été adopté comme standard (J. E. FIELD, SEWARD

2. Des hypothèses d'iso-dommages doivent être faites concernant la taille des gouttes étant donné que le MIJA n'est pas modulaire sur ce paramètre.

et al., 1994). (KENNEDY et J. E. FIELD, 2000) ont montré à partir de résultats expérimentaux (dépouillement d'essais et visualisations haute vitesse) que les jets qui émergent de buses de grands diamètres ont un front plus sphériques que les jets qui émergent de buses de petits diamètres.

Ainsi, le MIJA possède l'ensemble des avantages du SIJA, l'automatisation et la rapidité d'exécution en plus.

Comme évoqué précédemment (Annexe A.1.5), une loi d'équivalence de dommage a été déterminée entre la vitesse d'impact du jet normé de 0.8 mm de diamètre et une goutte sphérique (Figure A.9). Cet abaque a été déterminé à partir de la comparaison de dommage sur du PMMA entre le SIJA et une goutte d'eau sphérique (HAND et al., 1991). À partir de l'Équation (1.41), il est également possible d'extrapoler cette loi pour déterminer la vitesse de la goutte équivalente de 2 mm de diamètre (Figure A.10).

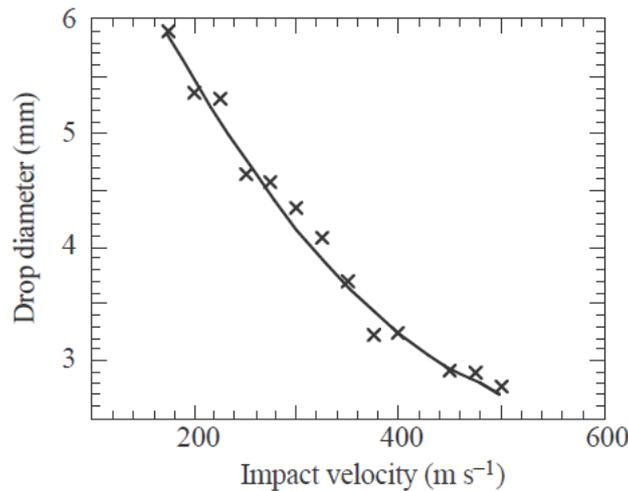


FIGURE A.9 – Loi d'équivalence entre un jet de 0.8 mm produit par un SIJA et une goutte sphérique (J. E. FIELD, 1999)

L'équation d'équivalence du jet MIJA de 0.8 mm de diamètre et de la goutte sphérique de 2 mm de diamètre est donnée par (GOHARDANI et al., 2012) :

$$v_{2mm} = C_0 + C_1 v_{MIJA} + C_2 v_{MIJA}^2 + C_3 v_{MIJA}^3 \quad (\text{A.1})$$

Avec :

- v_{2mm} : vitesse de la goutte équivalente de 2 mm de diamètre ;
- v_{MIJA} : vitesse du jet MIJA de 0.8 mm de diamètre
- $C_0 = 2.486 \text{ m s}^{-1}$;

- $C_1 = 1.6676$;
- $C_2 = -0.001\,546\,8\text{ s m}^{-1}$;
- $C_3 = 8.9636 \times 10^{-7}\text{ s}^2\text{ m}^{-2}$.

Il faut noter que cette équation est celle de Hand et a remplacé celle de Rickerby. De manière analogue, (D. WILLIAMSON, 2020) propose l'inverse de cette loi d'équivalence (Figure A.10) avec :

$$v_{MIJA} = C'_0 + C'_1 v_{2mm} + C'_2 v_{2mm}^2 + C'_3 v_{2mm}^3 \quad (\text{A.2})$$

Avec :

- $C'_0 = -0.479\,12\text{ m s}^{-1}$;
- $C'_1 = 0.580\,32$;
- $C'_2 = 3.8774 \times 10^{-4}\text{ s m}^{-1}$;
- $C'_3 = 2.9789 \times 10^{-7}\text{ s}^2\text{ m}^{-2}$.

(A. DEOM et al., 1999) a également proposé une loi à partir du temps d'incubation $t_{0,1}$ correspondant à la perte de 10% de transmittance optique de $3.5\text{ }\mu\text{m}$ à $6\text{ }\mu\text{m}$ entre le MIJA et le bras tournant de SAAB. La loi suit la même tendance mais est légèrement différente (Figure A.10) :

$$v_{2mm} = 1.21 v_{MIJA} \quad (\text{A.3})$$

La comparaison des différentes lois d'équivalences du MIJA montre les deux lois de Hand et al. et Williamson (Équations (A.1) et (A.2)) sont *empiriquement* inverses. La Figure A.10 montre que les deux courbes se superposent parfaitement. De plus, la loi d'équivalence proposée par Déom et al. (Équation (A.3)) est proche de ces dernières, bien qu'obtenue par une méthode différente (perte de transmittance optique). On peut donc conclure d'après ces différentes lois d'équivalences que la vitesse de la goutte équivalente de 2 mm de diamètre est toujours plus importante que la vitesse du jet MIJA. Le Figures A.9 et A.10 indiquent également que plus la vitesse des jets MIJA est faible, plus le dommage qu'ils produisent correspond à celui d'une goutte de grande taille. Aussi, grâce aux lois d'équivalences et à partir des données de chargement du MIJA (vitesse des jets), il est possible :

- soit de travailler à taille de goutte constante (en général 2 mm de diamètre) et d'obtenir la vitesse équivalente de cette goutte ;
- soit de travailler à vitesse constante (la vitesse des jets MIJA) et d'obtenir le diamètre de la goutte équivalente.

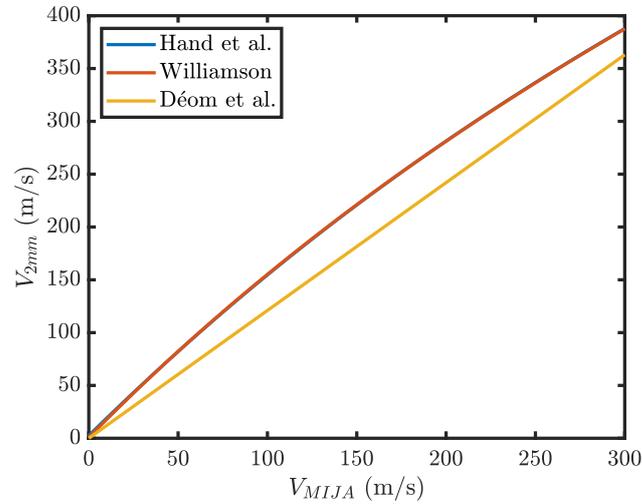


FIGURE A.10 – Comparaison des lois d'équivalences de (HAND et al., 1991), (D. WILLIAMSON, 2020) et de (A. DEOM et al., 1999) pour un jet MIJA de 0.8 mm de diamètre et une goutte équivalente sphérique de 2 mm de diamètre

Des mesures de diamètres équivalents ont été effectuées sur les quelques visuels de jets SIJA ou MIJA existants. Celles-ci sont cohérentes avec la loi de (HAND et al., 1991) (Figure A.9). La démarche adoptée pour déterminer l'abaque d'équivalence goutte/jet semble donc pertinente.

Par ailleurs, (ADLER, 1999) a proposé une autre loi d'équivalence qui se corrèle très peu avec celles de Hand et al. et de Williamson en s'appuyant sur le rayon de courbure d'une partie du front du jet (Figure A.11).

(BOURNE, 2005) a déterminé la différence de chargement entre les jets MIJA et les gouttes sphériques à partir d'une corrélation expérimentale et numérique de l'impact de jets de 1.6 mm de diamètre lancés à 600 m s^{-1} sur du PMMA. Sa principale conclusion est que le chargement provoqué par un jet est plus localisé et moins diffus que le chargement provoqué par une goutte sphérique. Ceci entraîne donc une réponse différente du matériau. (ADLER et JAMES, 1983) ont effectué une étude comparative entre le dommage causé par un MIJA et le banc d'essai GRCI (Annexe A.1.7) sur du ZnS CVD en utilisant la loi d'équivalence du laboratoire Cavendish. Ainsi, la densité et la longueur des dommages circonférentiels produits sont plus importantes avec l'impact GRCI. De plus, il existe des différences significatives concernant la propagation des fissures en profondeur dans le substrat. Les diamètres de la zone centrale non-endommagée observés sur essai MIJA sont quasiment deux fois plus importants que ceux observés sur essai GRCI. La variation de la taille de la zone non-endommagée en fonction de la vitesse est beaucoup plus faible de celle observée sur GRCI.

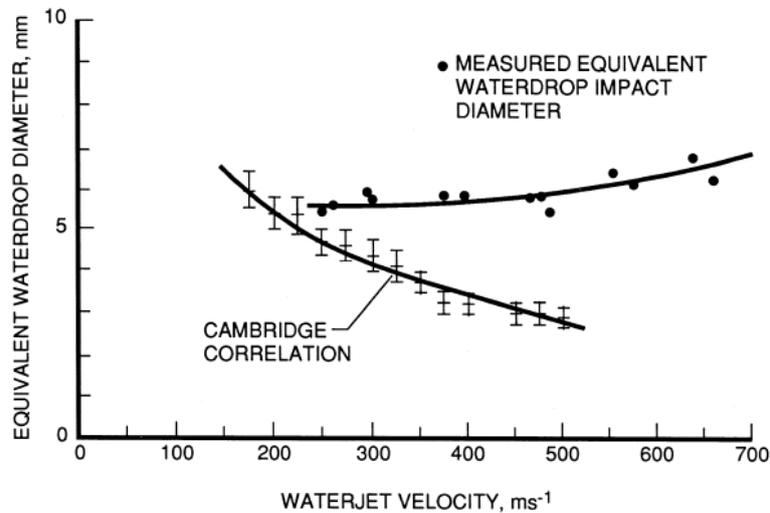


FIGURE A.11 – Loi d'équivalence de (ADLER, 1999) entre une goutte de 2 mm de diamètre et un jet d'eau

Le principal inconvénient du MIJA est qu'il produit des jets et non pas des gouttes sphériques qui correspondent, à priori, mieux à la forme réelle des gouttes impactées dans l'environnement. Néanmoins, cet aspect n'est pas problématique étant donné la physique de l'impact (la phase initiale de pression coup de bélier est bien reproduite par un jet) et que la forme réelle des gouttes à l'instant de l'impact n'est pas connue³. (ADLER et JAMES, 1980) a défendu l'idée qu'une goutte passant à travers l'onde de choc précédant un solide avançant à vitesse supersonique dans l'air aura la forme d'un jet à cause de la déformation causée par l'onde de choc. Aussi, à basse vitesse (jusqu'à 200 m s^{-1} à 250 m s^{-1}), selon la loi d'équivalence jet/goutte (Figure A.9), le MIJA produit de grosses gouttes, qu'il n'est pas possible de rencontrer en conditions réelles (Figure 1.4). En revanche, ses avantages sont nombreux (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994) :

- faible coût de la campagne d'essai ;
- facilité et flexibilité d'utilisation (contrôlé par ordinateur) ;
- courte durée des essais ;
- bonne reproductibilité ;
- bonne reproduction de dommages vus dans la réalité (pièces en vol) (SEWARD, PICKLES et J. E. FIELD, 1990 ; E. COAD et al., 1998) (Figure A.12) ;
- automatisation du positionnement et de l'orientation de la cible ;

3. Les papiers du laboratoire *Cavendish* défendent souvent l'utilisation de jets par rapport à l'utilisation de goutte sphérique en utilisant cet argument.

- plusieurs points d'impact sur un seul échantillon permettant de déterminer un seuil d'endommagement plus facilement et de simuler une pluie type ou normalisée.

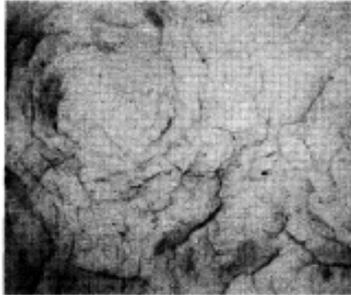


Figure 15. ZnS flown on an aircraft through rain

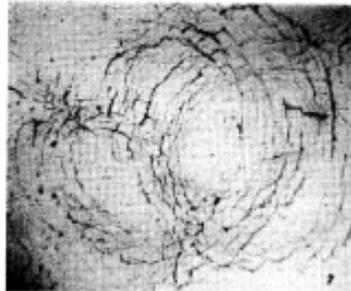


Figure 16. ZnS impacted on MIJA

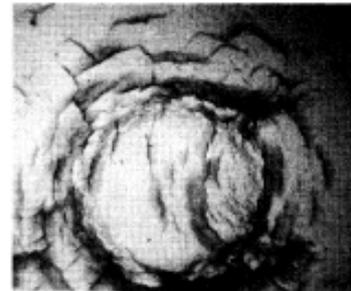


FIGURE A.12 – Comparaison du dommage produit sur du ZnS par un MIJA avec les conditions réelles sur avion (SEWARD, PICKLES et J. E. FIELD, 1990)

Enfin, l'étude de (A. DÉOM et al., 2005), s'appuyant sur le fait que les jets simulent correctement des gouttes d'eau, a montré expérimentalement que l'utilisation du MIJA permet de correctement simuler les conditions réelles d'exposition à la pluie. Une autre analyse statistique de la densité de fissures des échantillons fortement endommagés menée par (CASE et al., 1984) a permis de montrer que les dommages produits par un MIJA ou par des impacts de goutte d'eau sont similaires.

A.1.7 Impacts balistiques – *Balistic impacts*

Le principal défaut des bras tournant ou des SIJA/MIJA est qu'ils ne produisent pas des gouttes sphériques. Pour se faire, un banc a été conçu par l'entreprise GRCI à Santa Barbara (Californie, États-Unis) (ADLER et JAMES, 1979). Un banc d'essai analogue a également été utilisé au laboratoire *Cavendish* de Cambridge (HAND et al., 1991).

Son principe est le suivant :

- une goutte sphérique est générée par une aiguille hypodermique. Le liquide est un mélange de 80% d'eau et de 20% d'éthylène glycol ($C_2H_6O_2$) afin d'éviter l'évaporation de la goutte (pression de 10 Pa).
- La goutte tombe sous l'effet de la gravité et passe à travers un faisceau de lumière.
- Le faisceau de lumière déclenche la mise en mouvement de l'échantillon à grande vitesse (déflagration explosive).

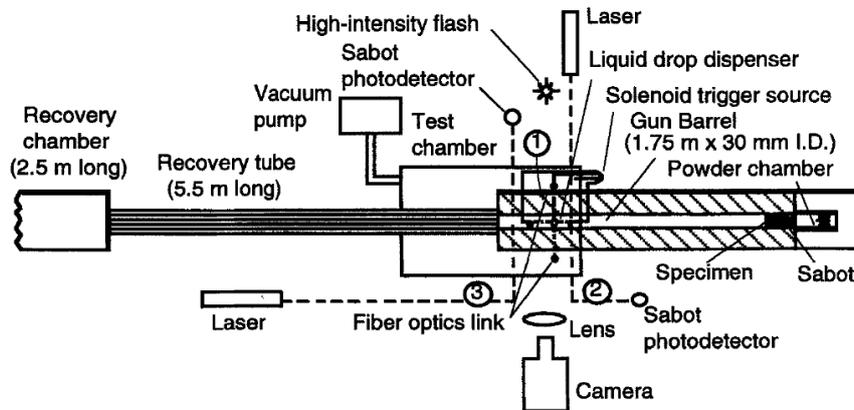


Fig. 7.29. Hydrometeor Impact Facility at GRC International hurls an optical specimen at speeds up to Mach 3 at a single, well-characterized, spherical waterdrop.³²

FIGURE A.13 – Schéma du banc d'essai de GRCI (DANIEL C. HARRIS, 1999)

- L'échantillon impacte la goutte à une vitesse mesurée par un double faisceau laser, et est ensuite ralenti. L'impact est photographié afin de déterminer la forme exacte de la goutte à l'instant de l'impact.

Les avantages de ce banc sont :

- des impacts de gouttes sphériques, ou de gouttes dont la forme à l'impact est connue et maîtrisée avec mise en mouvement de l'éprouvette. Les configurations de l'essai sont donc proches de celles de la réalité ;
- une très bonne reproductibilité ;
- les différents angles d'impacts possibles.

Les inconvénients de ce type de banc d'essai sont :

- la difficulté de ralentir l'échantillon sans l'endommager ;
- le temps nécessaire pour effectuer un impact ce qui entraîne une très faible fréquence d'impact ;
- la conception complexe du banc (pression réduite, synchronisation de l'échantillon et de la goutte) ;
- l'impossibilité de positionner avec précision les impacts sur l'échantillon testé ce qui rend les études mono-site et multi-impacts complexes.

L'intérêt de ce banc est que la réponse du matériau obtenue peut-être associée à une géométrie de goutte bien connue. Néanmoins, l'utilisation de ce type de banc d'essai est complexe (vide d'hélium, temps d'initialisation) et le rend inapproprié au-delà de plusieurs impacts car il a été conçu pour effectuer des impacts à très haute vitesse, donc en faible quantité.

A.1.8 Billes de polymères – *Polymer beads*

Plusieurs laboratoires ont tenté de corrélérer la réponse du matériau à l'impact de solide et à l'impact liquide. Une attention plus importante a été portée sur l'impact par des billes en polymères.

(ADLER et JAMES, 1979 ; ADLER et JAMES, 1980 ; ADLER, 1999) a défendu l'idée que l'impact par des billes de nylon produisait les mêmes dommages que des gouttes d'eau pour des vitesses d'impact comprises entre Mach 3 et Mach 5. Les observations microscopiques des matériaux endommagés sous impact liquide ou sous impact solide par bille de nylon ont révélé des configurations de fissures similaires. (ADLER et JAMES, 1980) ont expérimentalement observé que les corrélations entre des impacts avec des gouttes sphériques (obtenus sur banc de type GRCI) et le MIJA sont plus faibles que celles obtenues avec des impacts solides de type billes de nylons.

Néanmoins, (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994) ont souligné que si, qualitativement, les phénomènes sont comparables, surtout à haute vitesse, quantitativement, les différences sont importantes. Ainsi, peu d'études de la littérature justifient les corrélations entre impacts liquides et solides avec des billes de nylon.

Ce type de banc d'essai, en raison de sa simplicité d'utilisation, a été récemment remis en œuvre par (FRAISSE et al., 2018) pour étudier l'érosion de pâles d'éoliennes à l'aide de bille de NBR. La Figure A.14 montre le fonctionnement du SPIFT utilisé pour étudier l'impact liquide : il consiste en un canon à air qui projette les bille de NBR de 6 mm de diamètre contre le matériau à étudier.

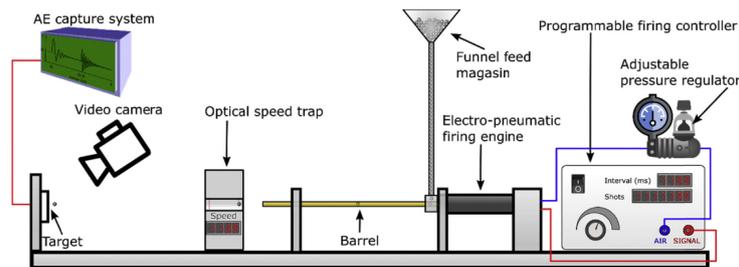


FIGURE A.14 – Principe du SPIFT (FRAISSE et al., 2018)

A.1.9 Jet interrompu (PJET) – *Pulsating jet erosion tester*

Le premier banc d'essais de type jet interrompu a été décrit par Engel en 1957 et a été utilisé dans l'industrie aéronautique. Plus récemment, le centre de recherche d'Airbus (Munich, Allemagne) a développé un banc de ce type (Figure A.15) (JONSSON, 2007).

La *Technical University of Denmark* a aussi conçu et fabriqué une version de ce banc d'essai (S. ZHANG et al., 2015) et l'entreprise *Ducom* commercialise également un banc d'essai de ce type. Une version adaptée de ce banc d'essai avec deux disques synchronisés a été utilisée par (MABROUKI et al., 2000). Le principe de ce banc d'essai est le même que celui du *SIJA* et du *MIJA* : un jet cause une sollicitation mécanique similaire à celle d'une goutte si son front est sphérique.

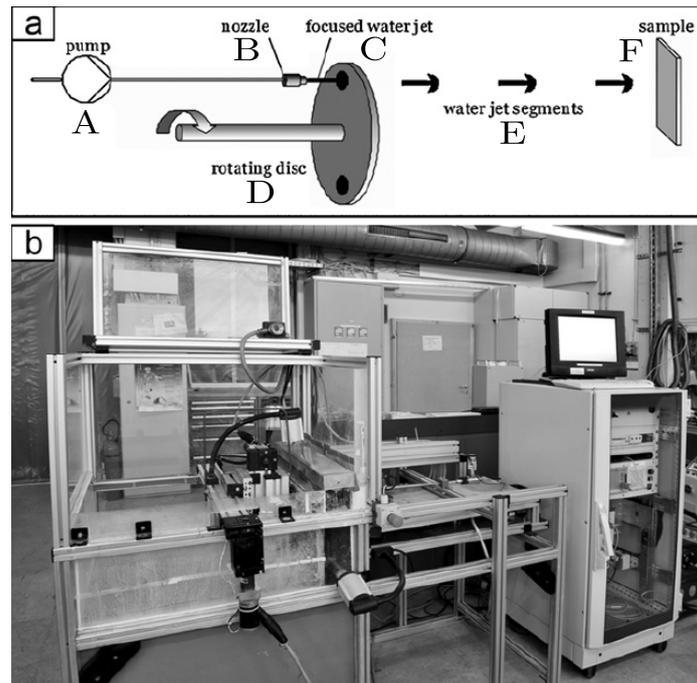


FIGURE A.15 – Principe du PJET et PJET d'Airbus (TOBIN, YOUNG et al., 2011)

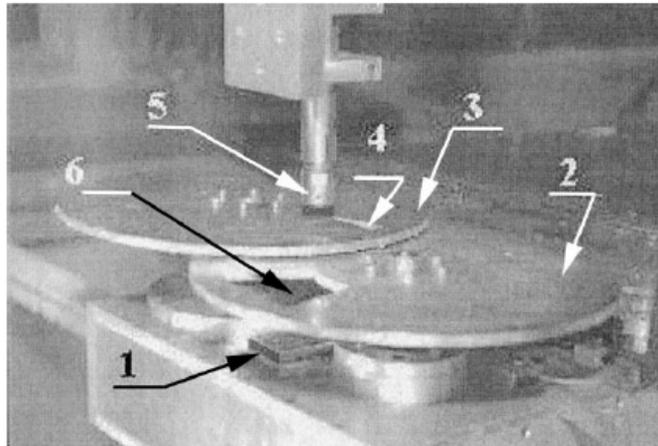


Fig. 22. This control exposure time test-bed is used to carry out impact tests on coating-substrate samples. The coming waterjet, which is injected through a nozzle (5) strikes the specimen (1). The exposure time is delayed by means of two rotating chopper disks (2,3) which are slotted (4,6).

FIGURE A.16 – PJET utilisé par (MABROUKI et al., 2000)

Le principe de fonctionnement de ce banc d'essai est :

- un jet continu et cylindrique **C** est généré par une buse **B** et une pompe haute pression **A** (plusieurs centaines de bar).
- Un disque percé **D** tournant à plusieurs centaines, voire plusieurs milliers de tours par minutes *coupe* le jet d'eau **C** et le divise en *mini-jets* d'eau **E**.
- Les mini-jets d'eau **E** impactent l'échantillon **F**.

La vitesse des jets impactant l'échantillon dépend de la pression de sortie de la pompe. Le défaut principal de ce type de banc est son manque de reproductibilité et de précision (J. E. FIELD, SEWARD et al., 1994). De plus, l'utilisation d'une pompe à piston peut engendrer des oscillations de pression, et donc de la vitesse des jets.

La caractérisation du banc d'essais d'*Airbus* a conclu sur les aspects suivants (JONSSON, 2007) :

- il produit des résultats fiables et permet de comparer la résistance à la pluvio-érosion de différents matériaux de manière similaire aux autres méthodes de tests utilisées.
- Les jets produits ne sont pas directement comparables à ceux produits par le **MIJA** de Cavendish : leurs fronts sont plus pointus que ceux du **MIJA** qui sont plus aplatis. Les jets du **PJET** d'*Airbus* sont donc plus proches de la géométrie réelle d'une goutte d'eau. *Aucune conversion n'est donc nécessaire entre la taille des jets et la taille de la goutte simulée.*

- Les dommages produits sont plus concentrés que ceux produits par [MIJA](#) car les jets latéraux produits sont moins importants. Ceci a été déterminé par une étude comparative sur un matériau revêtu d'une résine d'époxy.

Un inventaire des [PJET](#) existant dans la littérature est disponible en [Annexe A.3](#) ([Tableau A.2](#)).

A.2 Inventaire des bras tournant de la littérature

Cette annexe regroupe un inventaire de bras tournants existants dans le monde ainsi que leurs principales caractéristiques :

- localisation (pays, ville ou institution) ;
- nombre d'échantillons testés simultanément ;
- vitesse de rotation maximum (en tr min^{-1}) ;
- rayon du bras (en cm) ;
- vitesse d'impact maximum (en m s^{-1}) ;
- diamètres des gouttes générées dans l'enceinte (en mm) ;
- intensité de la pluie générée dans l'enceinte (en mm h^{-1}).

TABLEAU A.1 – Inventaires de bancs de type *bras tournant* dans le monde

Nom	Localisation	Nombre d'échantillons testés	Vitesse(s) maximum de rotation du bras (tr/min)	Rayon du bras (cm)	Vitesse(s) maximum testée(s) (m/s)	Diamètre(s) des gouttes (mm)	Intensité(s) de la pluie (mm/h)
AFRL Rain Erosion Test Apparatus	University of Dayton Research Institute, OH, Etats-Unis	2	2373	122	290	1.8 - 2.2	25.4
Bell Helicopter Rain Erosion Test Apparatus	Fort Worth, TX, Etats-Unis	2	2100	122	268	1.25 - 3.1	76.2
DERA Rain Erosion Test apparatus	Defence Evaluation and Research Agency, Farnborough, Royaume-Uni	2	1600	145	240	2	25.4
R&D Rain Erosion Tester	6 entreprises dans le monde	3	-	-	173	2.0 / 3.5	29 - 53
SAAB-SCANIA Rain Erosion Test Apparatus	Linköping, Suède	1	1310	219	300	1.2 / 1.6 / 2	1.4 - 25
Dornier Rain Erosion Test Apparatus	Friedrichshafen, Allemagne	2	7950	120	1000	0.5 - 1.7	1.8 - 320
WARER	University of Limerick, Irlande	1	2830	60	180	2	25.4
WDIE Rig	Concordia University, Montréal, Canada	2	20 000	23	500	0.45 / -	-
R&D A/S Rain Erosion Tester	DTU Riso, Roskilde, Danemark Polytech, Danemark LM Wind Power, Danemark ORE Catapult, Royaume-Uni	3	-	-	63 - 224	0.4 - 2.5	24 - 56
WARER	University of Strathclyde, Glasgow, Royaume-Uni	1	1400		150	-	-

A.3 Inventaire des PJET de la littérature

Cette annexe regroupe un inventaire de PJET existants dans le monde ainsi que leurs principales caractéristiques :

- localisation (pays, ville et institution) ;
- vitesse des jets produits (m s^{-1}) ;
- diamètre des buses utilisées (mm) ;
- pression maximum de la pompe (bar) ;
- débit maximum de la pompe (L min^{-1}) ;
- vitesse de rotation maximum du hacheur (tr min^{-1}) ;
- diamètre des trous du hacheur (mm) ;
- fréquence d'impact (Hz) ;
- distance buse échantillon (mm).

f

TABLEAU A.2 – Inventaire des **PJET** existant dans la littérature

Localisation	Vitesse des jets (m s^{-1})	Diamètres de buse (mm)	Pression maximum pompe (bar)	Débit maximum pompe (L min^{-1})	Vitesse de rotation maximum du hacheur (tr min^{-1})	Diamètres trou hacheur (mm)	Fréquence d'impacts (Hz)	Distance échantillon buse (mm)
EADS - Ottobrun (Allemagne)	225	0.8	500	15	3200	10	400	60
SETU - Carlow (Irlande)	70-160	0.84	150	4.5	900	-	40-80	100
DUCOM	25-250	-	-	8	1200	-	-	-
DTU - Lyngby (Danemark)	15-157	0.84	200	16	≥ 840	1-10	1-60	-
University of Twente - Hengelo (Pays-Bas)	0-187	0.6-1.6	180	-	600	-	20-200	-
Niigata University - Niigata (Japon)	100-220	0.85	350	-	1200	10	160	60
ONERA - Palaiseau (France)	180-850	0.1-0.5	4000	-	-	-	-	-

A.4 Cahier des charges du banc d'essai

Le cahier des charge utilise le terme "jet" à remplacer par "goutte" selon la technologie de banc d'essai considérée.

Les conditions de flexibilités sur les exigences des fonctions du banc sont les suivantes :

- **F0** : fonctionnalité élémentaire du banc d'essai, non-négociable ;
- **F1** fonctionnalité secondaire du banc d'essai, peut-être remplacée par d'autres méthodes ou fonctions ultérieurement et ne met pas en péril l'utilisation du banc d'essai pour l'étude de l'amorçage de l'endommagement du ZnS CVD HIP sous impacts liquides ;
- **F2** fonctionnalité annexe du banc d'essai, n'est pas essentiel dans le cadre des travaux présentés dans ce manuscrit.

TABLEAU A.3 – Cahier des charges du banc d'essai

Intitulé de la charge	Critère d'appréciation	Niveau d'appréciation	Flexibilité
Créer un impact liquide/solide	Vitesses d'impacts	50 m s ⁻¹ à 300 m s ⁻¹	F0
Piloter la forme du jet	Rayon d'attaque Diamètre du jet Longueur du jet	0.5 mm à 5 mm 0.6 mm à 2 mm 5 mm à 100 mm	F0
Piloter le nombre d'impacts	Mesure du nombre d'impacts Gestion du nombre d'impacts	1 - 3000 impacts Oui	F0
Permettre l'étude mono-site	Répétabilité bi-directionnelle du positionnement	10 µm	F0
Positionner les impacts	Précision du positionnement bi-directionnel	10 µm	F0
Empêcher le dépôt d'un film d'eau	Présence d'eau sur l'échantillon avant impact	Absence d'eau à l'impact	F0
Protéger l'opérateur	Arrêt d'urgence Temps arrêt d'urgence	Oui Max 2 s	F0
Permettre des études rapides	Fréquence d'impact	4 min ⁻¹ à 10 min ⁻¹	F0
Être répétable	Répétabilité du rayon d'attaque Répétabilité du diamètre du jet Répétabilité de la longueur du jet	5%	F0
Maitriser la température de l'eau	Refroidissement de l'eau	15 °C à 30 °C	F0
Réutiliser l'eau	Recirculation de l'eau Filtration de l'eau	Oui Oui	F0
Simuler une pluie	Multi-positionnement d'impacts Automatisation du positionnement	Oui Oui	F1
Maitriser l'angle d'impact	Angle d'impact possibles Répétabilité de l'angle	0° à 70° 5%	F1 F1
Mesurer la vitesse du jet	Précision de la mesure Exactitude de la mesure Incertitude de la mesure	±2 m s ⁻¹ 5 m s ⁻¹ max 3%	F1
Créer un impact supersonique	Vitesse d'impact maximum	300 m s ⁻¹ à 600 m s ⁻¹	F2
Piloter la température de l'échantillon	Température de l'échantillon	-30 °C à 150 °C	F2
Mettre l'échantillon sous charge (flexion)	Déformation au centre de l'échantillon	0 µm à 10 µm	F2

A.5 Comparaison des solutions PJET et SIJA

Le [Tableau A.4](#) est un comparatif des deux types de banc d'essais. Il se base notamment sur les références de la littérature.

TABLEAU A.4 – Comparaison des principales caractéristiques des banc d'essai de type **PJET** et **SIJA**

Intitulé de la charge	Critère d'appréciation	Jet interrompu	SIJA
Créer un impact liquide/solide avec des jets	Vitesses d'impacts	De 70 m s^{-1} à 170 m s^{-1} pour une buse de $\emptyset 0.8 \text{ mm}$ et une pompe 300 bar	Variable et flexible (selon technologie utilisée) De 100 m s^{-1} à 300 m s^{-1}
Piloter la forme du jet	Rayon d'attaque Diamètre du jet Longueur du jet	A déterminer 0.6 mm à 2 mm 10 mm à 100 mm	A déterminer 0.6 mm à 2 mm A déterminer
Piloter le nombre d'impacts	Mesure du nombre d'impacts Gestion du nombre d'impacts	Oui Oui	Oui Oui
Permettre l'étude mono-site	Répétabilité bi-directionnelle du positionnement	$10 \mu\text{m}$ (même instrumentation)	
Positionner les impacts	Précision du positionnement bi-directionnel	$10 \mu\text{m}$ (même instrumentation)	
Empêcher le dépôt d'un film d'eau	Présence d'eau sur l'échantillon avant impact	Oui	Oui
Protéger l'opérateur	Arrêt d'urgence Temps arrêt d'urgence	Oui 2 s à 4 s	Oui Instantané
Permettre des études rapides	Fréquence d'impact	4 min^{-1} à 10 min^{-1}	1 min^{-1} à 2 min^{-1}
Être répétable	Répétabilité du rayon d'attaque Répétabilité du diamètre du jet Répétabilité de la longueur du jet	A déterminer	A déterminer
Maitriser la température de l'eau	Refroidissement de l'eau	15°C à 30°C	Pas d'échauffement de l'eau
Réutiliser l'eau	Recirculation de l'eau Filtration de l'eau	Oui Oui	Oui Oui
Simuler une pluie	Multi-positionnement d'impacts Automatisation du positionnement	Oui Oui	Oui Oui
Maitriser l'angle d'impact	Angle d'impact possibles Répétabilité de l'angle	0° à 70° 5%	0° à 70° 5%
Mesurer la vitesse du jet	Précision de la mesure Exactitude Incertitude de la mesure	A déterminer (même instrumentation)	
Créer un impact supersonique	Vitesse d'impact maximum	Vitesse supersonique difficile	Vitesse supersonique envisageable
Piloter la température de l'échantillon	Température de l'échantillon	-30°C à 150°C (même instrumentation)	
Mettre l'échantillon sous charge (flexion)	Déformation au centre de l'échantillon	$0 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$	

A.6 Dispositifs expérimentaux utilisés

Au cours des des travaux présentés dans ce manuscrit, divers dispositifs expérimentaux qu'ils convient de présenter succinctement ont été utilisés. Certains de ses appareils n'ont été utilisés que lors de la caractérisation des fenêtres de ZnS CVD HIP (Section 2.3), d'autres ont également servi afin de caractériser les fenêtres endommagées (Section 4.2).

A.6.1 Caméra rapide

La caméra rapide *Phantom V710* (Figure A.17) de *Vision Research* (groupe *Ametek*) a été utilisée pour la caractérisation du banc d'essai (Section 4.1). Cette caméra est capable de prendre des images avec des temps de pose très courts (jusqu'à 300 ns) et une résolution maximum de 1280 px × 800 px. Selon la résolution des images, la fréquences d'acquisition peut de aller de 7500 fps à 1 400 000 fps.



FIGURE A.17 – Caméra rapide *Phantom V710*

Lors de son utilisation pour la caractérisation du banc d'essai (Figure A.18), le montage utilisé était le suivant :

- objectif *Nikon AF Micro Nikkor* de focale 200 mm ;
- trépied *Manfrotto 161 MK2D* pour maintenir et positionner la caméra rapide ;
- éclairage à LED *Multiled KT-V9-1* (84 W et 7700 lx) ;
- PC pour le contrôle de la caméra rapide et l'enregistrement des images.

A.6.2 Caméra haute définition

Une caméra haute définition *Stingray F201* a été utilisée pour prendre des images du côté moucheté des éprouvettes lors des essais de flexion (Sous-sous-section 2.3.4.3). Elle permet de prendre des images de 2 Mpx avec une fréquence de 14 Hz. La taille de ses pixels est de



FIGURE A.18 – Montage utilisé pour la visualisation des jets sur PJET

$4.4\ \mu\text{m} \times 4.4\ \mu\text{m}$ avec une résolution de 1624×1234 ⁴. L'objectif utilisé est un *Nikon ED AF MICRO NIKKOR 200 mm*. Il permet d'avoir une résolution optique importante tout en positionnant la caméra à plusieurs dizaines de cm de l'éprouvette. L'hypothèse derrière l'utilisation de cet objectif (non-télécentrique) est que la déformation perpendiculaire à la direction d'observation est négligeable. Ceci est d'autant plus vraisemblable que les déformations de l'éprouvette dans cette direction de l'espace sont dues uniquement à l'effet de Poisson, et sont, par conséquent, très faibles compte-tenu des niveaux de déformation et de chargement des éprouvettes (quelques dizaines de MPa en traction ou compression sur les faces inférieures ou supérieures).

A.6.3 Microscope optique

Le microscope *Hirox MXB-5000REZ* a été utilisé afin de réaliser l'ensemble des microscopies optiques tant dans le cadre de la caractérisation des fenêtres que dans le cadre de la caractérisation des endommagements sous impacts liquides. Ce microscope est doté de trois objectifs permettant des grossissements de $35\times$ à $5000\times$. De plus, il est doté de trois types d'éclairage : coaxial, annulaire ou mixte, ce qui est particulièrement intéressant dans le cadre de l'observation des endommagements sous impacts liquides (Figures A.19a et A.19b). Ce microscope est également doté d'une platine de translation $x-y$ permettant de faire des microscopies de grande surface par recouvrements successifs de différentes images. De plus,

4. Avec la configuration utilisée, un pixel mesure en réalité une longueur proche de $30\ \mu\text{m}$.



(a) Dommage *très important* 25 dû à 100 impacts à 128 m s^{-1} (éclairage coaxial, grossissement $35\times$)



(b) Dommage *très important* 25 dû à 100 impacts à 128 m s^{-1} (éclairage angulaire, grossissement $35\times$)

FIGURE A.19 – Observations microscopiques d’endommagement produits par **MIJA**

la distance de travail est également informatiquement pilotée permet une reconstruction verticale des images. Cette caractéristique a notamment été mise à profit pour visualiser les fissures dans la profondeur des échantillons (grâce à la transparence du ZnS CVD HIP dans le visible) (Figure A.19b).

A.6.4 MEB

Les observations en microscopie électronique des échantillons ont été menées sur le **MEB Quattro** de *ThermoFischer Scientific* (Figure A.20) qui est un microscope électronique à balayage environnemental de dernière génération. Ce **MEB** est installé au **CLYM** sur le site de l’**INSA** Lyon. Il est équipé de nombreux détecteurs permettant de détecter les différents types d’électrons (secondaires ou rétrodiffusés). Sa large chambre équipée d’une platine de translation deux axes permet d’observer des échantillons de grandes dimensions et de maîtriser la localisation précise des observations. De plus, il est possible d’effectuer les observations dans des environnements gazeux variés (H_2O , CO_2 , N_2 et NO_2). Les tensions d’accélération permises vont de 0.7 kV à 30 kV.



FIGURE A.20 – **MEB Quattro** – *ThermoFischer Scientific*

Les observations effectuées ont eu vocation à caractériser les dommages sur les fenêtres

de ZnS CVD HIP. Ainsi, c'est un détecteur ETD d'électrons secondaires (SE) qui a été utilisé pour l'ensemble des observations. Il permet notamment de visualiser la topographie des échantillons ainsi que les contrastes de numéro atomiques (donc la microstructure locale). Ce détecteur a été utilisé avec des tensions d'accélération allant de 2kV à 5kV en haut vide (HV).

A.6.5 Rugosimètre interférométrique

Afin de caractériser la rugosité des fenêtres de ZnS CVD HIP, un rugosimètre interférométrique ZeGage Pro d'Ametek Zygo (Figure A.21) a été utilisé (Sous-section 2.3.2). De plus, cet appareil a également été utilisé pour analyser des essais de nanoindentation ainsi que d'impacts liquides. Il possède une résolution verticale de 3.5 nm et une répétabilité sur la mesure de S_a de 0.1 nm. De plus, il permet, par recouvrements successifs (*stitching*) de mesurer la rugosité ou le profil de surfaces de grandes dimensions.



FIGURE A.21 – ZeGage Pro – Ametek Pro

La quasi-totalité des fenêtres a été caractérisée. Des mesures ont été effectuées sur 20 points différents de chaque face avec deux optiques différentes :

- 2.75× : optique Michelson dont la distance de travail est de 4.5 mm, la résolution optique de 3.56 μm et la pente limite mesurable de 3.71°. La surface de mesure est un carré de 3.122 mm de côté.
- 50× : Optique Mirau dont la distance de travail est de 3.4 mm, la résolution optique de 0.52 μm et la pente limite mesurable de 28.13°. La surface de mesure est un carré de 173.63 μm de côté.

A.6.6 DRX

L'ensemble des mesures **DRX** a été mené avec l'aide de Nathalie PEILLON du laboratoire Georges Friedel : Matériaux, Mécanique, Procédés de l'école des Mines de St-Étienne. Les analyses menées visaient à valider la pureté en sphalérite des fenêtres de ZnS **CVD HIP** (Sous-section 2.3.1) ainsi que de déterminer l'amplitude des contraintes résiduelles dans le matériau (Sous-section 2.3.5).

Elle se base sur l'émission de rayons X à la surface d'un échantillon poli et la réception des photons diffractés. Selon l'orientation cristalline locale, l'angle d'incidence des rayons X et l'angle du détecteur, des pics au niveau du capteur sont mesurés en coups, correspondant au nombre de photons ayant impacté le capteur.

Les angles auxquels des pics de diffraction peuvent être observés peuvent être déterminés théoriquement à l'aide de la loi de Bragg :

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (\text{A.4})$$

Avec :

- d : distance interréticulaire entre deux plans cristallographiques ;
- θ : demi-angle de déviation ;
- n : ordre de réflexion (nombre entier) ;
- λ : longueur d'onde des rayons incidents.

Aussi, les rayons X sont issus de l'excitation des couches électroniques d'atomes métalliques. En général, des tubes de Cu, de Mn ou de Co sont utilisés, permettant d'obtenir des angles d'incidence différents pour une même distance interréticulaire, caractéristique utilisée dans le cadre de ces travaux.

Les appareils utilisés dans ces travaux ont été :

- *X'PertPro MPD* de *PANalytical* pour l'identification du pic de diffraction utilisé ensuite pour étudier les contraintes résiduelles ;
- *X'PertPro MRD* de *PANalytical* (Figure A.22) pour l'étude des contraintes résiduelles dans le matériau.

A.6.7 Duromètre

Les essais d'indentation Vickers des fenêtres de ZnS **CVD HIP** ont été menés avec le duromètre *Wilson VH 3300* de *Buehler* (Figure A.23). La dureté des échantillons a été mesurée selon la norme **ISO6507** avec un temps de maintien sous charge de 10 s. Les valeurs



FIGURE A.22 – Diffractomètre *X'PertPro MRD*

de dureté sont automatiquement calculées par le logiciel de contrôle du duromètre *Diamet*. Ce duromètre permet d'effectuer des essais de dureté Knoop ou Vickers à des charges allant de 0.01 kgf à 50 kgf et de les positionner précisément grâce à l'objectif intégré à la tourelle.



FIGURE A.23 – Duromètre *Buhler*

La forme de l'indent Vickers est une pyramide dont l'angle est de 136° . Lors d'un essai de dureté Vickers, la charge est appliquée graduellement et lentement (sans choc) jusqu'à atteindre la valeur cible. La dureté Vickers HV est finalement déterminée à partir de l'empreinte laissée par l'indent telle que :

$$HV = \frac{1854.4L}{d^2} \quad (\text{A.5})$$

Avec :

— L : charge imposée en kgf ;

— d : moyenne de la diagonale de l’empreinte observée en mm^2 .

Pour de petites charges (en général, inférieures à 1 kgf), la valeur de la dureté varie en fonction de la charge imposée. Ce phénomène est attribué à la quantité de défauts activés qui augmente avec la surface chargée, elle-même dépendante du niveau de charge appliquée sur l’indent (J. B. QUINN et G. D. QUINN, 1997 ; GONG et al., 1999).

A.6.8 Nanoindenteur

Les essais de nanoindentation sur les fenêtres de ZnS CVD HIP ont été menés sur le nanoindenteur *Agilent G200* (Figure A.24) permettant d’effectuer des indents à des niveaux de charge allant jusqu’à 500 mN en mode standard avec mesure CSM. La précision de la mesure du déplacement est inférieure à 0.01 nm jusqu’à 500 μm de déplacement. La résolution sur l’effort appliqué est de 50 nN. Un indent sphérique de 100 μm de diamètre fourni par *Synton-MDP* a été utilisé. Il est fait de diamant dont les caractéristiques sont : $E_d = 1040 \text{ GPa}$ et $\nu_d = 0.07$. La méthode du constructeur *G-series CSM Standard Hardness, Modulus and Tip-cal – Load control* a été utilisée. Elle a été modifiée pour supprimer la stabilisation de la charge lorsque la charge maximum est atteinte.

Les mesures ont lieu de nuit dans une salle climatisée afin de minimiser les vibrations dues au milieu extérieur et la dérive thermique.



FIGURE A.24 – Nanoindenteur *Agilent G200* de *Keysight Technologies*

A.6.9 Machine de traction/compression

Des essais de flexion 3 et 4 lignes ont été effectués sur la machine de traction *Criterion* de *MTS* (Figure A.25). Elle permet d’appliquer des efforts avec une précision $\pm 1 \text{ N}$ de 0.2 kN à 20 kN grâce au capteur *LPS.204*. La résolution de la mesure de la position est également très performante : 60 nm.



FIGURE A.25 – Machine de traction *Criterion* de *MTS*

A.6.10 Spectrophotomètre

L'ensemble des mesures a été effectuée par Cyril DUPEYRAT, ingénieur R&T chez *Safran Electronics & Defense*.

Des mesures de transmittance ont été effectuées pour caractériser les fenêtres utilisées. Celles-ci ont été menées avec un spectrophotomètre *PerkinElmer 950* (Figure A.26) dont la résolution est de 0.05 nm dans le domaine étudié (de $\lambda_1 = 350$ nm à $\lambda_2 = 800$ nm (UV et visible)).

La spectrophotométrie est l'étude de l'intensité lumineuse réfléchie ou transmise par un matériau en fonction de la longueur d'onde. Pour cela, une source lumineuse polychromatique éclaire l'échantillon avec une intensité $I_0(\lambda)$ et l'intensité transmise $I_T(\lambda)$ est mesurée. La transmittance $T(\lambda)$ d'un échantillon est donnée par :

$$T(\lambda) = \frac{I_T(\lambda)}{I_0(\lambda)} \quad (\text{A.6})$$



FIGURE A.26 – Spectrophotomètre *PerkinElmer 950*

A.6.11 Balance de précision

Une balance de précision *Mettler Toledo XS204* (Figure A.27) est utilisée pour mesurer la masse des fenêtres pour la détermination du module de Young E et de Poisson

ν par méthode vibratoire.



FIGURE A.27 – Balance de précision *Mettler Toledo XS204*

La balance peut mesurer des masses allant jusqu'à 220 g avec une répétabilité de 0.5 mg, ce qui représente 0.01% environ des masses mesurées.

A.6.12 Détecteur piézo-électrique de vibration

Le détecteur piézoélectrique de vibration (Figure A.28b) est utilisé avec le système de mesure *MK6-Advanced* de *GrindoSonic* (Figure A.28a). Il permet de mesurer des fréquences de vibration allant de 0.03 kHz à 120 kHz.

Ce système permet de mesurer la fréquence propre des vibration avec une précision de 1 Hz à 2 Hz et une répétabilité inférieure à 4 Hz.



(a) Système de mesure de vibration *GrindoSonic MK6-Advanced*



(b) Capteur piézoélectrique de mesure du *GrindoSonic MK6-Advanced*

FIGURE A.28 – *GrindoSonic* utilisé pour mesurer les fréquences propres des disques

A.7 Mesures expérimentales de la rugosité

Le protocole utilisé pour effectuer les mesures est détaillé dans le corps du texte (Sous-section 2.3.2.1) avec le rugosimètre interférométrique (Annexe A.6.5).

A.7.0.1 Paramètres d'intérêts

L'ensemble des paramètres exportés des profils sont :

- S_p : hauteur du plus haut pic de la surface étudiée par rapport à la surface moyenne ;
- S_v : profondeur de la plus profonde vallée de la surface étudiée par rapport à la surface moyenne ;
- S_z : hauteur maximum du profil, soit la plus grande hauteur entre un pic et une vallée adjacents ;
- $S_a = \frac{1}{A} \iint_A |\tilde{Z}(x, y)| dx dy$: moyenne arithmétique de la hauteur de la surface ;
- $Ssk = \frac{1}{S_q^3} [\iint_A Z(x, y)^3 dx dy]$: paramètre de *skewness* qui mesure l'asymétrie de la surface :
 - $Ssk \geq 0$: la distribution de la hauteur de la surface est décalée au-dessus de la hauteur médiane ;
 - $Ssk \leq 0$: la distribution de la hauteur de la surface est décalée en-dessous de la hauteur médiane ;
- $Sku = \frac{1}{S_q^4} [\iint_A Z(x, y)^4 dx dy]$: paramètre de *Kurtosis* qui mesure l'aplatissement de la surface :
 - $Sku \geq 3$: la distribution est très aplatie (plus aplatie qu'une loi de Laplace normalisée) ;
 - $Sku \leq 3$: la distribution est peu aplatie ($Sku = 0$ correspond à une loi normale centrée réduite).

A.7.0.2 Résultats

L'ensemble des résultats se focalise sur la face dite *primaire* des échantillons, c'est-à-dire, celle avec le meilleur niveau de polissage. Les mesures présentées et analysées ont été effectuées avec le niveau de grossissement $50\times$. Par rapport au grossissement $2.75\times$, les amplitudes mesurées sont légèrement plus faibles et la dispersion y est un peu plus

importante selon les paramètres. Néanmoins, les tendances constatées ne varient pas avec l'un ou l'autre des grossissements utilisés.

Les paramètres *Skewness* et *Kurtosis* ne sont pas abordés car traités dans le corps du texte.

A.7.0.3 S_p – Hauteur de pic

La hauteur du plus haut pic S_p est étonnamment très peu dépendante de l'échantillon et de la zone de mesure (Figure A.29). Son amplitude moyenne varie de moins d'une dizaine de nm d'un échantillon à un autre avec le grossissement $50\times$. De plus, les valeurs absolues des amplitudes de pics mesurées sont très faibles, de l'ordre de quelques dizaines de nm.

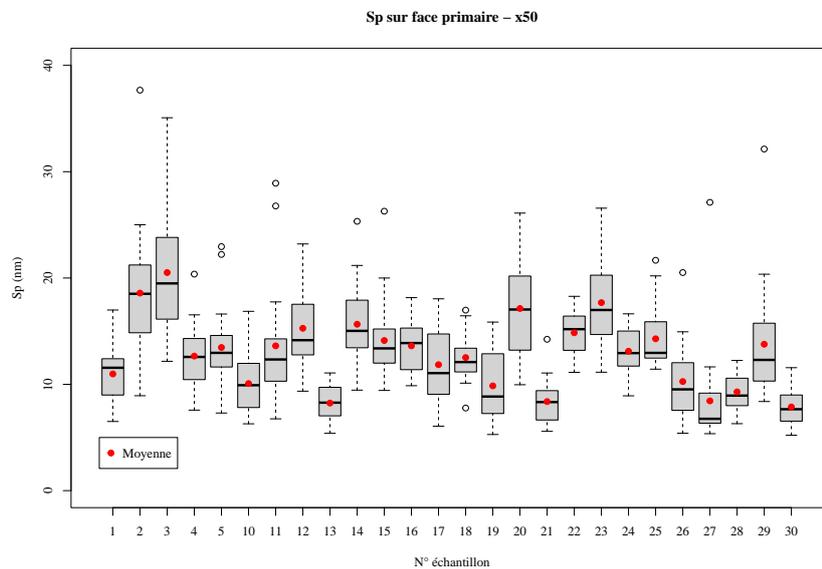


FIGURE A.29 – Hauteur du plus haut pic S_p de la face primaire (grossissement $50\times$)

A.7.0.4 S_v – Profondeur de vallée

De manière analogue aux pics, la profondeur de la vallée la plus profonde varie peu d'un échantillon à un autre, ou d'une zone de mesure à l'autre (Figure A.30). L'amplitude moyenne de ce paramètre sur chacun des échantillons est comprise dans un intervalle d'à peine plus de 10 nm. Comme pour les pics, les amplitudes des vallées mesurées sont faibles, excédant très rarement 25 nm de profondeur par rapport à la surface moyenne.

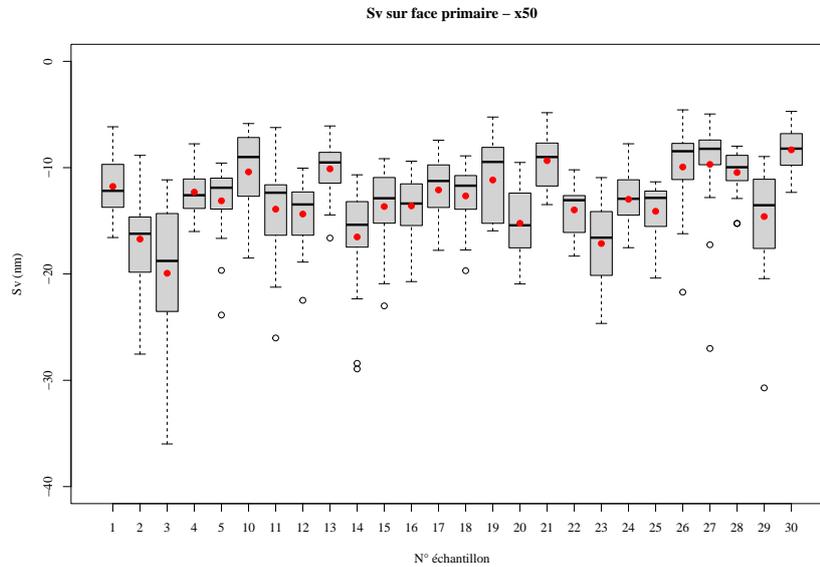


FIGURE A.30 – Profondeur de la vallée la plus profonde S_v sur la face primaire (grossissement $50\times$)

A.7.0.5 S_z – Hauteur maximum de la surface

Enfin, le dernier paramètre absolu étudié, la hauteur maximum de profil, S_z suit la même tendance que S_p et S_v (Figure A.31). Ainsi, la hauteur maximum moyenne (ou médiane) de la surface varie d'à peine plus de 10 nm et montre une reproductibilité importante d'un échantillon à l'autre, ainsi que dans un même échantillon, une proportion faible de mesures aberrantes est constatée.

A.7.0.6 S_a – Moyenne arithmétique de la surface

La moyenne arithmétique S_a de la surface est très faible (de l'ordre de 1.5 nm à 3 nm ce qui correspond à un excellent niveau de polissage. De plus, la variabilité de la moyenne ou de la médiane de ce paramètre (Figure A.32) est très faible d'un échantillon à l'autre. L'écart inter-quartile et l'étendue, pour un même échantillon, sont également faibles, ce qui traduit une très bonne répétabilité de la mesure.

A.7.1 Conclusions

Ainsi, l'ensemble des paramètres montre une répétabilité et une reproductibilité importantes entre les échantillons. L'hypothèse d'homogénéité du lot semble donc acceptable du point de vue de la qualité de polissage. Les paramètres moyennés (S_a) ou bruts (S_p , S_v et S_v)

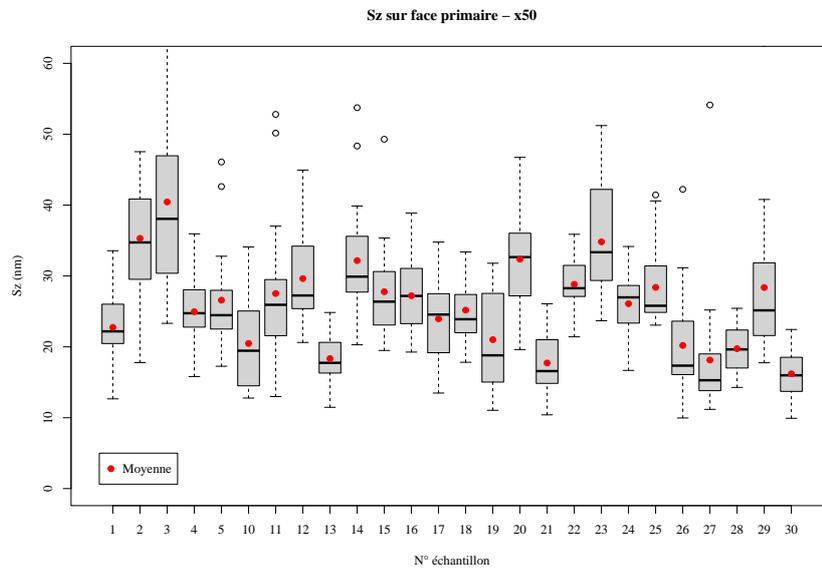


FIGURE A.31 – Hauteur maximum de la surface S_z de la face primaire (grossissement $50\times$)

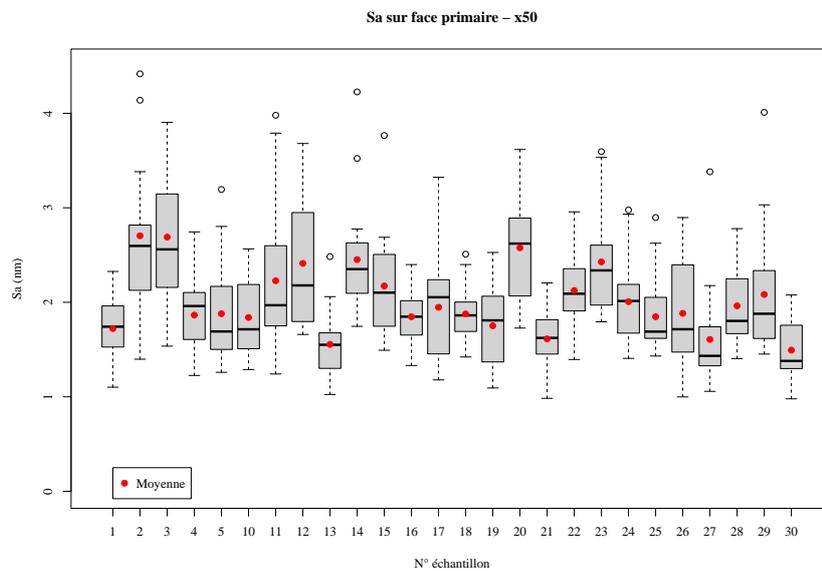


FIGURE A.32 – Moyenne arithmétique S_a de la surface de la face primaire (grossissement $50\times$)

montrent les mêmes caractéristiques et varient faiblement d'un échantillon à un autre et ainsi que pour une seule série de mesure d'un échantillon.

A.8 Caractérisation de l'indent utilisé

Au cours des travaux, deux pointes de 0.1 mm et 6 mm de diamètre approvisionnés chez *Synton-MDP* ont été utilisées pour les essais de nanoindentation.

Afin d'assurer que l'analyse des données est fiable, il faut connaître le diamètre *réel* des indents. L'indent de 6 mm de diamètre permet de valider la méthodologie mise en place car il a été mesuré en sortie d'usine par le fabricant à 6.468 mm.

Pour cela, le profil des indents est mesuré à l'aide du rugosimètre interférométrique ([Annexe A.6.5](#)). Les profils bruts sont donnés par les [Figures A.33](#) et [A.34](#).

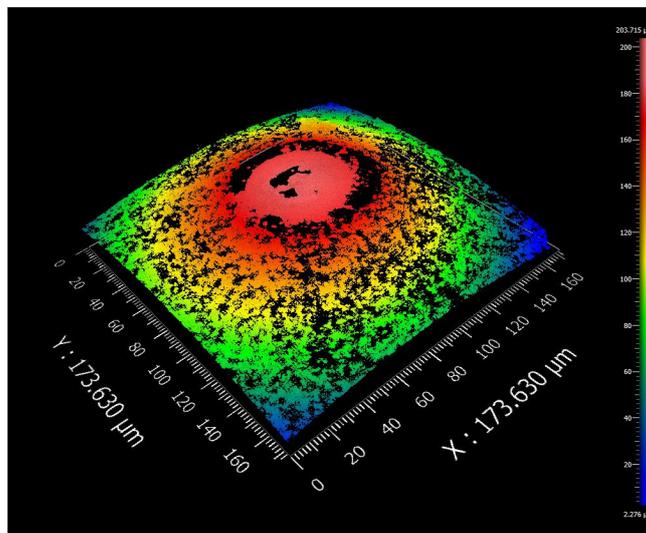


FIGURE A.33 – Profil brut de la pointe de 0.1 mm de diamètre mesuré avec l'interféromètre optique

Ces nuages de points sont post-traités avec le logiciel *MountainsMap*. Les étapes sont les suivantes :

- rebouchage des points non-mesurés à partir des points du voisinage ;
- suppression des points aberrants ;
- rebouchage des points non-mesurés (correspondant aux points aberrants) ;
- sélection de la surface à étudier (en particulier pour la pointe de 6 mm de diamètre) ;
- enlèvement de la forme interpolée par une fonction du degré 2 ;
- export du profil soustrait à la forme.

Les profils finaux sont ensuite exportés sur *Matlab* ([Figures A.35](#) et [A.36](#)). Une fraction du profil (N_{points}), de part et d'autres du maximum global est ensuite utilisée pour interpoler un cercle à l'aide de la routine *circfit.m*. Finalement, le rayon de ce cercle (visible sur les

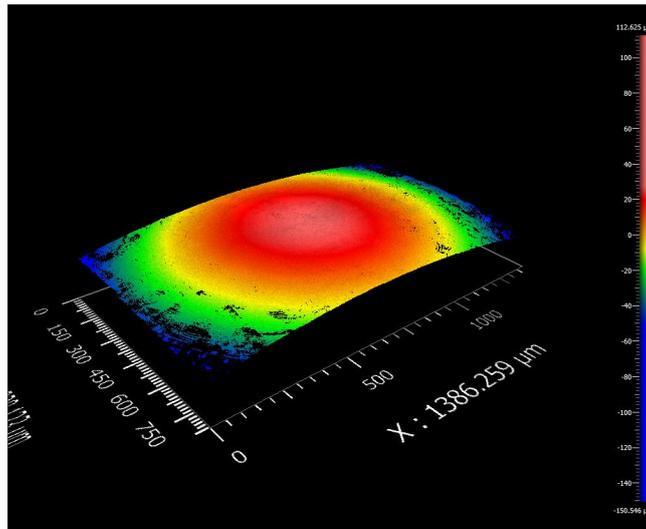


FIGURE A.34 – Profil brut de la pointe de 6 mm de diamètre mesuré avec l’interféromètre optique

Figures A.35 et A.36) est déterminé pour différentes longueurs d’arcs (correspondant à un certain nombre de points). La variation du rayon de l’indent en fonction du nombre de point d’interpolation est donnée sur les Figures A.37 et A.38.

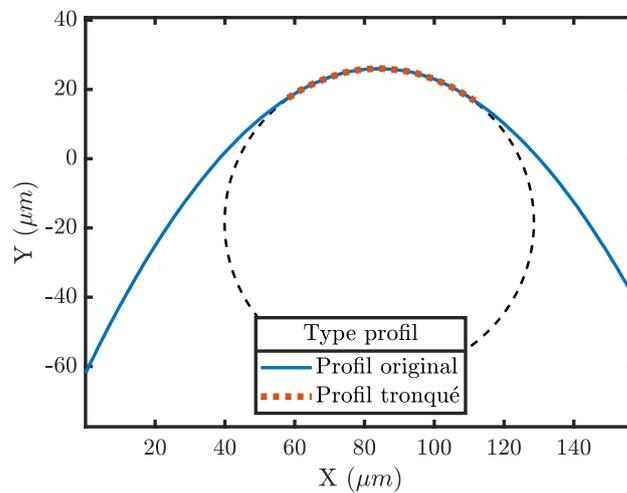


FIGURE A.35 – Profil de la pointe de 0.1 mm de diamètre exporté dans *Matlab* pour identification du diamètre d’indent

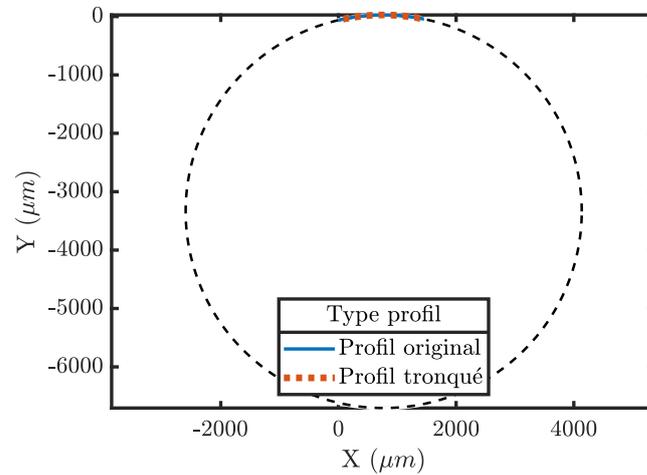


FIGURE A.36 – Profil de la pointe de 6 mm de diamètre exporté dans *Matlab* pour identification du diamètre d’indent

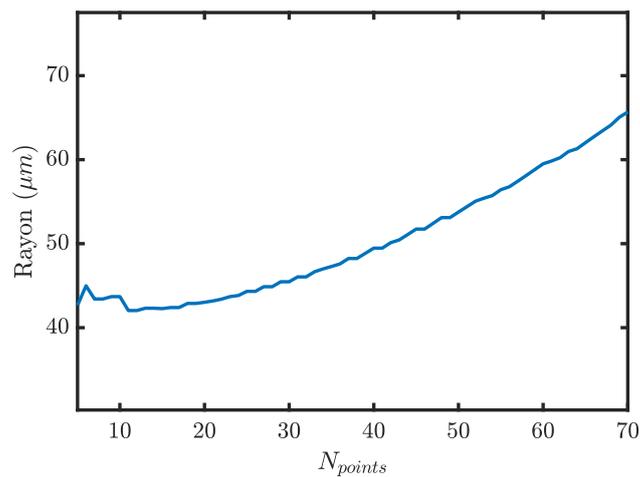


FIGURE A.37 – Variation du rayon de l’indent de 0.1 mm de diamètre calculé en fonction du nombre de points d’interpolations N_{points}

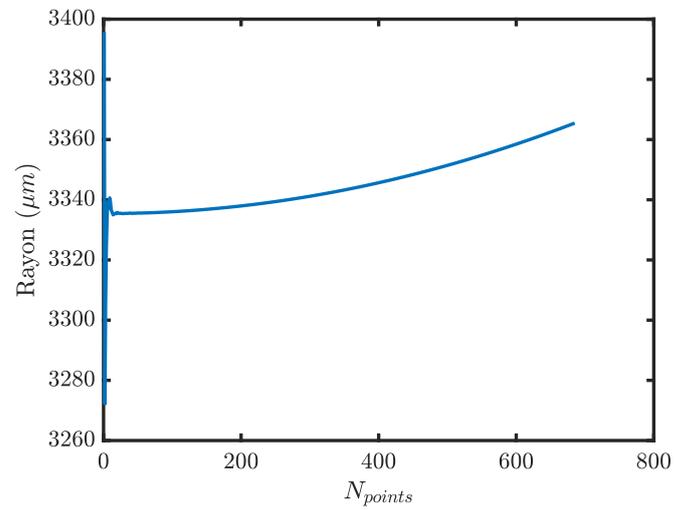


FIGURE A.38 – Variation du rayon de l'indent de 6 mm de diamètre calculé en fonction du nombre de points d'interpolations N_{points}

Ainsi, la méthodologie mise en place permet de déterminer un diamètre de (6.6 ± 0.2) mm⁵ de l'indent de 6 mm de diamètre dont le diamètre exact donné par le fabricant est de 6.468 mm⁶. Ainsi, la méthode est exacte et précise (3% d'incertitude et 2% d'erreur). La valeur calculée du diamètre de la pointe de 0.1 mm est de : (86 ± 2) μm soit 2.3% d'incertitude. Cette valeur a été déterminée à partir de la moyenne des valeurs calculées avec entre 5 et 30 points d'interpolation. En effet, au-delà de 30 points d'interpolation, il a été graphiquement constaté que l'interpolation n'est plus valable.

5. Cette valeur est donnée par la variation du rayon calculé du profil en fonction du nombre de points utilisés.

6. Cette valeur est considérée comme valeur de référence, bien qu'également issue d'un mesurage et ayant une incertitude (inconnue par ailleurs).

A.9 Mesure de la raideur machine – Nanoindentation

Afin de mesurer la raideur machine, plusieurs séries de 9 indentations à 200 mN, 300 mN, 400 mN et 500 mN sur le massif en silice ont été effectuées. D’après les courbes $P - h$ brutes (Figure A.39) qui montrent un comportement quasiment parfaitement élastique, il est possible d’appliquer la théorie de Hertz pour interpoler les courbes de décharge ainsi que pour déterminer la raideur du contact (Équations (2.5) et (2.6)).

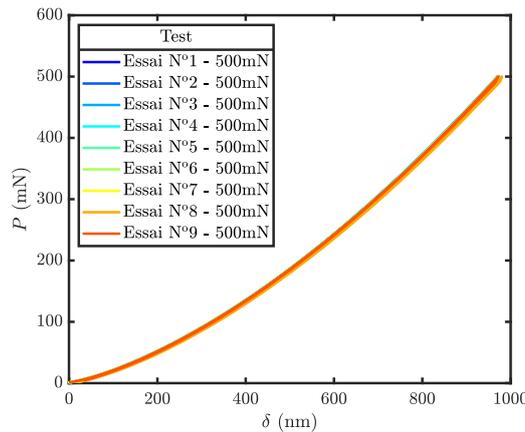


FIGURE A.39 – Courbes brutes de nanoindentation de la silice (500 mN)

Plusieurs méthodes ont été testées pour établir une valeur de la raideur machine. Ainsi, conformément à certaines ressources de la littérature, il a été décidé d’établir une raideur machine dépendant de l’effort appliqué, donc de considérer que la raideur de la machine n’est pas constante avec la charge appliquée. Il est important de noter que compte-tenu des propriétés mécaniques proches du ZnS CVD HIP et de la silice servant à la calibration, considérer une raideur dépendant de la charge ou du déplacement revient quasiment à la même hypothèse.

La méthode CSM est utilisée pour caractériser la raideur machine du nanoindenteur. En effet, pour un niveau de charge donné, la valeur théorique du déplacement et de la raideur du contact indent-massif sont connues (théorie de Hertz – Équations (2.5) et (2.6)).

Le module de Young E_{eff} équivalent du contact indent-silice est donné par :

$$E_{eff} = \left(\frac{1 - \nu_s^2}{E_s} + \frac{1 - \nu_i^2}{E_i} \right)^{-1} = \left(\frac{1 - 0.07^2}{1040} + \frac{1 - 0.18^2}{72} \right)^{-1} = 69.5 \text{ GPa} \quad (\text{A.7})$$

Le déplacement théorique h_{th} lors de l’indentation, dû au contact entre l’indent et le

massif, est donné par (d'après Équation (2.5)) :

$$h_{th} = \left(\frac{3P}{4\sqrt{R_i}E_{eff}} \right)^{2/3} \quad (\text{A.8})$$

Et, la raideur théorique S_{th} du contact est rappelée (Équation (2.6)) :

$$S_{th} = 2\sqrt{R_i}E_{eff}\sqrt{h_{th}} \quad (\text{A.9})$$

Comme la raideur totale S_{mes} et l'effort P sont connues expérimentalement en tout point de la montée en charge grâce à la méthode CSM, il est possible déterminer la raideur machine S_{mach} en chacun de ces points :

$$S_{mach} = \left(\frac{1}{S_{tot}} - \frac{1}{S_{th}} \right)^{-1} \quad (\text{A.10})$$

La Figure A.40 montre la courbe moyenne de la raideur machine S_{mach} calculée pour des indentations à 500 mN. Cette moyenne est interpolée par une fonction donnée par :

$$S_{mach} = 2.946 \times 10^{-5}P^2 + 0.003396 \times 10^{-3}P + 3.407 \quad (\text{A.11})$$

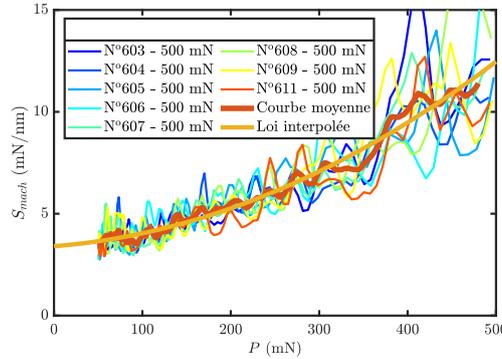


FIGURE A.40 – Courbes brutes de nanoindentation de la silice

Un bouclage de cette raideur est ensuite utilisé pour vérifier le module de Young E_s qui aurait été déduit des données $S - P$ issues de la méthode CSM. La Figure A.41 présente ces résultats. La Figure A.41 montre la correction d'une courbe $P - h$ de nanoindentation de la silice à 500 mN à partir de cette même loi. Ainsi, on remarque que le module de Young E_s qui aurait été déduit aurait été relativement exact. On peut prendre comme référence une erreur majorante de ± 4 GPa sur la valeur de référence de 72 GPa soit environ 5.6 %.

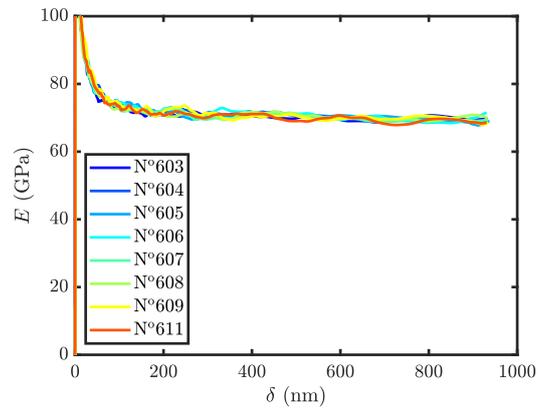


FIGURE A.41 – Module de Young déduit de la méthode mise en place avec CSM

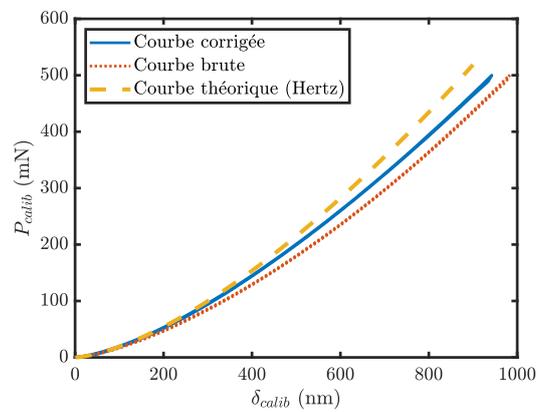


FIGURE A.42 – Courbe $P - h$ brute et corrigée pour une indentation à 500 mN CSM

Néanmoins, cette méthode reste imparfaite car elle ne permet pas de reconstituer parfaitement une courbe de nanoindentation corrigée se corrélant avec la solution de Hertz comme le montre la [Figure A.42](#).

A.10 Corrélation d'image – Flexion 3 lignes

A.10.1 Incertitude expérimentale sur le module de Young E

La valeur du module de Young E du ZnS utilisé dans les essais est donnée par (Équation (2.11)) :

$$E = \frac{L_3}{27KI_{Gz}L} \sqrt{3(L^2 - L_3^2)^3} \quad (\text{A.12})$$

On en déduit l'expression de l'incertitude de mesure sur le module de Young E calculé :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta K}{K} + \frac{\Delta I_{Gz}}{I_{Gz}} + \frac{\Delta L_3}{L_3} + \Delta L_3 \frac{L_3}{L^2 - L_3^2} + \frac{\Delta L}{L} + \Delta L \frac{L}{L^2 - L_3^2} \quad (\text{A.13})$$

Les incertitudes de l'ensemble des grandeurs sont essentiellement dues aux procédés de mesure (pied à coulisse ou analyse d'image). L'incertitude ΔK est définie à partir de l'intervalle de confiance à 95% déterminé par l'interpolation linéaire.

A.10.2 Étude de sensibilité des paramètres de corrélation d'image sur le module de Young E

Une étude de sensibilité de la taille de maille et du paramètre de lissage sur *UFreckles* a été menée pour un essai de flexion. Cette étude a permis d'établir que ces paramètres jouent faiblement sur la valeur finale du module de Young E obtenu. Les résultats obtenus sont résumés dans le [Tableau A.5](#).

Ainsi, il apparait que, pour le cas étudié, la variation des paramètres de corrélation d'image n'a presque aucune influence sur le résultat final. Ainsi, les paramètres finaux conservés sont une taille de maille de 15 px et un smoothing de 0.

TABLEAU A.5 – Variation du module de Young E calculé en fonction des paramètres de corrélation d'image

Taille élément	Paramètre lissage	E (GPa)	ΔE (GPa)
15	0	67.9	5.6
15	10	67.7	5.6
15	20	67.8	5.6
15	30	67.9	5.6
15	40	67.7	5.6
15	50	67.8	5.6
15	60	67.8	5.6
20	0	67.9	5.6
20	10	70.0	5.6
20	20	67.9	5.6
20	30	68.0	5.6
20	40	68.0	5.6
20	50	68.0	5.6
20	60	67.9	5.6
20	70	68.0	5.6
20	80	68.0	5.6
25	0	67.9	5.6
25	10	67.8	5.6
25	20	67.8	5.6
25	30	67.7	5.6
25	40	67.8	5.6
25	50	67.7	5.6
25	60	67.8	5.6
25	70	67.8	5.6
25	80	67.8	5.6
25	90	67.8	5.6
25	100	67.7	5.6
30	0	67.9	5.6
30	10	67.8	5.6
30	20	67.8	5.6
30	30	67.7	5.6
30	40	67.8	5.6
30	50	67.9	5.6
30	60	67.7	5.6
30	70	67.8	5.6
30	80	67.8	5.6
30	90	67.9	5.6
30	100	67.8	5.6
30	110	67.9	5.6
30	120	67.9	5.6

A.11 Mesure du coefficient de Poisson et du module de Young par vibration acoustique

A.11.1 Mesures préliminaires

La norme *ASTM-E1876* ((ASTM, 2017)) recommande un ratio diamètre D / épaisseur e d'au moins 4, et idéalement situé entre 10 et 20. Pour les fenêtres de ZnS CVD HIP,

le ratio vaut : $r = \frac{D}{e} = \frac{68}{4} = 17$, ce qui est bien dans l'intervalle.

L'épaisseur e de chaque fenêtre est mesurée à 5 localisations différentes ne correspondant pas exactement aux recommandations de la norme car effectuées avec un pied à coulisse (par conséquent, une mesure au centre est difficile à réaliser). De même, le diamètre D des fenêtres a été mesuré à 5 reprises au pied à coulisse. Enfin, la masse m des échantillons a été mesurée avec la balance de précision ([Annexe A.6.11](#)).

A.11.2 Mesure des modes propres f_1 et f_2

Les deux modes propres ont été mesurés avec le capteur piézoélectrique et le *GrindoSonic* ([Annexe A.6.12](#)). Afin de favoriser l'excitation des deux modes, les points d'appuis ont été positionnés au niveau des nœuds de vibration et la sollicitation (impulsion avec un marteau) au niveau des ventres des nœuds. Les deux modes propres étudiés sont schématisés sur la [Annexe A.11.2](#).

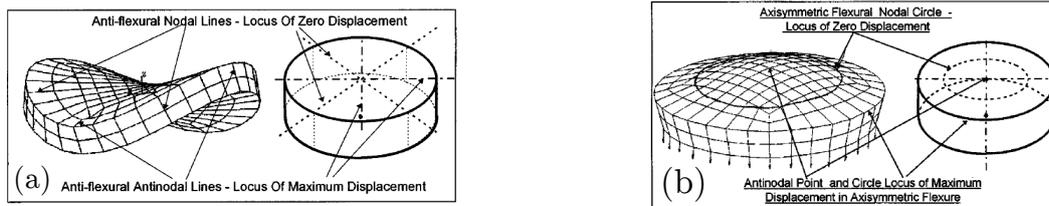


FIGURE A.43 – Schéma du premier (a) et du second (b) mode propres de vibration d'une éprouvette disque (ASTM, 2017)

Un support en papier a été utilisé afin de positionner les points d'appui le plus précisément possible au niveau des nœuds de vibration des deux modes propres. Les fréquences propres ont été mesurées à 10 reprises pour chaque mode propre. Les résultats sont donnés dans le [Tableau A.6](#). Les mesures sont très répétables. En faisant l'hypothèse que les mesures suivent une loi normale autour de la valeur moyenne, et en considérant un intervalle de confiance de 95% (moyenne et écart-type estimés), on peut estimer que l'incertitude maximum sur la mesure de ces fréquences est de 0.07% ce qui est très faible

et conformes aux standards (0.1%).

TABLEAU A.6 – Fréquence des deux premiers modes propres mesurées

Éprouvette 10		Éprouvette 11		Éprouvette 12	
f_1 (Hz)	f_2 (Hz)	f_1 (Hz)	f_2 (Hz)	f_1 (Hz)	f_2 (Hz)
3894	6807	4101	7153	4092	6986
3894	6807	4101	7153	4083	6985
3895	6808	4098	7160	4081	6982
3894	6797	4099	7160	4090	6988
3894	6804	4101	7164	4082	6997
3893	6794	4101	7152	4077	6981
3893	6802	4098	7152	4090	6988
3906	6802	4099	7164	4083	6988
3894	6799	4100	7164	4083	6986
3893	6808	4102	7153	4081	6985

A.11.3 Coefficient de Poisson ν

Le coefficient de Poisson ν est déterminé à partir de l'interpolation bilinéaires de tables de données. Sa valeur dépend des rapports e/R (R : Rayon du disque) et f_2/f_1 des fenêtres. Ainsi, pour les 3 échantillons, le coefficient de Poisson déterminé est :

- $\nu_1 = 0.347$.
- $\nu_2 = 0.348$.
- $\nu_3 = 0.325$.

Par conséquent, le coefficient de Poisson retenu est : $\nu = 0.33 \pm 0.02$. L'hypothèse est faite que le matériau composant les 3 échantillons est le même.

A.11.4 Module de Young E

Le module de Young E est déterminé en effectuant la moyenne de deux modules E_1 et E_2 obtenus à partir des deux modes propres étudiés.

Leurs valeurs sont données par :

$$E_1 = \frac{37.6991 f_1^2 D^2 m (1 - \nu^2)}{K_1^2 e^3} \quad (\text{A.14})$$

$$E_2 = \frac{37.6991 f_2^2 D^2 m (1 - \nu^2)}{K_2^2 e^3} \quad (\text{A.15})$$

Avec : K_1 et K_2 , coefficient obtenus par interpolations bilinéaires de tables de données. Leurs valeurs dépendent du coefficient de Poisson ν et du ratio e/R . Les modules de Young E_1 , E_2 et E sont donnés dans le [Tableau A.7](#).

TABLEAU A.7 – Modules de Young E calculés

	Échantillon 10	Échantillon 11	Échantillon 12
E_1 (GPa)	87.4	88.0	88.9
E_2 (GPa)	91.8	92.2	87.8
E (GPa)	89.6	90.1	88.4

Le module de Young retenu est donné par : $E = (90 \pm 2)$ GPa. L'incertitude de mesure conservée correspond à une incertitude majorée de la plus grosse incertitude calculée, afin d'avoir une valeur conservative.

A.12 Calcul du libre parcours moyen d'une molécule d'eau dans le cas d'étude

La libre parcours moyen λ est donné par :

$$\lambda = \frac{1}{\sigma N} \quad (\text{A.16})$$

Avec :

- σ : section efficace de collision des particules ;
- N : densité de particules par unité de volume.

On s'intéresse au cas le plus critique qui est aussi le cas dimensionnant : l'eau est d'autant plus compressée dans la zone où la pression est la plus importante et où l'écoulement doit être le mieux modélisé possible. Les résultats numériques (Section 3.2) ont permis de valider que le ratio de compression maximum dans la goutte d'eau sur le cas type d'une goutte de 2 mm lancée à 200 m s^{-1} est de :

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = 1.22 \quad (\text{A.17})$$

Avec :

- ρ_1 : masse volumique de l'eau compressée lors de l'impact ;
- $\rho_0 = 998.2 \text{ kg m}^{-3}$: masse volumique de l'eau à 20°C .

Le nombre N de molécules d'eau dans un volume donné est donc de :

$$N = N_A \times \frac{\rho_1}{M_{H_2O}} = 4.1 \times 10^{28} \text{ m}^{-3} \quad (\text{A.18})$$

Avec :

- $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$: nombre d'Avogadro ;
- $M_{H_2O} = 18 \text{ g mol}^{-1}$: masse molaire de l'eau.

Par ailleurs, la section efficace d'une molécule d'eau σ est donnée par :

$$\sigma = \pi d_{H-O}^2 = 2.9 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \quad (\text{A.19})$$

Avec $d_{H-O} = 9.6 \times 10^{-11} \text{ m}$: distance entre l'atome d'oxygène et l'atome d'hydrogène dans un molécule d'eau.

On trouve donc le libre parcours moyen :

$$\lambda = 8.5 \times 10^{-10} \text{ m} = 8.5 \text{ \AA} \quad (\text{A.20})$$

Par ailleurs, si on considère une masse volumique constante de $\rho_0 = 998.2 \text{ kg m}^{-3}$, le libre parcours moyen est de $\lambda = 1.0 \text{ nm}$, ce qui ne change pas les analyses ultérieures du résultat.

A.13 Équations de la turbulence - $k - \epsilon$

Le modèle $k - \epsilon$ de modélisation de la turbulence a été proposé par (LAUNDER et SPALDING, 1983). Il est très utilisé dans l'industrie pour sa robustesse et sa relative simplicité. Il a été validé sur une grande variété d'écoulements et a montré de meilleures performances que les autres modèles $k - \epsilon$. Ce modèle permet de déterminer une longueur et un temps caractéristique de turbulence à travers la résolution de deux équations de transport supplémentaires de la turbulence de l'énergie cinétique k et du taux de dissipation ϵ .

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla(\rho k \vec{v}) = \nabla[(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}) \nabla k] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \nabla(\rho \epsilon \vec{v}) = \nabla[(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}) \nabla \epsilon] + \rho C_1 S \epsilon - \rho C_2 \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu \epsilon}} + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} C_{3\epsilon} G_b + S_\epsilon \quad (\text{A.22})$$

Avec :

- $G_k = -\rho \bar{v}'_i \bar{v}'_j \frac{\partial v_j}{\partial x_i}$: terme de production d'énergie cinétique turbulente dû au gradient de vitesse moyenne.
- $G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i}$: Terme de production d'énergie cinétique turbulente dû à la flottabilité. Il est non nul dans le cas où les gradients de gravité et de température sont non nuls. Dans notre cas, il sera donc nul car $g_i = 0$. Pr est le nombre de Prandtl turbulent et μ_t est la viscosité turbulente.
- $Y_M = 2\rho \epsilon M_t^2$: Dissipation visqueuse due aux variations volumiques du fluide en milieu compressible. M_t est le nombre Mach turbulent défini par : $M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}}$ avec a : vitesse du son dans le fluide.
- S_k : Terme source défini par l'utilisateur.
- S_ϵ : Terme source défini par l'utilisateur.
- $C_1 = \max[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5}]$ avec : $\eta = S \frac{k}{\epsilon}$ tel que : $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$
- $C_2 = 1.9$: Constante (ANSYS Fluent Theory Guide 2013).
- $C_{1\epsilon} = 1.44$: Constante (ANSYS Fluent Theory Guide 2013).
- $\sigma_k = 1$: Nombre de Prandtl turbulent pour k (ANSYS Fluent Theory Guide 2013).
- $\sigma_\epsilon = 1.2$: Nombre de Prandtl turbulent pour ϵ (ANSYS Fluent Theory Guide 2013).

- $\mu_t = \rho C_\mu u \frac{k}{\epsilon}$: Viscosité turbulente. C_μ dépendant, entre autres, de la déformation moyenne, de la vitesse angulaire et du champ de turbulence.

A.14 Équations de résolutions de l'énergies interne

L'équation d'énergie sous sa forme moyennée résolue par *Fluent* est donnée par :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{v}(\bar{\rho} \tilde{E} + \bar{P})) = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla \bar{T} - \Sigma_j h_j \mathcal{J}_j + (\bar{\tau}_{eff} \cdot \tilde{v})) \quad (\text{A.23})$$

Avec :

- k_{eff} : conductivité effective telle que $k_{eff} = k + k_t$ avec k_t conductivité thermique turbulente ;
- \mathcal{J}_j : diffusion des espèces.

A.15 Schéma de discrétisation utilisés

A.15.1 Fraction volumique α , masse volumique ρ , énergie cinétique turbulente k , et taux de dissipation turbulent ϵ – Schéma *compressive*, *first-order upwind* et *second-order upwind*

Le schéma *compressive* est un schéma de reconstruction de l'interface entre deux fluides performant lorsque les deux fluides ont un ratio de viscosité important. Il s'agit d'un schéma au second ordre basé sur le limiteur de flux β dont la valeur est comprise entre 0 et 2. La valeur de la fraction volumique ϕ_f sur la face f est donnée par :

$$\phi_f = \phi_d + \beta \nabla \phi_d \quad (\text{A.24})$$

Avec :

- ϕ_f : valeur du paramètre VOF sur la face f ;
- ϕ_d : valeur du paramètre VOF sur la face f de la cellule donneuse ;
- β : limiteur de flux ;
- $\nabla \phi_d$: valeur du gradient du paramètre VOF de la cellule donneuse.

La reconstruction de l'interface n'est pas continue entre les différentes mailles. Ceci n'est pas problématique dans notre cas d'utilisation car le suivi précis de l'interface entre l'air et le liquide n'est pas le phénomène physique étudié. Pour le schéma *compressive*, $\beta = 2$. Les schémas de discrétisation *first-order upwind* et *second-order upwind* sont similaires au schéma *compressive* avec respectivement $\beta = 0$ et $\beta = 1$.

A.15.2 Gradients – Schéma *least square cell-based*

Comme vu précédemment les gradients sont utilisés dans les expressions mathématiques RANS décrivant l'écoulement (Sous-sous-section 3.2.1.4) mais aussi pour exprimer la valeur des variables scalaires au niveau des faces des volumes de contrôle (Annexe A.15.1). Le schéma utilisé est *Least squares cell-based* qui présente l'avantage d'être économique en ressources de calcul. Il repose sur l'hypothèse d'une variation linéaire de la variable entre le centre des 2 volumes de contrôle adjacents.

A.15.3 Pression – Schéma *PRESTO!*

Le schéma d'interpolation *PRESTO!* est utilisé pour déterminer la valeur de la pression au niveau des limites des volumes de contrôle (Sous-sous-section 3.2.1.4). Ce schéma

utilise un maillage "décalé" afin de déterminer la pression au niveau de la limite du volume de contrôle.

A.16 Étude paramétrique *Fluent* – *Abaqus*

L'objectif de cette étude paramétrique est de permettre de mieux comprendre l'impact des paramètres testés sur le champ de pression P exercé sur un massif semi-infini de ZnS ainsi que sur l'état de contrainte que ce dernier perçoit.

Ainsi, compte-tenu du périmètre des travaux, les paramètres expérimentaux testés sont le diamètre D_0 et la vitesse V_0 des gouttes d'eau liquides. L'ensemble des simulations a été mené à partir du modèle mis en place. Il est important de rappeler que ce modèle a été principalement testé sur le cas standard d'une goutte de 2 mm de diamètre lancée à 200 m s^{-1} . Les diamètres de goutte testés sont de 0.2 mm, 0.5 mm, 0.75 mm, 1 mm, 1.25 mm, 1.5 mm, 1.75 mm et 2 mm, Les vitesses testées vont de 100 m s^{-1} à 250 m s^{-1} avec un incrément de 10 m s^{-1} .

Cette annexe s'intéressera d'abord aux résultats des simulations *CFD*, puis à ceux des simulations *FEM*.

Le *Tableau A.8* résume l'ensemble des simulations menées.

TABLEAU A.8 – Calculs de l'étude paramétrique

Calcul	V_0 (m s^{-1})	D_0 (mm)	Calcul	V_0 (m s^{-1})	D_0 (mm)
1	100	0.2	65	180	0.2
2	100	0.5	66	180	0.5
3	100	0.75	67	180	0.75
4	100	1	68	180	1
5	100	1.25	69	180	1.25
6	100	1.5	70	180	1.5
7	100	1.75	71	180	1.75
8	100	2	72	180	2
9	110	0.2	73	190	0.2
10	110	0.5	74	190	0.5
11	110	0.75	75	190	0.75
12	110	1	76	190	1
13	110	1.25	77	190	1.25
14	110	1.5	78	190	1.5
15	110	1.75	79	190	1.75
16	110	2	80	190	2
17	120	0.2	81	200	0.2
18	120	0.5	82	200	0.5

19	120	0.75	83	200	0.75
20	120	1	84	200	1
21	120	1.25	85	200	1.25
22	120	1.5	86	200	1.5
23	120	1.75	87	200	1.75
24	120	2	88	200	2
25	130	0.2	89	210	0.2
26	130	0.5	90	210	0.5
27	130	0.75	91	210	0.75
28	130	1	92	210	1
29	130	1.25	93	210	1.25
30	130	1.5	94	210	1.5
31	130	1.75	95	210	1.75
32	130	2	96	210	2
33	140	0.2	97	220	0.2
34	140	0.5	98	220	0.5
35	140	0.75	99	220	0.75
36	140	1	100	220	1
37	140	1.25	101	220	1.25
38	140	1.5	102	220	1.5
39	140	1.75	103	220	1.75
40	140	2	104	220	2
41	150	0.2	105	230	0.2
42	150	0.5	106	230	0.5
43	150	0.75	107	230	0.75
44	150	1	108	230	1
45	150	1.25	109	230	1.25
46	150	1.5	110	230	1.5
47	150	1.75	111	230	1.75
48	150	2	112	230	2
49	160	0.2	113	240	0.2
50	160	0.5	114	240	0.5
51	160	0.75	115	240	0.75
52	160	1	116	240	1

53	160	1.25	117	240	1.25
54	160	1.5	118	240	1.5
55	160	1.75	119	240	1.75
56	160	2	120	240	2
57	170	0.2	121	250	0.2
58	170	0.5	122	250	0.5
59	170	0.75	123	250	0.75
60	170	1	124	250	1
61	170	1.25	125	250	1.25
62	170	1.5	126	250	1.5
63	170	1.75	127	250	1.75
64	170	2	128	250	2

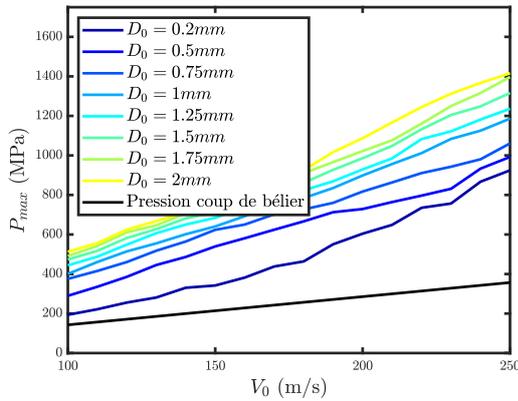
A.16.1 Simulation numérique CFD

A.16.1.1 Pression maximum P_{max}

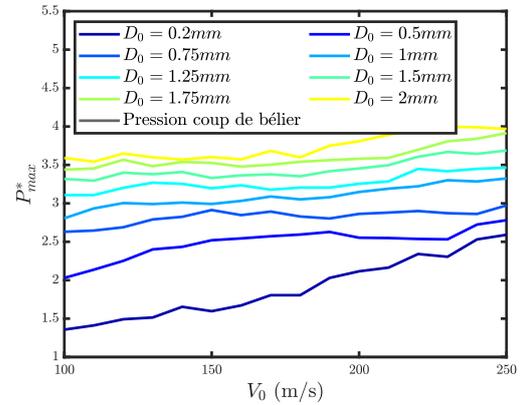
La pression maximum P_{max} appliquée sur le massif est une valeur intéressante pour étudier la variabilité d'un modèle numérique à l'autre. En effet, son amplitude est très importante et sa durée est très brève.

Celle-ci a été déterminée pour chacun des calculs lancés. Ainsi, la [Figure A.44a](#) et la [Figure A.44b](#) montrent la variation de la pression maximum P_{max} en fonction de la vitesse d'impact V_0 pour les différentes tailles de goutte (D_0).

Contrairement à la notion de pression coup de bélier P_{CB} ([Équation \(1.13\)](#)) et à la plupart des résultats numériques de la littérature, à vitesse d'impact V_0 constante, la pression maximum appliquée P_{max} augmente avec le diamètre D_0 de la goutte. Ce résultat rejoint un résultat de l'étude de convergence spatiale ([Sous-sous-section 3.2.3.2](#)) : plus le maillage est fin, plus la pression (en particulier P_{max}) augmente même si cela n'a plus de sens physique au sens de la mécanique des milieux continus à partir d'une échelle définie dans ce manuscrit à $1\ \mu\text{m}$. Le cas de l'étude est le même : relativement à la taille des petites gouttes, les mailles de $1\ \mu\text{m}$ sont plus grosses et entraînent donc des niveaux de pression P plus faibles. Par conséquent, sur la base de ce résultat, il reste difficile d'établir formellement que la taille d'une goutte influence la pression exercée même si cela pourrait se justifier, en particulier d'un point de vue énergétique. Ce résultat permet, néanmoins, de soulever cette question et de questionner les différents modèles numériques proposés.



(a) Variation de la pression maximum absolue P_{max} (MPa) en fonction de la vitesse d'impact V_0 pour différents diamètres de goutte D_0



(b) Variation de la pression maximum adimensionnée P_{max}^* en fonction de la vitesse d'impact V_0 pour différents diamètres de goutte D_0

FIGURE A.44 – Évolution de la pression maximum P_{max} en fonction de la vitesse d'impact V_0 pour différents diamètres de goutte D_0

A.16.1.2 Position pression maximum $R_{P_{max}}$

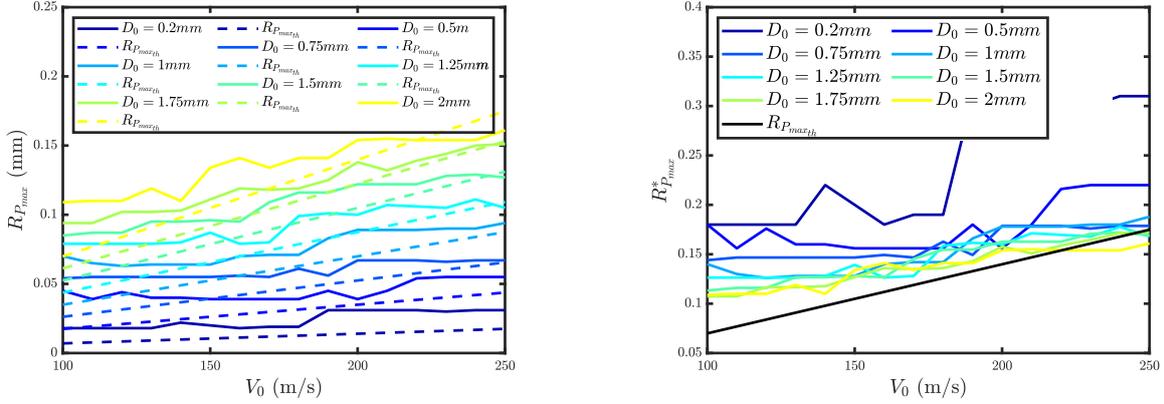
La position du pic de pression $R_{P_{max}}$ (Équation (1.9)) est une donnée importante pour comprendre la sollicitation sous impact liquide. En effet, d'un point de vue mécanique, la localisation du pic est probablement une donnée importante de la localisation des dommages périphériques couramment observés sur les échantillons (Figure 1.19).

Selon le modèle analytique (Équation (1.9)), la position relative $R_{P_{max}}^*$ ne dépend que de la vitesse. Cela est plutôt confirmé par l'étude paramétrique (Figures A.45a et A.45b), en dehors des valeurs considérées comme aberrantes des petits diamètres ($D_0 = 0.2$ mm et $D_0 = 0.5$ mm).

A.16.1.3 Instant pression maximum $T_{P_{max}}^*$

L'instant adimensionné $T_{P_{max}}^*$ auquel la pression maximum P_{max} est appliquée sur le massif est donné en fonction de la vitesse d'impact V_0 sur la Figure A.46 pour différents diamètres de goutte D_0 . Ainsi, il apparaît spontanément que les diamètres $D_0 = 0.2$ mm et $D_0 = 0.5$ mm sont des données aberrantes, à cause d'une modélisation rugueuse du phénomène. En tout état de cause, ces diamètres sont à traiter de manière différenciée de tous les autres. En effet, il apparaît que l'instant adimensionné $T_{P_{max}}^*$ ne dépend pas du diamètre des gouttes D_0 ($D_0 \geq 0.75$ mm) mais que de la vitesse d'impact V_0 dont il est une fonction croissante. D'ailleurs, le modèle numérique est très proche de la valeur théorique analytique (Équation (1.6)).

Par ailleurs, il est frappant (et logique) de constater que les Figures A.45b et A.46 ont



(a) Variation de la position de la pression maximum absolue $R_{P_{max}}$ (mm) en fonction de la vitesse d'impact V_0 pour différents diamètres de goutte D_0

(b) Variation de la position de la pression maximum adimensionnée $R_{P_{max}}^*$ en fonction de la vitesse d'impact V_0 pour différents diamètres de goutte D_0

FIGURE A.45 – Évolution de la position de la pression maximum $R_{P_{max}}$ en fonction de la vitesse d'impact V_0 pour différents diamètres de goutte D_0

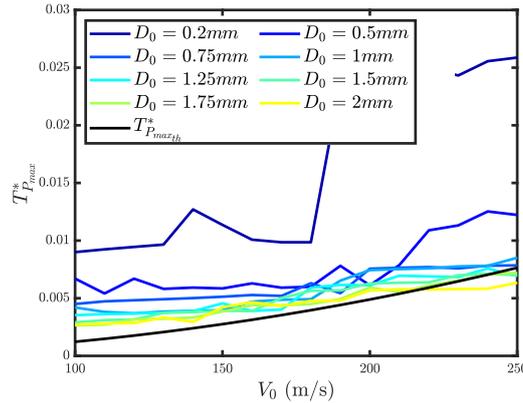


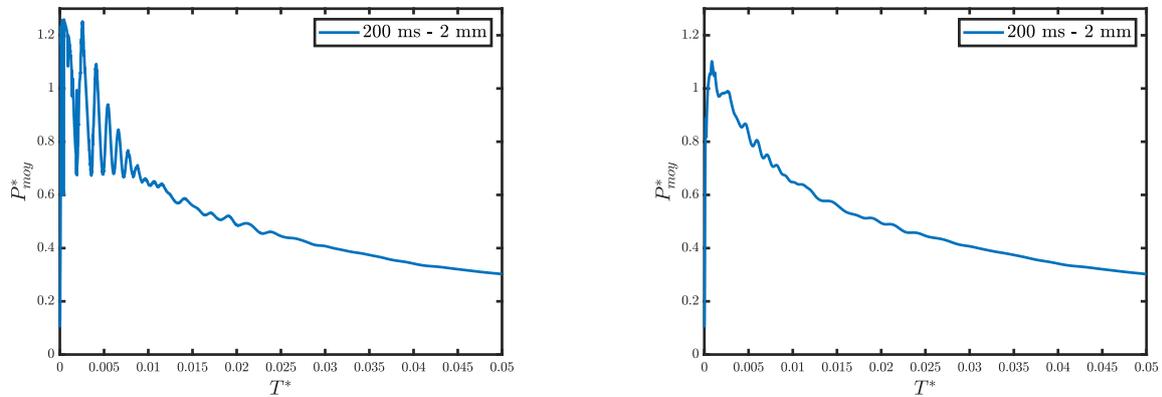
FIGURE A.46 – Instant $T_{P_{max}}^*$ pour différents diamètre de goutte D_0 en fonction de la vitesse d'impact V_0

exactement le même profil. Ceci est logique étant donné que, comme cela a été évoqué précédemment, aux premiers instants de l'impact, l'étalement de la goutte est une fonction du temps (Figure 3.9). Il y a donc une équivalence entre ces deux grandeurs à l'instant où la pression max P_{max} est atteinte.

A.16.1.4 Pression moyenne P_{moy}

La pression moyenne P_{moy}^* a un profil très marqué : elle atteint un maximum très rapidement après le début de l'impact ($T^* = 0.05\%$ pour le cas standard) avant de décroître régulièrement (Figure A.47b). Afin de mieux faire apparaître le comportement global de la

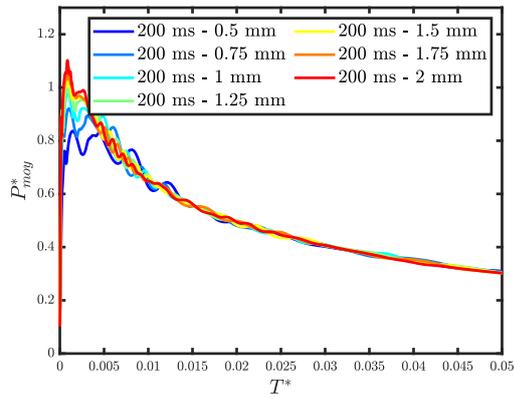
pression moyenne P_{moy}^* , une fonction de lissage est appliquée sur la pression moyenne. Les deux profils sont montrés sur les Figures A.47a et A.47b. Ce lissage est pertinent dans la mesure où, dans le cas où le modèle standard est adapté avec une vitesse V_0 *patchée* sur l'ensemble du domaine, il permet d'obtenir le profil du cas adapté. Les oscillations de la Figure A.47a sont donc dues à la présence d'air au niveau du contact entre l'eau et le *wall*. Par ailleurs, en appliquant les adimensionnements standards, il est frappant de constater que les profils de pression moyenne P_{moy}^* se superposent quasi-parfaitement à vitesse d'impact V_0 constante (Figure A.48a). De même, la pression moyenne augmente linéairement avec la vitesse d'impact V_0 (Figure A.48b).



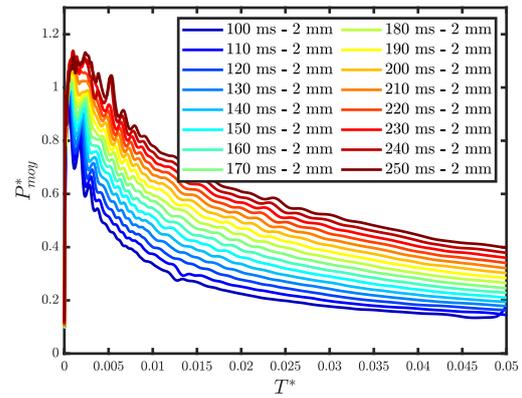
(a) Variation de la pression moyenne adimensionnée P_{moy}^* pour le cas standard sans lissage ($V_0 = 200 \text{ m s}^{-1} - D_0 = 2 \text{ mm}$)

(b) Variation de la pression moyenne adimensionnée P_{moy}^* pour le cas standard avec lissage ($V_0 = 200 \text{ m s}^{-1} - D_0 = 2 \text{ mm}$)

FIGURE A.47 – Comparaison des profil de pression moyenne P_{moy}^* avec et sans lissage



(a) Variation de la pression moyenne adimensionnée P_{max}^* pour différents diamètres D_0 de goutte à $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$



(b) Variation de la pression moyenne adimensionnée P_{max}^* pour différentes vitesses de goutte V_0 avec un diamètre $D_0 = 2 \text{ mm}$

FIGURE A.48 – Évolution de la pression moyenne P_{moy}^* dans différents cas

A.16.1.5 Effet d'échelle

Selon la littérature, les adimensionnements utilisés permettent, à vitesse d'impact V_0 constante, à partir du profil de pression P d'une goutte de diamètre D_0 connu, de reconstituer le profil de pression P de n'importe quel diamètre.

Les Figures A.49 et A.50 présentent les profils de pressions P adimensionnés à différents pas de temps de goutte de 1 mm et de 2 mm de diamètre lancées respectivement à 100 ms^{-1} et 200 ms^{-1} .

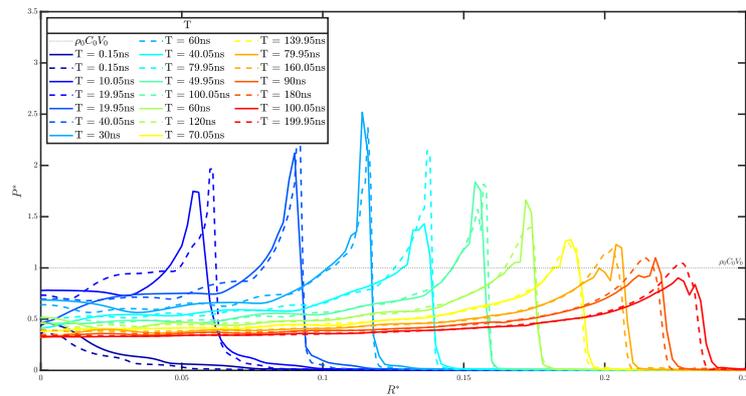


FIGURE A.49 – Profils de pression P adimensionnés pour deux gouttes de diamètre $D_0 = 1 \text{ mm}$ (trait plein) et $D_0 = 2 \text{ mm}$ (trait interrompu) lancées à $V_0 = 100 \text{ m s}^{-1}$ (de $T^* = 0$ à $T^* = 0.01$ avec un pas de temps de $T^* = 0.001$)

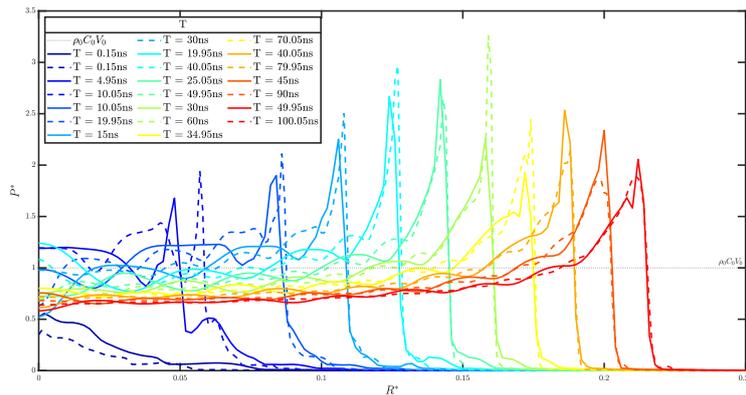


FIGURE A.50 – Profils de pression P adimensionnés pour deux gouttes de $D_0 = 1 \text{ mm}$ (trait plein) et $D_0 = 2 \text{ mm}$ (trait interrompu) lancées à $V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$ (de $T^* = 0$ à $T^* = 0.01$ avec un pas de temps de $T^* = 0.001$)

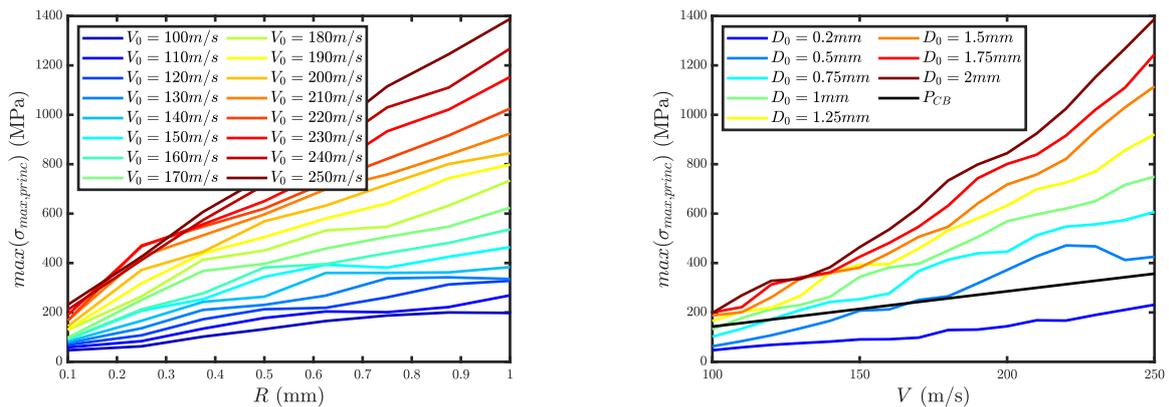
Ainsi, il apparaît que l'adimensionnement utilisé permet de bien reconstituer l'étalement des gouttes pour une vitesse d'impact V_0 donnée. Aussi, en terme d'amplitudes les profils de

pression P sont plutôt correctement reconstitués, même si certaines amplitudes varient de manière assez importante (tout en restant du même ordre de grandeur). Néanmoins, étant donné qu'il s'agit là d'un adimensionnement avec une taille de maille constante et une taille de goutte qui varie, le raffinement relatif des simulations n'est pas le même. Compte-tenu de l'absence de convergence spatiale en amplitude sur la pression maximum P_{max} (Sous-sous-section 3.2.3.2), il n'est pas surprenant que l'amplitude de la pression P ne soit pas la même. Par conséquent, il semblerait que les adimensionnements proposés permettent *effectivement* de déterminer le profil de pression P appliqué par l'impact d'une goutte de diamètre D_0 quelconque à partir du profil de pression P d'une goutte lancée à la même vitesse V_0 . Néanmoins, compte-tenu des problématique de validité des équations de continuité à petites échelles, cette conclusion devrait d'abord être confirmée, notamment expérimentalement.

A.16.2 Simulation numérique FEM

A.16.2.1 Contrainte principale de traction maximum $\sigma_{princ,max}$ en surface

La contrainte principale maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ est étudiée car il s'agit de la valeur la traction maximum perçue par le massif à sa surface. La variation de cette valeur dans l'étude paramétrique permet de d'identifier des tendances intéressantes. Ainsi, les Figures A.51a et A.51b montrent l'évolution de la contrainte principale maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ en fonction, respectivement, du rayon R_0 et de la vitesse V_0 de la goutte impactant le massif.



(a) Contrainte principale maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ en fonction du rayon R_0 de la goutte

(b) Contrainte principale maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ en fonction de la vitesse V_0 de la goutte

FIGURE A.51 – Variation de la contrainte principale maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$

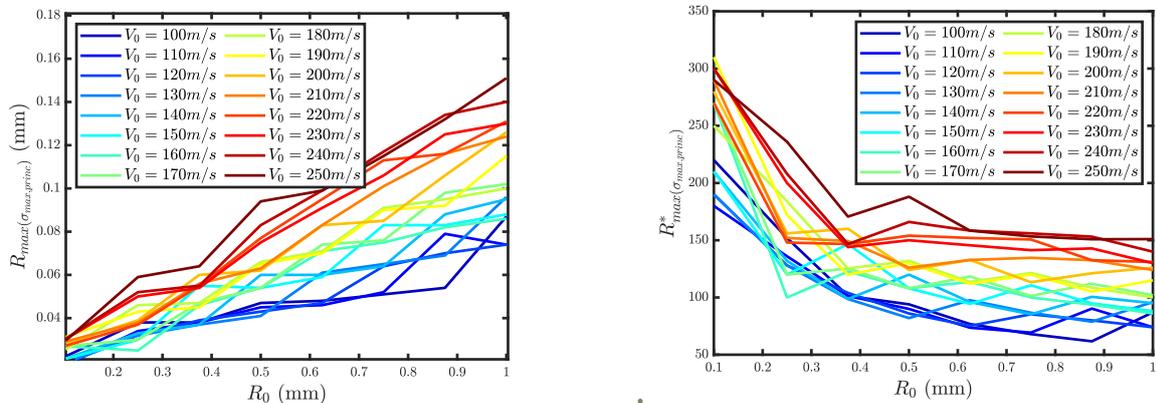
Ainsi, la contrainte principale maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ est une fonction

croissante de la vitesse d'impact V_0 et de la taille de la goutte. Ces résultats sont cohérents avec la littérature et avec les modèles analytiques élémentaires : plus la vitesse d'impact V_0 est importante, plus la pression coup de bélier P_{CB} est importante et plus le massif subit une sollicitation importante. De même, plus la goutte est de grande dimension, plus la durée pendant laquelle la pression P appliquée est importante, sur une surface d'autant plus importante également. Cela engendre donc une sollicitation d'autant plus critique pour le massif. Néanmoins, ce que met en valeur cette modélisation est que, potentiellement, à vitesse d'impact V_0 constante, le rayon R_0 de la goutte impactant le massif joue directement sur les niveaux de contraintes perçus dans le massif.

A.16.2.2 Position $R_{max(\sigma_{max,princ})}$ de la contrainte principale de traction maximum $max(\sigma_{princ,max})$ en surface

La position de la contrainte principale maximum de traction $R_{max(\sigma_{max,princ})}$ est une donnée qu'il est intéressant d'étudier dans l'étude paramétrique, en particulier en vue de l'analyse simple de critères d'amorçage de l'endommagement.

Dans un premier temps, les Figures A.52a et A.52b montrent la variation de la position de la contrainte principale maximum de traction $R_{max(\sigma_{max,princ})}$ en fonction du rayon R_0 de la goutte impactant le massif.



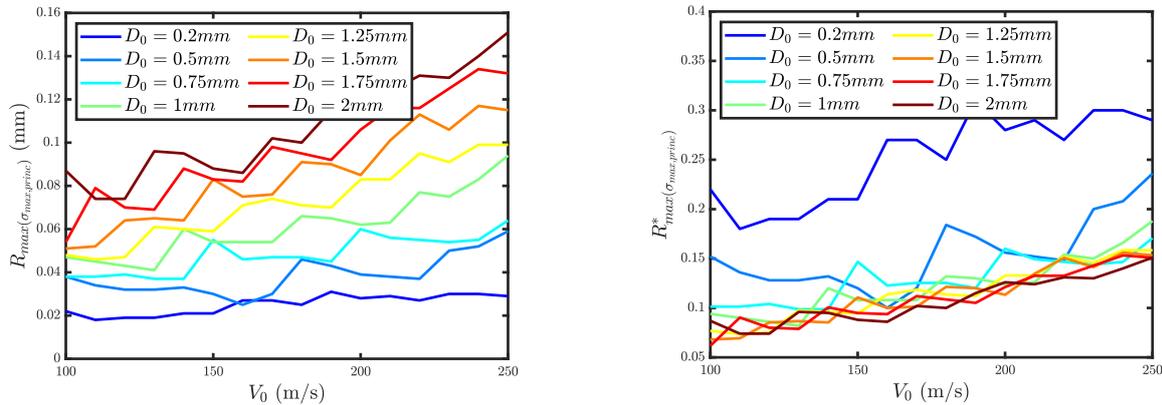
(a) Position absolue de la contrainte principale maximum de traction $R_{max(\sigma_{max,princ})}$ en fonction du rayon R_0

(b) Position relative de la contrainte principale maximum de traction $R^*_{max(\sigma_{max,princ})}$ en fonction du rayon R_0

FIGURE A.52 – Variation de la position de la contrainte principale maximum de traction $R_{max(\sigma_{max,princ})}$ en fonction du rayon R_0

Ainsi, la position relative de la contrainte principale maximum $R^*_{max(\sigma_{max,princ})}$ est relativement insensible au rayon R_0 de la goutte à partir d'une goutte de diamètre $D_0 = 1$ mm. Cela signifie que la position de la contrainte principale maximum de traction $R^*_{max(\sigma_{max,princ})}$

est simplement une fonction de la vitesse d'impact V_0 comme le montre la Figure A.53b. Néanmoins, il convient de rappeler que la position *absolue* $R_{max(\sigma_{max,princ})}^*$ dépend à la fois du diamètre de la goutte D_0 ainsi que de sa vitesse d'impact V_0 . La conclusion de l'étude de ce paramètre est que pour toute goutte dont le diamètre est supérieur à 0.5 mm, à une vitesse d'impact V_0 donnée, la position de la contrainte principale maximum de traction $R_{max(\sigma_{max,princ})}$ peut-être déduite à partir d'une goutte de n'importe quel diamètre supérieur à 0.5 mm.



(a) Position absolue de la contrainte principale maximum de traction $R_{max(\sigma_{max,princ})}$ en fonction de la vitesse d'impact V_0

(b) Position relative de la contrainte principale maximum de traction $R_{max(\sigma_{max,princ})}^*$ en fonction de la vitesse d'impact V_0

FIGURE A.53 – Variation de la position de la contrainte principale maximum de traction $R_{max(\sigma_{max,princ})}$ en fonction de la vitesse d'impact V_0

A.16.2.3 Instant $T_{max(\sigma_{max,princ})}^*$ de la contrainte principale de traction maximum $max(\sigma_{princ,max})$ en surface

Il est intéressant d'étudier l'instant auquel apparait la contrainte principale maximum $max(\sigma_{max,princ})$ en fonction des différents paramètres de l'étude afin de mieux comprendre la réaction du massif à la sollicitation.

Ainsi, la Figure A.54 montre de nouveau que les cas $D_0 = 0.2$ mm est à traiter à part (ainsi que dans une certaine mesure le cas $D_0 = 0.5$ mm). Néanmoins, il est clair que l'instant (adimensionné) $T_{max(\sigma_{max,princ})}^*$ est une fonction croissante de la vitesse d'impact V_0 mais est indépendante du diamètre D_0 de la goutte. Cela signifie qu'à vitesse d'impact V_0 constante, l'instant réel reste plus tardif pour les gouttes de plus grandes dimensions. Ainsi, cela permet d'établir que le coup de bélier "ressenti" par le massif n'est pas une donnée intrinsèque au matériau mais dépend également de la sollicitation : si elle continue de croître rapidement, mais pendant une durée plus longue, elle reste perçue comme un

coup de bélier et entraîne des niveaux de contraintes d'autant plus importants.

Par ailleurs, l'instant auquel la contrainte principale maximum de traction apparaît $T_{max(\sigma_{max,princ})}^*$ est postérieur à l'instant théorique de l'apparition de l'onde de Rayleigh. Cela signifie que l'onde se développe et atteint ensuite son maximum.

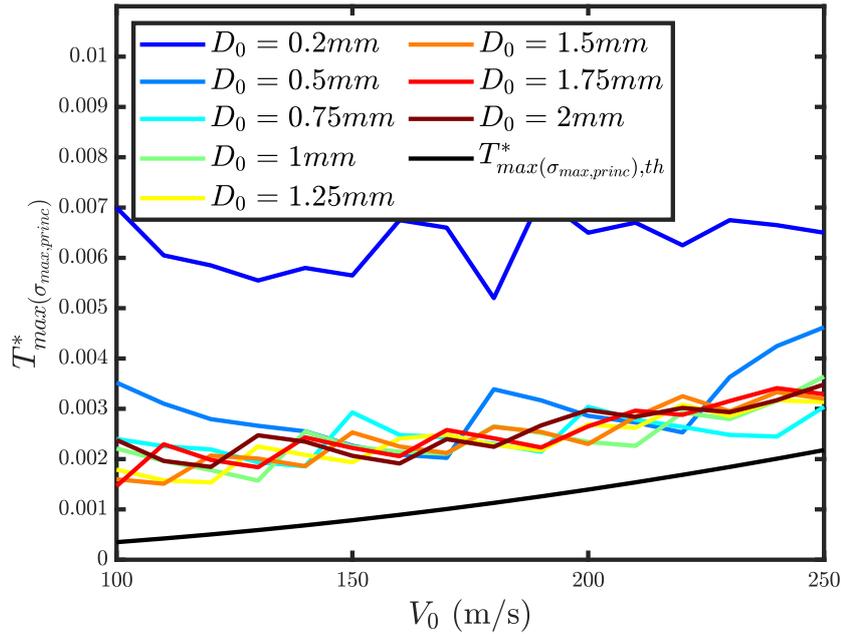


FIGURE A.54 – Instant en fonction de la vitesse d'impact V_0 pour différents diamètres de goutte D_0

A.16.2.4 Vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_r$ et $\dot{\epsilon}_z$

En raison d'une grande quantité de bruit numérique sur $\dot{\epsilon}_r$ et $\dot{\epsilon}_z$, il est très complexe d'exploiter pleinement l'étude paramétrique avec ces données, dans l'état actuel du modèle numérique FEM. Néanmoins, quelques cas particuliers sont abordés afin d'amorcer quelques tendances. Les Figures A.55a et A.55b tracent les vitesses de déformations radiales $\dot{\epsilon}_r$ et axiale $\dot{\epsilon}_z$ à l'instant $T_{max(\sigma_{max,princ})} = 35$ ns où la contrainte est maximum pour une goutte de diamètre $D_0 = 2$ mm avec un vitesse d'impact $V_0 = 200$ m s⁻¹. Pour mémoire, le rayon correspondant au maximum de la contrainte principale maximum dans ce cas est de $R_{max(\sigma_{max,princ})} = 0.126$ mm. On remarque que les vitesses de déformations maximum sont très importantes, et nécessitent d'être confirmées par des analyses ultérieures.

Aussi, le rayon $R_{max(\sigma_{max,princ})}$ correspond également à un pic de vitesse de déformation radiale $\dot{\epsilon}_r$ et axial $\dot{\epsilon}_z$. Ce pic décroît ensuite avec l'avancée de l'onde de Rayleigh mais garde une intensité très importante (au-delà de 10×10^6).

De manière analogue, les [Figures A.56a](#) et [A.56b](#) donnent les mêmes vitesses de déformation à l'instant $T_{max(\sigma_{max,princ})} = 28$ ns pour une goutte de diamètre $D_0 = 2$ mm avec une vitesse d'impact de $V_0 = 200$ m s⁻¹. Le rayon $T_{max(\sigma_{max,princ})} = 0.087$ mm est également le lieu de pics de vitesses de déformations $\dot{\epsilon}_r$ et $\dot{\epsilon}_z$. Les amplitudes de vitesse de déformation sont environ 3 fois moindre alors que la vitesse d'impact V_0 n'est que 2 fois moindre (tout comme la pression maximum P_{max}), et la contrainte maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ plus que 4 fois moindre.

Finalement, il reste important de noter que la contrainte maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ s'accompagne de vitesses de déformation $\dot{\epsilon}$ très importantes qui nécessitent d'être confirmées par des études ultérieures. Le bruit numérique (déjà lissé sur les différentes figures) est assez important et rend les interprétations et analyses quantitatives complexes et hasardeuse, en particulier au niveau des différentes singularités numériques déjà évoquées.

A.16.2.5 Singularité de la contrainte principal maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$

Les [Figures A.57a](#) et [A.57b](#) présentent l'évolution de la contrainte principale maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ à différents instants T en fonction de leur position R pour une goutte de diamètre 2 mm de vitesse d'impact $V_0 = 200$ m s⁻¹ (R et T sont liés car $max(\sigma_{max,princ})$ est dû à l'onde de Rayleigh qui se déplace dans la direction r avec le temps T). La [Figure A.57b](#) montre que la contrainte principale maximum de traction $\Sigma_{max,traction} = max(\sigma_{max,princ})$ peut être donnée par :

$$\Sigma_{max,traction} = AR^\alpha \quad (\text{A.25})$$

Cette équation est analogue à celle de la contrainte au niveau d'une fissure donnée par :

$$\sigma = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} = Ar^{-1/2} \quad (\text{A.26})$$

De même, les [Figures A.58a](#) et [A.58b](#) tracent l'évolution la contrainte principale maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ à différents instants T en fonction de leur position R pour une goutte de diamètre $D_0 = 2$ mm et de vitesse d'impact $V_0 = 200$ m s⁻¹.

La valeur du coefficient α de l'Équation (A.25) est une fonction décroissante de la vitesse d'impact V_0 allant de $\alpha = 0.56$ pour une vitesse d'impact $V_0 = 100$ m s⁻¹ à $\alpha = -0.67$ pour une vitesse d'impact de $V_0 = 250$ m s⁻¹. Cette valeur permet de d'analyser la singularité de $\sigma_{max,princ}$ au niveau de son maximum, et qui est légèrement supérieure à la singularité de contrainte en pointe de fissure.

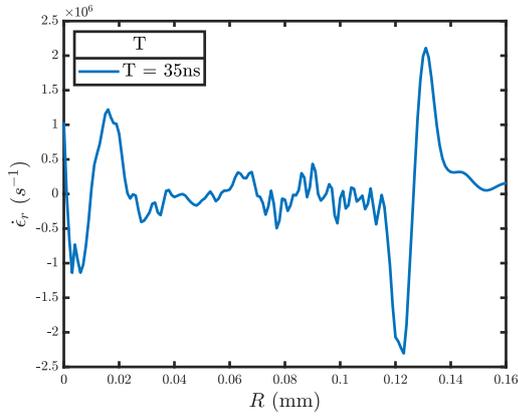
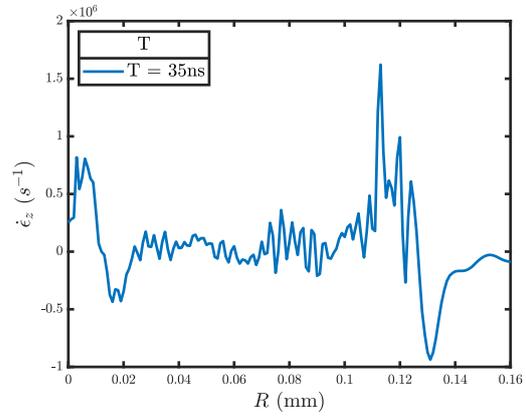
(a) Vitesse de déformation radiale $\dot{\epsilon}_r$ (b) Vitesse de déformation axiale $\dot{\epsilon}_z$

FIGURE A.55 – Vitesses de déformations à l’instant $T_{max(\sigma_{max,princ})}$ ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

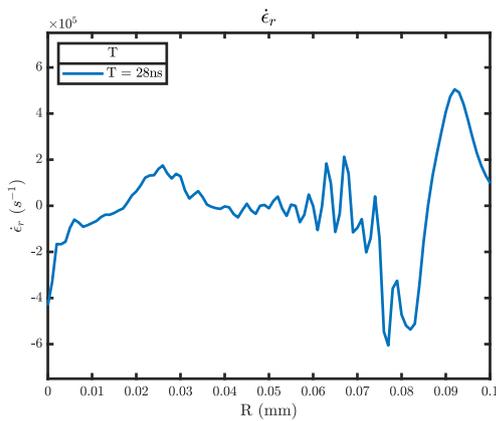
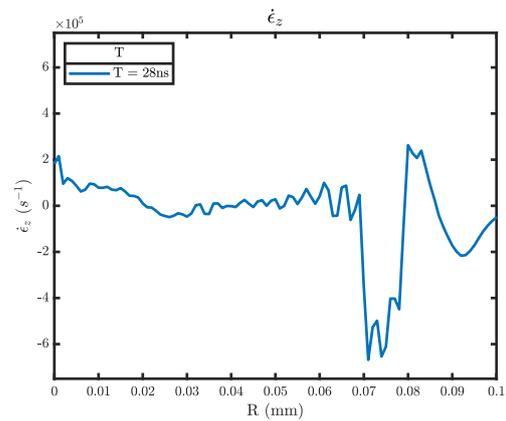
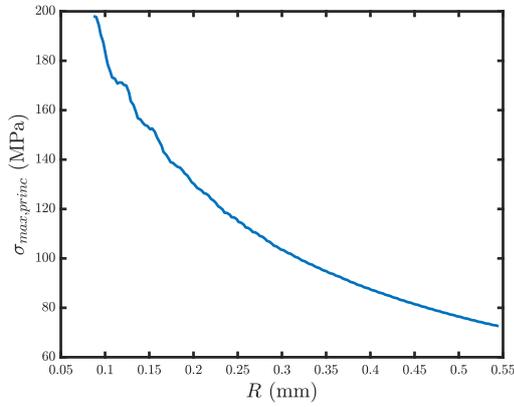
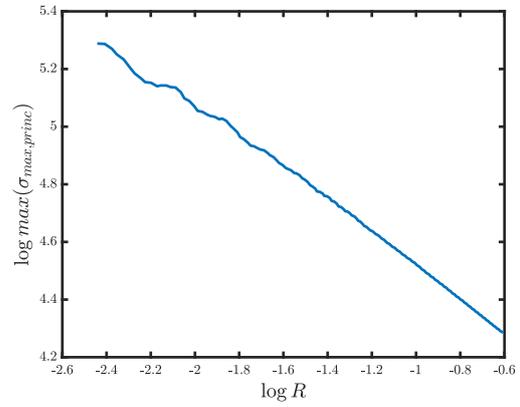
(a) Vitesse de déformation radiale $\dot{\epsilon}_r$ (b) Vitesse de déformation axiale $\dot{\epsilon}_z$

FIGURE A.56 – Vitesses de déformations à l’instant $T_{max(\sigma_{max,princ})}$ ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 100 \text{ m s}^{-1}$)

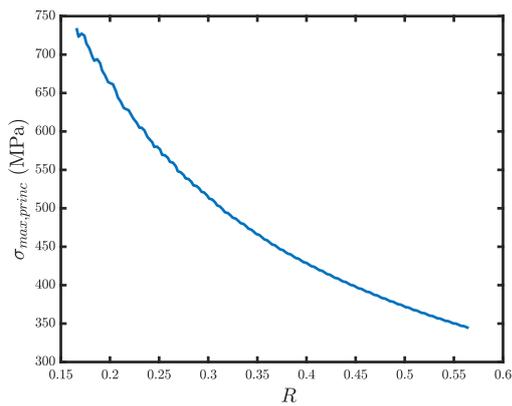


(a) Échelle normale

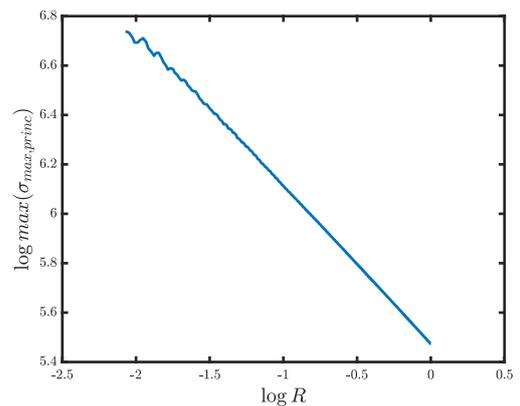


(b) Échelle log-log

FIGURE A.57 – Évolution du maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ en fonction de la position R ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 100 \text{ m s}^{-1}$)



(a) Échelle normale



(b) Échelle log-log

FIGURE A.58 – Évolution du maximum de traction $max(\sigma_{max,princ})$ en fonction de la position R ($D_0 = 2 \text{ mm} - V_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$)

A.17 Formulation des éléments infinis

Comme évoqué en [Annexe A.18](#) le déplacement entraîné par une sollicitation dynamique est la composition d'une onde de compression (déplacement longitudinal) et d'une onde de cisaillement (déplacement transversal). Les éléments infinis visent à dissiper les contraintes appliquées lorsqu'elles atteignent leur bord libre. Quelque soit l'onde de contrainte considéré, le déplacement associé peut s'exprimer sous la forme $u = f(x \pm ct)$. Les éléments utilisés sont inspirés des travaux de (LYSMER et KUHLEMEYER, 1969).

Le principe des éléments infinis repose sur une constante de dissipation introduite aux extrémités du domaine. En considérant que x est la direction de propagation :

$$\sigma_{xx} = -d_1 \dot{u}_x \quad (\text{A.27})$$

$$\sigma_{xy} = -d_2 \dot{u}_y \quad (\text{A.28})$$

$$\sigma_{xz} = -d_2 \dot{u}_z \quad (\text{A.29})$$

Les valeurs des coefficients d_1 et d_2 doivent être choisies afin d'éviter respectivement les réflexions d'ondes longitudinales et transverses.

Pour le cas des ondes longitudinales s'approchant de l'extrémité de l'élément infini, leur déplacement associé est donné par : $u_x = f_1(x - C_1 t)$, $u_y = u_z = 0$. Si elles sont réfléchies, alors, leur déplacement sera donné par : $u_x = f_2(x + C_1 t)$, $u_y = u_z = 0$ (*Abaqus Analysis User's Guide (6.14) 2023*). La contrainte correspondante est donnée par :

$$\sigma_{xx} = (\lambda + 2\mu)(f'_1 + f'_2) \quad (\text{A.30})$$

La vitesse des particules est donnée par : $\dot{u}_x = -C_1(f'_1 - f'_2)$.

Par conséquent, on obtient l'égalité suivante :

$$d_1 C_1 (f'_1 - f'_2) = (\lambda + 2\mu)(f'_1 + f'_2) \quad (\text{A.31})$$

Ce qui équivaut à :

$$f'_1(\lambda + 2\mu - C_1 d_1) + f'_2(\lambda + 2\mu + d_1 C_1) = 0 \quad (\text{A.32})$$

L'objectif étant que $f'_2 = 0$, donc que $f'_2 = 0$ quelque soit f'_1 . Cela peut être obtenu avec :

$$\lambda + 2\mu - C_1 d_1 = 0 \quad (\text{A.33})$$

D'où :

$$d_1 = \frac{\lambda + 2\mu}{C_1} = \rho C_1 \quad (\text{A.34})$$

De manière analogue, le coefficient de dissipation d_2 associé à l'onde de cisaillement est donné par :

$$d_2 = \rho C_2 \quad (\text{A.35})$$

Ces conditions aux limites permettent de dissiper toutes les ondes de contraintes dont la direction de propagation est orthogonale à l'extrémité infinie de l'élément. Cette formulation spécifique permet également de comprendre l'importance de la définition de l'orientation des éléments évoquée précédemment.

Il est important de noter que cette formulation est imparfaite pour se prémunir totalement contre la réflexion d'ondes de contraintes au niveau des extrémités du domaine. D'autres formes d'éléments infinis ont également été proposées (LIU et QUEK JERRY, 2003) mais possèdent également d'autres limitations. La formulation *Abaqus* utilisée a semblé tout à fait adéquate lors des simulations menées.

A.18 Formulation du problème de mécanique des milieux continus sous forme de propagation d'ondes

L'équation du mouvement exprimée en fonction du déplacement u (Équation (3.37)) est rappelée :

$$\mu \nabla^2 u + (\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot u = \rho \ddot{u} \quad (\text{A.36})$$

En considérant une décomposition du vecteur déplacement u telle que⁷ :

$$u = \nabla \phi + \nabla \wedge \psi \quad (\text{A.37})$$

En intégrant la décomposition du vecteur déplacement u (Équation (A.37)) dans l'Équation (A.36), on obtient l'équation suivante :

$$\mu \nabla^2 [\nabla \phi + \nabla \wedge \psi] + (\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot [\nabla \phi + \nabla \wedge \psi] = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\nabla \phi + \nabla \wedge \psi] \quad (\text{A.38})$$

Soit, après simplifications :

$$\nabla [(\lambda + 2\mu) \nabla^2 \phi - \rho \ddot{\phi}] + \nabla \wedge [\mu \nabla^2 \psi - \rho \ddot{\psi}] = 0 \quad (\text{A.39})$$

Le déplacement u dont la décomposition est donnée par l'Équation (A.37) satisfait l'Équation (A.36) si :

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{C_1} \ddot{\phi} \quad (\text{A.40})$$

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{C_2} \ddot{\psi} \quad (\text{A.41})$$

Avec :

- $C_1 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho}$: vitesse de propagation de l'onde de compression (déplacement longitudinal) (Sous-sous-section 1.2.3.3) ;
- $C_2 = \frac{\mu}{\rho}$: vitesse de propagation de l'onde de cisaillement (déplacement transversal) (Sous-sous-section 1.2.3.3).

7. Cette décomposition est proche de la condition de Helmholtz qui impose également que $\nabla \cdot \psi = 0$. Cette condition n'est pas nécessaire pour le raisonnement suivant mais est souvent utilisée dans la littérature.

La caractéristique de l'onde de compression que la direction de déplacement des particules et la direction de propagation sont les mêmes. La caractéristique de l'onde de cisaillement est que la direction de propagation est orthogonale à la direction de déplacement.

C'est à partir de ce raisonnement, et dans le cadre de l'élasticité linéaire que la vitesse de propagation des ondes de contraintes volumique est déterminée.

Il existe des solutions analytique particulières de l'Équation (A.39) pour des cas de charges particuliers dans un massif infini (charge ponctuelle ou linéique) ((ACHENBACH, 2012)). Cependant, les développements mathématiques deviennent très rapidement complexes pour des cas de chargements aléatoires et distribués, en particulier pour des massifs semi-infinis. Ceux-ci entraînent des phénomènes de réflexions d'ondes qui deviennent rapidement ingérables analytiquement. De plus, l'existence d'une limite sur un massif entraîne l'apparition d'ondes de contraintes spécifiques de *Love* (LOVE, 1911) et de *Rayleigh* (RAYLEIGH, 1885). Dans le cas axisymétrique étudié, il n'y a pas d'ondes de Love.

A.19 Étude de la procédure automatisée de mesure de vitesse V_0 et de longueur L_0 des jets

Les images fournies par la *Phantom V710* (Annexe A.6.1) sont codées en 12 B. L'algorithme *Matlab* mis en place pour mesurer la vitesse V_0 des jets filmés procède en plusieurs étapes pour chacun des films à analyser à partir des images brutes (Figure A.59a) :

- normalisation de l'image pour augmenter les contrastes (Figure A.59b) ;
- floutage de l'image pour lisser le bruit (Figure A.59c) ;
- seuillage pour binariser les images en fonction de la valeur du pixel (Figure A.59d) ;
- détection du jet (Figure A.59e) ;
- suivi du front de la goutte en fonction d'un seuil adapté pour chaque film et détection de la fin du jet (Figure A.59f) ;
- calcul de la vitesse à partir du suivi du front.

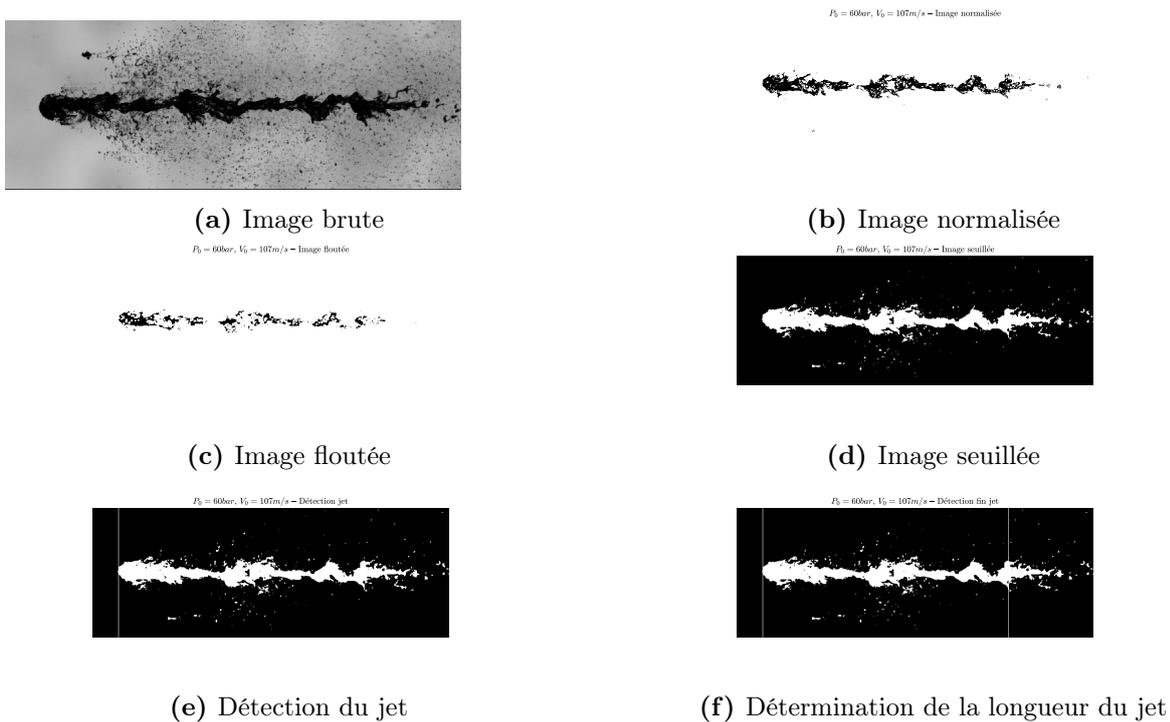


FIGURE A.59 – Traitement *Matlab* sur un jet ($P_0 = 60 \text{ bar}$ – $\dot{\theta} = 60 \text{ tr min}^{-1}$ – $V_0 = 107 \text{ m s}^{-1}$ – $L_0 = 19 \text{ mm}$)

Le seuil utilisé pour détecter le front de chaque goutte varie : pour chaque film, différents seuils sont testés et celui permettant de calculer une vitesse moyenne dont l'écart-type est le plus faible de l'ensemble des seuils testés (de 5 px à 45 px).

L'algorithme permet également de déterminer une taille de goutte dans le cas où sa longueur est au moins inférieure à la longueur de l'image. La fin de la goutte est également déterminée par un seuil analogue à celui utilisé pour le suivi du front.

Afin de valider l'algorithme de traitement et cette procédure, les valeurs de vitesses de jets V_0 ont été comparées à des valeurs déterminées *manuellement* avec le logiciel de traitement d'image *ImageJ*.

La [Figure A.60](#) compare, pour l'ensemble des cas tests (680) films avec des vitesses allant de 38 m s^{-1} à 146 m s^{-1} sans seuil et avec un seuil de 5 m s^{-1} sur l'écart-type de la vitesse V_0 calculée avec *Matlab*. Ainsi, ce critère simple permet de conserver 90% des mesures sur les cas testés tout en éliminant la plupart des valeurs aberrantes. L'ensemble des analyses ultérieures utilisera ce filtre sur les séquences analysées pour éliminer les mesures de vitesse V_0 aberrantes.

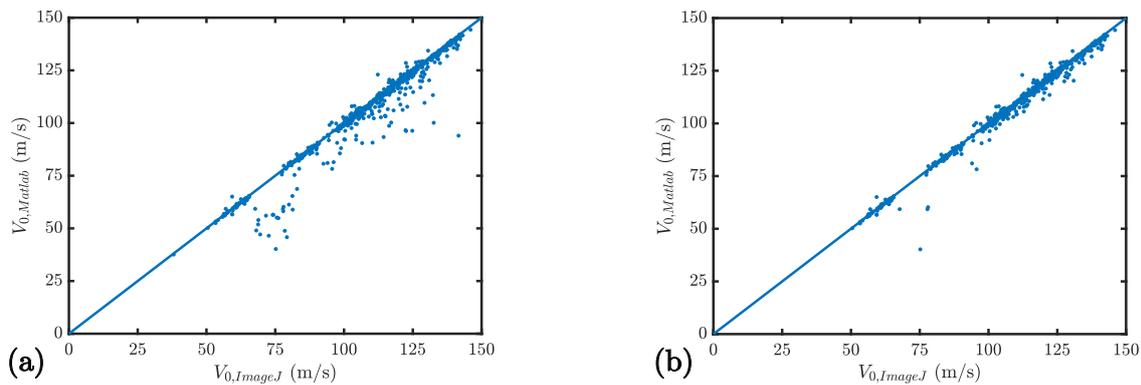


FIGURE A.60 – Comparaison des vitesses de jets V_0 brutes (a) et filtrées (b) calculées manuellement (*ImageJ*) et automatiquement (*Matlab*)

Par ailleurs, la mesure de la longueur L_0 avec *Matlab* montre également une bonne corrélation avec les mesures *ImageJ* ([Figure A.61](#)) en dépit d'une dispersion plus importante et d'un plus grand nombre de valeurs aberrantes. Ces erreurs sont dues au fait que la mesure est plus difficile à automatiser, en particulier lorsque la cohérence des jets est moindre. De plus, la mesure avec *ImageJ* est d'autant plus sujette à interprétation pour déterminer l'extrémité du jet pour en mesurer la longueur L_0 . Néanmoins, comme présenté à la [Sous-section 4.1.2.2](#), la longueur L_0 n'est pas une donnée qu'il est nécessaire de déterminer avec précision par un traitement automatisé *Matlab*. De plus, la méthode présentée présente l'avantage d'être utilisable avec n'importe quelle longueur de jet contrairement à la méthode *Matlab* qui impose une longueur de jet L_0 au moins inférieure à la longueur des images.

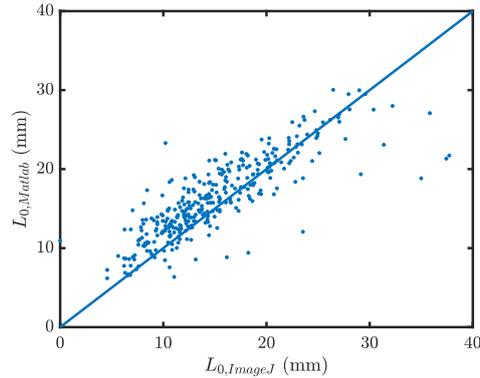


FIGURE A.61 – Comparaison des longueurs calculées manuelle (*ImageJ*) et automatiquement (*Matlab*)

A.20 Distribution de la pression P_0

La pompe utilisée sur le **PJET** est une pompe à 3 pistons. Ainsi, pour mettre l'eau sous pression, les pistons "poussent" l'eau et la mettent sous pression. Ainsi, le profil de pression type d'une pompe de cette technologie est la somme de 3 sinusoïdes (**Figure A.62**). La figure **Figure A.63** est la transformée de Fourier du signal de la figure **Figure A.62**. Elle montre que le signal de la pression P_0 est constituée exclusivement d'harmoniques de 15 Hz, ce qui correspond à la fréquence de rotation du moteur de la pompe, et donc, des pistons.

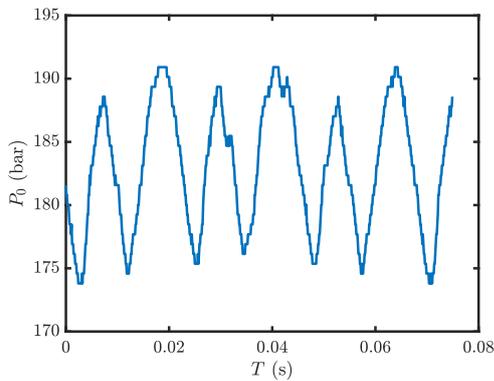


FIGURE A.62 – Variation temporelle de la pression P_0 à 180 bar

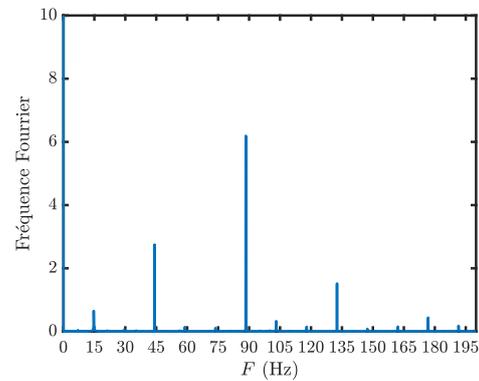


FIGURE A.63 – Transformée de Fourier de la pression P_0 à 180 bar

P_0 mesurée en sortie de pompe pour une pression cible de $P_0 = 180$ bar une buse de diamètre $D_0 = 1.03$ mm

Il est fait l'hypothèse que pour une pression cible P_0 , les oscillations de pression suivent une loi normale de moyenne P_0 . Cette hypothèse n'est pas exacte comme le montre le qqplot de la **Figure A.64** mais elle reproduit de manière acceptable le comportement

des distributions réelles pour les cas d'utilisations de ce manuscrit⁸. Il convient donc de déterminer, à partir de mesures expérimentales, l'écart-type σ_{P_0} en fonction de la pression P_0 pour les 2 buses utilisées.

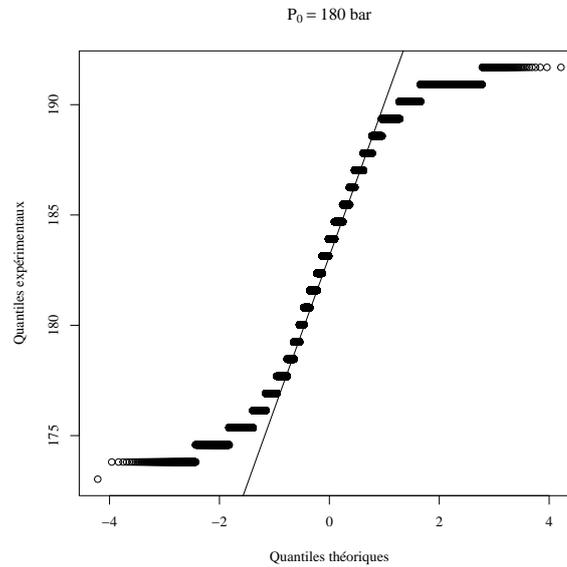
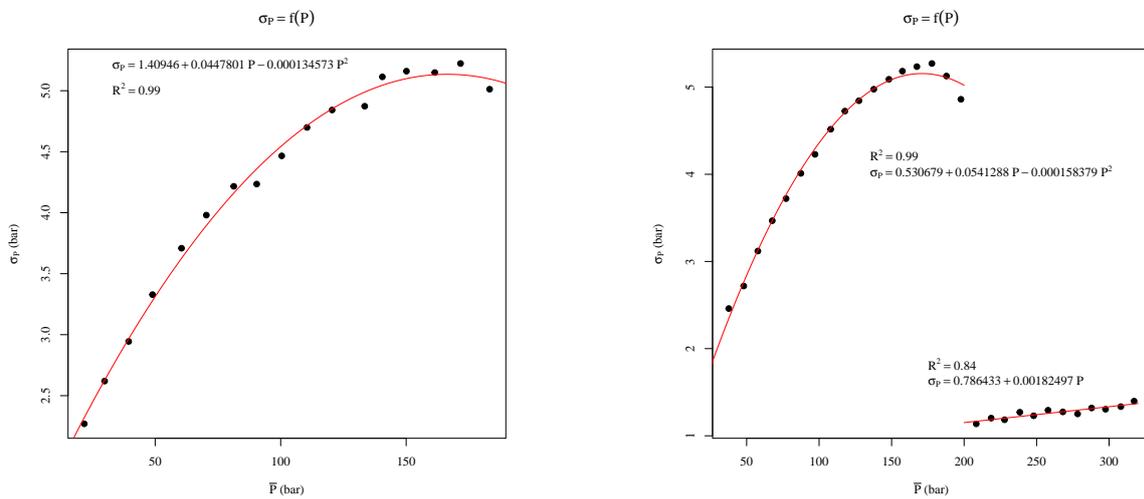


FIGURE A.64 – QQplot (loi normale) de la distribution de la pression à $P_0 = 180$ bar pour une buse de diamètre $D_0 = 1.03$ mm

Lors de ces mesures, il a été constaté que l'écart-type σ_{P_0} de la pression P_0 suit une loi du degré 2 de 20 bar à 200 bar (en fonction de la pression P_0). Puis, de 200 bar à 320 bar, les oscillations sont beaucoup moins importantes et l'écart-type σ_{P_0} de la pression suit une loi affine (en fonction de la pression P_0). Ce phénomène s'explique physiquement par le ballon anti-pulsatoire qui entre en activité à partir de $P_0 = 200$ bar.

Les lois empiriques déterminées sont données par les [Figures A.65a](#) et [A.65b](#).

8. L'hypothèse de normalité est correcte pour l'intervalle 200 bar à 320 bar pour une buse de diamètre 1.03 mm.



(a) Variation de σ_{P_0} en fonction de P_0 pour une buse de diamètre $D_0 = 1.03$ mm

(b) Variation de σ_{P_0} en fonction de P_0 pour une buse de diamètre $D_0 = 0.6$ mm

FIGURE A.65 – Fonction de σ_{P_0} en fonction de P_0 pour les 2 buses utilisées

A.21 Données de l'essai MIJA

L'ensemble des paramètres expérimentaux provient du rapport (D. WILLIAMSON, 2020) fournit par le laboratoire *Cavendish*. Les données d'observation (longueurs, diamètres, classification du dommage) sont issues des observations microscopiques menées pendant les travaux de thèse.

A.21.1 Données expérimentales

Les données expérimentales fournies par le laboratoire *Cavendish* et obtenues par les observations menées sont données dans le [Tableau A.9](#).

TABLEAU A.9 – Données de l'essai MIJA

N° essai	Nombre d'impacts	Vitesse d'impact (m/s)	Dommage	X	Y	Type dommage	Diamètre premier dommage (mm)	Diamètre bout de fissure (mm)	Fiabilité diamètres	Longueur premier dommage (µm)	Vitesse goutte 2 mm équivalente (loi MIJA Williamson) ($m s^{-1}$)	Vitesse goutte 2 mm équivalente (loi MIJA ONERA) ($m s^{-1}$)	D_0 équivalent (mm)
1	1	125	Non	5	40	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	188.5	150.0	6.5
2	1	173	Oui	25	40	Amorçage	N/A	N/A	N/A	181	249.3	207.6	5.8
3	1	188	Oui	35	40	Amorçage	0.987	1.368	Intermédiaire	-	267.3	225.6	5.6
4	10	105	Non	0	35	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	161.6	126.0	6.8
5	10	130	Non	5	35	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	195.1	156.0	6.4
6	10	120	Non	10	35	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	181.9	144.0	6.5
7	10	134	Oui	15	35	Amorçage	0.521	0.565	Intermédiaire	90	200.3	160.8	6.3
8	10	145	Oui	20	35	Amorçage	N/A	N/A	N/A	59	214.5	174.0	6.2
9	10	153	Oui	25	35	Intermédiaire	1.637	2.446	Importante	N/A	224.6	183.6	6.1
10	10	160	Oui	30	35	Important	0.803	2.329	Importante	N/A	233.4	192.0	6.0
11	20	105	Non	0	30	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	161.6	126.0	6.8
12	20	126	Non	5	30	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	189.8	151.2	6.5
13	20	124	Non	10	30	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	187.2	148.8	6.5
14	30	106	Non	15	30	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	162.9	127.2	6.7
15	30	125	Non	20	30	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	188.5	150.0	6.5
16	30	130	Non	25	30	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	195.1	156.0	6.4
17	50	110	Non	30	30	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	168.4	132.0	6.7
18	50	131	Non	35	30	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	196.4	157.2	6.4
19	50	123	Non	40	30	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	185.9	147.6	6.5
20	20	138	Oui	0	25	Avancé	0.954	1.476	Importante	N/A	205.5	165.6	6.3
21	30	139	Oui	5	25	Intermédiaire	0.918	N/A	Faible	313	206.8	166.8	6.3
22	50	147	Oui	10	25	Important	0.954	3.789	Importante	N/A	217.0	176.4	6.2
23	100		Non	15	25	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	169.8	133.2	6.7
24	100		Non	20	25	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	169.8	133.2	6.7
25	100	128	Oui	25	25	Très important	0.6	3.128	Intermédiaire	N/A	192.5	153.6	6.4
26	100	140	Oui	30	25	Très important	0.875	3.214	Importante	N/A	208.1	168.0	6.3
27	100	55	Non	0	20	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	89.7	66.0	7.5
28	100	101	Non	5	20	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	156.1	121.2	6.8
29	100	111	Non	10	20	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	169.8	133.2	6.7
30	200	56	Non	0	20	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	91.2	67.2	7.4
31	200	102	Non	5	20	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	157.4	122.4	6.8
32	200	111	Non	10	20	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	169.8	133.2	6.7
33	300	57	Non	0	20	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	92.7	68.4	7.4
34	300	102	Oui	5	20	Intermédiaire	1.528	2.886	Importante	N/A	157.4	122.4	6.8
35	300	110	Non	10	20	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	168.4	132.0	6.7
36	5	127	Non	15	20	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	191.2	152.4	6.4
37	5	152	Oui	20	20	Amorçage	0.203	N/A	Faible	96	223.4	182.4	6.1
38	5	154	Non	25	20	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	225.9	184.8	6.1
39	5	163	Oui	30	20	Intermédiaire	1.628	2.266	Faible	N/A	237.1	195.6	5.9
40	5	174	Oui	35	20	Avancé	0.799	1.689	Importante	N/A	250.5	208.8	5.8

41	3	144	Non	0	15	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	213.2	172.8	6.2
42	3	150	Non	5	15	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	220.8	180.0	6.1
43	3	156	Non	10	15	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	228.4	187.2	6.0
44	3	155	Oui	15	15	Intermédiaire	0.99	1.254	Faible	279	227.1	186.0	6.1
45	2	152	Non	25	15	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	223.4	182.4	6.1
46	1	137	Non	0	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	204.2	164.4	6.3
47	1	137	Non	5	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	204.2	164.4	6.3
48	1	141	Non	10	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	209.4	169.2	6.3
49	1	150	Non	15	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	220.8	180.0	6.1
50	1	158	Non	25	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	230.9	189.6	6.0
51	1	169	Non	30	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	244.5	202.8	5.9
52	1	178	Non	35	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	255.4	213.6	5.7
53	2	129	Non	0	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	193.8	154.8	6.4
54	2	140	Non	5	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	208.1	168.0	6.3
55	2	142	Non	10	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	210.7	170.4	6.2
56	2	149	Non	15	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	219.6	178.8	6.1
57	2	163	Non	20	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	237.1	195.6	5.9
58	2	166	Non	25	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	240.8	199.2	5.9
59	2	172	Oui	30	10	Amorçage	0.538	0.81	Faible	97	248.1	206.4	5.8
60	2	173	Non	35	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	249.3	207.6	5.8
61	3	124	Non	0	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	187.2	148.8	6.5
62	3	137	Non	5	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	204.2	164.4	6.3
63	3	142	Non	10	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	210.7	170.4	6.2
64	3	151	Non	15	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	222.1	181.2	6.1
65	3	163	Non	20	10	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	237.1	195.6	5.9
66	3	166	Oui	25	10	Amorçage	0.472	N/A	Intermédiaire	49	240.8	199.2	5.9
67	3	168	Oui	35	10	Amorçage	N/A	N/A	N/A	153	243.2	201.6	5.9
68	1	149	Non	0	5	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	219.6	178.8	6.1
69	1	178	Non	5	5	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	255.4	213.6	5.7
70	1	173	Non	10	5	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	249.3	207.6	5.8
71	1	173	Non	15	5	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	249.3	207.6	5.8
72	1	190	Oui	20	5	Amorçage	1	1.342	Intermédiaire	259	269.6	228.0	5.6
73	1	172	Non	25	5	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	248.1	206.4	5.8
74	1	193	Non	30	5	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	273.2	231.6	5.5
75	1	166	Non	35	5	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	240.8	199.2	5.9
76	1	188	Oui	40	5	Amorçage	N/A	N/A	N/A	40	267.3	225.6	5.6
77	1	173	Oui	5	45	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	249.3	207.6	5.8
78	1	183	Oui	10	45	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	261.3	219.6	5.7
79	1	176	Oui	15	45	Amorçage	N/A	N/A	N/A	111	253.0	211.2	5.8
80	1	187	Non	20	45	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	266.1	224.4	5.6
81	1	181	Oui	25	45	Amorçage	N/A	N/A	N/A	63	259.0	217.2	5.7
82	1	187	Oui	30	45	Amorçage	N/A	N/A	N/A	129	266.1	224.4	5.6
83	1	176	Oui	35	45	Amorçage	N/A	N/A	N/A	121	253.0	211.2	5.8
84	5	136	Non	0	0	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	202.9	163.2	6.3
85	5	141	Non	5	0	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	209.4	169.2	6.3
86	50	122	Non	10	0	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	184.5	146.4	6.5
87	100	123	Non	10	0	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	185.9	147.6	6.5
88	200	122	Non	10	0	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	184.5	146.4	6.5

89	300	122	Non	10	0	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	184.5	146.4	6.5
90	200	132	Oui	15	0	Erosion	0.632	3.39	Importante	N/A	197.7	158.4	6.4
91	50	138	Oui	20	0	Important	0.843	3.121	Importante	N/A	205.5	165.6	6.3
92	300	121	Oui	25	0	Erosion	1.143	3.121	Importante	N/A	183.2	145.2	6.5
93	100	87	Non	30	-5	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	136.4	104.4	7.0
94	200	88	Non	25	-5	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	137.9	105.6	7.0
95	300	89	Non	20	-5	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	139.3	106.8	7.0
96	200	78	Non	15	-5	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	123.6	93.6	7.1
97	300	78	Non	10	-5	Néant	N/A	N/A	N/A	N/A	123.6	93.6	7.1

A.21.2 Localisation points d'impacts

La Figure A.66 donne la localisation des différents points d'impacts de l'essai MIJA.

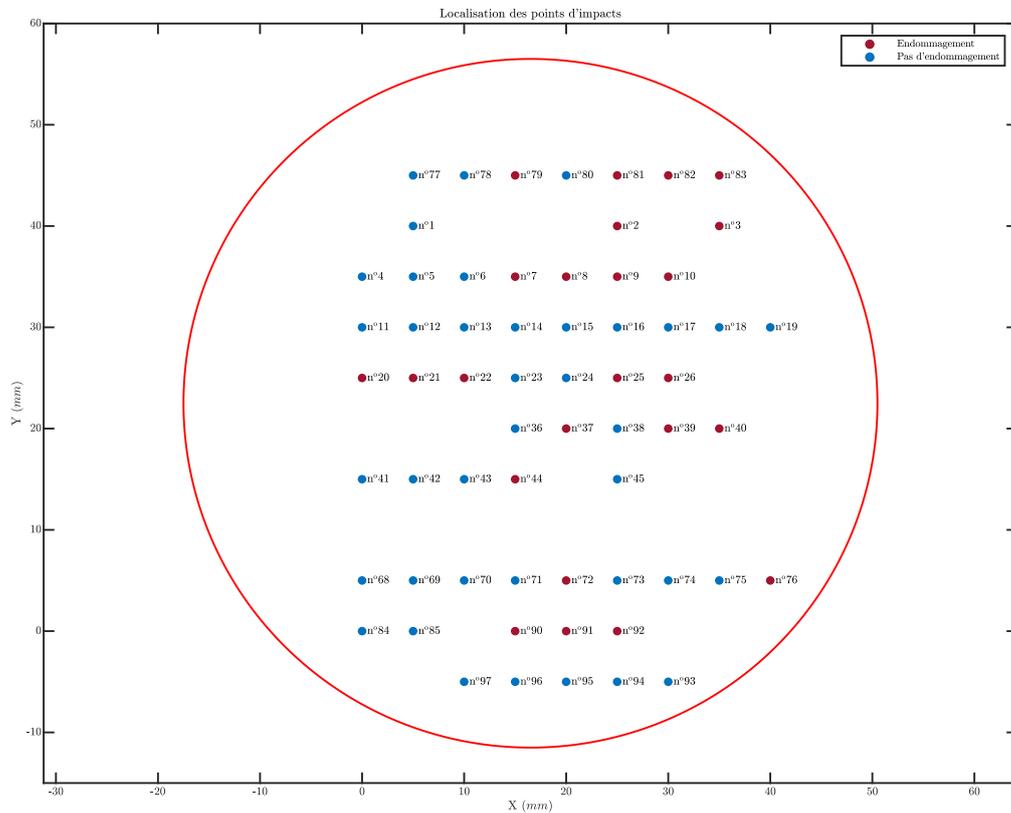


FIGURE A.66 – Localisation des points d'impacts du protocole MIJA

B

Bibliographie

Bibliographie

- Abaqus Analysis User's Guide (6.14)* (2023). URL : <http://130.149.89.49:2080/v6.14/books/usb/default.htm?startat=book01.html> (visité le 08/03/2023).
- ACHENBACH, Jan (déc. 2012). *Wave Propagation in Elastic Solids*. en. Google-Books-ID : XyQ6ibRvst4C. Elsevier.
- ADLER, W. F. (fév. 1982a). « Development Of Design Data For Rain Impact Damage In Infrared-Transmitting Materials ». In : *Emerging Optical Materials*. T. 0297. International Society for Optics et Photonics, p. 143-155. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/0297/0000/Development-Of-Design-Data-For-Rain-Impact-Damage-In-Infrared/10.1117/12.932496.short> (visité le 28/07/2021).
- ADLER, William F (mai 1982b). *Investigation of Liquid Drop Impacts on Ceramics*. Rapp. tech. CR-82-1075. Effects Technology, Inc, p. 95. URL : <https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA114981> (visité le 16/05/2022).
- (déc. 1999). « Rain impact retrospective and vision for the future ». en. In : *Wear* 233-235, p. 25-38. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S004316489900191X> (visité le 18/08/2020).
- ADLER, William F, John C BOTKE et Timothy W JAMES (1979). « Response of Infrared-Transparent Materials to Raindrop Impact ». en. In : p. 174.
- ADLER, William F et Timothy W JAMES (1983). « Analysis of water impacts on zinc sulfide ». In : 5, p. 27-45.
- ADLER, William F. (juin 1977). « Liquid drop collisions on deformable media ». en. In : *Journal of Materials Science* 12.6. Number : 6, p. 1253-1271. URL : <https://doi.org/10.1007/BF02426864> (visité le 27/07/2020).
- ADLER, William F. et Stephen V. HOOKER (sept. 1978a). « Rain erosion mechanisms in brittle materials ». en. In : *Wear* 50.1, p. 11-38. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0043164878902429> (visité le 11/08/2021).

- ADLER, William F. et Stephen V. HOOKER (mai 1978b). « Water drop impact damage in zinc sulfide ». en. In : *Wear* 48.1, p. 103-119. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0043164878901412> (visité le 05/08/2021).
- ADLER, William F. et Timothy W. JAMES (mars 1979). *Particle Impact Damage in Ceramics*. en. Rapp. tech. Section : Technical Reports. EFFECTS TECHNOLOGY INC SANTA BARBARA CA. URL : <https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA069826> (visité le 18/05/2022).
- (mars 1980). *Localized Deformation and Fracture of Transparent Ceramics*. en. Rapp. tech. Section : Technical Reports. EFFECTS TECHNOLOGY INC SANTA BARBARA CA. URL : <https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA085133> (visité le 31/05/2022).
- ADLER, WILLIAM F. (1979). « The mechanics of liquid impact ». en. In : *Treatise on Materials Science and Technology* 16, p. 127-183.
- AMIRZADEH, B. et al. (avr. 2017). « A computational framework for the analysis of rain-induced erosion in wind turbine blades, part II : Drop impact-induced stresses and blade coating fatigue life ». en. In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 163, p. 44-54. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167610516305256> (visité le 05/01/2021).
- ANSYS *Fluent Theory Guide* (2013). EN.
- ARRIGONI, M. et al. (2019). « Caractérisation de l'impact d'un jet d'eau propulsé par une charge pyrotechnique sur une cible rigide ». fr. In : Brest.
- ASTM (août 2017). *Standard Test Method for Dynamic Young's Modulus, Shear Modulus, and Poisson's Ratio by Impulse Excitation of Vibration*. en. URL : <https://www.astm.org/e1876-01.html> (visité le 17/10/2023).
- (2021). *Standard Test Method for Liquid Impingement Erosion Using Rotating Apparatus*. en. URL : <https://www.astm.org/g0073-10r21.html> (visité le 25/09/2023).
- BARFKNECHT, Nils et Dominic von TERZI (déc. 2023). « On the significance of rain droplet slowdown and deformation for leading-edge rain erosion ». English. In : *Wind Energy Science Discussions*. Publisher : Copernicus GmbH, p. 1-42. URL : <https://wes.copernicus.org/preprints/wes-2023-169/> (visité le 09/01/2024).
- BARTOLOMÉ, Luis et Julie TEUWEN (2019). « Prospective challenges in the experimentation of the rain erosion on the leading edge of wind turbine blades ». en. In : *Wind Energy* 22.1, p. 140-151. URL : <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/we.2272> (visité le 28/07/2020).
- BEST, A. C. (1950). « The size distribution of raindrops ». en. In : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 76.327, p. 16-36. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.49707632704> (visité le 09/08/2023).

- BISWAS, P. et al. (avr. 2010). « Effect of post-CVD thermal treatments on crystallographic orientation, microstructure, mechanical and optical properties of ZnS ceramics ». en. In : *Journal of Alloys and Compounds* 496.1, p. 273-277. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925838810001532> (visité le 07/07/2021).
- BLOWERS, R. M. (juin 1969). « On the Response of an Elastic Solid to Droplet Impact ». In : *IMA Journal of Applied Mathematics* 5.2, p. 167-193. URL : <https://doi.org/10.1093/imamat/5.2.167> (visité le 28/08/2023).
- BOURNE, N.k (avr. 2005). « On impacting liquid jets and drops onto polymethylmethacrylate targets ». In : *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 461.2056. Number : 2056 Publisher : Royal Society, p. 1129-1145. URL : <http://royalsocietypublishing.org/doi/full/10.1098/rspa.2004.1440> (visité le 19/08/2020).
- BRETOS-ARGUIÑENA, David et Beatriz MÉNDEZ-LÓPEZ (fév. 2023). « Aerodynamic simulation of rough and eroded blades, AEP effect and mitigation using low drag vortex generators ». English. In : *Wind Energy Science Discussions*. Publisher : Copernicus GmbH, p. 1-25. URL : <https://wes.copernicus.org/preprints/wes-2023-8/> (visité le 02/08/2023).
- BUSZKO, M. H. et A. K. KRELLA (juin 2017). « Slurry Erosion – Design of Test Devices ». en. In : *Advances in Materials Science* 17.2, p. 5-17. URL : <https://www.sciendo.com/article/10.1515/adms-2017-0007> (visité le 25/09/2023).
- CASE, E. D., K. M. LOUIE et A. G. EVANS (oct. 1984). « Statistical analysis of damage induced by water drop or water jet impact ». en. In : *Journal of Materials Science Letters* 3.10, p. 879-884. URL : <http://link.springer.com/10.1007/BF00719577> (visité le 25/08/2021).
- CASSAING, J. J. et al. (sept. 1989). « IR Materials Rain Damage Prediction And Tests Results ». In : *Window and Dome Technologies and Materials*. T. 1112. International Society for Optics et Photonics, p. 295-305. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/1112/0000/IR-Materials-Rain-Damage-Prediction-And-Tests-Results/10.1117/12.960788.short> (visité le 05/08/2021).
- CHANG, C. S, J. L HE et Z. P LIN (août 2003). « The grain size effect on the empirically determined erosion resistance of CVD-ZnS ». en. In : *Wear*. 14th International Conference on Wear of Materials 255.1, p. 115-120. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0043164803002667> (visité le 19/07/2021).
- CHAUVIÈRE, Fabienne (jan. 2023). *La plus grande éolienne du monde est en construction!* fr. Section : Sciences et Savoirs. URL : <https://www.radiofrance.fr/franceinter/>

- [podcasts/les-savanturiers/les-savanturiers-du-dimanche-29-janvier-2023-3215837](#) (visité le 04/09/2023).
- Cleartran datasheet - Rhom and Haas (2000). en.
- COAD, E. J. et John E. FIELD (juin 1997). « Liquid impact resistance of CVD diamond and other infrared materials ». In : *Window and Dome Technologies and Materials V*. T. 3060. International Society for Optics et Photonics, p. 169-180. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/3060/0000/Liquid-impact-resistance-of-CVD-diamond-and-other-infrared-materials/10.1117/12.277041.short> (visité le 25/08/2021).
- COAD, E.j. et al. (jan. 1998). « The erosion resistance of infrared transparent materials ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 454.1968. Publisher : Royal Society, p. 213-238. URL : <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1998.0155> (visité le 19/08/2022).
- COOK, Stanley Smith et Charles Algernon PARSONS (juill. 1928). « Erosion by water-hammer ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 119.783. Publisher : Royal Society, p. 481-488. URL : <http://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1928.0107> (visité le 26/07/2021).
- DANIEL C. HARRIS (1999). *Materials for Infrared Windows and Domes*. en. SPIE.
- DAVIES, P. N. H. et J. E. FIELD (sept. 1989). « Multiple Impact Jet Apparatus (MIJA) : Application To Rain Erosion Studies ». In : *Window and Dome Technologies and Materials*. T. 1112. International Society for Optics et Photonics, p. 316-329. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/1112/0000/Multiple-Impact-Jet-Apparatus-MIJA--Application-To-Rain-Erosion/10.1117/12.960790.short> (visité le 28/07/2020).
- DEOM, A.A., M. LEMISTRE et D.L. BALAGEAS (juin 1999). « New ONERA set-ups for the characterization of the resistance of materials to liquid and solid impacts ». In : *ICIASF 99. 18th International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities. Record (Cat. No.99CH37025)*, p. 29/1-29/8.
- DEOM, Alain A., Daniel L. BALAGEAS et al. (oct. 1990). « Sensitivity of rain erosion resistance of infrared materials to environmental conditions such as temperature and stress ». In : *Window and Dome Technologies and Materials II*. T. 1326. SPIE, p. 301-309. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/1326/0000/Sensitivity-of-rain-erosion-resistance-of-infrared-materials-to-environmental/10.1117/12.22509.full> (visité le 08/08/2023).

- DEOM, Alain A., A. LUC et al. (juin 1997). « Are classical rain erosion experiments of infrared materials used in high-velocity seekers representative? » In : *Window and Dome Technologies and Materials V*. T. 3060. SPIE, p. 130-141. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/3060/0000/Are-classical-rain-erosion-experiments-of-infrared-materials-used-in/10.1117/12.277038.full> (visité le 11/08/2023).
- DÉOM, A., R. GOUYON et C. BERNE (jan. 2005). « Rain erosion resistance characterizations : Link between on-ground experiments and in-flight specifications ». In : *Wear*. Second International Conference on Erosive and Abrasive Wear 258.1, p. 545-551. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0043164804002716> (visité le 16/08/2023).
- DÉOM, A. A. et al. (déc. 1999). « Towards more realistic erosion simulation tests for high velocity EM and IR windows ». en. In : *Wear* 233-235, p. 13-24. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0043164899001908> (visité le 11/08/2023).
- DETRIO, John A. (déc. 1992). « Rain impact testing of durable coatings on water-clear ZnS ». In : *Window and Dome Technologies and Materials III*. T. 1760. International Society for Optics et Photonics, p. 243-252. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/1760/0000/Rain-impact-testing-of-durable-coatings-on-water-clear-ZnS/10.1117/12.130801.short> (visité le 25/08/2021).
- DOITRAND, Aurélien et al. (mars 2023). « A review of the coupled criterion ». URL : <https://hal.science/hal-04023438> (visité le 04/01/2024).
- ENGEL, Olive G. (mai 1955). « Waterdrop collisions with solid surfaces ». en. In : *Journal of Research of the National Bureau of Standards* 54.5, p. 281. URL : https://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/jres/54/jresv54n5p281_A1b.pdf (visité le 26/07/2021).
- EVANS, A. G. (déc. 1980). « Fatigue in ceramics ». en. In : *International Journal of Fracture* 16.6, p. 485-498. URL : <https://doi.org/10.1007/BF02265214> (visité le 10/10/2022).
- EVANS, A. G., Y. M. ITO et M. ROSENBLATT (1980). « Impact damage thresholds in brittle materials impacted by water drops ». In : *Journal of Applied Physics* 51.5, p. 2473-2482. URL : <https://doi.org/10.1063/1.328021> (visité le 29/08/2023).
- FASSO, Guy (1967). *Rain and deicing experiments in a wind tunnel*. Rapp. tech. NASA TM-77077. Paris, France : ONERA. URL : <https://core.ac.uk/download/pdf/42851795.pdf> (visité le 03/11/2021).

- FIELD, J. E (déc. 1999). « ELSI conference : invited lecture : Liquid impact : theory, experiment, applications ». en. In : *Wear* 233-235, p. 1-12. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0043164899001891> (visité le 19/08/2022).
- (2001). « Techniques for Monitoring Material Degradation ». en. In : *Ageing Studies and Lifetime Extension of Materials*. Sous la dir. de Leslie G. MALLINSON. Boston, MA : Springer US, p. 297-311. URL : https://doi.org/10.1007/978-1-4615-1215-8_33 (visité le 27/07/2020).
- FIELD, J. E., J. P. DEAR et J. E. OGREN (juin 1998). « The effects of target compliance on liquid drop impact ». en. In : *Journal of Applied Physics* 65.2. Publisher : American Institute of PhysicsAIP, p. 533. URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.343136> (visité le 17/08/2021).
- FIELD, J. E., R. J. HAND et C. J. PICKLES (sept. 1989). « "Strength And Rain Erosion Studies Of I.R. Materials" ». In : *Window and Dome Technologies and Materials*. T. 1112. International Society for Optics et Photonics, p. 306-315. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/1112/0000/Strength-And-Rain-Erosion-Studies-Of-IR-Materials/10.1117/12.960789.short> (visité le 02/08/2021).
- FIELD, J. E., C. R. SEWARD et al. (jan. 1994). *Studies of Rain Erosion Mechanisms in a Range of IR Transmitting Ceramics - Including Coated Samples*. en. Rapp. tech. Section : Technical Reports. Cambridge Univ (United-Kingdom) Cavendish Lab. URL : <https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA324432> (visité le 19/08/2022).
- FIELD, J.E. et al. (1979). « Liquid jet impact and damage assessment for brittle solids ». en. In : *EROSION BY LIQUID AND SOLID IMPACT; ELST V; 5th international conference, Cambridge, Sept.1979, proceedings, 13/1-13/11. (1979)*. URL : <http://resolver.tudelft.nl/uuid:af44d26c-b085-4038-ab02-185623a21e7a> (visité le 21/08/2020).
- FIELD, John Edwin, M. B. LESSER, J. P. DEAR et al. (oct. 1985). « Studies of two-dimensional liquid-wedge impact and their relevance to liquid-drop impact problems ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* 401.1821. Publisher : Royal Society, p. 225-249. URL : <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1985.0096> (visité le 11/05/2022).
- FIELD, John Edwin, M. B. LESSER et David TABOR (jan. 1997). « On the mechanics of high speed liquid jets ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* 357.1689. Publisher : Royal Society, p. 143-162. URL : <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1997.0001> (visité le 11/05/2022).

- [//royalsocietypublishing-org.docelec.insa-lyon.fr/doi/10.1098/rspa.1977.0160](https://royalsocietypublishing-org.docelec.insa-lyon.fr/doi/10.1098/rspa.1977.0160) (visité le 16/08/2023).
- FISCHER-CRIPPS, A. C. (nov. 2004). « A simple phenomenological approach to nanoindentation creep ». In : *Materials Science and Engineering : A* 385.1, p. 74-82. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921509304005362> (visité le 29/09/2023).
- FORQUIN, Pascal (2015). *Etude analytique de la fragmentation d'une céramique due à des défauts de surface*. fr. Rapp. tech.
- FRAISSE, Anthony et al. (oct. 2018). « Impact fatigue damage of coated glass fibre reinforced polymer laminate ». In : *Renewable Energy* 126, p. 1102-1112. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148118304518> (visité le 15/09/2023).
- FRANCE, Météo (2023). *Intensité de précipitations - Pluies extrêmes en France métropolitaine*. URL : <http://pluiesextremes.meteo.fr/france-metropole/Intensite-de-precipitations.html> (visité le 09/08/2023).
- GARCIA-MAGARIÑO, Adelaida, Suthyvan SOR et Angel VELAZQUEZ (2019). « Droplet in the Shoulder Region of an Incoming Airfoil. Part I : Droplet Deformation and Trajectory ». In : *AIAA Aviation 2019 Forum*. _eprint : <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.2019-3306>. American Institute of Aeronautics et Astronautics. URL : <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2019-3306> (visité le 09/08/2023).
- GHIDAOU, Mohamed S. et al. (mars 2005). « A Review of Water Hammer Theory and Practice ». In : *Applied Mechanics Reviews* 58.1, p. 49-76. URL : <https://doi.org/10.1115/1.1828050> (visité le 10/08/2023).
- GOELA, Jitendra S. et Raymond L. TAYLOR (déc. 1988). « Monolithic material fabrication by chemical vapour deposition ». en. In : *Journal of Materials Science* 23.12, p. 4331-4339. URL : <https://doi.org/10.1007/BF00551927> (visité le 09/07/2021).
- GOHARDANI, Omid (mai 2011). « Impact of erosion testing aspects on current and future flight conditions ». en. In : *Progress in Aerospace Sciences* 47.4, p. 280-303. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0376042111000315> (visité le 02/08/2023).
- GOHARDANI, Omid, David M. WILLIAMSON et David W. HAMMOND (juill. 2012). « Multiple liquid impacts on polymeric matrix composites reinforced with carbon nanotubes ». en. In : *Wear* 294-295, p. 336-346. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0043164812002505> (visité le 12/08/2020).
- GONG, Jianghong, Jianjun WU et Zhenduo GUAN (nov. 1999). « Examination of the indentation size effect in low-load vickers hardness testing of ceramics ». In : *Journal of*

- the European Ceramic Society* 19.15, p. 2625-2631. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0955221999000436> (visité le 18/08/2023).
- GUIBERTEAU, Fernando, Nitin P. PADTURE et Brian R. LAWN (1994). « Effect of Grain Size on Hertzian Contact Damage in Alumina ». en. In : *Journal of the American Ceramic Society* 77.7, p. 1825-1831. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/j.1151-2916.1994.tb07057.x> (visité le 08/08/2023).
- GUIU, F., M. J. REECE et D. A. J. VAUGHAN (juin 1991). « Cyclic fatigue of ceramics ». en. In : *Journal of Materials Science* 26.12, p. 3275-3286. URL : <https://doi.org/10.1007/BF01124674> (visité le 11/10/2022).
- GUNN, Ross et Gilbert D. KINZER (août 1949). « The Terminal Velocity of Fall for Water Droplets in Stagnant Air ». EN. In : *Journal of the Atmospheric Sciences* 6.4. Publisher : American Meteorological Society Section : Journal of the Atmospheric Sciences, p. 243-248. URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/6/4/1520-0469_1949_006_0243_ttvoff_2_0_co_2.xml (visité le 09/08/2023).
- GUO, Li et al. (fév. 2020). « Structural, morphological, optical properties of CVDZnS and HIPZnS ». en. In : *Applied Physics A* 126.2. Company : Springer Distributor : Springer Institution : Springer Label : Springer Number : 2 Publisher : Springer Berlin Heidelberg, p. 1-7. URL : <https://link.springer.com/article/10.1007/s00339-019-3239-8> (visité le 06/10/2023).
- GUYON, Étienne, Jean-Pierre HULIN et Luc PETIT (2001). *Hydrodynamique physique - 3ème édition*. fr. 3ème. EDP Sciences.
- HACKWORTH, J. V. (avr. 1983). « Damage Of Infrared-Transparent Materials Exposed To Rain Environments At High Velocities ». In : *Scattering in Optical Materials II*. T. 0362. International Society for Optics et Photonics, p. 123-136. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/0362/0000/Damage-Of-Infrared-Transparent-Materials-Exposed-To-Rain-Environments-At/10.1117/12.934142.short> (visité le 28/07/2021).
- HACKWORTH, J. V. et Lawrence H. KOCHER (1976). *Exploratory Development of Rain Erosion Resistant Infrared Window Materials*. en. Rapp. tech. Section : Technical Reports. URL : <https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA046702> (visité le 22/05/2023).
- HALLER, K. K. et al. (août 2002). « Computational study of high-speed liquid droplet impact ». In : *Journal of Applied Physics* 92.5. Publisher : American Institute of Physics, p. 2821-2828. URL : <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1495533> (visité le 06/01/2021).
- HAND, R. J., J. E. FIELD et D. TOWNSEND (déc. 1991). « The use of liquid jets to simulate angled drop impact ». In : *Journal of Applied Physics* 70.11. Number : 11 Publisher :

- American Institute of Physics, p. 7111-7118. URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.349793> (visité le 20/08/2020).
- HARRIS, Daniel C. (mai 2007). « Development of hot-pressed and chemical-vapor-deposited zinc sulfide and zinc selenide in the United States for optical windows ». In : *Window and Dome Technologies and Materials X*. T. 6545. International Society for Optics et Photonics, p. 654502. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/6545/654502/Development-of-hot-pressed-and-chemical-vapor-deposited-zinc-sulfide/10.1117/12.716808.short> (visité le 07/07/2021).
- HARRIS, Daniel C. et al. (nov. 2008). « Thermal, structural, and optical properties of Cleartran® multispectral zinc sulfide ». In : *Optical Engineering* 47.11. Publisher : International Society for Optics and Photonics, p. 114001. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/journals/optical-engineering/volume-47/issue-11/114001/Thermal-structural-and-optical-properties-of-Cleartran-multispectral-zinc-sulfide/10.1117/1.3006123.short> (visité le 07/07/2021).
- HEYMANN, F. J. (déc. 1969). « High-Speed Impact between a Liquid Drop and a Solid Surface ». In : *Journal of Applied Physics* 40.13. Publisher : American Institute of Physics, p. 5113-5122. URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1657361> (visité le 23/04/2021).
- HICKS, Peter D. et Richard PURVIS (avr. 2010). « Air cushioning and bubble entrapment in three-dimensional droplet impacts ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 649. Publisher : Cambridge University Press, p. 135-163.
- HIRT, C. W et B. D NICHOLS (jan. 1981). « Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries ». en. In : *Journal of Computational Physics* 39.1, p. 201-225. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999181901455> (visité le 20/04/2022).
- HOKSBERGEN, T. H., R. AKKERMAN et I. BARAN (fév. 2023). « Liquid droplet impact pressure on (elastic) solids for prediction of rain erosion loads on wind turbine blades ». In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 233, p. 105319. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167610523000223> (visité le 31/08/2023).
- HONG, Yun Ky et Kwan Ho MOON (déc. 2016). « Experimental research on a waterjet to simulate erosion by impact of a water drop ». en. In : *Wear* 368-369, p. 116-123. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0043164816302575> (visité le 20/08/2020).

- HUANG, Yen C., F. G. HAMMITT et T. M. MITCHELL (avr. 1973). « Note on shock-wave velocity in high-speed liquid-solid impact ». In : *Journal of Applied Physics* 44.4. Publisher : American Institute of Physics, p. 1868-1869. URL : <https://aip-scitation-org.docelec.insa-lyon.fr/doi/abs/10.1063/1.1662464> (visité le 20/04/2022).
- HUTCHINSON, John W. (1989). « Mechanisms of toughening in ceramics ». In : *Elsevier*, p. 139-144.
- IBRAHIM, Mohamed Elhadi et Mamoun MEDRAJ (jan. 2022). « Prediction and experimental evaluation of the threshold velocity in water droplet erosion ». In : *Materials & Design* 213, p. 110312. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0264127521008674> (visité le 07/09/2023).
- ISLAM, Md Rushdie Ibne et Amit SHAW (fév. 2020). « Numerical modelling of crack initiation, propagation and branching under dynamic loading ». en. In : *Engineering Fracture Mechanics* 224, p. 106760. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001379441930582X> (visité le 28/06/2022).
- JACKSON, M.J. et J.E. FIELD (jan. 2000). « Modelling liquid impact fracture thresholds in brittle materials ». In : *British Ceramic Transactions* 99.1. Publisher : Taylor & Francis _eprint : <https://doi.org/10.1179/bct.2000.99.1.1>, p. 1-13. URL : <https://doi.org/10.1179/bct.2000.99.1.1> (visité le 11/07/2022).
- JIANG, Lipeng et al. (fév. 2020). « Study on the effects of crisp layer on optical and mechanical properties of CVD ZnS ». en. In : *Journal of Materials Science : Materials in Electronics* 31.3, p. 2459-2465. URL : <https://doi.org/10.1007/s10854-019-02783-y> (visité le 06/10/2023).
- JOHNSON, Roy et al. (2020). « Zinc Sulfide Ceramics for Infrared Optics ». en. In : *Handbook of Advanced Ceramics and Composites : Defense, Security, Aerospace and Energy Applications*. Sous la dir. d'Yashwant R. MAHAJAN et Roy JOHNSON. Cham : Springer International Publishing, p. 533-567. URL : https://doi.org/10.1007/978-3-030-16347-1_16 (visité le 09/07/2021).
- JOHNSON, W. et G. W. VICKERS (août 1973). « Transient Stress Distribution Caused by Water-Jet Impact ». en. In : *Journal of Mechanical Engineering Science* 15.4. Publisher : IMECHE, p. 302-310. URL : https://doi.org/10.1243/JMES_JOUR_1973_015_052_02 (visité le 25/08/2021).
- JONSSON, Robert (2007). *Characterisation and validation of a pulsating jet erosion test*. eng. URL : <http://urn.kb.se/resolve?urn=urn:nbn:se:ltu:diva-48676> (visité le 19/08/2022).

- KENNEDY, C. F. et J. E. FIELD (nov. 2000). « Damage threshold velocities for liquid impact ». en. In : *Journal of Materials Science* 35.21, p. 5331-5339. URL : <https://doi.org/10.1023/A:1004842828161> (visité le 16/08/2023).
- KIM, D. K. et al. (déc. 1999). « Cyclic fatigue of intrinsically brittle ceramics in contact with spheres ». en. In : *Acta Materialia* 47.18, p. 4711-4725. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359645499002463> (visité le 13/10/2022).
- KIM, S.-E., D. CHOUDHURY et B. PATEL (1999). « Computations of Complex Turbulent Flows Using the Commercial Code Fluent ». en. In : *Modeling Complex Turbulent Flows*. Sous la dir. de Manuel D. SALAS, Jerry N. HEFNER et Leonidas SAKELL. ICASE/LaRC Interdisciplinary Series in Science and Engineering. Dordrecht : Springer Netherlands, p. 259-276. URL : https://doi.org/10.1007/978-94-011-4724-8_15 (visité le 18/10/2023).
- KIROLS, H. S. et al. (août 2017). « Water droplet erosion of stainless steel steam turbine blades ». en. In : *Materials Research Express* 4.8. Publisher : IOP Publishing, p. 086510. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/2053-1591/aa7c70> (visité le 02/08/2023).
- KIROLS, Hany et al. (2016). « Water droplet impingement erosion : testing, mechanisms and improved representation ». en. In.
- KUBOTA, Hironobu et al. (fév. 1980). « Specific volume and viscosity of methanol-water mixtures under high pressure ». eng. In : *The Review of Physical Chemistry of Japan* 49.2. Accepted : 2007-09-10T06 :49 :30Z Publisher : The Physico-Chemical Society of Japan, p. 59-69. URL : <https://repository.kulib.kyoto-u.ac.jp/dspace/handle/2433/47079> (visité le 19/10/2023).
- LAUNDER, B. E. et D. B. SPALDING (jan. 1983). « Paper 8 - The Numerical Computation of Turbulent Flows ». In : *Numerical Prediction of Flow, Heat Transfer, Turbulence and Combustion*. Sous la dir. de Suhas V. PATANKAR et al. Pergamon, p. 96-116. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780080309378500167> (visité le 06/09/2023).
- LAWN, Brian R. (1998). « Indentation of Ceramics with Spheres : A Century after Hertz ». en. In : *Journal of the American Ceramic Society* 81.8, p. 1977-1994. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/j.1151-2916.1998.tb02580.x> (visité le 05/01/2023).
- LAWN, Brian R. et al. (fév. 1994). « Making Ceramics "Ductile" ». In : *Science* 263.5150. Publisher : American Association for the Advancement of Science, p. 1114-1116. URL : <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.263.5150.1114> (visité le 04/01/2023).

- LAWSON, J. Otis et Donald A. PARSONS (1943). « The relation of raindrop-size to intensity ». en. In : *Eos, Transactions American Geophysical Union* 24.2, p. 452-460. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/TR024i002p00452> (visité le 09/08/2023).
- LEGUILLON, Dominique (jan. 2002). « Strength or toughness? A criterion for crack onset at a notch ». In : *European Journal of Mechanics - A/Solids* 21.1, p. 61-72. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0997753801011846> (visité le 04/01/2024).
- LEWIS, K. L. et al. (déc. 1986). « Toughening Effects Induced In Zinc Sulphide By Hot Isostatic Pressing ». In : *Infrared and Optical Transmitting Materials*. T. 0683. International Society for Optics et Photonics, p. 64-71. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/0683/0000/Toughening-Effects-Induced-In-Zinc-Sulphide-By-Hot-Isostatic-Pressing/10.1117/12.936417.short> (visité le 05/08/2021).
- LI, Huanqiang et Louis Ngai Yuen WONG (sept. 2012). « Influence of flaw inclination angle and loading condition on crack initiation and propagation ». en. In : *International Journal of Solids and Structures* 49.18, p. 2482-2499. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0020768312002144> (visité le 30/11/2022).
- LI, Na et al. (oct. 2008). « Liquid drop impact on solid surface with application to water drop erosion on turbine blades, Part I : Nonlinear wave model and solution of one-dimensional impact ». en. In : *International Journal of Mechanical Sciences* 50.10, p. 1526-1542. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0020740308001185> (visité le 17/12/2020).
- LIU, G. R. et S. S. QUEK JERRY (mars 2003). « A non-reflecting boundary for analyzing wave propagation using the finite element method ». en. In : *Finite Elements in Analysis and Design* 39.5, p. 403-417. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168874X02000811> (visité le 15/12/2022).
- LOVE, Augustus Edward Hough (1911). *Some Problems of Geodynamics : Being an Essay to which the Adams Prize in the University of Cambridge was Adjudged in 1911*. University Press.
- LYSMER, John et Roger L. KUHLEMEYER (août 1969). « Finite Dynamic Model for Infinite Media ». EN. In : *Journal of the Engineering Mechanics Division* 95.4. Publisher : American Society of Civil Engineers, p. 859-877. URL : <https://ascelibrary.org/doi/10.1061/JMCEA3.0001144> (visité le 21/11/2023).
- MABROUKI, T, K RAISSI et A CORNIER (avr. 2000). « Numerical simulation and experimental study of the interaction between a pure high-velocity waterjet and targets :

- contribution to investigate the decoating process ». en. In : *Wear* 239.2, p. 260-273. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S004316480003331> (visité le 20/12/2022).
- MARSHALL, J. S. et W. Mc K. PALMER (août 1948). « The Distribution of Raindrops with Size ». EN. In : *Journal of the Atmospheric Sciences* 5.4. Publisher : American Meteorological Society Section : Journal of the Atmospheric Sciences, p. 165-166. URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/atasc/5/4/1520-0469_1948_005_0165_tdorws_2_0_co_2.xml (visité le 09/08/2023).
- MARZBALI, Mason (août 2017). « Numerical Analysis of High-speed Droplet Impingement on Elastic and Rigid Substrates ». en. phd. Concordia University. URL : <https://spectrum.library.concordia.ca/id/eprint/982954/> (visité le 02/08/2023).
- MARZBALI, Mason et al. (mars 2023). « Liquid–Solid Impact Mechanism, Liquid Impingement Erosion, and Erosion-Resistant Surface Engineering : A Review ». en. In : *Coatings* 13.3. Number : 3 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute, p. 577. URL : <https://www.mdpi.com/2079-6412/13/3/577> (visité le 02/08/2023).
- MATTHEWSON, M. J. et J. E. FIELD (mars 1980). « An improved strength-measurement technique for brittle materials ». en. In : *Journal of Physics E : Scientific Instruments* 13.3. Publisher : IOP Publishing, p. 355-359. URL : <https://doi.org/10.1088/0022-3735/13/3/025> (visité le 28/07/2021).
- MATTHUJAK, Anirut et al. (2012). « Visualization of Supersonic Non-Newtonian Liquid Jets ». en. In : *Applied Mechanics and Materials* 187. Conference Name : Mechanical, Industrial and Manufacturing Technologies ISBN : 9783037854402 Publisher : Trans Tech Publications Ltd, p. 63-67. URL : <https://www.scientific.net/AMM.187.63> (visité le 21/08/2020).
- MCCLOY, John et Randal TUSTISON (2013). *Chemical Vapor Deposited Zinc Sulfide*. URL : <https://spie.org/Publications/Book/2022659?SS0=1> (visité le 25/08/2021).
- MCCLOY, John S., Ralph KORENSTEIN et Brian ZELINSKI (2009). « Effects of Temperature, Pressure, and Metal Promoter on the Recrystallized Structure and Optical Transmission of Chemical Vapor Deposited Zinc Sulfide ». en. In : *Journal of the American Ceramic Society* 92.8, p. 1725-1731. URL : <https://ceramics.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/j.1551-2916.2009.03123.x> (visité le 25/08/2021).
- MILLER, G. F., H. PURSEY et Edward Crisp BULLARD (déc. 1955). « On the partition of energy between elastic waves in a semi-infinite solid ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 233.1192. Number : 1192 Publisher : Royal Society, p. 55-69. URL : <http://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1955.0245> (visité le 29/07/2020).

- O'CARROLL, A. et al. (oct. 2018). « Correlation of the rain erosion performance of polymers to mechanical and surface properties measured using nanoindentation ». en. In : *Wear* 412-413, p. 38-48. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0043164818306744> (visité le 13/08/2020).
- OLIVER, W. C. et G. M. PHARR (juin 1992). « An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments ». en. In : *Journal of Materials Research* 7.6. Publisher : Cambridge University Press, p. 1564-1583. URL : <http://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-materials-research/article/an-improved-technique-for-determining-hardness-and-elastic-modulus-using-load-and-displacement-sensing-indentation-experiments/A53D45298E14F73B86495BBC056E16DC> (visité le 16/08/2022).
- (jan. 2004). « Measurement of hardness and elastic modulus by instrumented indentation : Advances in understanding and refinements to methodology ». en. In : *Journal of Materials Research* 19.1. Publisher : Cambridge University Press, p. 3-20. URL : <http://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-materials-research/article/measurement-of-hardness-and-elastic-modulus-by-instrumented-indentation-advances-in-understanding-and-refinements-to-methodology/D81F6EBA71598A8C6EE338BF5A3D5AE7> (visité le 22/12/2022).
- OLIVER, Warren C. et George M. PHARR (nov. 2010). « Nanoindentation in materials research : Past, present, and future ». en. In : *MRS Bulletin* 35.11. Publisher : Cambridge University Press, p. 897-907. URL : <https://www.cambridge.org/core/journals/mrs-bulletin/article/nanoindentation-in-materials-research-past-present-and-future/A73EE6BCA5AF9F86F021FFAC6A794EEA> (visité le 09/01/2023).
- PRYOR, Sara C. et al. (jan. 2022). « Atmospheric Drivers of Wind Turbine Blade Leading Edge Erosion : Review and Recommendations for Future Research ». en. In : *Energies* 15.22. Number : 22 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute, p. 8553. URL : <https://www.mdpi.com/1996-1073/15/22/8553> (visité le 09/08/2023).
- QUINN, J. B. et G. D. QUINN (août 1997). « Indentation brittleness of ceramics : a fresh approach ». en. In : *Journal of Materials Science* 32.16, p. 4331-4346. URL : <https://doi.org/10.1023/A:1018671823059> (visité le 18/08/2023).
- Rain erosion test apparatus* (2019). URL : https://udayton.edu/udri/_resources/docs/rain-erosion-test-apparatus-users-guide-mar-19-edited.pdf (visité le 05/08/2021).
- RAPP, Bastian E. (jan. 2017). « Chapter 9 - Fluids ». en. In : *Microfluidics : Modelling, Mechanics and Mathematics*. Sous la dir. de Bastian E. RAPP. Micro and Nano Technolo-

- gies. Oxford : Elsevier, p. 243-263. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9781455731411500095> (visité le 25/07/2023).
- RAYLEIGH, Lord (1885). « On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid ». en. In : *Proceedings of the London Mathematical Society* s1-17.1. _eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1112/plms/s1-17.1.4>, p. 4-11. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1112/plms/s1-17.1.4> (visité le 25/04/2023).
- RÉTHORÉ, Julien (s. d.). *Ufreckles' documentation*.
- RIGBY, E. C., J. S. MARSHALL et Walter HITSCHFELD (oct. 1954). « The Development of the Size Distribution of Raindrops During their Fall ». EN. In : *Journal of the Atmospheric Sciences* 11.5. Publisher : American Meteorological Society Section : Journal of the Atmospheric Sciences, p. 362-372. URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/11/5/1520-0469_1954_011_0362_tdotd_2_0_co_2.xml (visité le 09/08/2023).
- ROSENBLATT, M. et al. (déc. 1976). *Numerical Investigation of Water Drop Erosion Mechanisms in Infrared-Transparent Materials*. en. Rapp. tech. Section : Technical Reports. California Research et Technology Inc. Santa Barbara. URL : <https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA037187> (visité le 06/04/2021).
- SCHMITT, George F. (déc. 1972). *Flight Test-Whirling Arm Correlation of Rain Erosion Resistance of Materials*. Rapp. tech. AFML-TR-67-420. URL : <https://apps.dtic.mil/sti/citations/AD0842823> (visité le 25/08/2021).
- SEWARD, C. R., J. E. FIELD et E. J. COAD (1994). « Liquid impact erosion of bulk diamond, diamond composites and diamond coatings ». In : *Journal of Hard Materials* 5, p. 49-62.
- SEWARD, Colin R., E. J. COAD et al. (sept. 1994). « Rain erosion resistance of diamond and other window materials ». In : *Window and Dome Technologies and Materials IV*. T. 2286. SPIE, p. 285-300. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/2286/0000/Rain-erosion-resistance-of-diamond-and-other-window-materials/10.1117/12.187350.full> (visité le 30/08/2023).
- SEWARD, Colin R., Charles S. J. PICKLES et John E. FIELD (oct. 1990). « Single- and multiple-impact jet apparatus and results ». en. In : sous la dir. de Paul KLOCEK. San Diego, CA, p. 280. URL : <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.22507> (visité le 27/07/2020).
- SEWARD, Colin R., Charles S. James PICKLES, R. MARRAH et al. (déc. 1992). « Rain erosion data on window and dome materials ». In : *Window and Dome Technologies and Materials III*. T. 1760. SPIE, The erosion resistance of infrared transparent materials,

- p. 280-290. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/1760/0000/Rain-erosion-data-on-window-and-dome-materials/10.1117/12.130805.full> (visité le 28/08/2023).
- SHI, Hong-Hui et Kazuyoshi TAKAYAMA (1995). « Generation of High-Speed Liquid Jets by High-Speed Impact of a Projectile ». In : *JSME International Journal Series B* 38.2. Number : 2, p. 181-190.
- SHI, Hong-Hui, Kazuyoshi TAKAYAMA et Nobuo NAGAYASU (août 1995). « The measurement of impact pressure and solid surface response in liquid-solid impact up to hypersonic range ». In : *Wear*. 8th International Conference on Erosion by Liquid and Solid Impact 186-187, p. 352-359. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0043164895071415> (visité le 31/08/2023).
- SHIH, T.-H. et al. (août 1994). *A New K-epsilon Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows : Model Development and Validation*. Rapp. tech. CMOTT-94-6. NTRS Author Affiliations : NASA Lewis Research Center NTRS Document ID : 19950005029 NTRS Research Center : Legacy CDMS (CDMS). URL : <https://ntrs.nasa.gov/citations/19950005029> (visité le 18/10/2023).
- SLOT, H. M. et al. (août 2015). « Leading edge erosion of coated wind turbine blades : Review of coating life models ». en. In : *Renewable Energy* 80, p. 837-848. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148115001366> (visité le 13/08/2020).
- SPRINGER, G. S. (jan. 1976). « Erosion by liquid impact ». English. In : Publisher : John Wiley and Sons, New York, NY. URL : <https://www.osti.gov/biblio/6340467> (visité le 01/08/2023).
- STANDARDS, British Defense (mai 1999). *DEF STAN 00-35 : Environmental Handbook for Defence Materiel*. Rapp. tech. DEF STAN 00-35. URL : https://global.ihs.com/doc_detail.cfm?document_name=DEF%20STAN%2000%2D35&item_s_key=00341837 (visité le 09/08/2023).
- STEVERDING, E. et S. H. LEHNIGK (déc. 1969). « Dynamic threshold conditions for crack propagation ». en. In : *International Journal of Fracture Mechanics* 5.4, p. 369-370. URL : <https://doi.org/10.1007/BF00190970> (visité le 20/04/2022).
- Sulfure de zinc* (juill. 2022). fr. Page Version ID : 195357227. URL : https://fr.wikipedia.org/w/index.php?title=Sulfure_de_zinc&oldid=195357227 (visité le 02/08/2023).
- SULLIVAN, Roger M. et al. (mai 2007). « Erosion studies of infrared dome materials ». In : *Window and Dome Technologies and Materials X*. T. 6545. SPIE, p. 119-129. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/6545/>

- [65450G/Erosion-studies-of-infrared-dome-materials/10.1117/12.719966.full](#) (visité le 11/08/2023).
- TATEKURA, Y. et al. (2018). « Pressure generated at the instant of impact between a liquid droplet and solid surface ». In : *Royal Society Open Science* 5.12. Publisher : Royal Society, p. 181101. URL : <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rsos.181101> (visité le 12/01/2021).
- THIRUVENGADAM, A et S. L. RUDY (1970). *Experimental and analytical investigations on multiple liquid impact erosion*. EN. Rapp. tech. NASA CR-1638. Hydronautics, Inc, p. 86. URL : <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19690010432/downloads/19690010432.pdf> (visité le 25/09/2023).
- TOBIN, E. F., O. ROHR et al. (avr. 2015). « Surface topography parameters as a correlation factor for liquid droplet erosion test facilities ». en. In : *Wear* 328-329, p. 318-328. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0043164815001635> (visité le 02/08/2023).
- TOBIN, E. F., T. M. YOUNG et al. (juill. 2011). « Comparison of liquid impingement results from whirling arm and water-jet rain erosion test facilities ». en. In : *Wear*. 18th International Conference on Wear of Materials 271.9, p. 2625-2631. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0043164811002699> (visité le 30/01/2023).
- TOWNSEND, D. et J. E. FIELD (fév. 1990). « Fracture toughness and hardness of zinc sulphide as a function of grain size ». en. In : *Journal of Materials Science* 25.2, p. 1347-1352. URL : <https://doi.org/10.1007/BF00585448> (visité le 19/07/2021).
- TULER, Floyd R. et Barry M. BUTCHER (déc. 1968). « A criterion for the time dependence of dynamic fracture ». en. In : *International Journal of Fracture Mechanics* 4.4, p. 431-437. URL : <https://doi.org/10.1007/BF00186808> (visité le 10/06/2022).
- TUSTISON, R. W. et R. L. GENTILMAN (jan. 1989). « Current And Emerging Materials For LWIR External Windows ». In : *Ceramics and Inorganic Crystals for Optics, Electro-Optics, and Nonlinear Conversion*. T. 0968. International Society for Optics et Photonics, p. 25-34. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/0968/0000/Current-And-Emerging-Materials-For-LWIR-External-Windows/10.1117/12.948122.short> (visité le 05/08/2021).
- VAN DER ZWAAG, S. et J. E. FIELD (sept. 1982). « Liquid jet impact damage on zinc sulphide ». en. In : *Journal of Materials Science* 17.9. Number : 9, p. 2625-2636. URL : <https://doi.org/10.1007/BF00543897> (visité le 12/08/2020).
- VARGAS, Mario et Alex FEO (2011). « Deformation and Breakup of Water Droplets near an Airfoil Leading Edge ». In : *Journal of Aircraft* 48.5. Publisher : American

- Institute of Aeronautics and Astronautics _eprint : <https://doi.org/10.2514/1.C031363>, p. 1749-1765. URL : <https://doi.org/10.2514/1.C031363> (visité le 09/08/2023).
- VICKERS, G. W. et W. JOHNSON (1973). « Some Results in the Erosion of Prestressed Materials due to Water-Jet Impact ». In : *Journal of Mechanical Engineering Science* 15.4, p. 295-301. URL : https://journals-sagepub-com.docelec.insa-lyon.fr/doi/abs/10.1243/JMES_JOUR_1973_015_051_02 (visité le 25/08/2021).
- W., D. et al. (mars 1997). « High-speed photography and stress gauge studies of jet impact upon surfaces ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 355.1724. Publisher : Royal Society, p. 607-623. URL : <https://royalsocietypublishing-org.docelec.insa-lyon.fr/doi/abs/10.1098/rsta.1997.0028> (visité le 10/01/2024).
- WADDELL, Ewan M. et Brian C. MONACHAN (oct. 1990). « Rain erosion protection of IR materials using boron phosphide coatings ». In : *Window and Dome Technologies and Materials II*. T. 1326. International Society for Optics et Photonics, p. 144-156. URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/1326/0000/Rain-erosion-protection-of-IR-materials-using-boron-phosphide-coatings/10.1117/12.22494.short> (visité le 05/08/2021).
- WANG, Ji et al. (jan. 2020). « The axisymmetric Rayleigh waves in a semi-infinite elastic solid ». In : *Theoretical and Applied Mechanics Letters* 10.2, p. 120-124. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2095034920300210> (visité le 15/09/2023).
- WEEKS, Brandon L., John KLOSTERMAN et Paul N. WORSEY (juill. 2001). « Design of a hypersonic waterjet apparatus driven by high explosives ». In : *Review of Scientific Instruments* 72.8. Number : 8 Publisher : American Institute of Physics, p. 3482-3484. URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1388212> (visité le 20/08/2020).
- WESTMARK, Carolyn et G. Wm. LAWLESS (août 1995). « A discussion of rain erosion testing at the United States Air Force rain erosion test facility ». en. In : *Wear*. 8th International Conference on Erosion by Liquid and Solid Impact 186-187, p. 384-387. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0043164895071393> (visité le 25/08/2020).
- WILLIAMSON, David (nov. 2020). *Report on coated and uncoated specimens of MS ZnS*. Anglais. Rapp. tech. Cavendish Laboratory : University of Cambridge.
- WILLIAMSON, David M. (2020). *Erosion Facilities at the Cavendish Laboratory*. Rapp. tech. Cambridge Univ (England) Cavendish Lab.

- ZHANG, Bin et al. (août 2017). « Experimental studies on the effect of Reynolds and Weber numbers on the impact forces of low-speed droplets colliding with a solid surface ». en. In : *Experiments in Fluids* 58.9, p. 125. URL : <https://doi.org/10.1007/s00348-017-2413-z> (visité le 08/01/2021).
- ZHANG, Shizhong et al. (jan. 2015). « Erosion of wind turbine blade coatings - Design and analysis of jet-based laboratory equipment for performance evaluation ». en. In : *Progress in Organic Coatings* 78, p. 103-115. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0300944014003269> (visité le 25/08/2020).
- ZHOU, Qulan, Na LI, Xi CHEN, Tongmo XU et al. (sept. 2009). « Analysis of water drop erosion on turbine blades based on a nonlinear liquid–solid impact model ». en. In : *International Journal of Impact Engineering* 36.9, p. 1156-1171. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X09000517> (visité le 11/01/2021).
- ZHOU, Qulan, Na LI, Xi CHEN, Akio YONEZU et al. (2008). « Water Drop Erosion on Turbine Blades : Numerical Framework and Applications ». In : *Materials Transactions* advpub, p. 0806090444-0806090444.
- ZHU, Tingting et al. (avr. 2021). « Switching the fracture toughness of single-crystal ZnS using light irradiation ». In : *Applied Physics Letters* 118.15, p. 154103. URL : <https://doi.org/10.1063/5.0047306> (visité le 05/01/2024).
- ZSCHECKEL, Tilman et al. (sept. 2014). « Recrystallization of CVD-ZnS during thermal treatment ». EN. In : *Optical Materials Express* 4.9. Publisher : Optical Society of America, p. 1885-1894. URL : <https://www.osapublishing.org/ome/abstract.cfm?uri=ome-4-9-1885> (visité le 07/07/2021).



FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'INSA LYON, MEMBRE DE L'UNIVERSITE DE LYON.

NOM : GANTIER

DATE de SOUTENANCE : 05/07/2024

Prénoms : Pierre François Yves

TITRE : Étude de l'amorçage de l'endommagement du sulfure de zinc (ZnS) sous impacts liquides

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2024ISAL0064

Ecole doctorale : MEGA (Mécanique, Énergétique, Génie civil, Acoustique)

Spécialité : Génie mécanique

RÉSUMÉ : L'utilisation du rayonnement IR (infrarouges) est omniprésente dans l'industrie aéronautique et de défense. Il permet d'observer et de voir le milieu extérieur, y compris dans des conditions climatiques difficiles ou dans des conditions nocturnes. L'utilisation de l'ensemble du spectre IR ainsi que du spectre visible permet d'obtenir des systèmes d'observation et de vision haute performance. Le sulfure de zinc (ZnS) fait partie des matériaux translucides dans l'ensemble de ces spectres.

Néanmoins, sa résistance aux impacts liquides (pluie, brouillard, nuage) reste mal connue, en particulier en ce qui concerne l'amorçage des endommagements produits (pour des vitesses de 50 à 300 m/s). Ceux-ci génèrent des endommagements qui opacifient les fenêtres et détériorent les performances optiques des systèmes.

L'amorçage de l'endommagement sous impacts liquide du ZnS est étudiée expérimentalement et numériquement. Un banc d'essai a été spécifié, conçu et fabriqué dans ce but à partir des données existantes de la littérature. Il permet d'envoyer des jets d'eau de faible longueur (10 à 100 mm) et à une vitesse connue contre une fenêtre de ZnS. Le modèle numérique mis en place est un chainage d'un modèle volumes finis (*Fluent*) et d'un modèle éléments finis (*Abaqus*) permettant de déterminer l'état de contrainte dynamique d'un massif soumis à une sollicitation type d'impact liquide (goutte d'eau sphérique).

Le banc d'essai mis en place a permis de produire des endommagements sur des fenêtres de ZnS qui valident sa fabrication et son fonctionnement, en dépit de résultats différents de ceux communément admis dans la littérature. Le modèle numérique mis en place permet de tester la pertinence de différents critères simples d'amorçage de l'endommagement sous impacts liquides.

MOTS-CLÉS : Impacts liquides, ZnS, sollicitation dynamique, amorçage d'endommagement, analyse fluides finis, analyse éléments fini.

Laboratoire (s) de recherche : LaMCoS – INSA Lyon, CNRS, UMR5259 ; LMFA – Univ Lyon, INSA Lyon, CNRS, École Centrale de Lyon, Univ Claude Bernard Lyon 1, UMR5509.

Directeurs de thèse : Daniel NELIAS et Nicolas BOISSON

Président de jury : TOUSSAINT Évelyne.

Composition du jury : NELIAS Daniel, BOISSON Nicolas, MAUGER Cyril, ARRIGONI Michel, JOSSE RAND Christophe, TOUSSAINT Évelyne.