



HAL
open science

Étude d'optimisation du rendement de la fracturation électrique de roches par la méthode indirecte

Yoan Bacqueyrisses

► **To cite this version:**

Yoan Bacqueyrisses. Étude d'optimisation du rendement de la fracturation électrique de roches par la méthode indirecte. Energie électrique. Université de Pau et des Pays de l'Adour - Laboratoire SIAME, 2022. Français. NNT: . tel-03927872v1

HAL Id: tel-03927872

<https://univ-pau.hal.science/tel-03927872v1>

Submitted on 6 Jan 2023 (v1), last revised 12 Apr 2023 (v2)

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

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

THÈSE

UNIVERSITE DE PAU ET DES PAYS DE L'ADOUR

École doctorale des sciences exactes et leurs applications

Présentée et soutenue le 12 juillet 2022 par

Yoan BACQUEYRISSES

pour obtenir le grade de docteur
de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour

Spécialité : Génie électrique

Étude d'optimisation du rendement de la fracturation électrique de roches par la méthode indirecte

MEMBRES DU JURY

PRÉSIDENT DU JURY

• Jean-Marc BAUCHIRE

Professeur – Université d'Orléans

RAPPORTEURS

• Pierre FRETON
• Guillaume RACINEUX

Professeur – Université Paul Sabatier, Toulouse
Professeur – École Centrale de Nantes

EXAMINATEURS

• Veronika GAVRILENKO
• Bucur M. NOVAC
• Rémi TUJAGUE

Maître de conférences – Université de Pau et des Pays de l'Adour
Professeur – Loughborough University (UK)
Ingénieur d'études – ITHPP, Thégra

DIRECTEUR

• Thierry REESS

Maître de conférences, HDR – Université de Pau et des Pays de l'Adour



REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Gauthier DEMOL, président d'ITHPP, ainsi que Laurent PECASTAING, directeur du Laboratoire SIAME de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour, et Thierry REESS, directeur de cette thèse, pour m'avoir accordé leur confiance pour mener à bien ce projet ainsi que pour leur accueil chaleureux au sein d'ITHPP et de l'équipe Procédés Haute Tension du Laboratoire SIAME pour me permettre de m'épanouir tout au long de cette thèse.

Je remercie également Pierre FRETON et Guillaume RACINEUX pour leurs échanges au cours de ce travail, mais aussi pour avoir accepté de rapporter ce travail de thèse. Je tiens également à remercier Jean-Marc BAUCHIRE pour avoir accepté de présider ma soutenance de thèse et également Veronika GAVRILENKO, Bucur M. NOVAC et Rémi TUJAGUE pour leur participation au jury de thèse, durant lequel j'ai pu avoir des échanges extrêmement intéressants.

Le bon déroulement de ce travail n'aurait pas pu être atteint sans le concours et les conseils d'Antoine DE FERRON, de Thierry REESS, de Bucur M. NOVAC, de Viviane TCHALLA mais également de Rémi TUJAGUE et d'Alain MORELL. Je les remercie pour leur partage de connaissances et d'expériences qui a permis d'atteindre la finalité de ce projet dans la bonne humeur.

Mes pensées se tournent également du côté des membres du laboratoire, collègues et maintenant amis, avec qui j'ai pu échanger et qui ont égayé cette expérience : Grand Laurent, Thierry, Antoine, Estelle, Romy, Marc, Benoît, Jean-Marc, Robert, Anca, Tony, Robin, Fati, Njomza, Roman, Viviane, Jean-Marie, Rémi, Éric, Ejlal, Yannick, Isia, Léo, Petit Laurent, Veronika, Charly, Anton, Thomas, Ivan, Alexey mais également Sylvain ainsi que les différents étudiants que j'ai eu l'occasion de côtoyer au cours de leurs missions de stage et leurs bureaux d'études.

Ces moments furent enrichis avec les diverses interactions que j'ai pu avoir avec ITHPP, que ce soit lors de la découverte de l'entreprise en début de thèse, lors des différents déplacements effectués sur site ou encore lors des journées de cohésions. Je tiens notamment à remercier l'équipe d'usineurs d'ITHPP qui m'ont fourni des conseils sur le dimensionnement de pièces nécessaires au bon déroulement de ce projet mais également qui ont su réaliser des usinages spécifiques pour ce projet.

Ces remerciements s'adressent naturellement à mes amis, ceux qui m'ont soutenu durant tout ce travail ainsi que ceux que j'ai pu rencontrer et fréquenter durant cette période que ce soit par le biais de l'escalade ou au travers des différents moments liés de près ou de loin à la thèse.

Enfin, je dédie ce travail et ces remerciements finaux à ma famille, et plus particulièrement à mes parents et à ma sœur qui ont cru en moi et qui m'ont soutenu tout au long de cette aventure et sans qui je ne serais pas arrivé à terminer ce travail. Merci à tous.

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES

<i>Introduction générale</i>	<i>11</i>
Chapitre 1 Étude bibliographique.....	17
1.1 Introduction aux hautes puissances pulsées.....	17
1.2 Décharges électriques dans l'eau	19
1.3 Comparaison des méthodes pour évaluer la pression maximale générée	23
1.3.1 Paramètres qui influent sur la pression maximale	24
1.3.2 Études sur la pression maximale en fonction de l'énergie injectée	27
1.3.3 Études sur la pression maximale en fonction de la tension de claquage et du courant maximal	31
1.4 Exemples d'applications basées sur des arcs électriques dans les fluides	33
1.5 Conclusions sur le chapitre.....	35
Chapitre 2 Présentation des dispositifs expérimentaux.....	39
2.1 Définitions des grandeurs électriques et acoustiques	39
2.1.1 Paramètres électriques.....	39
2.1.2 Paramètres acoustiques	44
2.2 Dispositifs expérimentaux.....	45
2.2.1 Génération de l'impulsion électrique	46
2.2.2 Cellules d'essais.....	48
2.2.3 Embouts d'électrodes	50
2.3 Matériel de métrologie	52
2.3.1 Baies faradisées	52
2.3.2 Oscilloscopes.....	53
2.3.3 Sondes de mesures électriques	53
2.3.4 Systèmes de mesures acoustiques	55
2.3.5 Incertitudes de mesure.....	59
2.4 Protocoles expérimentaux	60
2.4.1 Essais en décharge libre sans et avec fil explosé	60
2.4.2 Essais de fracturation des roches	61
2.5 Conclusions sur le chapitre.....	62
Chapitre 3 Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres	65

Table des matières

3.1 Études préliminaires en vue de réduire la dispersion de la valeur de la pression maximale	65
3.1.1 Influence de la forme des électrodes	68
3.1.2 Influence de la polarité des électrodes	71
3.1.3 Influence du mode de claquage	73
3.2 Influence des différents paramètres du circuit	74
3.2.1 Influence des paramètres géométriques du système	75
3.2.2 Normalisation de la pression	79
3.2.3 Influence de la vitesse d'injection du courant	80
3.3 Validation de la formule avec différentes études	86
3.4 Conclusions sur le chapitre	89
Chapitre 4 Approche théorique et application à la fracturation de roches	93
4.1 Approche théorique de la relation entre la pression maximale et le courant maximal	93
4.1.1 Expression de l'énergie électrique	94
4.1.2 Expression de l'énergie acoustique	97
4.1.3 Expression des grandeurs acoustiques en fonction des grandeurs électriques	98
4.2 Essais de fracturation des roches	100
4.2.1 Dispositifs expérimentaux utilisés	100
4.2.2 Résultats expérimentaux	106
4.3 Conclusions sur le chapitre	113
Chapitre 5 Caractérisation de décharges dans l'eau générées avec des fils explosés	117
5.1 Présentation du dispositif	117
5.2 Caractérisation électrique des modes de claquage avec un fil explosé	119
5.2.1 Phénoménologie des modes de claquage	119
5.2.2 Prédiction de l'obtention du mode adapté	122
5.2.3 Influence de la longueur du fil, du diamètre du fil et de la tension de charge sur le mode de décharge	125
5.3 Caractérisation expérimentale des ondes de pression générées à l'aide d'un fil explosé	129
5.3.1 Analyse des signaux de pression générés à l'aide d'un fil explosé	129
5.3.2 Influence de la tension de charge, de la longueur du fil et du diamètre du fil sur la pression générée	131

Table des matières

5.3.3	Prédiction de la pression générée	132
5.3.4	Comparaison avec les décharges classiques	134
5.4	Conclusions sur le chapitre.....	135
	<i>Conclusion générale</i>	<i>137</i>
	<i>Références bibliographiques.....</i>	<i>143</i>

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

La fracturation électrique de roches s'inscrit dans le cadre des activités développées, depuis une vingtaine d'années, par l'équipe Procédés Haute Tension du laboratoire SIAME de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour. Cette technologie permet de réaliser d'importantes économies énergétiques et de fournir un environnement de travail plus sécurisé en s'affranchissant des moyens pyrotechniques. En outre, ce dispositif ne nécessite pas l'usage de produits chimiques et est donc plus respectueux de l'environnement.

Les travaux proposés dans le cadre de cette thèse CIFRE financée par la société ITHPP portent sur la fracturation électrique de roches par la méthode indirecte et se placent dans la continuité des recherches menées par l'équipe Procédés Haute Tension. Les applications visées concernent les domaines de la comminution de roches dures, dont l'objectif est de fragmenter des gravillons de roches dures en poudre. D'autres applications peuvent également être considérées dans les domaines de l'écroûtage de surface de roches, des techniques sans tranchées pour des franchissements d'obstacles particuliers ou encore du forage pour lesquels les techniques actuelles rencontrent de grandes difficultés pour fracturer/endommager/creuser dans des roches dites dures et peu profondes.

Le programme de recherche est divisé en plusieurs parties qui ont toutes pour objectif de maximiser la conversion d'énergie électrique en énergie acoustique.

Le **chapitre 1** introduit le phénomène des décharges électriques dans l'eau générées par le biais de la technologie des hautes puissances pulsées. Une description des différents mécanismes à l'origine d'une décharge électrique dans un fluide et des paramètres influant sur le développement de l'arc électrique et de l'onde de pression associée est présentée au cours de ce chapitre. Également, quelques exemples d'application dans le milieu médical et industriel sont mis en avant.

Le **chapitre 2** présente la mise en équation du circuit électrique ainsi que les différents paramètres électriques et acoustiques utilisés au cours de ce manuscrit. Également, les divers dispositifs expérimentaux tels que les bancs d'énergie, les différents appareils de mesure électriques et acoustiques, mais également les différentes cellules d'essais sont détaillés pour permettre une meilleure compréhension des arrangements expérimentaux utilisés en vue de la caractérisation électrique et acoustique de la génération d'ondes de pression par le biais d'arcs électriques.

Introduction générale

Le **chapitre 3** s'inscrit dans la continuité des travaux menés au sein du laboratoire pour la caractérisation de l'onde de pression générée. Cette étude durant la phase d'arc permet de vérifier la validité des formules empiriques précédemment établies sur de plus larges plages de courant à partir de nouveaux capteurs ainsi qu'avec divers bancs d'énergie. Le but est de clairement déterminer les paramètres qui influent sur les caractéristiques de l'onde de pression afin d'optimiser la conception du générateur de puissance nécessaire aux applications. Il s'agit également d'expliquer les raisons pour lesquelles les valeurs de pression trouvées dans la littérature ne sont pas toujours cohérentes.

À l'aide d'un modèle simplifié qui repose sur un certain nombre d'approximations, le **chapitre 4** permet d'aboutir à une justification théorique de la dépendance de la pression dynamique en fonction des paramètres électriques et géométriques identifiés au cours du troisième chapitre. Également, un exemple d'application de fracturation de roches dures est présenté. L'objet de cette étude est de mettre en avant les paramètres importants à optimiser tels que le nombre de tirs, la vitesse d'injection de l'énergie ou encore l'amplitude de la pression générée pour obtenir une fracturation de roches efficace.

Pour finir, le **chapitre 5** porte sur l'optimisation de l'onde de pression générée par la méthode du fil explosé. Diverses études permettent, sans entrer dans le détail de la physique de la vaporisation d'un fil métallique dans l'eau et de la décharge électrique qui en résulte, d'étudier les paramètres tels que la tension de charge, la longueur et le diamètre du fil qui influent sur les différents modes de décharges générés par l'explosion de ce fil. L'objectif est alors de caractériser les pressions dynamiques associées. Une comparaison entre des essais en décharge libre et la méthode du fil explosé est présentée afin de mettre en avant les avantages de cette technique.

CHAPITRE 1

ÉTUDE

BIBLIOGRAPHIQUE

CHAPITRE 1 ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

L'objet de ce chapitre est de permettre au lecteur une meilleure compréhension des paramètres influant sur les ondes de pression engendrées par des décharges électriques dans l'eau.

Le principe des technologies des hautes puissances pulsées et les applications qui en découlent seront exposés. Une description des paramètres influant sur le développement de l'arc électrique et de l'onde de pression seront également abordés au cours de ce chapitre. Pour finir, un état de l'art des expressions analytiques qui permettent de prédéterminer l'amplitude de l'onde de pression sera présenté.

Quelques exemples d'application dans le milieu médical et industriel seront mis en avant.

1.1 INTRODUCTION AUX HAUTES PUISSANCES PULSEES

La technique des puissances pulsées consiste à emmagasiner, sur des temps longs, de l'énergie électrique puis de la restituer à une charge en un temps très bref, à l'aide d'un commutateur de puissance. La figure 1.1 illustre ce principe :

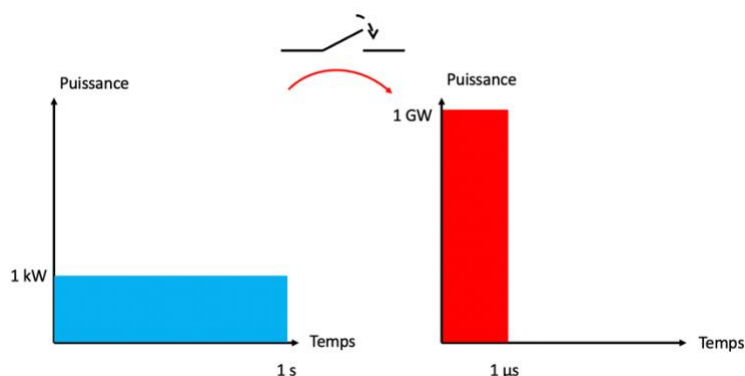


Figure 1.1 : Principe de la production de hautes puissances pulsées.

Par exemple, en partant d'une source d'énergie électrique délivrant 1 kW, on peut emmagasiner pendant 1 s une énergie de 1 kJ dans des condensateurs ou des inductances de stockage. Si l'on sait restituer cette énergie en 1 μ s, on délivre, durant ce laps de temps, une puissance instantanée de 1 GW.

Chapitre 1 : Étude bibliographique

Le stockage capacitif est la technologie la plus simple pour générer de fortes puissances pulsées. L'énergie est accumulée dans le condensateur par le biais d'une alimentation ou d'un chargeur, puis est délivrée dans un circuit électrique (figure 1.2). Le temps de décharge du condensateur, donc la puissance crête délivrée, est fonction des différents éléments du circuit électrique, mais également des performances du commutateur.

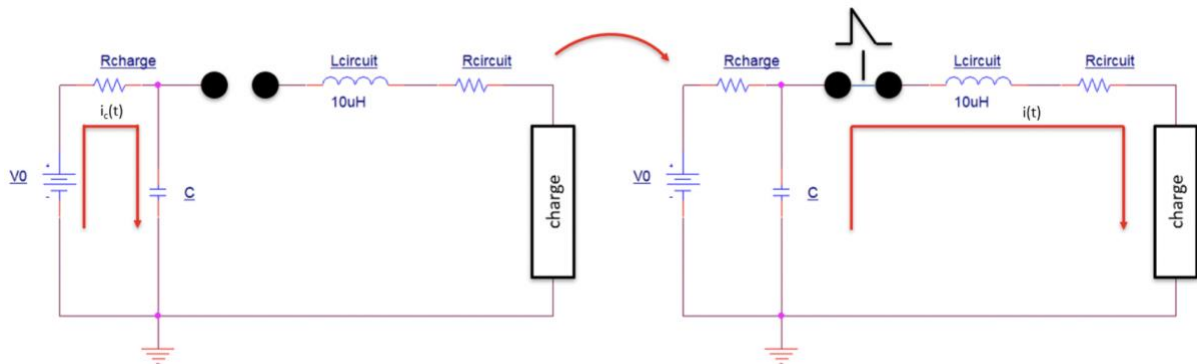


Figure 1.2 : Principe de (gauche) charge et (droite) décharge d'une capacité.

Lors de la commutation, une impulsion de tension est délivrée à la charge qui peut être un diélectrique. Si la tenue diélectrique de la charge est suffisante, nous sommes alors en présence d'une tenue (figure 1.3-a). En revanche, si la tenue diélectrique de la charge est insuffisante, un arc électrique se crée dans la charge et un claquage apparaît (figure 1.3-b).

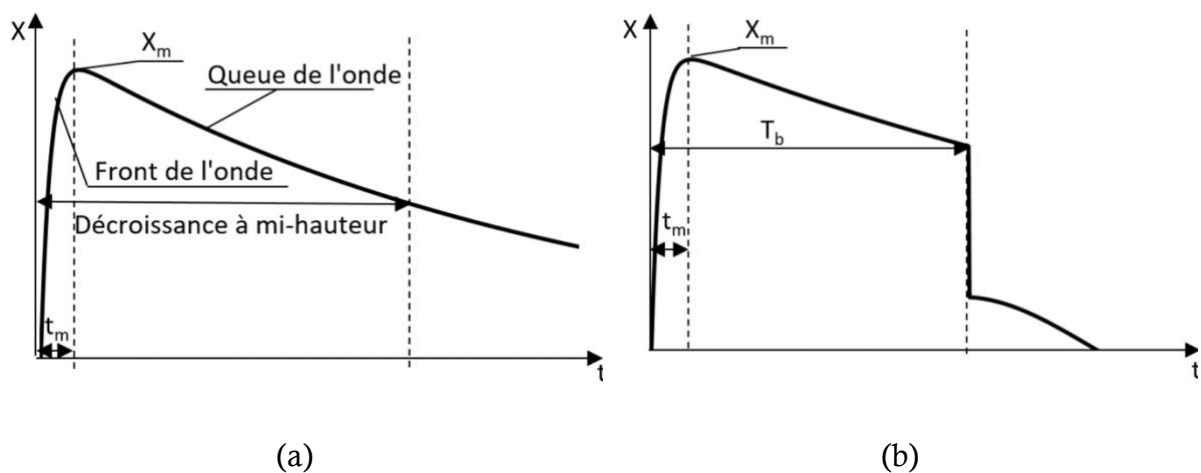


Figure 1.3 : Évolution temporelle de la forme d'onde de tension pour (a) une tenue et (b) un claquage du milieu diélectrique.

L'exploitation de très fortes puissances permet de provoquer des phénomènes physiques intéressants en consommant peu d'énergie. Historiquement, les premières applications furent militaires. De nombreuses recherches sont en cours pour les utiliser dans un contexte civil. On peut citer, de façon non exhaustive, les applications suivantes que l'on peut classer à l'aide de la figure 1.4 d'après *Kolb* [1]. Certaines de ces applications, portant notamment sur les décharges électriques dans les fluides, seront détaillées en fin de chapitre.

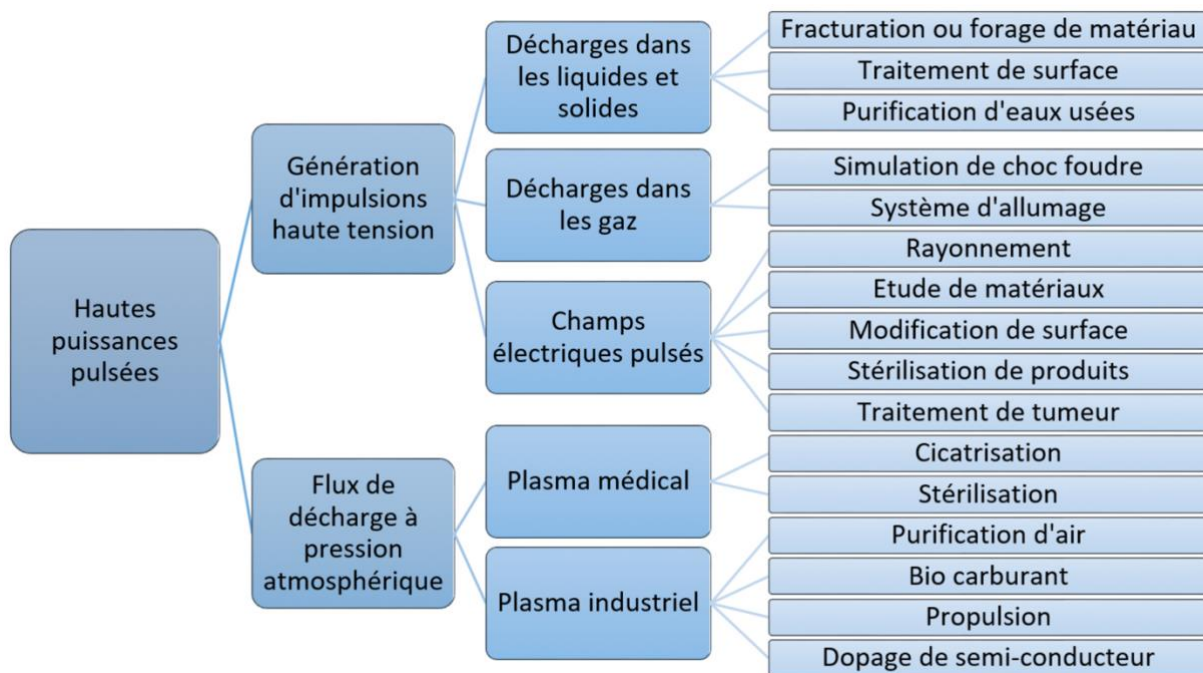


Figure 1.4 : Principales applications des hautes puissances pulsées d'après Kolb [1].

1.2 DECHARGES ELECTRIQUES DANS L'EAU

L'objectif de cette thèse est d'étudier les décharges électriques dans l'eau, pour des applications de fracturation de roches. Lorsque l'on applique une différence de potentiel électrique suffisante entre deux électrodes sur un matériau solide plongé dans l'eau, par exemple une roche, un arc électrique peut se développer. Deux méthodes de propagation de l'arc électrique sont observables : la méthode directe (figure 1.5-a) et la méthode indirecte (figure 1.5-b).

La méthode directe consiste à amorcer un arc électrique directement dans le matériau à détruire. Pour ce faire, la rigidité diélectrique du fluide doit être supérieure à

Chapitre 1 : Étude bibliographique

celle du matériau comme le présente *Imbert* [2]. Ceci est rendu possible par l'application de forts champs électriques et des temps d'application courts de la tension. L'onde de pression résultante de la génération de l'arc se propage directement dans le solide.

La méthode indirecte consiste à amorcer un arc électrique dans le fluide. L'onde de choc générée se propage indirectement jusqu'au matériau à détruire. Dans ce cas, l'énergie développée est importante et la pression dynamique générée par l'arc électrique est intense. Il n'est pas nécessaire que les électrodes soient au contact du matériau solide.

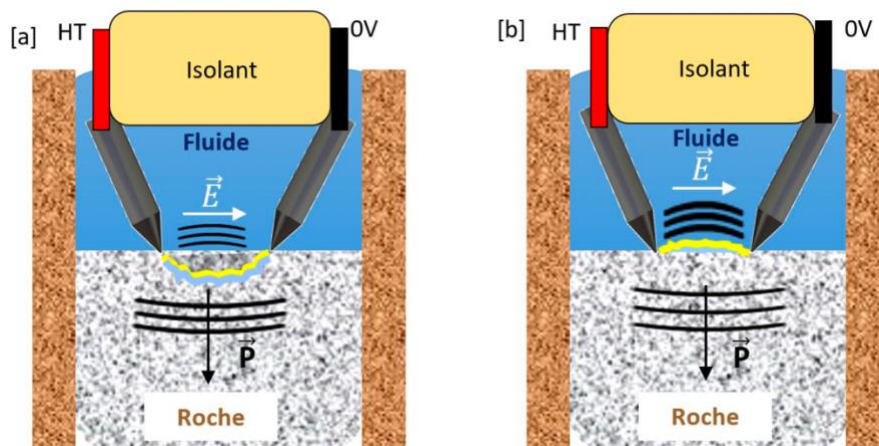


Figure 1.5 : Propagation d'un arc électrique selon la méthode (a) directe et (b) indirecte. Image extraite de *Imbert* [2].

Dans le cas de la méthode indirecte, deux modes de création de l'arc dans l'eau sont aujourd'hui connus et identifiés : le mode subsonique et le mode supersonique (figure 1.6).

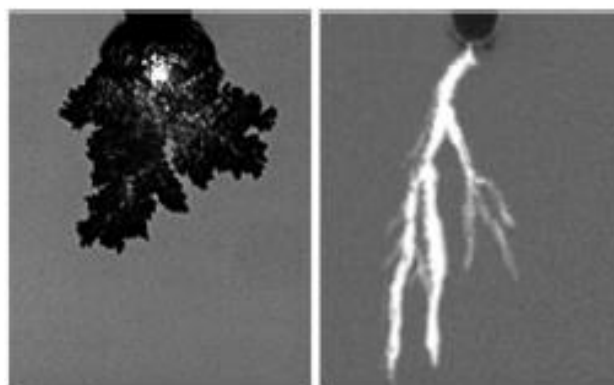


Figure 1.6 : Développement d'un arc électrique dans de l'eau en mode subsonique (gauche) et supersonique (droite). Image extraite de *Li et al.* [3].

Chapitre 1 : Étude bibliographique

Différents auteurs tels que *Yan et al.*, *Liu et al.* ou encore *Touya* [4]–[6] étudient le mode subsonique, qui est caractérisé par l'application d'une grande quantité d'énergie pendant un temps relativement long. Ce temps est compatible avec les constantes thermiques du développement de bulles de gaz dans l'eau par effet Joule. L'arc électrique se propage alors dans les bulles de gaz créées dans l'espace inter-électrodes.

Le mode supersonique, qui est étudié par différents auteurs tels que *Stobbs et al.*, *Marinov et al.* ou *Touya* [6]–[8], apparaît lorsque les durées d'injection de l'énergie dans le fluide sont brèves. Les phénomènes thermiques n'ont pas le temps de créer des bulles de gaz. Les conditions de claquage ne dépendent plus de l'énergie injectée mais du champ électrique appliqué. La décharge se produit alors rapidement après l'application de la tension.

Les différents modes de décharge sont donc liés à l'amplitude et au temps d'application de la tension, comme le montrent *Boev et al.* [9] en figure 1.7.

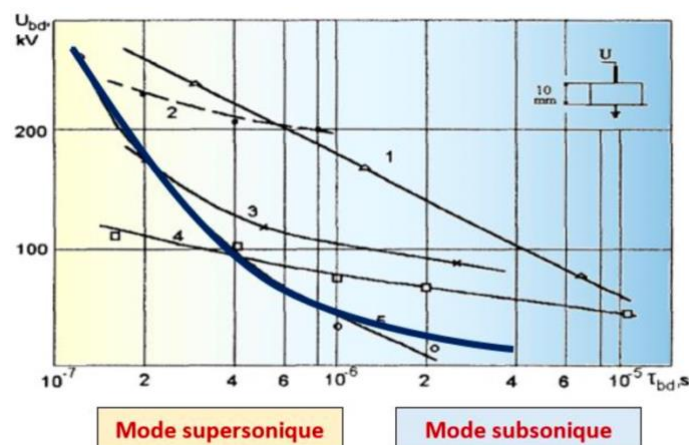


Figure 1.7 : Évolution du mode de décharge en fonction de la durée d'application de la tension pour (1) de l'huile de transformateur, (2) du quartz, (3) du marbre, (4) du grès et (5) de l'eau présentant une résistivité de $6 \cdot 10^3 \Omega \cdot \text{cm}$ d'après Boev et al. [9].

Que le claquage se déroule en mode subsonique ou supersonique, la formation de l'arc électrique dans l'eau entraîne des réactions chimiques dues, selon les études de *Shih et al.*, *Ruma et al.*, *Shang et al.* et *Medodovic et al.* [10]–[13], à l'apport d'électrons dans le milieu et à l'origine de la création d'une bulle de gaz. Ces électrons permettent de dissocier les molécules d'eau en des radicaux d'hydrogènes (H) et d'hydroxyle (HO) qui, en se

Chapitre 1 : Étude bibliographique

recombinant, forment du peroxyde d'hydrogène (H₂O₂), du dihydrogène (H₂) et du dioxygène (O₂). Ces phénomènes sont synthétisés en figure 1.8.

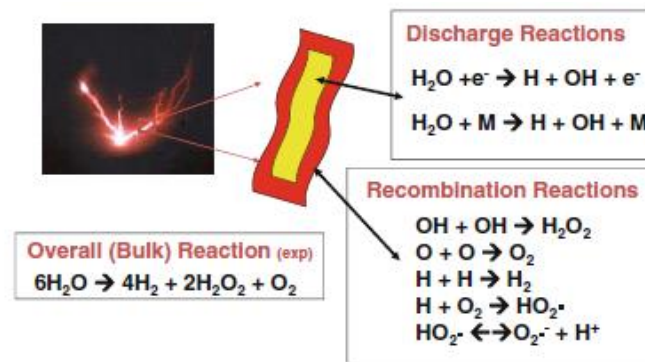


Figure 1.8 : Éléments chimiques en jeu lors d'une décharge électrique dans l'eau d'après Locke et al. [14].

Lorsque l'arc électrique s'est formé entre les deux électrodes, une onde de pression liée à l'expansion du canal d'arc est observée (figure 1.9). La pression ainsi générée est liée à la température de l'arc électrique d'après la loi des gaz parfaits, et représente plusieurs centaines de mégapascals.

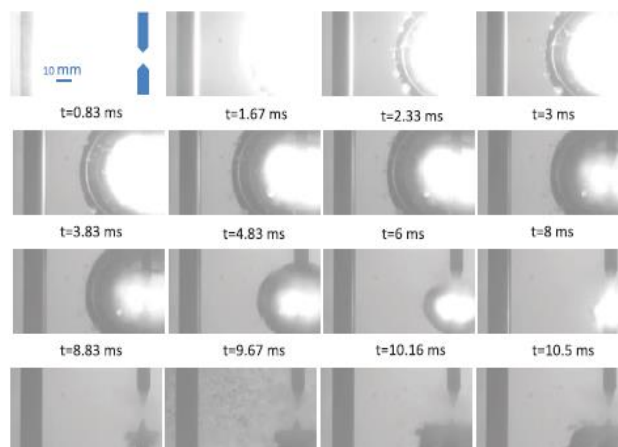


Figure 1.9 : Évolution temporelle de la bulle créée par l'arc électrique. Image extraite de Claverie et al. [15].

Le rayon de la bulle obtenue peut atteindre plusieurs millimètres à dizaines de millimètres d'après *Huang et al.*, *Buogo et al.* ou encore *Vovchenko et al.* [16]–[18]. Ce volume maximal dépend notamment de l'énergie délivrée par le générateur. Plus elle est importante et plus le volume est important selon *Oshita et al.*, *Huang et al.* ou encore *Shan*

et al. [16], [19], [20], mais ce volume dépend également du type de fluide utilisé et de sa pression statique d'après *Buogo et al.* [17].

Différents modèles mathématiques pour simuler le volume de la bulle sont présents dans la littérature et principalement basés sur l'équation de Kirkwood-Bethe pour les simulations de *Mackersie et al.* et *Lu* [21], [22] ou les équations de Rayleigh dans le travail de *Huang et al.* [16]. Également, différents auteurs tels que *Laforest* ou *Schaper et al.* [23], [24] s'appuient sur des simulations basées sur des modèles multi-physiques. Il est admis que le volume de la bulle s'agrandit tant que la pression présente à l'intérieur de la bulle est supérieure à la pression du fluide et, une fois l'équilibre de pression atteint, le volume de la bulle diminue.

La génération d'une bulle dans un milieu incompressible tel que de l'eau est à l'origine de la génération d'une forte onde de pression. La transition électro-acoustique entre la génération d'un arc électrique dans un fluide et sa pression associée n'est aujourd'hui pas totalement assimilée, et plusieurs méthodes pour déterminer la pression générée sont à l'étude.

1.3 COMPARAISON DES METHODES POUR EVALUER LA PRESSION MAXIMALE GENEREE

Différents modèles mathématiques unidimensionnels ou multiphasiques permettent de simuler l'évolution d'une onde de pression en fonction de la génération de l'arc électrique et des paramètres du fluide, tels que ceux présentés par *Frost et al.*, *Sinkevich et al.* ou *Lu* [25]–[27]. Mais, pour une même condition initiale, la forte dispersion présente sur la mesure de pression visible dans l'étude de *Mackersie et al.* [21] ne permet pas de prédire avec exactitude la pression générée du fait de la variation de la résistance de l'arc électrique. En effet, d'après *Benmouffok et al.* [28], la simulation de l'arc électrique est complexe à mettre en œuvre. Les variations rapides de température, les petites dimensions de rayon du canal d'arc et la variation de l'énergie initiale correspondante sont difficiles à obtenir expérimentalement et une légère modification des paramètres d'entrée influe grandement sur les résultats obtenus.

Toutefois, deux méthodes pour décrire l'évolution d'une onde de pression en fonction des paramètres initiaux et sans utiliser de simulation numérique sont

majoritairement étudiées dans la littérature et seront présentées par la suite. La première consiste à décrire la pression maximale générée à l'aide de l'énergie électrique injectée dans l'arc électrique (énergie de claquage) tandis que la deuxième décrit la pression maximale en fonction du courant maximal généré lors de la décharge électrique. Pour un même générateur d'impulsion électrique, l'évolution du courant maximal se fait en racine carrée de l'énergie de claquage. De plus, si les paramètres du générateur diffèrent mais que l'énergie de claquage E_b reste identique, le courant maximal I_{max} généré est amené à varier.

Ces deux méthodes sont présentées ici pour montrer leurs avantages et leurs inconvénients après avoir présenté les paramètres du fluide et de la configuration expérimentale qui influent sur la pression générée.

1.3.1 Paramètres qui influent sur la pression maximale

Les différents auteurs dans la littérature s'accordent à dire que plus l'énergie au moment du claquage est importante et donc que plus le courant maximal est important, plus la pression générée est puissante. Ces paramètres dépendent du générateur utilisé mais également du temps nécessaire à la formation de l'arc électrique, à savoir que plus ce temps est long, plus l'énergie de claquage et le courant maximal générés sont faibles. C'est pourquoi nous nous intéressons, en plus des paramètres influant directement sur la valeur de la pression générée, aux paramètres liés au fluide qui agissent sur le temps de formation de l'arc électrique et donc de la pression générée.

1.3.1.1 Influence de la pression statique

La pression statique du fluide reflète la problématique de la génération d'arcs électriques en profondeur de l'écorce terrestre. Cette problématique est notamment intéressante pour la perméabilisation de puits de pétrole. Différentes études, telles que celles de *Li et al.*, *Bian et al.*, *Jones et al.* ou *Martin* [3], [29]–[31], démontrent qu'augmenter la pression statique du fluide, ce qui est comparable à générer un arc électrique plus en profondeur, augmente le temps nécessaire à la formation de l'arc électrique et diminue donc la tension de claquage pour une tension de charge équivalente.

Chapitre 1 : Étude bibliographique

1.3.1.2 Influence de la conductivité du fluide

La conductivité du fluide joue un rôle non négligeable dans le développement de l'arc électrique. La modification de la conductivité du fluide influe directement sur la constante de temps de l'onde de tension, à savoir que plus la conductivité est importante, plus cette constante de décharge de la capacité est faible et plus la tension présente dans le circuit électrique diminue rapidement.

Le fait d'augmenter la conductivité réduit la tension mesurée lors du développement de l'arc électrique avec un temps de propagation identique d'après *Rond et al.* [32]. Pour un même temps de claquage, l'énergie de claquage et le courant maximal générés s'en trouvent donc diminués, bien que le temps nécessaire pour former l'arc électrique dans un fluide soit plus court en augmentant la conductivité de ce dernier selon *Wen et al.*, *Lee et al.*, *Zhu et al.* ou encore *Ceccato et al.* [33]–[37].

En augmentant la conductivité de l'eau, *Imbert et Shih et al.* [2], [38] montrent également que la tension minimale nécessaire à l'obtention de la rupture diélectrique du fluide augmente. Ces travaux induisent que l'énergie consommée durant la phase de formation de l'arc électrique est plus importante avec l'augmentation de la conductivité du fluide. De plus, *Liu et al.* [39] montrent qu'augmenter la conductivité réduit la taille de la bulle formée.

1.3.1.3 Influence de la température du fluide

D'après la loi de Nernst-Einstein (équation 1.1), la modification de la température d'une solution influe directement sur la conductivité de celle-ci.

$$\sigma = \frac{D \cdot z^2 \cdot e^2 \cdot c}{k \cdot T} \quad (1.1)$$

Avec σ la conductivité électrique, D le coefficient de diffusion du fluide, z le nombre de charges portées par le fluide, e la charge élémentaire, c la concentration de l'espèce, k la constante de Boltzmann et T la température. Il apparaît donc que l'augmentation de la température permet de minimiser l'énergie consommée lors de la formation d'une décharge électrique comme l'affirment *Imbert et Martin et al.* [2], [40]. Également, pour une

Chapitre 1 : Étude bibliographique

même énergie de claquage, *Martin et al.* [40] montrent qu'une température du fluide plus importante génère une onde de pression de plus forte amplitude.

1.3.1.4 Influence de la fréquence de répétition des décharges électriques

Pour un système industriel, il est intéressant d'avoir une cadence de décharge électrique importante pour diminuer le temps de traitement des échantillons. Cette cadence influe sur le comportement du fluide.

Xiao et al. [41] montrent qu'en augmentant la fréquence de répétition des tirs jusqu'à 1 kHz, l'eau qui sert de diélectrique recouvre ses capacités. Au-delà de cette fréquence de répétition, la rigidité diélectrique de l'eau diminue à 50 % de sa valeur initiale pour une fréquence de 2 kHz ainsi qu'à 90 % de sa valeur initiale pour une fréquence de 4 kHz.

La température de l'eau augmente également selon *Ruma et al.* [11] en augmentant le nombre de tirs effectués ainsi qu'en augmentant la fréquence des décharges. De plus, l'augmentation du nombre de décharges entraîne également une augmentation de la conductivité du fluide ainsi qu'une diminution de son pH d'après *Miron et al.* [42].

1.3.1.5 Influence de la polarité des électrodes

La polarité des électrodes joue un rôle sur le développement de l'arc électrique et notamment sur la probabilité d'obtenir une décharge supersonique. Il apparaît en effet que générer une décharge en polarité positive permet d'obtenir une décharge supersonique avec moins de tension de charge qu'en polarité négative selon *Li et al.* [3].

Toutefois, pour un temps de claquage identique en polarité positive ou négative, et donc une énergie de claquage et un courant maximal identiques, *Zhou et al.* [43] montrent que la polarité des électrodes n'influe pas sur la pression maximale générée.

1.3.1.6 Influence de la distance inter-électrodes

La tension nécessaire à la rupture du milieu diélectrique dépend de la distance inter-électrodes. En augmentant la distance inter-électrodes, cette tension doit être plus importante pour générer un arc électrique selon *Li et al.* [3]. Comme le mettent en avant *Li*

Chapitre 1 : Étude bibliographique

et al. et *Zhang et al.* [44], [45], le temps nécessaire à la formation de l'arc électrique est naturellement plus important pour une distance inter-électrodes plus grande.

La résistance d'arc dépend notamment de la distance inter-électrodes. *Koutoula et al.* [46] mettent en avant qu'augmenter la longueur d'arc accroît la résistance de l'arc électrique. Enfin, l'influence de la distance inter-électrodes a un effet sur la pression générée. Une plus grande distance inter-électrodes (et donc une résistance d'arc plus importante) a pour effet d'augmenter la pression maximale générée d'après les relevés de *Liu et al.*, *Ham et al.* et *Martin* [31], [47], [48].

1.3.1.7 Influence de la distance de mesure

L'amplitude d'une pression générée décroît avec la distance de sa source d'après *Zherlitsyn et al.* [49]. *Martin* [31] avance que l'onde de pression générée par un arc électrique diminue en fonction de l'inverse de la distance de mesure, ce qui est semblable aux observations de *Liu et al.* et *Li et al.* [44], [50]. De plus, *Yan et al.* [51] mettent en avant que le front d'onde de pression est ralenti avec la propagation de l'onde de pression, ce qui peut avoir un intérêt selon l'application visée.

1.3.2 Études sur la pression maximale en fonction de l'énergie injectée

Les paramètres présentés précédemment exercent une influence sur le développement de l'arc électrique, et donc sur l'énergie de claquage pour une énergie initiale donnée. L'influence de ces paramètres étant difficile à exprimer pour déterminer de manière précise l'énergie de claquage en fonction de paramètres initiaux, il est plus pratique de déterminer la variation de la pression générée en fonction des grandeurs électriques au moment du claquage, dont une comparaison est présentée à la fin de cette partie.

La majorité des auteurs qui étudient les ondes de pressions générées par le biais d'arcs électriques expriment leur amplitude en fonction de l'énergie de claquage. *Touya et al.* [52] décrivent, à l'aide de deux bancs d'énergie de valeur $C = 42,4 \mu\text{F}$ et $C = 84,8 \mu\text{F}$ pour des énergies de claquages variant du kilojoule à 20 kJ, une distance de mesure de la pression qui varie de 355 mm à 555 mm et une conductivité d'eau de $200 \mu\text{S}/\text{cm}$, la valeur

Chapitre 1 : Étude bibliographique

de la pression maximale p_{max} (bar) en fonction de la distance de mesure de la pression r (mm) et de l'énergie de claquage E_b (kJ) :

$$p_{max} = \frac{9000}{r} \cdot E_b^{0,35} \quad (1.2)$$

Avec leurs bancs d'énergie ($C = 94,7$ nF, $C = 191,7$ nF, $C = 376,4$ nF et $C = 559,2$ nF), *Mackersie et al.* [21] arrivent à la conclusion que la pression maximale devrait saturer avec l'augmentation de l'énergie dans la décharge, phénomène visible pour leurs essais ayant une énergie de claquage supérieure à 100 J.

La campagne d'investigation de *Sun et al.* [53] à l'aide de trois bancs d'énergie ($C = 155$ nF, $C = 266$ nF, $C = 533$ nF) et provoquant des décharges électriques avec une énergie de claquage variant de 15 J à 350 J tend à montrer une évolution de la pression en fonction de l'énergie de claquage à la puissance 0,38. Ce coefficient est similaire à celui déterminé par *Li et al.* [54] d'une valeur de 0,4 en utilisant un banc d'énergie de capacité $C = 3$ μ F pour une mesure de pression située à 170 mm. Leur distance inter-électrodes est de 15 mm et la conductivité de leur eau est de 144,8 μ S/cm. *Li et al.* [54] donnent l'expression de la pression maximale p_{max} (MPa) en fonction de l'énergie de claquage E_b (J) :

$$p_{max} = 0,36 \cdot E_b^{0,4} \quad (1.3)$$

Adda [55] obtient des mesures de pressions p_{max} (bar) à l'aide d'une capacité de 150 nF, une distance inter-électrodes de 5 mm, une conductivité de l'eau de 75 μ S/cm et des énergies de claquage E_b atteignant 120 J pour une distance de mesure de 120 mm à l'aide de la formule :

$$p_{max} = 8 \cdot E_b^{0,57} \quad (1.4)$$

Avec une capacité de 3 μ F, *Liu et al.* [56] effectuent des mesures de pressions situées à 17 cm de l'arc électrique et avec une distance inter-électrodes de 10 mm. La conductivité de l'eau utilisée pour leurs essais varie de 350 μ S/cm à 1150 μ S/cm. La tendance de pression maximale p_{max} (MPa) qui ressort de leurs mesures s'exprime :

$$p_{max} = 0,071 \cdot E_b^{0,55} \quad (1.5)$$

Chapitre 1 : Étude bibliographique

Liu et al. [47] utilisent également une capacité de 3 μF mais avec une conductivité de l'eau de 144,8 $\mu\text{S}/\text{cm}$. Avec leurs mesures situées à 170 mm de l'arc électrique, ils caractérisent la pression maximale générée p_{max} (MPa) en fonction de l'énergie de claquage E_b (J), pour des distances inter-électrodes de 10 mm, 15 mm et 20 mm :

$$p_{max} = 0,26 \cdot E_b^{0,54} \quad (1.6)$$

En plus d'influencer le développement de l'arc électrique, la pression statique relative P_w joue un rôle sur la pression maximale p_{max} générée. *Yan et al.* [4] montrent avec une capacité de 60 μF , une distance de mesure de la pression r variant de 500 mm à 3000 mm, une distance inter-électrodes de 5 mm et une conductivité de l'eau de 130 $\mu\text{S}/\text{cm}$ que l'expression de la pression maximale p_{max} (MPa) en fonction de l'énergie de claquage E_b (J), de la pression statique relative P_w (MPa) et de la distance de mesure r (mm) prend la forme :

$$p_{max} = \left(7,23 + 30,46 \cdot e^{-P_w/2,67}\right) \cdot r^{-0,32-0,17 \cdot e^{-P_w/4,70}} \cdot E_b^{0,46-0,14 \cdot e^{-P_w/1,75}} \quad (1.7)$$

Le tableau 1.1 synthétise les différents paramètres des expérimentations permettant d'obtenir les résultats présentés précédemment. Les coefficients k et A permettent de retrouver l'évolution théorique de la pression maximale p_{max} (MPa) en fonction l'énergie de claquage E_b (J) constatée par les auteurs (équation 1.8). Si l'on considère que la pression évolue en fonction de l'inverse de la distance inter-électrodes comme avancé par *Touya* [6], la valeur de k peut être exprimée à 1 mm de l'arc électrique pour pouvoir comparer l'influence des différents paramètres.

$$p_{max} = k \cdot E_b^A \quad (1.8)$$

Il est important de noter que *Touya* [52] exprime l'énergie en kJ dans sa formule, la valeur de k est adaptée pour que l'expression de la pression en fonction de l'énergie de claquage soit en J. De plus, *Touya* [52] et *Adda* [55] exprimant la pression mesurée en bar, les coefficients k sont donc adaptés pour exprimer la formule en MPa. Également, comme *Yan et al.* [4] prennent en compte la pression

Chapitre 1 : Étude bibliographique

statique dans leur formule, les coefficients k et A sont adaptés pour une pression statique relative de 0 atm.

Publication	C (μF)	r (mm)	d (mm)	σ ($\mu\text{S/cm}$)	k	k @ r = 1 mm	A
Touya et al. [52]	42,4 ; 84,8	355-555	10	200	80,21/r	80,21	0,35
Li et al. [54]	3	170	15	144,8	0,36	61,2	0,4
Adda [55]	0,15	120	5	75	0,8	96	0,57
Liu et al. [56]	3	170	10	350-1150	0,071	12,07	0,55
Liu et al. [47]	3	170	10-20	144,8	0,26	44,2	0,54
Yan et al. [4]	60	500-3000	5	130	$\frac{37,69}{r^{0,49}}$	37,69	0,32

Tableau 1.1 : Synthèse des différents paramètres de capacité C , de distance de mesure r , de distance inter-électrodes d et de conductivité σ utilisés par Touya et al., Li et al., Adda, Liu et al. et Yan et al. [4], [47], [52], [54]–[56].

Il semble que la valeur de A soit influencée par la valeur de la capacité. Plus la valeur de cette dernière est importante, plus la valeur de A est faible. La variation de la valeur de k semble être influencée par plusieurs paramètres. Pour des valeurs de A similaires ([47], [55], [56]), la valeur de k est plus petite avec une grande distance inter-électrodes et une forte conductivité de l'eau. Le fait que la valeur de k diminue avec l'augmentation de la distance inter-électrodes contraste avec les études menées par différents auteurs où l'augmentation de la distance inter-électrodes permet d'obtenir plus de pression. Cette conclusion est toutefois à tempérer, car la conductivité de l'eau utilisée par Adda [55] est très faible (75 $\mu\text{S/cm}$) comparée aux autres études (140 $\mu\text{S/cm}$ < σ < 1150 $\mu\text{S/cm}$). Il semble donc que l'influence de la conductivité sur la pression générée soit plus importante pour ces différentes études que l'influence de la distance inter-électrodes.

À l'aide des données du tableau 1.1, il est possible de comparer les formules théoriques des différents auteurs à l'aide de l'équation 1.8 pour estimer la valeur de la pression maximale générée à 1 mm des électrodes (figure 1.10).

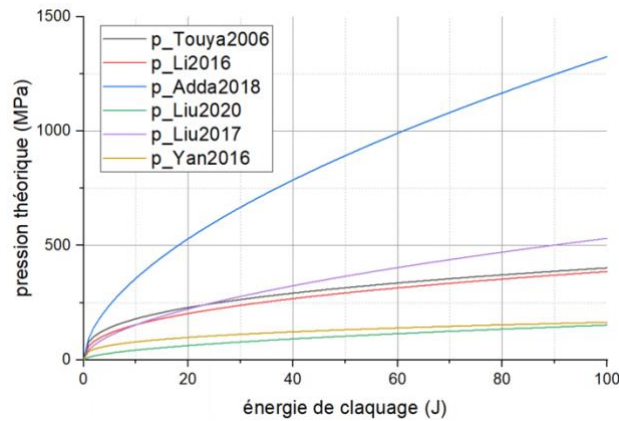


Figure 1.10 : Évolution théorique à 1 mm des électrodes de la pression générée en fonction de l'énergie de claquage d'après Touya et al., Li et al., Adda, Liu et al. et Yan et al. [4], [47], [52], [54]–[56].

Cette comparaison permet d'affirmer que l'expression de la pression maximale en fonction de l'énergie de claquage est très discutable et que certains paramètres doivent encore être déterminés afin d'avoir une estimation précise de la pression maximale.

1.3.3 Études sur la pression maximale en fonction de la tension de claquage et du courant maximal

Ren et al. [57] estiment la pression maximale p_{max} en fonction de la tension de claquage U_b au travers de l'équation 1.9.

$$p_{max} = 3,267 \cdot e^{0,0908 \cdot U_b} \quad (1.9)$$

Les paramètres d'essais (capacité de 0,8 μ F, distance inter-électrodes de 10 mm, distance de mesure de la pression de 200 mm, conductivité de l'eau de robinet 200 μ S/cm) ne permettent pas d'expliquer pourquoi la pression relevée à l'aide de leur capteur de pression (technologie par fibre optique) est décuplée en comparaison des estimations des différents auteurs.

Cette estimation de l'évolution de la pression en fonction de la tension de claquage est liée au travail de Martin et al. [58] qui montrent pour la première fois à l'aide de leur générateur ($C = 4,2 \mu$ F) que la valeur de la pression maximale peut s'exprimer linéairement en fonction du courant maximal (et donc de la tension de claquage) délivré et non pas en

Chapitre 1 : Étude bibliographique

fonction de l'énergie de claquage. En variant la distance inter-électrodes de 3 mm à 6 mm (figure 1.11), l'expression de la valeur de la pression maximale prend la forme :

$$p_{max} = \frac{14}{r} \cdot I_{max} \cdot \sqrt{d} \quad (1.10)$$

Avec p_{max} la pression maximale relevée (bar), r la distance de mesure de l'onde de pression (cm), I_{max} le courant maximal délivré (kA) et d la distance inter-électrodes (mm).

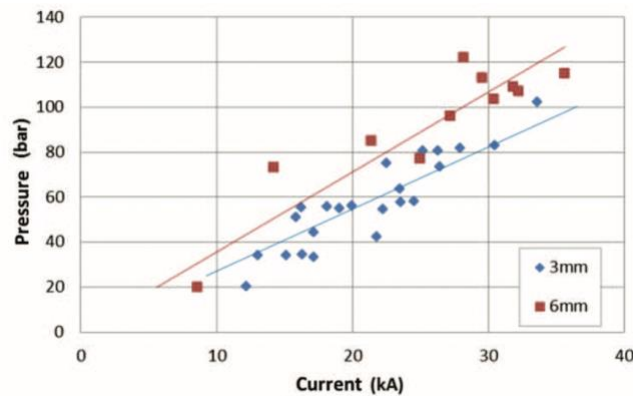


Figure 1.11 : Évolution de la pression maximale mesurée en fonction du courant maximal délivré pour des distances inter-électrodes de 3 mm et 6 mm selon Martin et al. [58].

Martin et al. [59] affirment que l'énergie de claquage n'est pas suffisante pour décrire l'évolution de la pression car, selon le circuit électrique utilisé, un courant maximal différent peut être généré pour une même énergie de claquage. L'évolution du courant maximal en fonction de l'énergie de claquage et des paramètres du circuit sera détaillée au cours du chapitre 2.

De surcroît, Liu et al. [60] montrent que l'énergie de claquage n'est pas suffisante pour caractériser une onde de pression, ce qui appuie le travail de Martin [31]. En utilisant un banc d'énergie identique ($C = 3 \mu\text{F}$, $U_b = 25 \text{ kV} \pm 0,5 \text{ kV}$) et en intégrant un système d'interception du courant (figure 1.12-a), Liu et al. [60] démontrent que pour une même énergie de claquage, mais pour des courants différents, la pression générée évolue.

Deux tendances d'évolution de la pression se dégagent de leur étude (figure 1.12-b). Jusqu'à un temps d'interception du courant de $5 \mu\text{s}$, correspondant à la moitié du temps de montée du courant, la pression générée augmente linéairement en fonction du temps d'interception jusqu'à 2,25 MPa. Pour des temps d'interception supérieurs, la pression

générée n'augmente que très peu (2,4 MPa à la fin de la demi-période du courant) ce qui permet d'affirmer que l'énergie de claquage n'est pas le paramètre prédominant pour caractériser les pressions générées par des arcs électriques. Il semble que l'amplitude de pression dépende de la valeur de courant délivré pour une énergie de claquage identique.

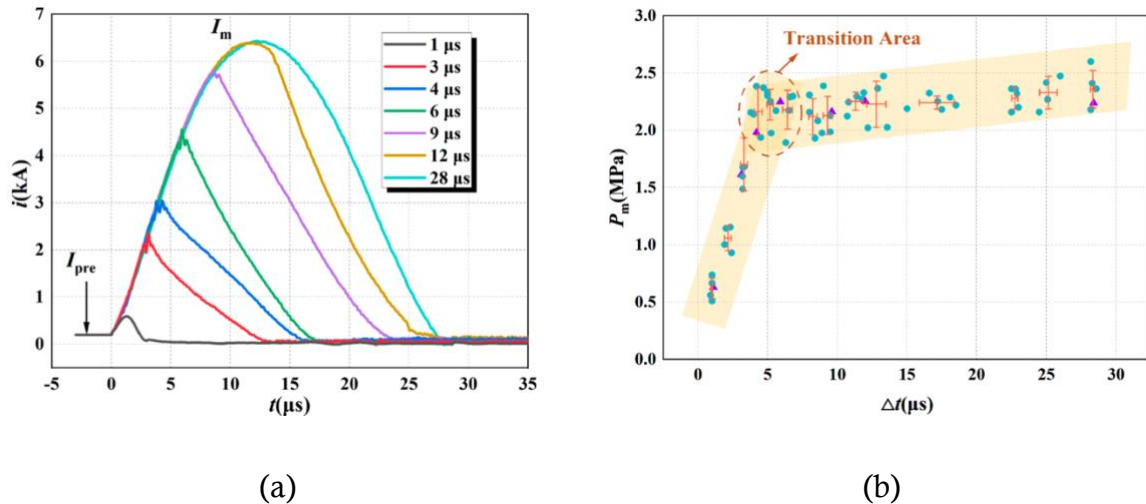


Figure 1.12 : Influence du courant maximal délivré pour un générateur et une énergie de claquage identiques d'après Liu et al. [60]. (a) courant délivré en fonction du temps d'interception et (b) pression maximale relevée en fonction du temps d'interception.

1.4 EXEMPLES D'APPLICATIONS BASEES SUR DES ARCS ELECTRIQUES DANS LES FLUIDES

Diverses applications de recherche, industrielles ou encore médicales peuvent être élaborées à l'aide de la génération d'arcs électriques dans différents fluides. Nous proposons ici quelques exemples d'applications non exhaustifs.

La génération d'arcs électriques dans les fluides permet de produire différents gaz d'après de Lacheze-Murel et al. [61], mais conduit également à éroder les électrodes lors du passage du courant. Graham et al. [62] synthétisent différentes publications sur la production de nanoparticules telles que du TiO_2 , des nanocapsules de carbone remplies de carbure de fer et de cobalt, d'or, etc..., par l'application de décharges électriques dans de l'eau, de l'éthanol ou encore de l'acide chloraurique avec des électrodes produites dans différents matériaux.

Chapitre 1 : Étude bibliographique

Les ondes de pression générées permettent également de déformer des feuilles métalliques. Basé sur ce principe d'électro-hydro formation, *Priem et al.* ou encore *Bmax* [63], [64] réussissent à former des pièces de manière précise en positionnant un moule derrière une plaque métallique. L'application de l'onde de pression permet à la plaque de venir épouser les formes du moule sans déchirure métallique.

Des applications de recyclage de composants électroniques peuvent être également envisagées comme le présentent *Impulstech* et *Selfrag* [65], [66]. Appliquer des ondes de pression générées par le biais d'arcs électriques à des circuits électroniques, d'après *Bluhm et al.*, *Touya*, *Zhao et al.* ou encore *Duan et al.* [6], [67]–[69], permet de séparer les différents composants de la carte électronique (figure 1.13) et ainsi de pouvoir recycler efficacement ce qui peut l'être. Également, en appliquant ces ondes de pression à des CDs, le film plastique peut être séparé de la partie en verre comme le montrent *Yamashita et al.* [70].



Figure 1.13 : Exemple de recyclage de carte électronique. Images extraites de *Impulstech* [65].

La recherche sur la reproductibilité et l'amplitude des ondes de pression générées par des arcs électriques est également menée dans le milieu médical, et notamment pour une application de lithotripsie extracorporelle. *Zanetti et al.* [71] présentent la lithotripsie extracorporelle, qui consiste à faire converger des ondes de pression générées dans une bulle d'eau qui est appliquée sur un patient jusqu'à un calcul du rein ou de l'uretère afin de le fragmenter pour qu'il s'élimine plus facilement dans les urines. Différents auteurs tels que *Okuda et al.* ou *Sunka* [72], [73] étudient un moyen de faire converger les ondes de pression générées afin de maximiser l'efficacité du procédé.

La fracturation électrique des roches à l'aide d'ondes de pression est étudiée depuis de nombreuses années. Plusieurs auteurs tels que *Hamelin et al.*, *Chen et al.*, *Xiong et al.* ou encore la société *ITHPP* [74]–[77] démontrent qu'appliquer des ondes de pression permet de fragmenter en plusieurs morceaux de volumineux blocs de roche en une seule décharge

Chapitre 1 : Étude bibliographique

ou bien d'augmenter la perméabilité du milieu. Comparé aux technologies mettant en jeu des systèmes de fracturation mécanique ou hydraulique, ce système tout électrique est plus concurrentiel.

De plus, il est possible, en appliquant un nombre de décharges suffisant, de réduire à une taille de plusieurs dizaines de micromètres des roches dures ou contenant des minerais rares d'après *Bru et al.*, *Parvaz et al.*, *Kovalchuk et al.* ou encore *Kharlov* [78]–[81] afin de les récupérer.

Ces différentes applications nécessitent une compréhension de la fracturation des roches selon les paramètres de la génération de l'onde de pression. *Chen et al.* [82] montrent en effet qu'avec un générateur présentant une période d'oscillation du courant rapide, la fracturation des roches est plus surfacique tandis qu'un générateur qui délivre un courant oscillant plus lentement induit des fractures moins nombreuses mais celles-ci se développent plus profondément dans la roche.

1.5 CONCLUSIONS SUR LE CHAPITRE

Ce premier chapitre permet de se familiariser avec les ondes de pression générées par des arcs électriques dans l'eau. La phase de pré-décharge a été, tout d'abord, abordée. Les deux modes de propagation (direct et indirect) lorsqu'un solide est placé entre les électrodes sont maintenant connus. Lors d'une décharge dans un liquide, nous savons également qu'il existe deux modes de décharges (subsonique et supersonique). La présentation des différentes espèces chimiques créées, des propriétés électriques d'une décharge ainsi que des paramètres influant sur la formation de la bulle à l'origine de l'onde de pression générée dans le fluide a complété cette première partie du chapitre. De plus, une revue des différents paramètres du fluide et du générateur modifiant l'amplitude de la pression générée a été effectuée.

Une étude comparative des différentes expressions analytiques qui permettent de prédire l'amplitude de l'onde de pression générée a également été réalisée. Bien que la majorité des auteurs exprime l'amplitude maximale de l'onde de pression générée en fonction de l'énergie de claquage pour un générateur donné, ce paramètre n'est pas suffisant pour caractériser l'onde de pression générée. Il est apparu, en comparant les tendances d'évolution de la pression en fonction de l'énergie de claquage, que plus la valeur

Chapitre 1 : Étude bibliographique

de la capacité est importante, plus l'amplitude de l'onde de pression générée est faible pour une même énergie de claquage. D'autres études montrent l'importance du courant maximal généré sur l'amplitude de l'onde de pression et avancent que ce paramètre est prédominant pour la caractérisation de la pression générée.

Enfin, quelques exemples d'applications pour le milieu médical ou industriel ont été présentés.

CHAPITRE 2

PRESENTATION DES

DISPOSITIFS

EXPERIMENTAUX

CHAPITRE 2 PRESENTATION DES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

La mise en équation du circuit de décharge électrique, les paramètres électriques et acoustiques, les différents dispositifs expérimentaux comprenant les systèmes de génération électrique, ainsi que les instruments de mesure électriques et acoustiques seront présentés au cours de ce chapitre.

Suite à la présentation des divers moyens expérimentaux, les différents protocoles expérimentaux concernant la génération d'ondes de pression et la fracturation des roches seront abordés.

2.1 DEFINITIONS DES GRANDEURS ELECTRIQUES ET ACOUSTIQUES

Pour pouvoir étudier l'influence des paramètres sur les ondes de pression, il est d'abord nécessaire de définir les différentes grandeurs électriques et acoustiques du système. Ces grandeurs permettront, au cours des chapitres suivants, d'avoir un vocabulaire clair sur les paramètres mis en jeu.

2.1.1 Paramètres électriques

Lors d'une décharge électrique dans l'eau, deux phases sont visibles. Les différents paramètres électriques caractérisant les signaux de tension $u(t)$ et de courant $i(t)$ de chacune des deux phases sont présentés en figure 2.1.

La phase de pré-arc correspond à l'initiation et la propagation des phénomènes précurseurs qui mènent au claquage de l'intervalle. Cette phase présente un faible courant ionique qui s'écoule entre les électrodes et qui conduit à la décroissance exponentielle de la tension caractérisée par une constante de temps égale au produit de la valeur de la capacité par la résistance équivalente inter-électrodes. Cette phase a largement été étudiée au sein du laboratoire par *Touya* [6] et *Imbert* [2]. Nous ne nous y attarderons pas. Rappelons simplement les paramètres principaux : la tension de charge U_{max} du banc de condensateurs et le temps correspondant à l'initiation de l'arc électrique t_b .

La deuxième phase est la phase d'arc, lorsque l'arc électrique est formé. Durant celle-ci, le courant et la tension évoluent de façon pseudo-périodique. Le courant maximal

délivré I_{max} est atteint au temps t_{max} . Nous noterons la tension du claquage U_b . Pour déterminer la tension minimale nécessaire pour atteindre la phase d'arc, l'étude de la tension U_{50} est nécessaire. U_{50} correspond à la valeur moyenne de U_{max} qui conduit à la probabilité 1/2 qu'un arc se développe dans le fluide. Cette tension dépend du fluide, de sa température, sa pression et sa conductivité mais également de la valeur de la capacité du banc d'énergie, comme le présente la figure 2.2 issue de Touya [6].

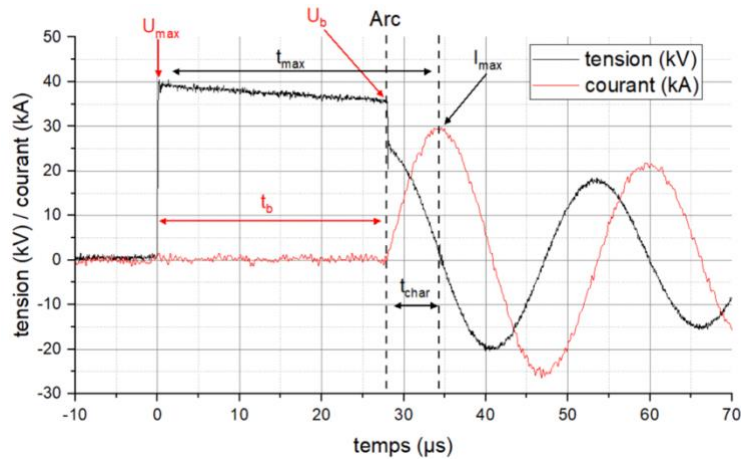


Figure 2.1 : Signaux de tension et de courant caractéristiques d'une décharge électrique dans l'eau. $C = 3,9 \mu F$; $t_{char} = 6,4 \mu s$; $U_{max} = 40 kV$; $U_b = 36 kV$; $t_b = 27,2 \mu s$; distance inter-électrodes $d = 5,3 mm$; distance de mesure de la pression $r = 495 mm$; électrodes pointes.

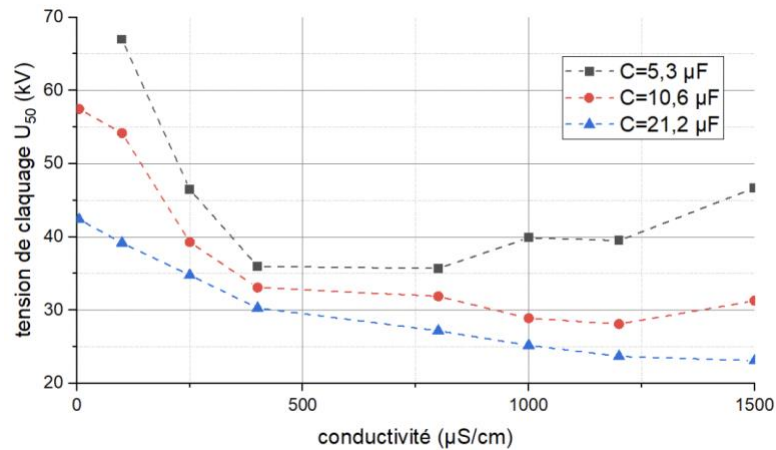


Figure 2.2 : Influence de la conductivité de l'eau et de la valeur de la capacité sur la tension U_{50} d'après Touya [6].

Un autre paramètre caractéristique de la phase d'arc est la vitesse d'injection du courant t_{char} qui est directement liée aux éléments capacitifs et inductifs du circuit électrique et qui correspond au quart de période d'oscillation du courant (figure 2.1).

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

D'un point de vue électrique, la phase d'arc peut être simulée et mise en équation à l'aide d'un circuit RLC classique comme présenté en figure 2.3.

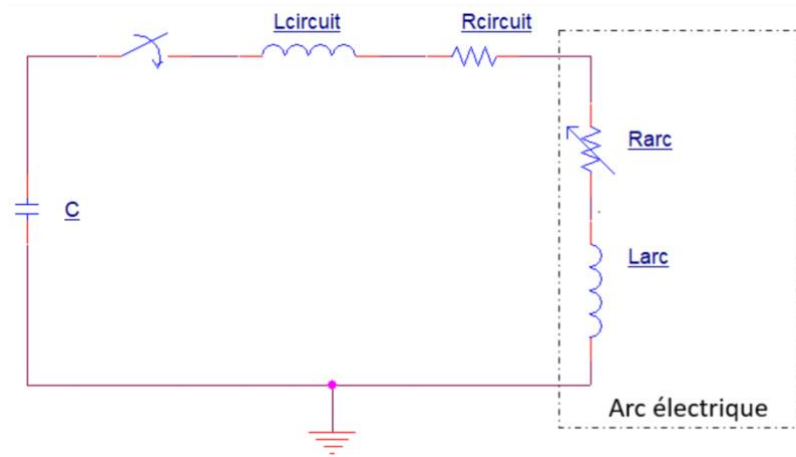


Figure 2.3 : Circuit électrique équivalent dans la phase d'arc.

Où C est la capacité du condensateur que l'on vient charger à la tension U_{max} . $L_{circuit}$ et $R_{circuit}$ représentent respectivement l'inductance et la résistance de circuit liées aux connexions du circuit et aux caractéristiques internes du condensateur C . Ces valeurs de $R_{circuit}$ et $L_{circuit}$ peuvent être déterminées expérimentalement à l'aide d'un simple essai en court-circuit.

L_{arc} et R_{arc} sont respectivement l'inductance et la résistance de l'arc électrique. Au regard des distances inter-électrodes mises en jeu, la valeur de L_{arc} peut être estimée à quelques dizaines de nanohenrys ce qui, comparé à la valeur de l'inductance de circuit de quelques microhenrys, est négligeable. Nous pouvons ainsi considérer une valeur de l'inductance globale L de la forme :

$$L = L_{circuit} + L_{arc} \approx L_{circuit} \quad (2.1)$$

Contrairement à L_{arc} , la valeur de R_{arc} n'est pas négligeable devant $R_{circuit}$ (équation 2.2). La valeur de la résistance globale R est donc la somme de la résistance de circuit et de la résistance d'arc.

$$R = R_{circuit} + R_{arc} \quad (2.2)$$

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

De plus, la résistance d'arc varie au cours du temps et est dépendante de la valeur du courant comme présenté par *Vlastos* [83] qui estime sa valeur à l'aide de l'équation 2.3.

$$R_{arc}(t) = B \frac{d}{\sqrt{\int_0^t I(t)^2 \cdot dt}} \quad (2.3)$$

Où B est une constante, d la distance inter-électrodes et I le courant traversant l'arc électrique. D'après *Warne et al.* [84], la variation de la résistance de l'arc électrique d'une valeur très importante, correspondant à la phase de pré-arc, jusqu'à une très faible valeur, correspondant à la phase d'arc, est extrêmement rapide : bien en deçà de la microseconde. Après ce laps de temps, la valeur de la résistance d'arc présente très peu de variations pendant plusieurs dizaines de microsecondes jusqu'à la fin des oscillations de courant.

Nous pouvons donc considérer la valeur de la résistance d'arc constante de telle sorte qu'en comparant (figure 2.4) la mesure de courant avec son évolution théorique selon l'équation 2.4, nous obtenons une excellente concordance entre les signaux sur une large plage temporelle.

$$i(t) = U_b \cdot \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot e^{-\frac{R}{2L}(t-t_b)} \cdot \sin\left(\frac{t-t_b}{\sqrt{L \cdot C}}\right) \quad (2.4)$$

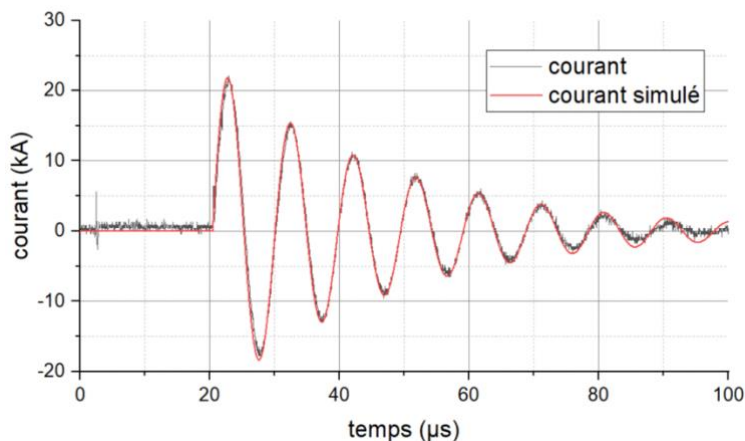


Figure 2.4 : Comparaison entre le courant mesuré et le courant simulé.

L'inductance globale L peut également être estimée (équation 2.6) à l'aide de l'équation régissant la période T du courant d'un circuit RLC :

$$T = 2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C} \quad (2.5)$$

$$L = \frac{T^2}{4 \cdot \pi^2 \cdot C} \quad (2.6)$$

Si l'on considère maintenant I_2 comme un minimum de courant et I_1 le maximum de courant précédant I_2 , la résistance totale (équation 2.7) peut être estimée à l'aide de l'équation 2.4 :

$$R = -\frac{2}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \ln\left(\frac{|I_2|}{I_1}\right) \quad (2.7)$$

Cette équation permet de déterminer $R_{circuit}$ lors d'un essai en court-circuit, puis de remonter à R_{arc} lors d'un claquage classique dans l'eau.

D'après l'équation 2.4, le courant maximal peut être exprimé de la forme :

$$I_{max} = U_b \cdot \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot e^{-\frac{R}{2 \cdot L}(t_{max} - t_b)} \cdot \sin\left(\frac{t_{max} - t_b}{\sqrt{L \cdot C}}\right) \quad (2.8)$$

Si l'on considère maintenant l'expression du temps auquel le courant est maximal comme étant $t_{max} = t_b + \sqrt{L \cdot C} \cdot \pi/2$, nous obtenons, d'après l'équation 2.8, l'expression du courant maximal :

$$I_{max} = U_b \cdot \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot e^{-\frac{\pi \cdot R \cdot \sqrt{C}}{4 \cdot \sqrt{L}}} \quad (2.9)$$

Nous pouvons également exprimer l'énergie initialement stockée E_{max} dans le condensateur :

$$E_{max} = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U_{max}^2 \quad (2.10)$$

Et l'énergie disponible au moment du claquage :

$$E_b = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U_b^2 \quad (2.11)$$

En considérant l'expression de l'énergie de claquage selon l'équation 2.11 et celle du courant maximal (équation 2.9), ce dernier s'exprime en fonction de l'énergie de claquage de la manière suivante :

$$I_{max} = \sqrt{\frac{2 \cdot E_b}{L}} \cdot e^{-\frac{\pi \cdot R \cdot \sqrt{C}}{4 \cdot \sqrt{L}}} \quad (2.12)$$

2.1.2 Paramètres acoustiques

Les différents paramètres acoustiques caractérisant les signaux de pression $p(t)$ sont présentés en figure 2.5. Ceux-ci comprennent :

- La pression maximale notée p_{max}
- Le temps de montée de la pression noté t_{front}
- La durée à mi-hauteur

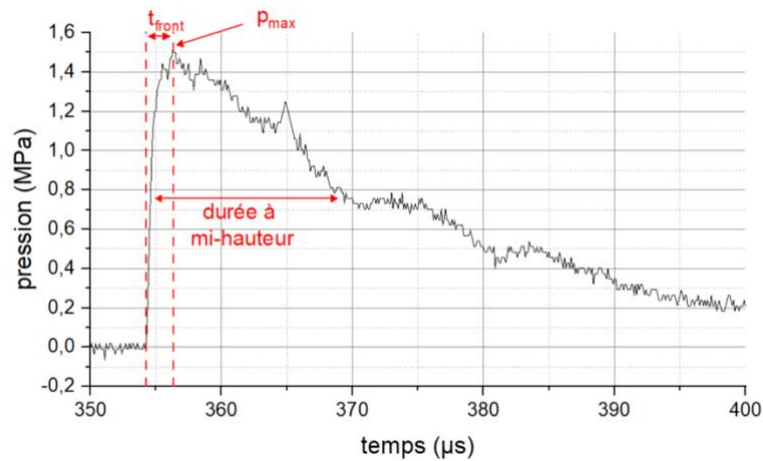


Figure 2.5 : Signal de pression généré suite à une décharge électrique dans l'eau. $C = 3,9 \mu F$; $t_{front} = 2,1 \mu s$; $p_{max} = 1,53 \text{ MPa}$; durée à mi-hauteur = $15 \mu s$; distance inter-électrodes = $5,3 \text{ mm}$; distance capteur pression = 495 mm ; électrodes pointes ; capteur PCB W138A11.

Pour un processus mécanique (*i.e.*, acoustique), l'énergie W_a est définie selon l'équation 2.13.

$$W_a = \frac{S}{\rho_m \cdot c} \int_0^{t_a} p^2(t) \cdot dt \quad (2.13)$$

Où le temps t_a représente le moment où la pression devient négligeable, S est la surface sur laquelle l'onde de pression est appliquée, ρ_m est la conductivité du fluide, c est la vitesse du son dans ce fluide ($c_{\text{eau}} = 1480 \text{ m/s}$) et p est la pression. En considérant qu'une onde de pression se propage de manière sphérique telle que $S = 4 \cdot \pi \cdot r^2$, avec r le rayon de la sphère, nous pouvons considérer le paramètre r comme correspondant à la distance entre les électrodes et le capteur pression. Les différentes grandeurs acoustiques seront présentées plus en détail au cours du chapitre 4.

2.2 DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Le schéma de principe des différentes expérimentations est présenté en figure 2.6 et une photo de la chambre d'essais durant une décharge électrique est visible en figure 2.7. Compte tenu des fortes énergies mises en jeu lors de ces essais, ceux-ci se déroulent dans une chambre présentant une isolation phonique et électromagnétique. Le schéma de principe comprend :

- La partie génération de l'impulsion électrique avec une alimentation ou un chargeur haute tension, un condensateur ou un générateur de Marx, un trigatron (éclateur à air déclenché) avec un déclencheur ;
- La partie cellule d'essais qui contient l'enceinte de confinement du fluide, les différentes électrodes, mais également un fil de cuivre entre ces électrodes pour les études d'ondes de pression générées par le biais d'un fil explosé ou encore la roche pour les essais de fracturation ;
- La partie concernant les mesures électriques et acoustiques comprenant les appareils de mesure de tension, de courant, de dérivée du courant, de pression, mais également les oscilloscopes associés ainsi que leur baie faradisée.

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

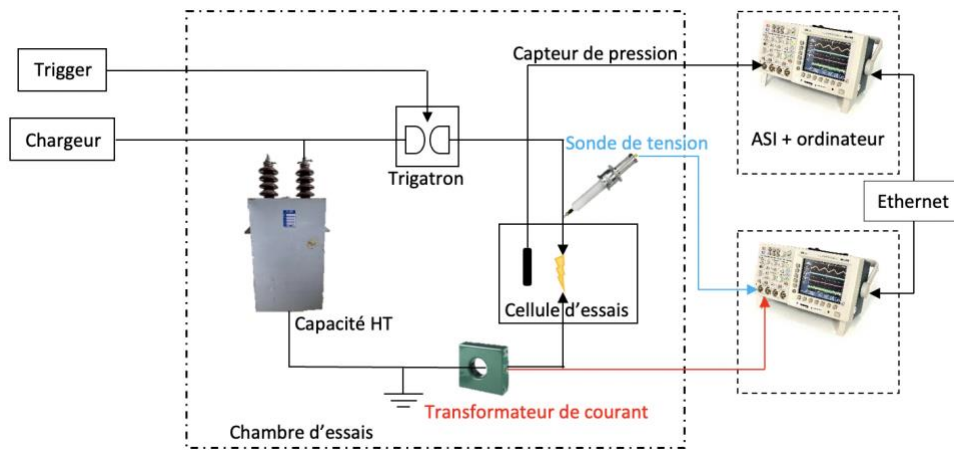


Figure 2.6 : Schéma de principe du système utilisé pour les décharges électriques dans l'eau.



Figure 2.7 : Chambre d'essais durant une décharge électrique.

2.2.1 Génération de l'impulsion électrique

Le circuit électrique utilisé pour générer les impulsions électriques du système consiste en la charge et la décharge d'une capacité haute tension, ou d'un générateur de Marx, dans une cellule d'essais remplie d'eau.

Deux types de sources de tension sont utilisés pour charger les capacités : une alimentation *Spellman SL100PN1200* (100 kV, 12 mA) pouvant fonctionner en positif ou en négatif et un chargeur *E.T.A.T.* (60 kV, 250 mA) fonctionnant uniquement en positif mais comprenant, contrairement à l'alimentation, un pupitre de réglage de la tension de charge déporté. L'alimentation *Spellman* sert à caractériser l'effet de la polarité des électrodes au

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

cours du chapitre 3, mais permet également de charger les capacités du générateur de Marx tandis que le chargeur *E.T.A.T.* est utilisé pour le reste des essais.

Les différents jeux de condensateurs visibles en figure 2.8, dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 2.1, permettent d'obtenir des constantes de décharge de circuit différentes. En effet, plus la capacité équivalente est importante pour une inductance et une résistance de circuit données, plus la vitesse de décharge est lente, mais plus le courant maximal généré pour une même tension de charge est élevé. Il faut rappeler qu'avec l'augmentation de la valeur capacitive du système, la tension nécessaire pour obtenir un claquage dans l'eau diminue. Le générateur de Marx utilisé pour les expérimentations et développé au laboratoire consiste en la charge en parallèle et la décharge en série d'un jeu de six capacités 200 nF/50 kV, ce qui permet d'obtenir en sortie du générateur une capacité équivalente de 33 nF pour une tension maximale atteignant 300 kV.



Figure 2.8 : Différentes capacités utilisées lors des essais. De gauche à droite : $C = 1,4 \mu F$, $C = 3,9 \mu F$, $C = 21,2 \mu F$, $C_{eq} = 33 nF$.

Une fois ces condensateurs chargés, l'énergie stockée est transférée dans la cellule d'essais par le biais d'un commutateur à air déclenché appelé trigatron. Ce dispositif est piloté par fibre optique, ce qui permet un isolement galvanique entre la partie commande et la partie puissance des expérimentations.

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

Capacité équivalente	Association de condensateurs	Tension d'utilisation maximale	Énergie maximale
<i>Marx 33 nF</i>	6 x 200 nF en série	300 kV	1,5 kJ
<i>1,4 μF</i>	1 x 1,4 μF	75 kV	4 kJ
<i>3,9 μF</i>	1 x 3,9 μF	60 kV	7 kJ
<i>21,2 μF</i>	1 x 21,2 μF	40 kV	17 kJ
<i>42,4 μF</i>	2 x 21,2 μF en parallèle	40 kV	34 kJ

Tableau 2.1 : Valeurs des différents jeux de capacités utilisés pour les différentes études.

2.2.2 Cellules d'essais

Deux cellules d'essais sont utilisées (figure 2.9). La première, d'une contenance de 500 l, est utilisée pour les essais de caractérisation de l'onde de pression. Les dimensions de cette cuve (1200 mm x 700 mm x 600 mm) permettent de mesurer une onde de pression non perturbée par son environnement et pouvant être décrite comme se propageant en champ libre.



(a)



(b)

Figure 2.9 : Enceintes de (a) 500 l et (b) 3 l.

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

Pour caractériser une onde de pression correctement, il faut que le temps clair de mesure soit suffisant. Ce temps clair, comme illustré en figure 2.10, est la différence temporelle entre l'arrivée sur le capteur de l'onde incidente et celle d'une onde réfléchie par une surface :

$$t_{clair} = t_{réfléchi} - t_{incident} = \frac{d_{réfléchi}}{v_{onde}} - \frac{d_{incident}}{v_{onde}} \quad (2.14)$$

Où t_{clair} correspond au temps clair, $t_{réfléchi}$ le temps mis par l'onde réfléchie pour atteindre l'appareil de mesure, $t_{incident}$ le temps de trajet le plus court de l'onde pour atteindre l'appareil de mesure, $d_{réfléchi}$ la distance parcourue par l'onde réfléchie, $d_{incident}$ la distance la plus courte pour atteindre l'appareil de mesure et v_{onde} la célérité de l'onde se propageant dans le milieu.

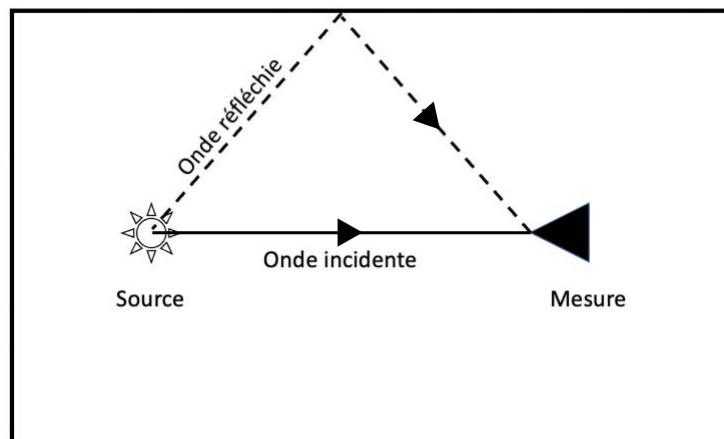


Figure 2.10 : Schéma explicatif du temps clair.

Par exemple, si l'on considère une distance entre le capteur de pression et les électrodes de 280 mm (distance la plus proche au cours de nos essais), le temps clair pour mesurer l'onde de pression se propageant à une vitesse de 1480 m/s dans l'eau est de 258 μ s en considérant que l'onde est réfléchie sur une paroi de la cuve située orthogonalement à 30 cm du trajet de l'onde incidente ; alors que si le capteur de pression est situé à 1320 mm (distance la plus éloignée au cours de nos essais) des électrodes, le temps clair est de 88 μ s. Le fait que le temps clair diminue en augmentant la distance de mesure s'explique par le fait que la différence entre la distance de l'onde réfléchie et l'onde incidente diminue comme le montre l'équation 2.14.

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

Bien que s'approcher de la source de pression présente un avantage en termes de temps clair pour la mesure de pression, nous verrons dans la section dédiée aux capteurs de pression que des parasites sont présents sur le début du signal de pression dus à la génération du courant, ce qui impose une distance minimale de mesure de la pression.

Les dimensions de la cuve permettent donc de mesurer le front de pression et la durée à mi-hauteur avant qu'une onde réfléchi ne vienne interférer sur le signal et également de pouvoir suffisamment s'éloigner pour mesurer la pression sans être perturbé par les perturbations engendrées par l'évolution temporelle du courant.

Il est possible de placer la paire d'électrodes à trois positions différentes dans l'enceinte pour être plus ou moins proche du capteur en paroi. Le capot de la cellule d'essais est scindé en deux parties, ce qui facilite l'accès aux électrodes, notamment lors des essais avec un fil explosé. De plus, divers perçages dans le capot ont été usinés afin de pouvoir positionner les capteurs de pression immergés à différentes positions dans l'enceinte.

La deuxième cellule d'essais ne fait que 3 l de contenance. Elle est dédiée aux essais de fracturation des roches, présentés au cours du chapitre 4. Sa géométrie permet de confiner les gravillons dans un endroit restreint pour qu'ils subissent l'onde de pression de la manière la plus homogène possible.

2.2.3 Embouts d'électrodes

Les embouts d'électrodes utilisés avec la cellule de 500 l sont interchangeables et sont réalisés en acier inoxydable 304L. Ils présentent différentes formes afin d'analyser l'influence de la distribution du champ électrique sur l'onde de pression. Ces études seront présentées au cours du troisième chapitre.

Les associations des formes d'électrodes (figure 2.11) présentent des rayons d'électrodes de 10 mm (a), 2,5 mm (b) et 2,5 mm, mais avec une sphère permettant une meilleure concentration des champs électriques (c), dont leur plan d'usinage est présenté en figure 2.12. Un jeu d'électrodes asymétrique est également utilisé. Il comprend un embout d'électrode de rayon de 2,5 mm avec une sphère de diamètre 100 mm (d).

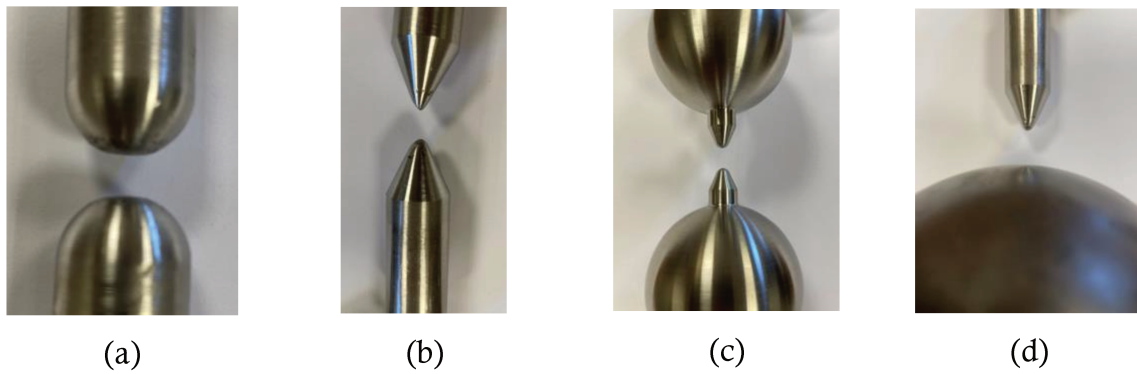


Figure 2.11 : Différentes paires d'électrodes utilisées pour les essais : (a) boule-boule, (b) pointe-pointe, (c) bulbeuse-bulbeuse et (d) pointe-sphère.

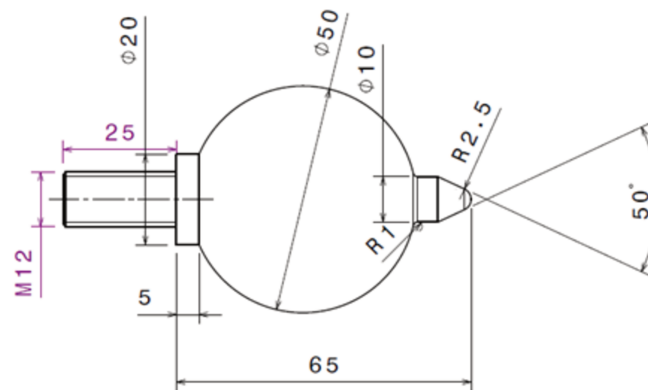


Figure 2.12 : Plan d'usinage de l'électrode bulbeuse (c).

Les électrodes utilisées pour le broyage des roches (chapitre 4) consistent en une électrode boule de dimension similaire à la paire d'électrodes (a) pour la haute tension et d'un plan métallique relié à la masse.

Le chapitre 5 fera l'objet d'études sur les pressions générées à l'aide de la vaporisation d'un fil métallique. Les électrodes utilisées pour accueillir les fils métalliques adoptent la même géométrie que la paire d'électrodes (a), mais sont pourvues d'un trou à leur sommet d'un diamètre de 1 mm pour une profondeur de 10 mm afin d'accueillir les fils de cuivre.

2.3 MATERIEL DE METROLOGIE

2.3.1 Baies faradisées

Les signaux de tension et de courant présentent de forts dV/dt et dI/dt , ce qui implique des perturbations électromagnétiques rayonnées et conduites. Afin de protéger les appareils électroniques des perturbations rayonnées, des cages faradisées sont utilisées.

La chaîne de mesures de la pression comprend de l'électronique sensible (fonctionnant à quelques millivolts) et doit donc être découplée du système générant les signaux électriques de fortes amplitudes pour ne pas subir de perturbation conduite. Le choix d'effectuer les mesures de pression en flottant s'impose donc. Pour ce faire, l'ensemble de mesures de pression et des systèmes associés se trouvent dans une baie faradisée sur batterie (ASI). Un ordinateur muni du logiciel libre *OpenChoice Desktop* fourni par *Tektronix* est également intégré dans cette baie, pour récupérer les données relevées par les oscilloscopes par le biais d'un protocole Ethernet. La réalisation de cette baie faradisée est présentée en figure 2.13.



Figure 2.13 : Baie faradisée contenant la chaîne de mesures de pression.

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

Les mesures de tension, de courant et de dérivée du courant s'effectuent dans une autre cage de Faraday. Comme la tension se mesure par rapport à la masse, l'oscilloscope utilisé doit être relié à la terre.

2.3.2 Oscilloscopes

Deux oscilloscopes sont utilisés pour l'acquisition des signaux électriques et acoustiques.

L'oscilloscope pour mesurer la pression, modèle *TDS 3034B* du constructeur *Tektronix*, présente une bande passante de 300 MHz et permet de mesurer correctement les signaux de pression qui, comme nous le verrons par la suite, présentent une fréquence maximale de 11 MHz.

L'oscilloscope permettant de mesurer les différents signaux électriques tels que la tension, le courant ou encore la dérivée du courant à l'aide d'une B-dot est le modèle *TDS 3054B* du constructeur *Tektronix* qui présente une bande passante de 500 MHz. Comme nous le verrons par la suite, les sondes de courant et de tension présentent au maximum une bande passante de 120 MHz, ce qui est compatible avec la bande passante de l'oscilloscope.

De plus, les deux modèles d'oscilloscopes disposent de quatre entrées BNC et leur impédance peut être modifiée en 50 Ω ou en 1 M Ω . Ils disposent également d'un port Ethernet afin de pouvoir communiquer avec l'ordinateur situé dans la baie faradisée.

2.3.3 Sondes de mesures électriques

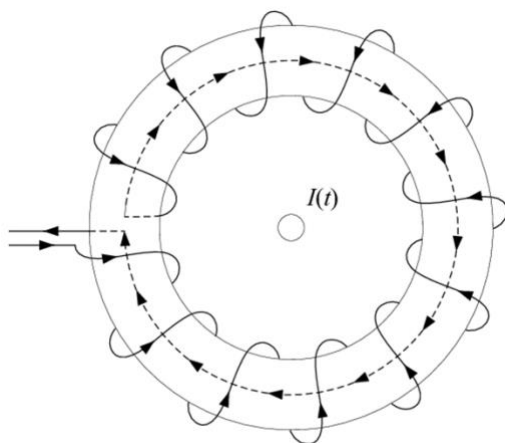
Les tensions en sortie des capacités varient de quelques kilovolts à 75 kV, hormis pour le générateur de Marx où la tension en sortie peut atteindre 300 kV. La sonde retenue pour ces mesures de tensions est la *NorthStar PVM-5* qui présente une bande passante de 120 MHz. Cette sonde mesure jusqu'à 100 kV de tension pulsée et 60 kV en tension continue, mais elle ne peut toutefois pas être intégrée à la chaîne de mesures pour les essais avec le générateur de Marx. Afin de mesurer la tension générée par ce dernier, nous utilisons un diviseur capacitif développé et étalonné au laboratoire. Son rapport de division ajustable est fixé à 1:10000.

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

La mesure de courant s'effectue à l'aide de transformateurs de courant du fabricant *Pearson Electronics*. Les courants générés par le système sont de forte amplitude et atteignent jusqu'à la centaine de kilos ampères. Le choix des transformateurs de courant s'est porté sur les modèles 4418 et 1423 qui présentent un rapport de division de 1:1000 et des bandes passantes de 0,07 Hz à 2 MHz et de 1 Hz à 0,7 MHz respectivement. Les intensités générées à l'aide des capacités de 21,2 μF et 42,4 μF étant élevées, l'amplitude du signal en sortie des transformateurs de courant est trop importante pour être directement mesurée à l'oscilloscope et doit donc passer par le biais d'un atténuateur 20 dB couplé à une voie 50 Ω de l'oscilloscope. Le courant ainsi mesuré présente un rapport d'atténuation de 21700, rapport déterminé à la suite d'essais de comparaison avec un autre transformateur de courant branché directement à une voie 1 M Ω de l'oscilloscope.

Afin de retrouver la tension déposée sur un fil lors des essais avec fil explosé, il est nécessaire de pouvoir mesurer la dérivée du courant. À ces fins, une B-dot a été développée au laboratoire (figure 2.14). La tension en sortie de cette B-dot est fonction de la perméabilité du vide $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{A}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$, du nombre de spires N , du périmètre moyen de la boucle l et de la surface d'une spire S , selon l'équation 2.15.

$$v_s(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(S \cdot B) = -S \cdot \frac{dB}{dt} = -S \cdot \frac{\mu_0 \cdot N}{l} \cdot \frac{di}{dt} \quad (2.15)$$



(a)



(b)

Figure 2.14 : (a) schéma de principe et (b) réalisation de la B-dot.

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

Le dimensionnement est effectué sur un support en plastique de diamètre 10 cm. Un câble coaxial, dont la gaine de masse a été préalablement retirée le long du périmètre du support plastique, est utilisé pour enrouler un fil de cuivre reliant l'âme du câble à la gaine de masse. 30 spires avec du fil de cuivre sont équitablement réparties le long du périmètre du support plastique, ce qui permet d'obtenir une inductance mutuelle d'une valeur de 2,3 nH d'après l'équation 2.15. Une couche d'aluminium a été rajoutée sur la partie externe de la B-dot, avec une ouverture en direction du conducteur où le courant passe, afin de ne mesurer que la dérivée du courant traversant le conducteur sans que le reste du circuit n'affecte la mesure.

Les conditions d'essais, lorsque la B-dot est utilisée, présentent de forts dI/dt , ce qui implique une tension en sortie de la B-dot élevée. L'utilisation d'un atténuateur 20 dB relié à une entrée 50Ω de l'oscilloscope est donc nécessaire. La comparaison entre l'intégration du signal en sortie de la B-dot et le courant mesuré sur un essai de fil explosé présentée en figure 2.15 montre une bonne corrélation entre la réalisation de la B-dot et son rapport d'atténuation théorique.

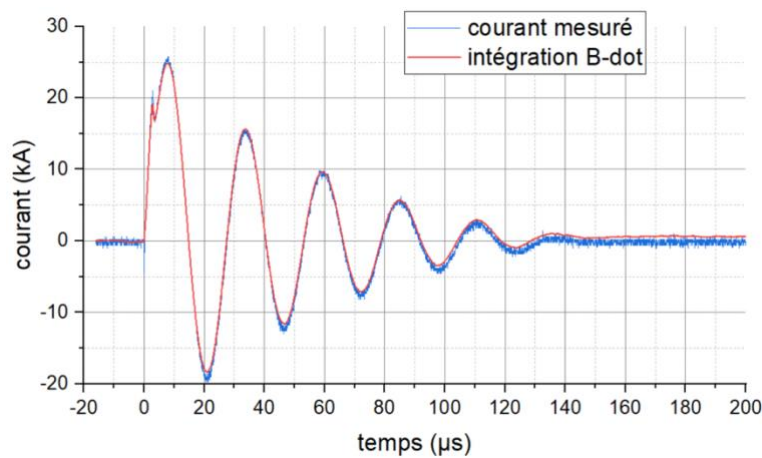


Figure 2.15 : Comparaison entre le courant mesuré (bleu) et l'intégration du signal de la B-dot (rouge) pour un essai avec fil explosé. $U_{max} = 40 \text{ kV}$, $d = 70,5 \text{ mm}$, diamètre du fil de cuivre = $250 \mu\text{m}$.

2.3.4 Systèmes de mesures acoustiques

Comme présenté au cours du premier chapitre, plusieurs paramètres tels que la distance de mesure ou encore l'énergie injectée peuvent modifier le spectre fréquentiel de l'onde de pression. Pour mesurer le front de pression, la bande passante d'un capteur doit

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

être en accord avec les caractéristiques temporelles du signal à mesurer selon la relation $f = 0,35/t$, avec f la fréquence et t la valeur minimale de la grandeur temporelle que l'on souhaite mesurer.

Les premiers capteurs de pression sélectionnés sont ceux du constructeur *PCB PIEZOTRONICS* avec les modèles *113B23* et *W138A11* présentés en figure 2.16. Ceux-ci doivent être couplés à un conditionneur modèle *482C05* du même fabricant. Les deux capteurs de pression peuvent mesurer une amplitude maximale de pression de l'ordre de 69 MPa avec une sensibilité de 0,073 mV/kPa et peuvent également mesurer des fronts de montée d'impulsion de l'ordre de 1 μ s pour le modèle *113B23* et de 1,5 μ s pour le modèle *W138A11*. La principale différence entre ces deux capteurs réside dans le fait que le modèle *113B23* ne peut pas être immergé. Il doit donc être positionné sur la paroi de la cellule d'essais préalablement percée et monté avec des bagues d'étanchéité. Son homologue *W138A11*, qui est immergeable, peut être positionné à différents endroits directement dans le fluide.

D'après le constructeur, il est normal que la pression crête mesurée à l'aide du modèle *113B23* soit deux fois supérieure à celle mesurée avec le modèle *W138A11* car l'onde de pression est réfléchiée par le diaphragme du capteur. Il est donc préconisé de diviser par deux la mesure de pression effectuée à l'aide du capteur *113B23*. De plus, suite à différents problèmes, nous sommes arrivés à la conclusion que ce capteur doit être isolé de la masse de la cellule de tests pour éviter d'endommager son amplificateur interne.

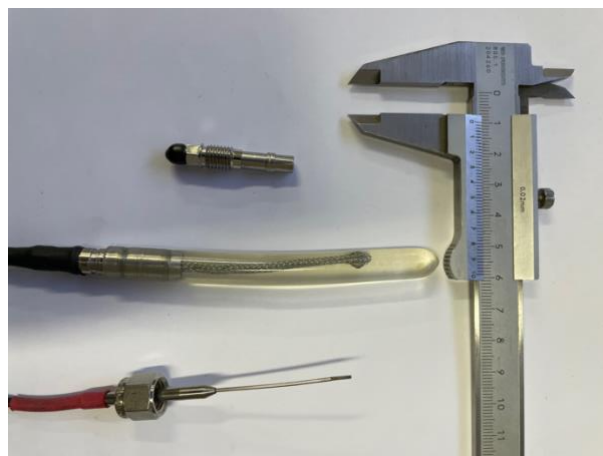


Figure 2.16 : Capteurs de pression. De haut en bas : 113B23, W138A11 et Müller.

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

Afin de mesurer des signaux transitoires plus rapides, un capteur *Müller-Platte Needle probe* est retenu. Il possède une bande passante variant de 300 kHz à 11 MHz, ce qui le rend complémentaire des capteurs *PCB PIEZOTRONICS*.

Les amplitudes de pression que peut mesurer le capteur *Müller* montent jusqu'à 150 MPa, avec une sensibilité de 10 mV/MPa. À la différence des capteurs *113B23* et *W138A11*, le capteur *Müller* est une aiguille (voir figure 2.16) ce qui le rend directif. C'est pourquoi il est nécessaire que son aiguille pointe parfaitement dans la direction de l'arc électrique, sous peine de ne mesurer qu'une pression atténuée (figure 2.17).

En outre, le câble du capteur *Müller* ne mesurant que deux mètres de longueur, il ne peut pas être relié à l'oscilloscope dans la baie faradisée située à l'extérieur de la chambre d'essais. Cet oscilloscope doit donc fonctionner sur batterie dans une cage de Faraday à l'intérieur de la chambre d'essais pour pouvoir être relié au capteur de pression.

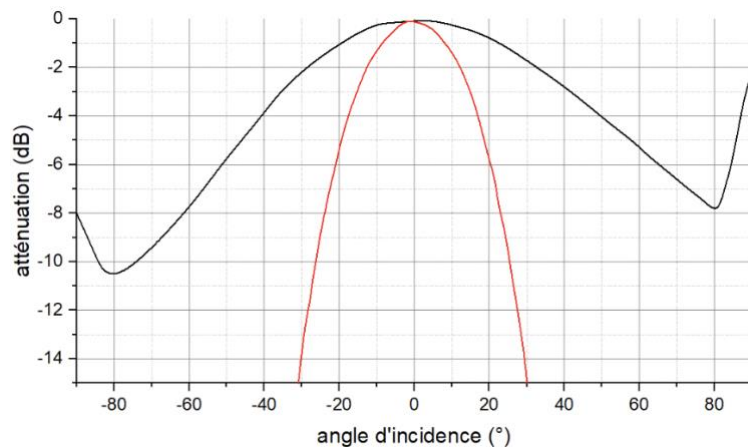


Figure 2.17 : Atténuation en dB d'une onde de fréquence 10 MHz en fonction de l'incidence angulaire de la pression pour (noir) le capteur Müller (mesuré) et (rouge) un capteur présentant un diaphragme de 0,3 mm de diamètre (calculé) d'après Müller et al. [85].

Il semble que l'électronique présente à l'intérieur de ce capteur soit affectée par la décharge électrique, bien que le système de mesure de pression fonctionne en flottant. En effet, une lente décharge d'une capacité est visible, ce qui génère un offset aléatoire sur la mesure de pression pouvant atteindre plusieurs centaines de millivolts. L'oscilloscope ne permet, pour pouvoir mesurer la pression correctement, qu'une échelle minimale de 10 mV/div [86], ce qui exclut de pouvoir mesurer de trop faibles amplitudes de pression. De plus, la décharge capacitive relevée demande à retravailler le signal en tenant compte

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

de la pente avant l'arrivée du signal de pression afin d'obtenir un signal exploitable (figure 2.18).

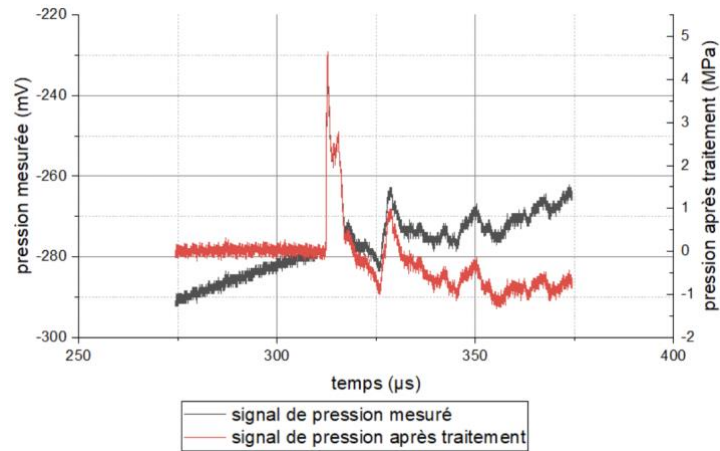


Figure 2.18 : Signal de pression mesuré (gris) avec le capteur Müller et final (rouge) après post-traitement.

Il est à noter que, pour les décharges électriques dans l'eau, des perturbations électromagnétiques sont émises par le système et captées par les différents capteurs de pression (figure 2.19). Ces perturbations, assimilables à l'image du courant, durent plus longtemps avec l'augmentation de la valeur de la capacité. Ceci reflète la problématique que la distance minimale pour pouvoir mesurer l'onde de pression incidente sans perturbation est limitée par la valeur de la capacité.

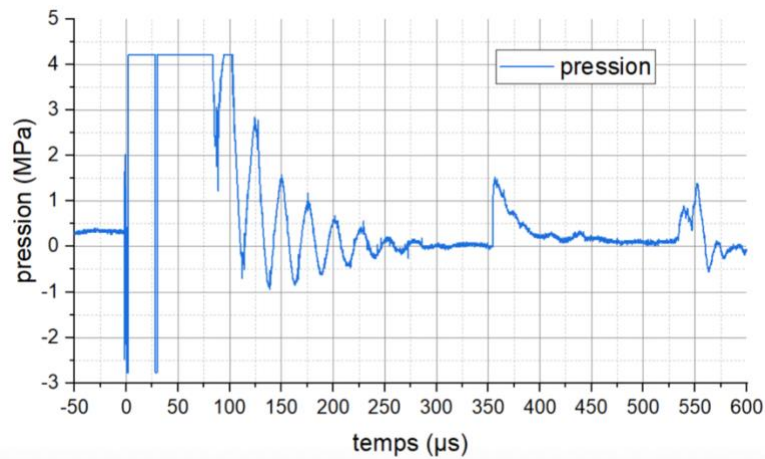


Figure 2.19 : Signal complet de pression typique généré avec une capacité de $3,9 \mu\text{F}$ et mesuré à l'aide du capteur W138A11 situé à 495 mm des électrodes.

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

Les principales caractéristiques des différents capteurs de pression sont résumées dans le tableau 2.2.

<i>Modèle</i>	113B23	W138A11	Müller
<i>Pression maximale (MPa)</i>	69	69	150
<i>Sensibilité (mV/kPa)</i>	0,073	0,073	0,01
<i>Fréquence de coupure basse (Hz)</i>	0,0005	2,5	300000
<i>Fréquence de coupure haute (kHz)</i>	350	230	11000
<i>Front de montée de la pression minimal (μs)</i>	1	1,5	0,032
<i>Positionnement</i>	Paroi	Immergé	Immergé
<i>Directif?</i>	Oui	Non	Oui

Tableau 2.2 : Résumé des principales caractéristiques des capteurs de pression.

2.3.5 Incertitudes de mesure

Le matériel de métrologie utilisé implique des incertitudes de mesure u qui sont présentés en tableau 2.3. Les incertitudes de mesure composées de plusieurs éléments u_c , par exemple l'utilisation d'un oscilloscope et d'une sonde de tension, peuvent être calculées à l'aide de l'équation :

$$u_c = \sqrt{\sum_{i=1}^i u_i^2} \quad (2.16)$$

Ainsi, les différentes incertitudes de mesure sur la tension peuvent varier de 250 V, pour les tensions les plus faibles, à 2,52 kV, celles sur le courant varient de 250 A à 2,52 kA tandis que les incertitudes de mesure sur les pressions sont de 0,15 kPa, 0,28 kPa et 0,31 kPa pour les capteurs W138A11, 113B23 et Müller respectivement. Il faut noter que l'incertitude de mesure pour le capteur Müller n'est liée qu'à l'oscilloscope car la résolution du capteur n'est pas fournie par le constructeur.

Matériel	Incertitude de mesure
Oscilloscope TDS 3000 series	$\pm[0,02^2 \cdot reading - (offset - position) + offset\ accuracy + 0,15\ div + 0,6\ mV]$
Offset accuracy oscilloscope TDS 3000 series	$\pm[0,005 \cdot offset - position + 0,1\ div]$
Sonde NorthStar PVM-5	200 Hz – 5 MHz : < 1,5 %
Transformateur Pearson 1423	< 1 %
Transformateur Pearson 4418	< 1 %
Capteur PCB W138A11	0,14 kPa
Capteur PCB 113B23	0,28 kPa
Capteur Müller	Non communiqué

Tableau 2.3 : Calculs des incertitudes de mesure du matériel de métrologie utilisé.

2.4 PROTOCOLES EXPERIMENTAUX

2.4.1 Essais en décharge libre sans et avec fil explosé

Les essais de décharge libre, qui font l'objet du chapitre trois, et les essais avec fil explosé, qui sont exploités au cours du cinquième chapitre, sont réalisés à l'aide de la cuve avec une capacité de 500 l remplie d'eau du robinet ayant une conductivité d'environ 250 $\mu\text{S}/\text{cm}$. Cette conductivité peut légèrement varier après une série de décharges classiques à cause de l'érosion des électrodes, mais varie fortement pour les essais avec fil explosé lorsque ce dernier se vaporise dans l'eau. Il est important de noter qu'après chaque série d'essais, pouvant représenter jusqu'à une centaine de tirs en décharge classique contre une vingtaine de tirs pour les décharges avec fil, ou à la fin de chaque journée, la cuve est vidée.

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

Le protocole expérimental de ces essais, présenté en figure 2.20, nous permet d'effectuer diverses études pour mieux comprendre comment les ondes de pressions se propagent et comment les différents paramètres influent sur la pression générée.

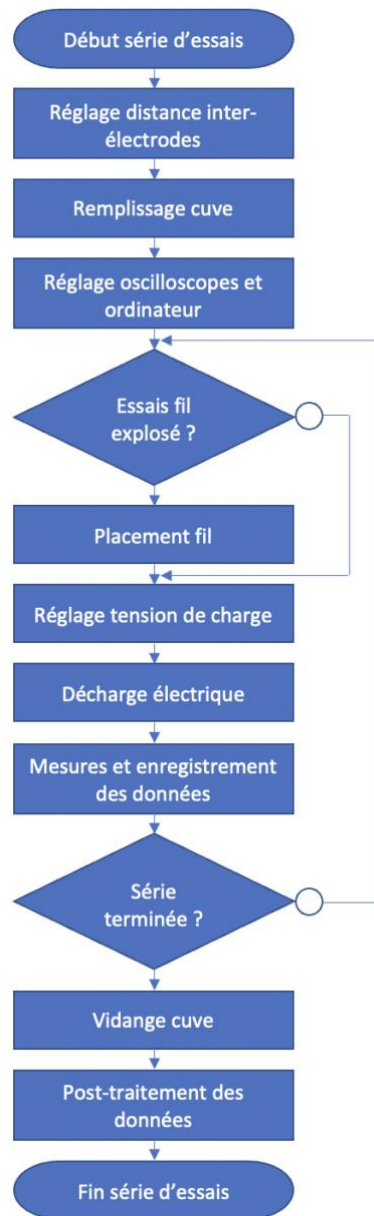


Figure 2.20 : Protocole expérimental des différents essais.

2.4.2 Essais de fracturation des roches

Le protocole expérimental pour les essais avec les roches ne diffère pas grandement du protocole pour les décharges libres (sans fil explosé). Lors de ces essais, 500 g de diorite en granulats de taille 6 mm à 10 mm de diamètre sont insérés dans la cellule d'essais de 3 l.

Chapitre 2 : Présentation des dispositifs expérimentaux

En revanche, la pression n'est pas enregistrée, car la cellule d'essais est trop petite pour pouvoir sortir des perturbations électromagnétiques, mais également les roches risqueraient d'endommager les différents capteurs. C'est pourquoi la caractérisation des ondes de pressions est nécessaire afin de pouvoir connaître l'amplitude de pression générée lors des essais de fracturation de roches.

2.5 CONCLUSIONS SUR LE CHAPITRE

Les mises en équation du circuit électrique, les grandeurs électriques, les dispositifs expérimentaux et les différents protocoles expérimentaux ont été présentés au cours de ce chapitre afin de donner au lecteur une meilleure compréhension des moyens mis en œuvre durant les prochains chapitres.

Les différents modèles de circuits électriques et de détermination des divers paramètres électriques et acoustiques serviront à caractériser plus en détail les systèmes utilisés, mais aideront également à comparer les résultats obtenus au cours de ce travail avec ceux présents dans la littérature.

Les outils présentés au cours de ce chapitre vont permettre d'étudier les paramètres géométriques et électriques qui influent sur l'amplitude et la forme de l'onde de pression au cours du chapitre 3, d'établir une efficacité du rendement de la fracturation électrique des roches au cours du chapitre 4, mais encore d'appréhender comment un fil métallique placé entre les électrodes et servant d'initiateur à l'arc électrique augmente le rendement électro-acoustique du système tout au long du chapitre 5.

CHAPITRE 3

CARACTERISATION

EXPERIMENTALE

D'ONDES DE PRESSION

EN CHAMPS LIBRES

CHAPITRE 3 CARACTERISATION EXPERIMENTALE D'ONDES DE PRESSION EN CHAMPS LIBRES

Sans développer un modèle numérique détaillé de la dynamique d'un arc électrique initié dans l'eau, le but de ce chapitre est de clairement déterminer les paramètres externes qui influent sur les caractéristiques de l'onde de pression afin d'optimiser la conception du générateur de puissance nécessaire aux applications. Pour cela, nous nous appuyerons sur les résultats précédemment obtenus lors de la thèse de *Justin Martin* [31], et en particulier sur l'influence du courant commuté. À l'aide de nos nouveaux capteurs de pression, nous vérifierons, sur une plage de courant beaucoup plus étendue, un certain nombre de résultats obtenus au préalable. Nous compléterons les études précédentes en identifiant de nouveaux paramètres électriques susceptibles de modifier les caractéristiques de l'onde de pression.

Dans un premier temps, la problématique de la dispersion des valeurs de la pression mesurée pour une même configuration expérimentale sera mise en évidence. Des études portant sur la géométrie des électrodes, la polarité, mais également le mode de claquage seront présentées avec pour objectif de tenter de minimiser la dispersion des mesures.

Dans un second temps, les caractéristiques de l'onde de pression seront analysées en fonction des différents paramètres électriques et géométriques du système. Plus précisément, la pression maximale p_{max} sera étudiée en fonction du courant maximal I_{max} , de la distance inter-électrodes d , de la distance entre l'arc et la mesure r ainsi qu'en fonction de la valeur de la capacité du banc d'énergie C . Nous proposerons ainsi une formule qui prendra en compte tous les paramètres essentiels qui influent sur la pression générée. Cette formule sera validée en l'appliquant à des mesures publiées dans la littérature.

3.1 ÉTUDES PRELIMINAIRES EN VUE DE REDUIRE LA DISPERSION DE LA VALEUR DE LA PRESSION MAXIMALE

Pour caractériser de manière précise la pression générée par une décharge électrique dans l'eau, il est important d'avoir des données reproductibles lorsqu'elles sont obtenues dans une même configuration expérimentale. Une bonne reproductibilité de la valeur de la pression générée peut également être nécessaire pour diverses applications industrielles.

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

Les mesures de pression relevées par *Touya* [52] mettent en évidence une dispersion significative des résultats enregistrés dans des configurations parfaitement identiques. Cette problématique a depuis été confirmée par *Mackersie et al.* et *Li et al.* [21], [54] (figure 3.1).

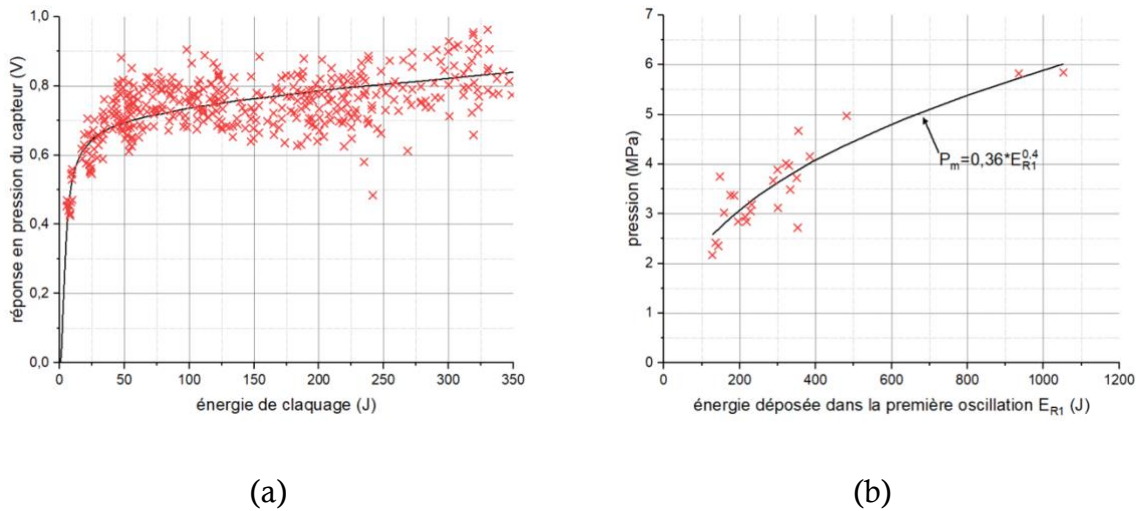


Figure 3.1 : Variation de la pression maximale mesurée pour une même configuration donnée d'après (a) Mackersie et al. [21] et (b) Li et al. [54].

Pour interpréter ce phénomène, *Liu et al.* [47] montrent notamment que, pour des conditions expérimentales identiques, la longueur d'arc entre les électrodes peut tripler (figure 3.2), ce qui entraîne une variation de la valeur de résistance d'arc et modifie ainsi l'énergie disponible dans l'arc électrique. Si l'on considère un rendement de transformation d'énergie électrique en énergie acoustique stable, la variation de la longueur d'arc électrique peut expliquer la dispersion de pression relevée.

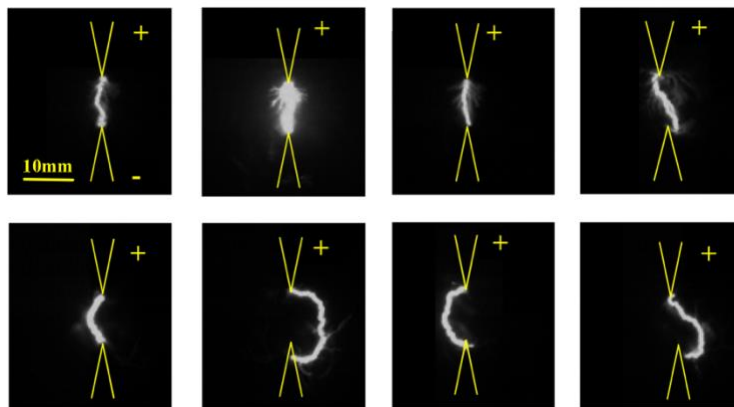


Figure 3.2 : Variation de la longueur d'arc sur plusieurs enregistrements pour des conditions initiales identiques d'après Liu et al. [47].

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

La question qui se pose est de savoir s'il est possible de minimiser ce phénomène de dispersion des mesures de pression.

Pour cela, une condition nécessaire, mais pas suffisante, est le parfait contrôle de la tension de claquage U_b . Or, cette tension U_b dépend de la tension de charge du banc d'énergie. Pour une tension constante de charge U_{max} , il est possible de mesurer une forte dispersion de la valeur de U_b . Ce phénomène est étudié entre autres par *Wang et al.* [87].

La figure 3.3 montre, dans des conditions initiales identiques, la variation du temps de claquage t_b qui conduit à la dispersion de la valeur de U_b et donc du courant maximal délivré, ce qui engendre la dispersion de la valeur de p_{max} . Le moyen le plus simple pour obtenir des valeurs de tension de claquage reproductibles est de surtensionner l'intervalle inter-électrodes, c'est-à-dire de charger le banc d'énergie à un niveau très supérieur à la tension de claquage U_{50} dans le fluide. Les résultats présentés par *Martin* [31] en figure 3.4 montrent clairement l'effet attendu sur la dispersion du paramètre t_b .

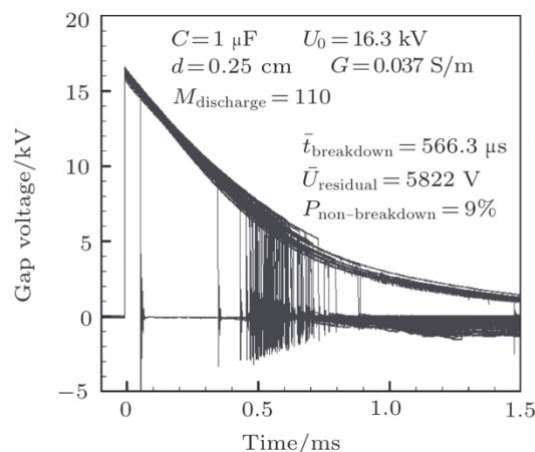


Figure 3.3 : Variation du temps de claquage pour de mêmes conditions initiales d'après Wang et al. [87].

Néanmoins, il n'est pas toujours possible de surtensionner l'intervalle d'eau, surtout lorsqu'on cherche à faire varier le courant sur une large plage de valeurs à partir d'un même banc d'énergie. Nous allons donc étudier l'influence de la distribution du champ électrique entre les électrodes (en faisant varier la forme de celles-ci) sur la dispersion des mesures de p_{max} .

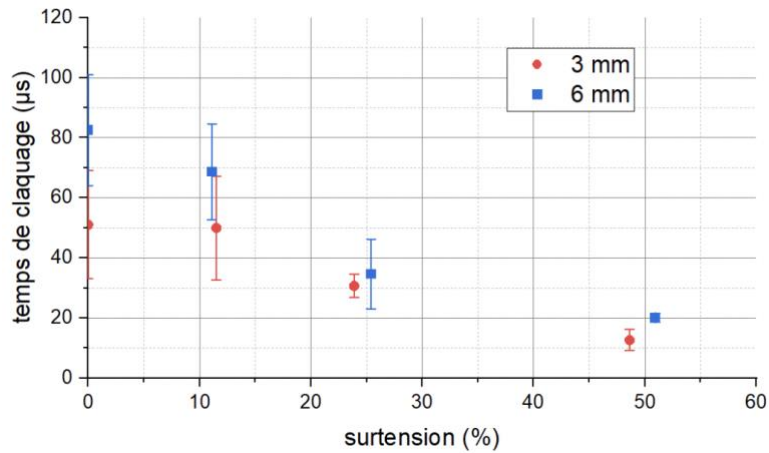


Figure 3.4 : Évolution du temps de claquage en fonction de la tension de charge pour des distances inter-électrodes de 3 mm et 6 mm selon Martin [31]. Une surtension de 0 % correspond à U_{50} .

3.1.1 Influence de la forme des électrodes

Les différentes géométries d'électrodes présentées dans le chapitre 2 sont utilisées dans le but de plus ou moins concentrer les champs électriques dans l'axe des électrodes et donc de tenter de réduire les différences de longueurs d'arcs pour des essais dans les mêmes conditions initiales. Des simulations électrostatiques, permettant de comparer les distributions des champs électriques pour les différentes formes d'électrodes, sont réalisées à l'aide du progiciel *CST Studio Suite*. Un exemple de résultat de simulation avec la paire d'électrodes boules de rayon d'électrode de 10 mm est présenté en figure 3.5. Plus le champ est concentré dans la direction axiale, plus on peut espérer une propagation rectiligne du canal d'arc.

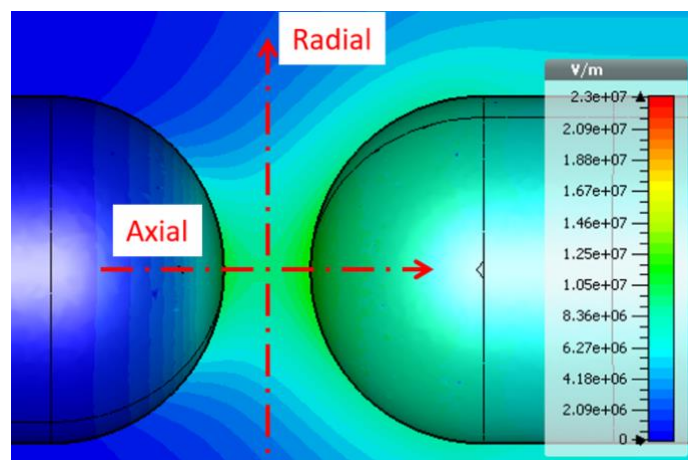


Figure 3.5 : Évolution du champ électrique en deux dimensions pour une paire d'électrodes en forme de boules.

Les évolutions du champ électrique en fonction des distances radiale et axiale (voir figure 3.5, l'origine étant le milieu de l'espace inter-électrodes) sont présentées en figure 3.6.

Les différentes formes d'électrodes sont réfléchies afin de pouvoir concentrer les champs électriques différemment. De cette manière, la forme d'électrodes boule-boule permet de maximiser le champ électrique au milieu de l'intervalle, mais cette forme ne présente pas d'effet de pointe ce qui amène à une perte de champ radial. Les électrodes de type pointe et bulbeuse minimisent les pertes de champ radiales. Elles permettent également, par effet de pointe, de renforcer le champ au niveau des électrodes. Comparé à l'électrode pointe, la bulbeuse maximise le champ électrique au niveau de la pointe de l'électrode de masse. Quant à la paire d'électrodes pointe-sphère, cette géométrie asymétrique présente un champ électrique bien plus important au niveau de l'électrode chaude comparée aux autres électrodes, mais également des pertes radiales importantes. Nous pouvons ainsi espérer, à partir de ces résultats présentés en figure 3.6, que la dispersion de la pression générée soit plus ou moins importante.

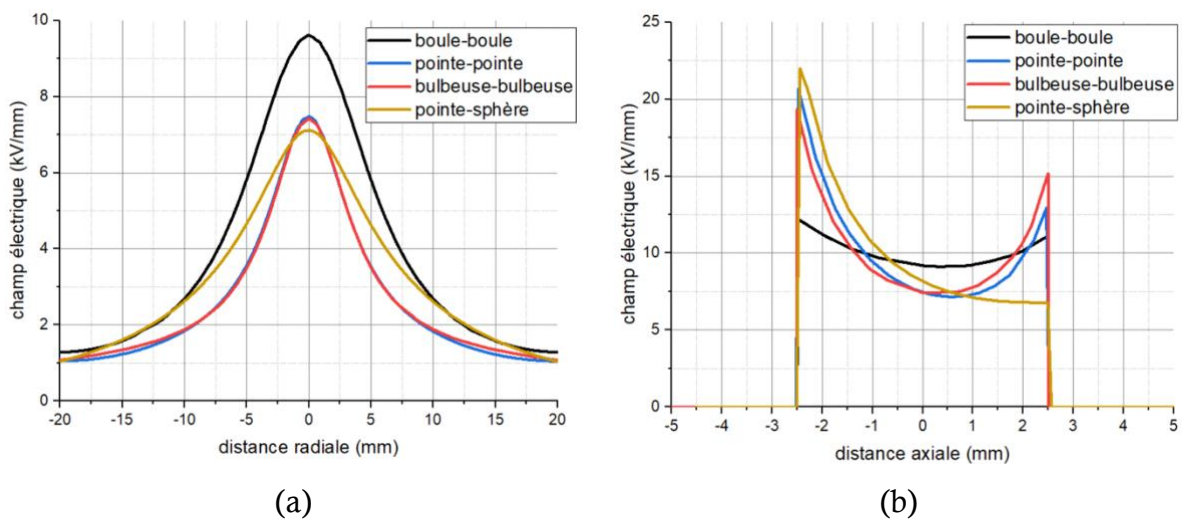


Figure 3.6 : Distributions des champs électriques radiaux (a) et axiaux (b) générés à l'aide des différentes paires d'électrodes présentées dans le chapitre 2. La distance inter-électrodes est de 5 mm.

Suite à ces simulations, des essais (figure 3.7) sont effectués dans les mêmes conditions expérimentales à l'aide de ces quatre jeux d'électrodes. Les conditions strictement identiques sont les suivantes : une capacité de $3,9 \mu\text{F}$, une distance inter-électrodes de 5 mm et une distance de mesure de pression avec le capteur *PCB W138A11*

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

de 495 mm. Pour déterminer spécifiquement l'influence de la forme des électrodes, une vingtaine de tirs balayant une plage de tension de charge allant de 25 kV à 50 kV est effectuée afin de générer des courants I_{max} variant de 10 kA à 50 kA.

Malgré les différents profils d'électrodes, la dispersion de la pression est toujours présente, pour une même amplitude à un courant I_{max} donné. Ceci permet de conclure qu'il n'est pas nécessaire d'usiner des formes complexes d'électrodes qui s'érodent rapidement car leur efficacité est similaire à des formes simples, moins onéreuses et plus robustes.

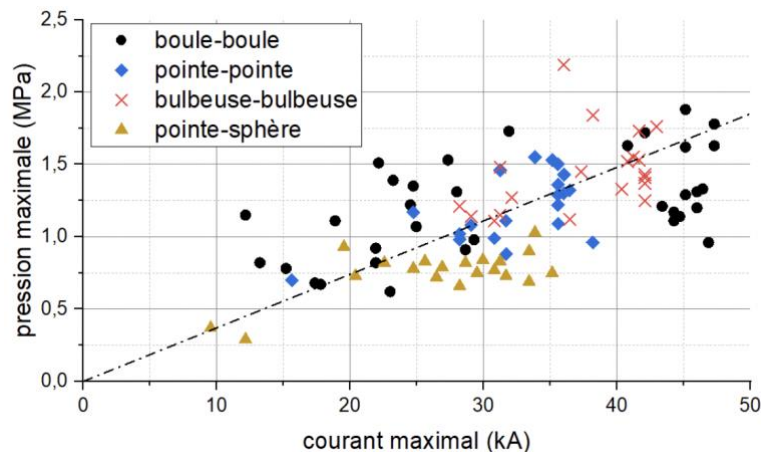


Figure 3.7 : Influence de la forme des électrodes. $C = 3,9 \mu F$; $d = 5 \text{ mm}$; $r = 495 \text{ mm}$; $25 \text{ kV} < U_{max} < 50 \text{ kV}$; $10 \text{ kA} < I_{max} < 50 \text{ kA}$; $t_{char} = 6 \mu s$; capteur PCB W138A11 ; écarts types $\sigma_{boule-boule} = 0,34$, $\sigma_{pointe-pointe} = 0,24$, $\sigma_{bulbeuse-bulbeuse} = 0,28$, $\sigma_{pointe-sphère} = 0,17$.

Il faut également noter que les électrodes pointe-sphère semblent générer moins de pression que les paires d'électrodes symétriques. Ceci peut être expliqué par *Stobbs et al.* [7] qui présentent un profil de diffusion de l'onde de pression dans l'espace pour une géométrie d'électrodes asymétrique (figure 3.8). Ils montrent que l'onde de pression est directionnelle et qu'avec ces formes d'électrodes la pression maximale n'est non pas diffusée orthogonalement aux électrodes, mais avec un angle dû à la forme des électrodes.

Le fait de mesurer des pressions inférieures avec notre forme d'électrodes asymétrique est dû au fait que le capteur de pression n'est pas positionné à la bonne hauteur et que le maximum de pression n'a pas été enregistré correctement par notre capteur de pression, contrairement aux pressions enregistrées avec les paires d'électrodes symétriques.

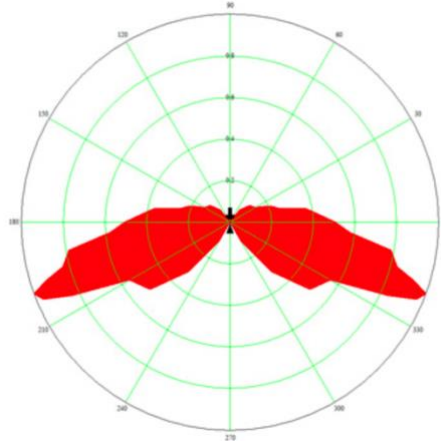


Figure 3.8 : Profil de diffusion d'une onde de pression avec une paire d'électrodes asymétrique d'après Stobbs et al. [7].

3.1.2 Influence de la polarité des électrodes

Avant d'étudier l'influence de la polarité des électrodes sur la génération de l'onde de pression, il faut préciser que ce paramètre influe sur la génération du streamer. Touya [6] présente pour un même circuit et une même forme d'électrodes une tension U_{50} inférieure en polarité négative comme repris dans le tableau 3.1.

d (mm)	2		4		6	
Polarité	Positive	Négative	Positive	Négative	Positive	Négative
U_{50} (kV)	16	15,5	24,3	21,8	32,4	25,9

Tableau 3.1 : Influence de la polarité sur la tension de claquage U_{50} pour différentes distances inter-électrodes d et un rayon d'électrodes de 11 mm d'après Touya [6].

Appliquer une polarité négative permet de diminuer la tension minimale nécessaire pour générer un arc électrique. Également, d'après nos expérimentations, le courant maximal relevé pour une même valeur absolue de tension de claquage en polarité positive ou négative est bien évidemment identique.

Cette analyse est complétée avec l'étude de Zhou et al. [43] qui montrent qu'appliquer une polarité négative à des électrodes de type pointe (haute tension) – plan

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

(masse) permet d'obtenir des temps de claquage inférieurs par rapport à la polarité positive, pour une même tension de charge, et avec moins de dispersion sur les temps de claquage.

Cette diminution du temps de claquage pour une même tension de charge en polarité négative conduit à une tension de claquage, et donc un courant maximal, plus importante. Cela implique, d'après la formule développée par *Martin* [58], des pressions maximales plus importantes.

Il est donc intéressant de vérifier l'influence de la polarité des électrodes sur l'amplitude de pression générée et sur la dispersion des mesures pour un même courant.

De nouvelles mesures, présentées en figure 3.9, sont effectuées dans la même configuration expérimentale que précédemment, si ce n'est une légère modification de la distance inter-électrodes ($d = 6,8$ mm).

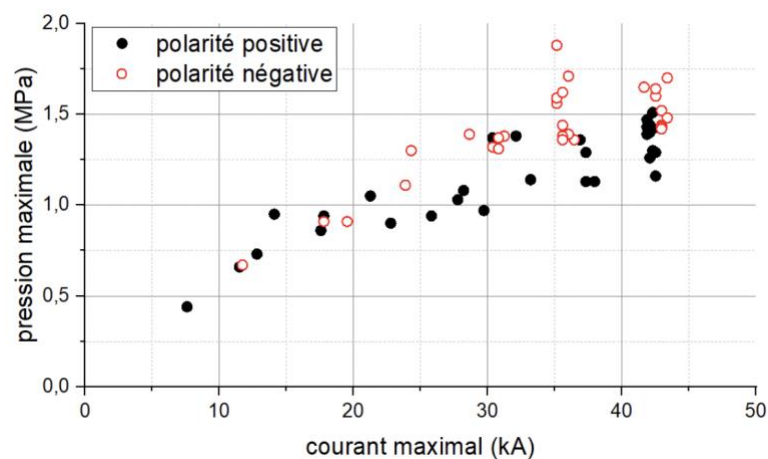


Figure 3.9 : Influence de la polarité des électrodes. $C = 3,9 \mu F$; $d = 6,8$ mm ; $r = 495$ mm ; ± 30 kV < U_{max} < ± 45 kV ; $t_{char} = 6 \mu s$; électrodes pointe-sphère ; capteur PCB W138A11 ; écarts types $\sigma_{positif} = 0,27$, $\sigma_{négatif} = 0,25$.

Les résultats de cette campagne de mesures font apparaître que la pression générée en polarité négative est légèrement supérieure à celle générée en polarité positive, mais que la dispersion ne semble pas être réduite. Nous ne sommes pas en mesure d'expliquer les paramètres influant sur la valeur de la pression, car les conditions d'essais sont identiques, les modes de claquage relevés pour cette étude sont en subsonique et les tensions de claquage sont identiques pour les deux polarités.

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

Bien que ce léger gain de pression soit intéressant, notre système pour générer une polarité négative est contraignant du fait de l'arrangement expérimental que nous avons choisi. C'est pourquoi les prochaines expérimentations se feront systématiquement en polarité positive.

3.1.3 Influence du mode de claquage

Les différences entre les modes de claquage subsoniques et supersoniques relèvent de la vitesse de propagation de l'arc électrique dans le fluide mais également du champ électrique de claquage mis en jeu comme précisé dans le chapitre 1. De plus, comme démontré durant la thèse de *Martin* [31], un claquage en mode supersonique aura comme caractéristique un temps de claquage de quelques centaines de nanosecondes comparée à un temps de claquage supérieur à la microseconde pour les décharges subsoniques.

Les premières études menées par *Martin* [31] tendent à montrer que pour un même courant commuté, une pression générée en mode supersonique est plus importante que celle générée en mode subsonique.

Afin d'avoir une base de comparaison correcte sur l'influence du mode de claquage, les résultats donnés en figure 3.10 sont effectués sous les mêmes conditions, à savoir une capacité de $3,9 \mu\text{F}$, une distance inter-électrodes de $6,4 \text{ mm}$ et une distance de mesure de la pression de 495 mm .

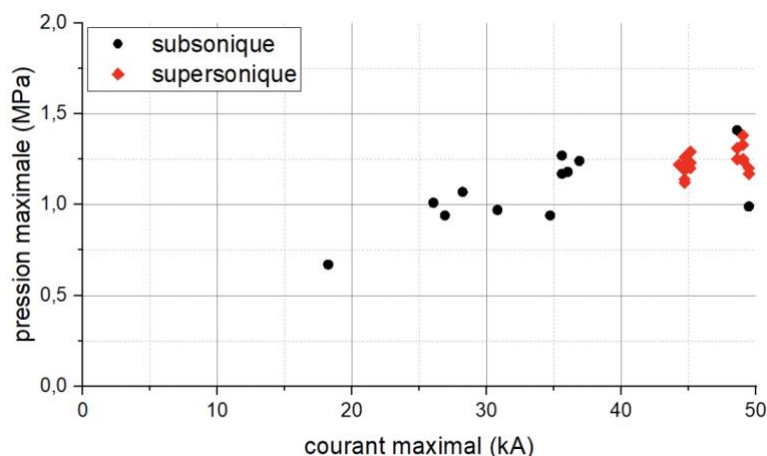


Figure 3.10 : Influence du mode de claquage. $C = 3,9 \mu\text{F}$; $d = 6,4 \text{ mm}$; $r = 495 \text{ mm}$; $40 \text{ kV} < U_{\text{max}} < 50 \text{ kV}$; $t_{\text{char}} = 6 \mu\text{s}$; électrodes pointe-sphère ; capteur PCB W138A11 ; écarts types $\sigma_{\text{subsonique}} = 0,2$, $\sigma_{\text{supersonique}} = 0,07$.

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

Le passage en mode supersonique est obtenu en augmentant progressivement la tension de charge de la capacité. Ce passage d'un mode à l'autre est déduit à l'aide des temps de claquage mesurés. Les résultats ainsi produits tendent à montrer que le mode de claquage n'a pas d'influence sur l'amplitude de la pression générée.

Nous proposons d'expliquer ces résultats contradictoires présentés par *Martin* [31] de la manière suivante. Pour un même circuit électrique, le mode supersonique est atteint pour des tensions de claquage plus élevées. Comme ce dernier présente des courants maximums inférieurs en mode supersonique par rapport au mode subsonique, ses essais de comparaison entre le mode subsonique et supersonique ne sont donc pas réalisés dans les mêmes conditions (*i.e.*, avec les mêmes circuits électriques). Nous montrerons par la suite que cela suffit à expliquer le désaccord entre les résultats de *Martin* [31] et ceux présentés ici.

En revanche, l'effet sur la dispersion de la pression semble notable : le régime supersonique pourrait présenter moins de dispersion que le régime subsonique. Toutefois, les conditions d'obtention du régime supersonique sont nettement plus contraignantes, car un champ électrique minimal est requis d'après *Imbert* [2] pour changer de mode de claquage. Les auteurs présentant des études en mode supersoniques, tels que *Stobbs et al.* ou *Mursenkova et al.* [7], [88], utilisent des capacités de faibles valeurs (de l'ordre de dizaines à centaines de nanofarads) afin de générer des streamers atteignant des vitesses supersoniques. C'est pourquoi la majorité des études présentées par la suite se feront en mode subsonique.

3.2 INFLUENCE DES DIFFERENTS PARAMETRES DU CIRCUIT

Nous venons de montrer que la géométrie des électrodes n'influe ni sur la valeur du pic de pression ni sur la dispersion des mesures. Par conséquent, l'ensemble des résultats présentés par la suite est obtenu pour une configuration d'électrodes boule-boule, ce qui permet de réduire leur érosion.

Les essais seront menés dans un premier temps à l'aide d'un unique banc d'énergie ($C = 3,9 \mu\text{F}$) afin de caractériser l'influence de la distance de la mesure de pression et de la distance inter-électrodes. Différentes tensions de charge du banc d'énergie permettront une variation du courant commuté jusqu'à 53 kA. Dans un second temps, nous utiliserons

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

d'autres bancs d'énergie afin de caractériser leur influence sur la génération des ondes de pression.

Le but de cette étude consiste à déterminer une formule empirique liant le maximum de pression générée à l'ensemble des paramètres (électriques et géométriques) du système. La validité de l'influence des différents paramètres se fera au travers de leur coefficient de corrélation de Pearson, qui est un paramètre statistique compris entre -1 et 1 impliquant l'écart-type et permettant de caractériser qu'un ensemble de points varie linéairement par rapport à un paramètre donné. La linéarité des données correspond à une valeur du coefficient proche de 1 (ou -1). Dans la pratique, nous considérons un coefficient de corrélation ayant une valeur absolue supérieure à 0,9 comme étant bon, tandis que s'il est supérieur à 0,95 ce coefficient permet d'affirmer qu'une relation linéaire existe entre les paramètres étudiés. Les différents coefficients de corrélation sont calculés automatiquement au travers des régressions linéaires tracées à l'aide du logiciel *Excel*.

3.2.1 Influence des paramètres géométriques du système

3.2.1.1 Influence de la distance de mesure de la pression

Le premier paramètre étudié est l'évolution de la pression en fonction de la distance de mesure de celle-ci. D'après la formule développée par *Martin et al.* [58], pour une puissance électrique donnée, la valeur de la pression varie en fonction de l'inverse de la distance de mesure. Au travers de la figure 3.11, nos résultats montrent que plus la distance de mesure est importante, plus la pression mesurée pour un même courant est faible.

En outre, pour prouver que la pression mesurée est proportionnelle à l'inverse de la distance entre le capteur et l'arc électrique, la tangente des angles δ entre chaque régression linéaire et l'axe horizontal doit être proportionnelle à $1/r$. Les ratios de ces tangentes correspondent aux ratios des distances de mesures tels que :

- $\frac{\tan(\delta_1)}{\tan(\delta_2)} = 2,94$ est comparable avec $\frac{r_2}{r_1} = 2,93$
- $\frac{\tan(\delta_1)}{\tan(\delta_3)} = 4,89$ est comparable avec $\frac{r_3}{r_1} = 4,71$
- $\frac{\tan(\delta_2)}{\tan(\delta_3)} = 1,66$ est comparable avec $\frac{r_3}{r_2} = 1,61$

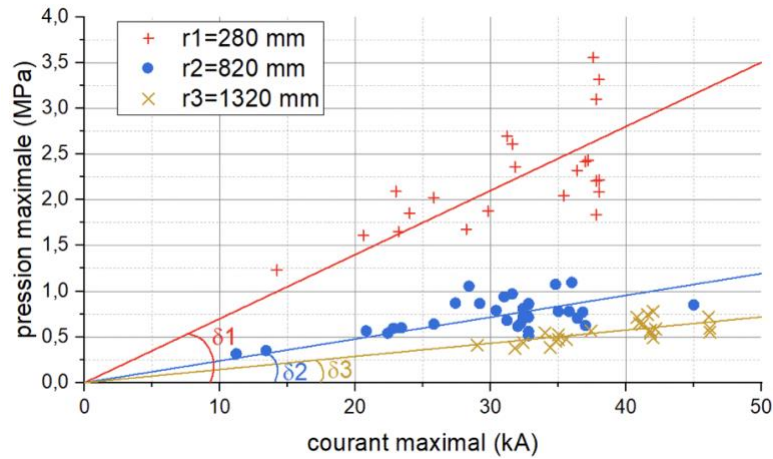


Figure 3.11 : Influence de la distance de mesure de la pression. $C = 3,9 \mu F$; $d = 4,5 \text{ mm}$; $25 \text{ kV} < U_{max} < 45 \text{ kV}$; $t_{char} = 5,25 \mu s$; électrodes boule-boule ; capteur PCB 113B23 ; coefficients de corrélation $R_1 = 0,982$, $R_2 = 0,978$, $R_3 = 0,990$; écarts types $\sigma_{280} = 0,57$, $\sigma_{820} = 0,19$, $\sigma_{1320} = 0,12$.

Il peut être noté, en observant ces résultats, que plus la mesure de pression se fait proche de l'arc électrique, plus la dispersion de la pression est importante. Cela peut être expliqué au travers de la figure 3.2 : le fait que la longueur de l'arc électrique puisse atteindre le triple de la distance inter-électrodes implique que la pression peut initialement être générée plus ou moins proche du capteur selon la tortuosité de l'arc électrique. Un capteur éloigné de l'arc est donc moins impacté par cet effet de tortuosité.

Concernant l'influence de la distance de mesure sur la pression relevée, cette étude permet de conclure que la pression maximale varie en fonction de l'inverse de la distance de mesure r telle que :

$$p_{max} = \frac{k_1}{r} \cdot I_{max} \quad (3.1)$$

Avec p_{max} la pression maximale en MPa, r la distance de mesure en mm, I_{max} le courant maximal en kA et k_i un coefficient valant 19,5.

3.2.1.2 Influence de la distance inter-électrodes

La seconde étude paramétrique concerne l'influence de la distance inter-électrodes. Différentes études ont été menées et les avis concernant l'influence de la distance inter-électrodes sur la pression maximale divergent (figure 3.12).

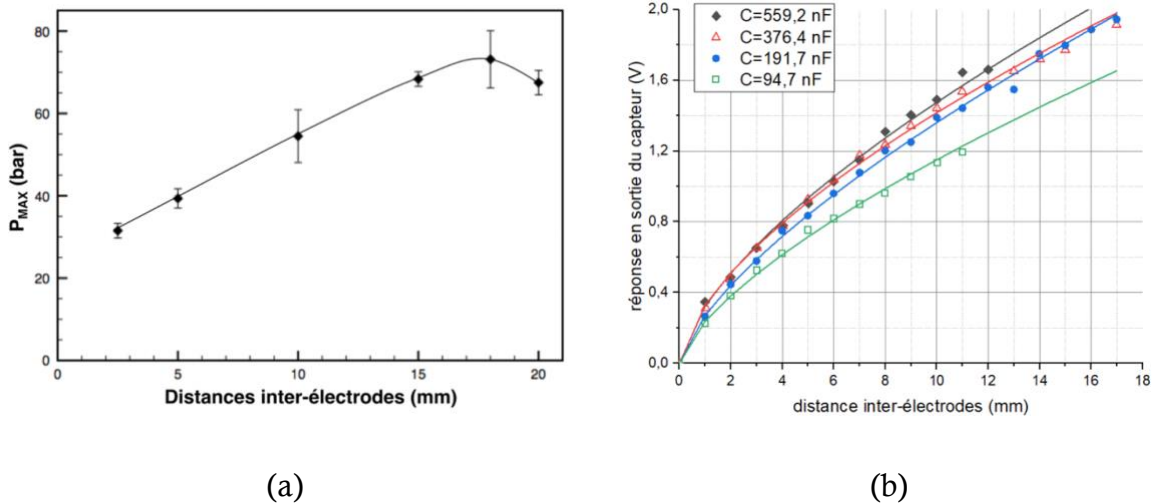


Figure 3.12 : Influence de la distance inter-électrodes sur la pression mesurée selon (a) Adda [55] et (b) Mackersie et al. [21].

Adda [55] présente une évolution linéaire de la pression maximale avec l'augmentation de la distance, jusqu'à atteindre un plateau pour une distance inter-électrodes de 18 mm.

Mackersie et al. [21] présentent une évolution de la pression en fonction de la distance inter-électrodes à la puissance $2/3$ sur des distances inter-électrodes mesurant jusqu'à 18 mm. Cette évolution de la pression ne semble pas présenter un plateau de pression contrairement à ce qu'indique Adda [55].

Il est donc intéressant de vérifier comment évolue l'influence la distance inter-électrodes lors de nos essais. Il est important de valider l'effet de la variation de cette distance inter-électrodes sur une plage étendue de courant afin d'avoir une vision globale de son influence.

Comme nous pouvons le remarquer sur notre étude (figure 3.13), modifier la distance inter-électrodes de 4,4 mm à 7,3 mm ne fait varier que peu la pression générée. Malgré tout, l'augmentation de la distance inter-électrodes engendre une pression plus importante.

Bien que nous n'ayons seulement deux courbes, leurs coefficients de corrélation sont très élevés (0,982 pour la distance inter-électrodes de 4,4 mm, et 0,978 pour celle de

7,3 mm) et les ratios entre leurs tangentes et la racine carrée de leurs distances inter-électrodes sont en adéquation tels que $\frac{\tan(\delta_1)}{\tan(\delta_2)} = 0,81$ est comparable avec $\frac{\sqrt{d_1}}{\sqrt{d_2}} = 0,78$.

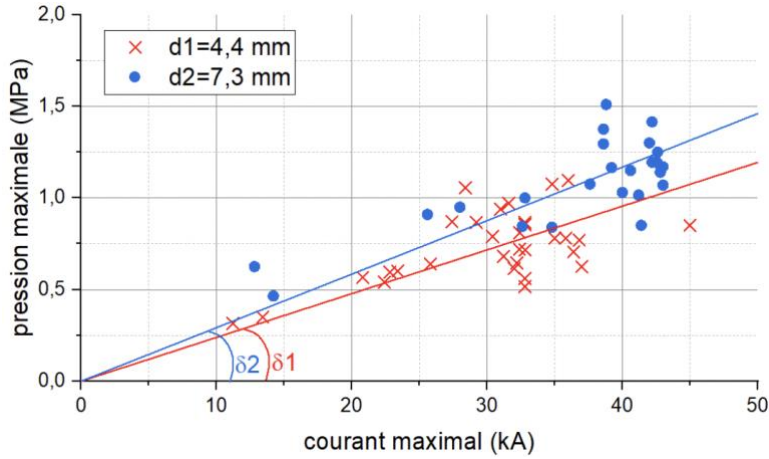


Figure 3.13 : Influence de la distance inter-électrodes. $C = 3,9 \mu F$; $r = 820 \text{ mm}$; $25 \text{ kV} < U_{max} < 45 \text{ kV}$; $t_{char} = 5,25 \mu s$; électrodes boule-boule ; capteur PCB 113B23 ; coefficients de corrélation $R_1 = 0,982$, $R_2 = 0,978$; écarts types $\sigma_{4,4} = 0,19$, $\sigma_{7,3} = 0,24$.

Ces résultats permettent de valider, sur une plage de courant variant de quelques kiloampères jusqu'à la cinquantaine de kiloampères et qui sera agrandie par la suite, la formule introduite par Martin [31], avec p_{max} la pression maximale en MPa, d la distance inter-électrodes en mm, r la distance de mesure en mm, I_{max} le courant maximal en kA, et k_2 un coefficient valant 9 tels que :

$$p_{max} = k_2 \cdot \frac{\sqrt{d}}{r} \cdot I_{max} \quad (3.2)$$

Étudier une distance inter-électrodes supérieure s'avère difficile avec ce condensateur de $3,9 \mu F$, car les faibles courants sont difficiles à générer du fait du fort jitter sur le temps de claquage provoqué par une distance inter-électrodes importante. Il ne sera donc pas possible d'étudier la variation de la pression sur la même plage de courant maximal. A contrario, si l'on diminue trop la distance entre les électrodes, la proximité de celles-ci risque d'influer sur le développement de la bulle et donc d'interférer sur la mesure de p_{max} .

3.2.2 Normalisation de la pression

Afin de comparer des essais obtenus dans des configurations différentes, il est nécessaire d'exprimer la pression normalisée p_{stand} en fonction du courant maximal pour que l'évolution de la pression prenne la forme :

$$p_{stand} = k_2 \cdot I_{max} \quad (3.3)$$

En connaissant l'influence de la distance de mesure et de la distance inter-électrodes sur la pression mesurée, nous pouvons exprimer la pression normalisée p_{stand} en fonction de la pression maximale p_{max} telle que :

$$p_{stand} = p_{max} \cdot \frac{r}{\sqrt{d}} \quad (3.4)$$

Ainsi, tous les essais effectués peuvent être comparés quelles que soient la distance inter-électrodes ou la position du capteur de pression par rapport aux électrodes.

Suite à cette normalisation, plus de 600 essais sont analysés et comparés au travers de la figure 3.14. Les conditions pour réaliser ces divers essais varient de telle sorte que la distance inter-électrodes est comprise entre 3 mm et 10,9 mm ; les capteurs de pression sont placés à différentes distances des électrodes (280 mm, 820 mm ou 1280 mm pour le capteur *PCB 113B23* et 495 mm pour le capteur *PCB W138A11*) ; la tension de charge est réglée de 25 kV à 50 kV ce qui entraîne des tensions de claquage variant de 6 kV à 50 kV et des courants maximums allant de 6 kA à 53 kA.

Alors que différentes études telles que celles de *Mackersie et al.* ou *Sun et al.* [21], [53] corrélient la valeur de pression p_{max} avec l'énergie disponible lors du claquage E_b et présentent des résultats sous la forme $p_{max} = k * E_b^\alpha$, les résultats montrent ici clairement que la pression maximale évolue linéairement en fonction du courant maximal (coefficient de corrélation égal à 0,963), indépendamment de l'énergie de claquage.

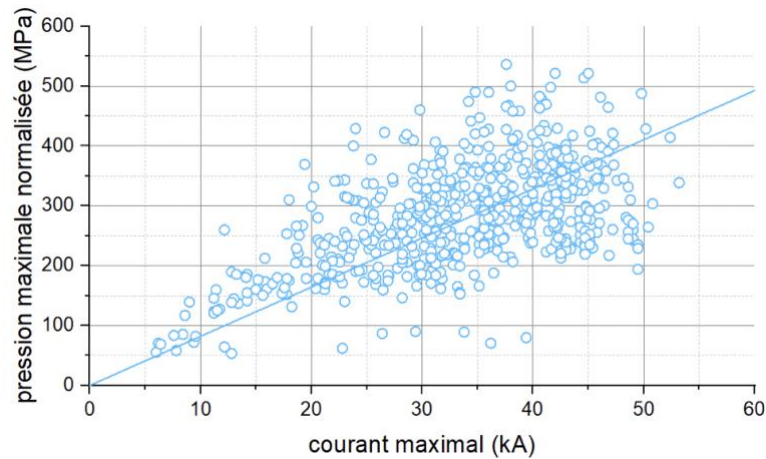


Figure 3.14 : Expression de la pression normalisée en fonction du courant maximal selon les équations 3.3 et 3.4 pour la capacité de $3,9 \mu\text{F}$ (coefficient de corrélation $R = 0,963$, écart type $\sigma = 86$).

3.2.3 Influence de la vitesse d'injection du courant

Les études menées précédemment n'ont été effectuées qu'avec un seul banc d'énergie. Il apparaît donc nécessaire d'analyser si la vitesse d'injection du courant t_{char} dans le canal d'arc présente un impact sur l'onde de pression générée. Pour ce faire, nous utilisons différents bancs d'énergie qui permettent de faire varier à la fois la capacité et l'inductance du circuit, dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 3.1.

Capacité	33 nF	1,4 μF	3,9 μF	21,2 μF	42,4 μF
Inductance de circuit (μH)	7,6	4,5	4,2	4,2	4,2
Résistance de circuit ($m\Omega$)	2000	225	100	40	40
Vitesse d'injection du courant (μs)	0,8	3,8	6,4	13,8	19,5
Tension de charge maximale (kV)	40	60	50	35	35
Courant généré maximal (kA)	12,5	30	55	76	100

Tableau 3.1 : Caractéristiques des différents bancs d'énergie utilisés. Le banc de 33 nF correspond au générateur de Marx, avec une tension de charge de 40 kV qui implique une tension en sortie de générateur de 240 kV.

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

L'utilisation de ces différents bancs d'énergie conduit à une variation de la vitesse d'injection du courant t_{char} de 0,8 μ s à 19,5 μ s. Les pressions engendrées à l'aide de ces différents bancs d'énergie sont présentées en figure 3.15, et représentent un total de près de 1200 essais.

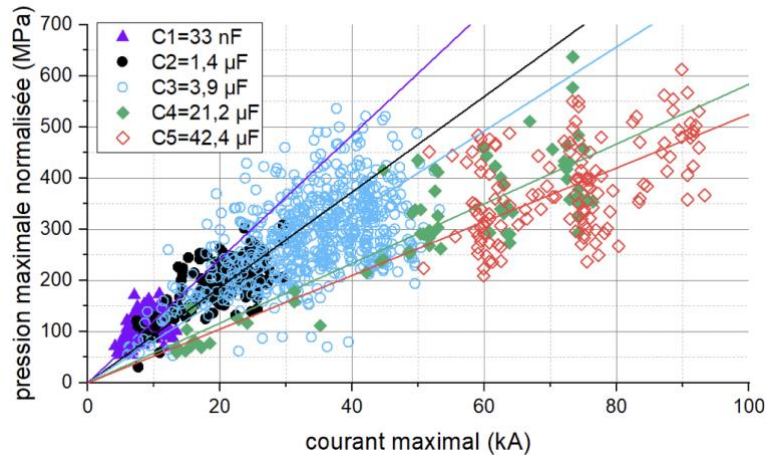


Figure 3.15 : Expression de la pression normalisée en fonction du courant maximal pour divers bancs d'énergie. Les coefficients de corrélation pour les capacités allant de 33 nF à 42,4 μ F valent respectivement 0,977, 0,980, 0,963, 0,980 et 0,979. Les pressions sont mesurées à l'aide des capteurs PCB 113B23 et PCB W138A11 ; écarts types $\sigma_{C1} = 27$, $\sigma_{C2} = 47$, $\sigma_{C3} = 86$, $\sigma_{C4} = 134$, $\sigma_{C5} = 90$.

L'expression de la pression normalisée en fonction du courant maximal selon les équations 3.3 et 3.4 démontre qu'en plus de la distance inter-électrodes et de la distance de mesure de la pression, la vitesse d'injection du courant présente un rôle primordial dans la génération de l'onde de pression. Nous pouvons observer que, plus le courant est injecté rapidement dans l'arc électrique, plus la pression pour un courant maximal identique est importante. Les coefficients de corrélation de chacune des capacités permettent également de confirmer que, pour une vitesse d'injection du courant donnée, la pression maximale est linéaire au courant maximal.

Afin d'intégrer l'influence de la vitesse d'injection t_{char} dans notre formule empirique, nous pouvons réécrire l'équation 3.3 sous la forme :

$$p_{max} = k \cdot \frac{I_{max}}{r} \cdot \sqrt{\frac{d}{t_{char}^\alpha}} \quad (3.5)$$

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

L'inclusion de la vitesse d'injection du courant sous la racine carrée sera expliquée lors de la justification théorique de cette formule au cours du chapitre 4. Nous pouvons ainsi déduire la nouvelle forme de l'expression de la pression normalisée :

$$p_{stand} = p_{max} \cdot \frac{r}{\sqrt{d}} \cdot \sqrt{t_{char}^\alpha} \quad (3.6)$$

Avec p_{max} la pression maximale en MPa, I_{max} le courant maximal en kA, r la distance de mesure de la pression en mm, d la distance inter-électrodes en mm, t_{char} la vitesse d'injection du courant en μs , k et α étant des coefficients à déterminer.

Pour déterminer la valeur du coefficient unique α , il nous faut déterminer le coefficient de proportionnalité liant la pente a de deux droites i et j , i et j étant les numéros de capacité tels que $C_i = C_{1..C_4}$ et $C_j = C_{2..C_5}$ présentées en figure 3.15, en fonction de la vitesse d'injection du courant t_{char} de la manière suivante :

$$\frac{p_{max,i}}{p_{max,j}} = \frac{a_i \cdot I_{max}}{a_j \cdot I_{max}} = \frac{k \cdot \frac{I_{max}}{r} \cdot \sqrt{\frac{d}{t_{char,i}^{\alpha_{ij}}}}}{k \cdot \frac{I_{max}}{r} \cdot \sqrt{\frac{d}{t_{char,j}^{\alpha_{ij}}}}} \quad (3.7)$$

Les indices doubles du coefficient α_{ij} correspondent à la valeur que doit prendre le coefficient α tel que les régressions linéaires des relevés de pressions normalisés de deux capacités C_i et C_j à l'aide de la formule $p_{stand} = p_{max} \cdot \frac{r}{\sqrt{d}} \cdot \sqrt{t_{char}^\alpha}$ soient égales.

Posons maintenant $\beta = 0,5 \cdot \alpha$. Nous obtenons notre rapport de proportionnalité de la forme :

$$\frac{p_{max,i}}{p_{max,j}} = \frac{a_i}{a_j} = \frac{\frac{1}{t_{char,i}^{\beta_{ij}}}}{\frac{1}{t_{char,j}^{\beta_{ij}}}} = \frac{t_{char,j}^{\beta_{ij}}}{t_{char,i}^{\beta_{ij}}} \quad (3.8)$$

$$\frac{a_i}{a_j} = \left(\frac{t_{char,j}}{t_{char,i}} \right)^{\beta_{ij}} = e^{\beta_{ij} \cdot \ln\left(\frac{t_{char,j}}{t_{char,i}}\right)} \quad (3.9)$$

$$\alpha_{ij} = 2 \cdot \beta_{ij} = 2 \cdot \frac{\ln\left(\frac{a_i}{a_j}\right)}{\ln\left(\frac{t_{char,j}}{t_{char,i}}\right)} \quad (3.10)$$

Les résultats des différents coefficients β calculés pour chaque jeu de capacité sont donnés en tableau 3.2. Par exemple, β_{12} correspond à la valeur du coefficient calculé avec les capacités C_1 et C_2 .

β_{12}	β_{13}	β_{14}	β_{15}	β_{23}	β_{24}	β_{25}	β_{34}	β_{35}	β_{45}
0,17	0,20	0,25	0,26	0,32	0,36	0,34	0,37	0,35	0,30

Tableau 3.2 : Résultats des différents coefficients β calculés selon l'équation 3.10.

En étudiant les résultats des différents coefficients, nous remarquons que ceux liés à la capacité n°1 (*i.e.*, le générateur de Marx de capacité équivalente $C_1 = 33$ nF) ne sont pas en adéquation avec ceux des autres capacités. Les raisons vont être expliquées par la suite.

Nous faisons donc le choix de déterminer la valeur de α comme étant la moyenne des résultats des coefficients liant les capacités 2 à 5. Sa valeur est donc $\alpha = 0,68$, ce qui permet de déduire la valeur du coefficient directeur des régressions linéaires dans l'équation 3.5 telle que $k = 28$. La figure 3.16 présente les résultats de pression normalisés en fonction du courant selon les équations 3.5 et 3.6.

Nous pouvons conclure que la vitesse d'injection du courant modifie la pression maximale générée. Pour un même courant commuté, le circuit de puissance utilisé a donc un impact sur le pic de l'onde de pression. Ce résultat est essentiel car il pourrait permettre d'expliquer les différences entre certains résultats trouvés dans la littérature. Toutefois, il est à noter que les pressions engendrées par le générateur de Marx ne suivent pas la tendance déduite avec les autres bancs d'énergie.

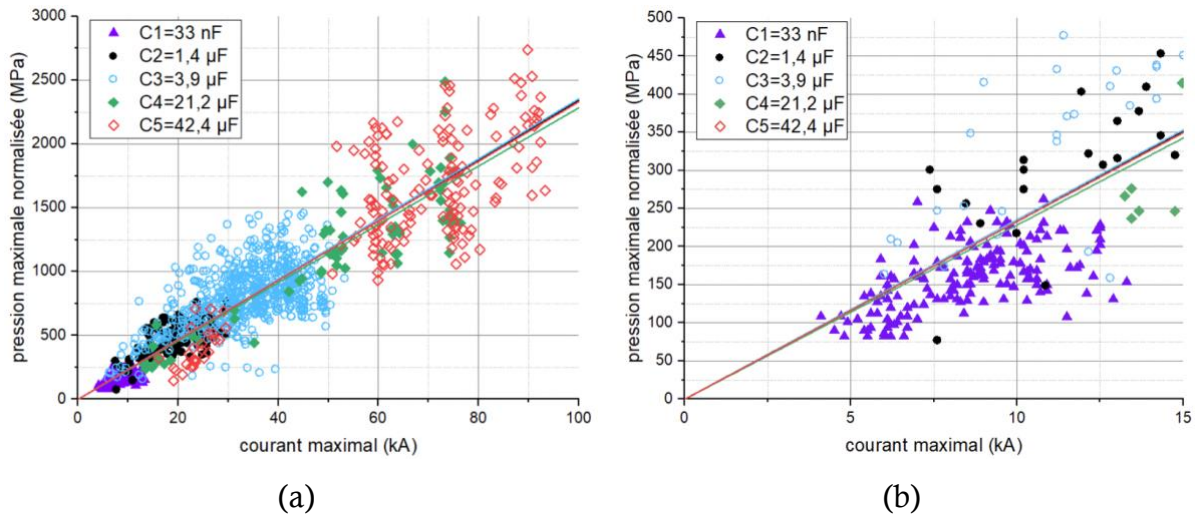


Figure 3.16 : Pression normalisée en fonction du courant maximal à partir des équations 3.5 et 3.6. (a) de 0 à 100 kA et (b) de 0 à 15 kA. Les mesures de pression sont effectuées avec les capteurs PCB 113B23 et PCB W138A11 ; écarts types $\sigma_{C1} = 41$, $\sigma_{C2} = 118$, $\sigma_{C3} = 236$, $\sigma_{C4} = 523$, $\sigma_{C5} = 593$.

Pour expliquer cette incohérence, il faut analyser les temps de montée des fronts de pression mesurés par le capteur *PCB W138A11*. Ils sont en moyenne de 1,86 μs pour $C = 33 \text{ nF}$ alors que ce capteur ne peut mesurer au mieux que des fronts de l'ordre de 1,5 μs . L'utilisation du capteur *Müller* qui présente une bande passante de 350 kHz à 11 MHz et qui peut donc mesurer des variations de pression comprises entre 32 ns et 1 μs permet de compléter l'étude.

Les fronts de pressions ainsi mesurés par le capteur *Müller* associé au banc d'énergie $C = 33 \text{ nF}$ avoisinent les 50 ns, ce qui valide le fait que les capteurs *PCB* ne peuvent pas mesurer correctement les pressions initiées par le générateur de Marx. En revanche, comme présentés dans la synthèse des fronts de pression présentée en figure 3.17-a, les relevés avec les capteurs du constructeur *PCB PIETZOTRONICS* indiquent que leur utilisation est cohérente pour mesurer les ondes de pression générées à l'aide des capacités de 1,4 μF à 42,4 μF car les fronts de pression mesurés sont supérieurs à plusieurs microsecondes.

Toutefois, nos distances de mesures de la pression étant relativement proches les unes des autres, l'influence de la variation de la distance de mesure sur le front de montée de l'onde de pression n'est pas notable pour une capacité donnée.

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

Il peut également être noté au travers de la figure 3.17-b que plus la valeur de la capacité est faible, plus la tension U_{50} est importante, ce qui conduit à augmenter le champ électrique jusqu'à atteindre le seuil de transition entre le mode subsonique et le mode supersonique. Les fronts de pression issus d'un claquage en mode supersonique sont donc plus rapides que ceux obtenus en mode subsonique.

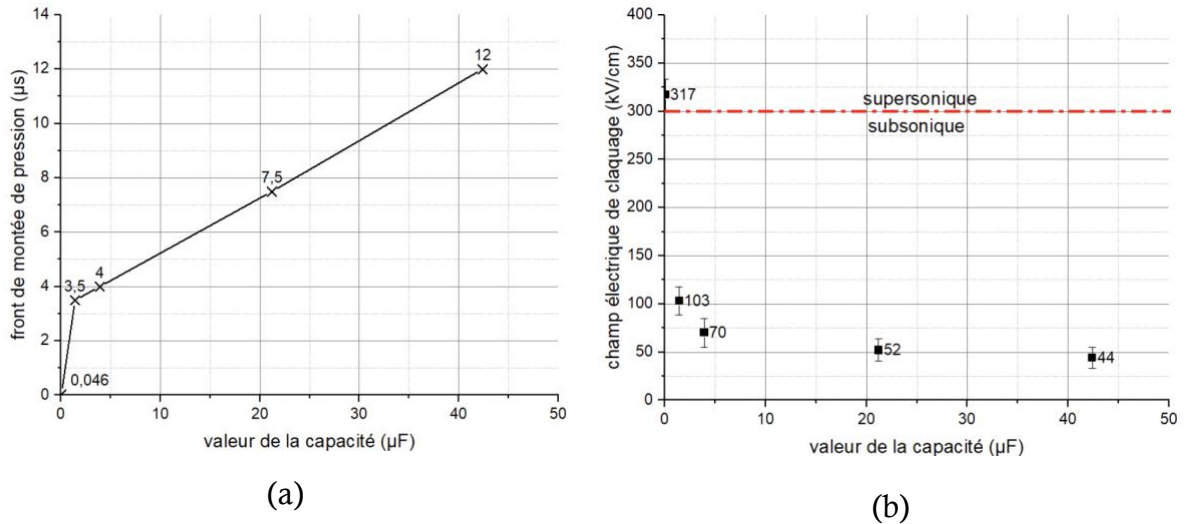


Figure 3.17 : Évolution (a) du front de pression et (b) du champ électrique de claquage en fonction de la capacité équivalente de chaque banc d'énergie.

Les nouveaux résultats obtenus à l'aide du capteur Müller pour la capacité $C = 33$ nF sont présentés en figure 3.18. Ils sont maintenant cohérents avec ceux issus des autres bancs d'énergie. Nous pouvons conclure que la pression maximale normalisée dépend linéairement du courant maximal généré, quelle que soit la valeur de la capacité du banc d'énergie. L'expression de la pression maximale p_{max} (MPa) en fonction du courant maximal I_{max} (kA), de la distance de mesure r (mm), de la distance inter-électrodes d (mm) et de la vitesse d'injection du courant t_{char} (μs) prend la forme :

$$p_{max} = 28 \cdot \frac{I_{max}}{r} \cdot \sqrt{\frac{d}{t_{char}^{0,68}}} \quad (3.11)$$

Il est également important de rappeler que plus la capacité est faible, plus le front de l'onde de pression est rapide. Ce résultat peut avoir des conséquences sur l'endommagement d'une roche pour des applications de fracturation.

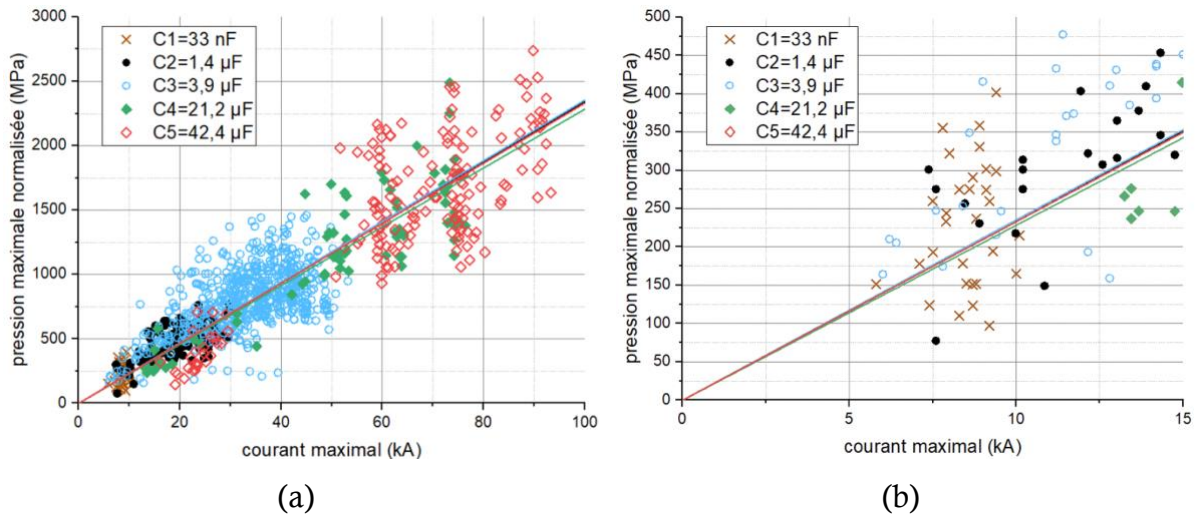


Figure 3.18 : Pression normalisée en fonction du courant maximal à partir des équations (3.5) et (3.6). (a) de 0 à 100 kA et (b) de 0 à 15 kA. Les mesures de pression sont effectuées avec les capteurs PCB 113B23 et PCB W138A11 hormis les pressions générées par C_1 qui sont enregistrées par le capteur Müller, écarts types $\sigma_{C1} = 82$, $\sigma_{C2} = 118$, $\sigma_{C3} = 236$, $\sigma_{C4} = 523$, $\sigma_{C5} = 593$.

3.3 VALIDATION DE LA FORMULE AVEC DIFFERENTES ETUDES

Il est maintenant important de comparer les résultats publiés dans différentes études avec ceux que nous avons obtenus. En nous basant sur les résultats obtenus à l'Université de Compiègne, France [55], à l'Université de Huazhong, Chine [54], [89], à l'université de Séoul, Corée [90] ainsi qu'aux précédents résultats obtenus à l'Université de Pau [31], nous pouvons, à l'aide de l'équation 3.11, exprimer les différentes pressions relevées en fonction du courant maximal et les comparer ainsi à nos résultats (figure 3.19). Pour cela, il a été nécessaire d'estimer le courant I_{max} pour chaque étude à l'aide des équations présentées en début de chapitre 2.

Bien que les systèmes de génération de pression des diverses études soient fondamentalement différents par leur conception avec des jeux de capacités, des distances inter-électrodes, des distances de mesure et des circuits qui varient, la comparaison de ces différentes études montre que les résultats obtenus sont cohérents avec notre formule.

Il est également notable que les essais effectués dans les différents laboratoires présentent des courants maximums de 40 kA, pour des énergies de claquage de quelques centaines de joules. Nos essais vont bien au-delà de ces valeurs.

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

En revanche, les essais effectués par *Martin* [31], qui se sont déroulés dans les mêmes conditions que nos essais, tendent à montrer une pression mesurée légèrement plus importante. Les capteurs utilisés lors de son étude avaient été développés spécifiquement pour répondre à plusieurs contraintes. La différence de résultats pourrait être due à l'utilisation de ces capteurs.

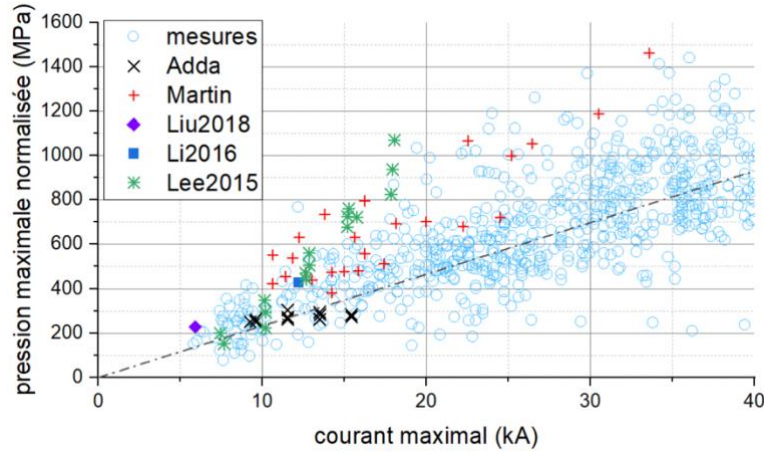


Figure 3.19 : Comparaison entre les relevés effectués durant cette thèse (mesures) et Adda [55], Martin [31], Liu et al. [89], Li et al. [54] et Lee et al. [90].

Dans l'optique de comparer différentes études, il est également possible de donner l'expression de la valeur de la pression maximale en fonction de la tension de claquage (équation 3.12) à l'aide des équations 2.3, 2.7 et 3.11.

$$p_{max} = 28 \cdot U_b \cdot \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot e^{-\frac{\pi \cdot R \cdot \sqrt{C}}{4 \cdot \sqrt{L}}} \cdot \frac{\sqrt{d}}{r \cdot \sqrt{\left(\frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{L \cdot C} \cdot 10^6\right)^{0,68}}} \quad (3.12)$$

Avec p_{max} la pression maximale en MPa, U_b la tension de claquage en kV, C la valeur de la capacité en F, L la valeur de l'inductance globale en H, R la valeur de la résistance totale en Ω , d la distance inter-électrodes en mm et r la distance de mesure de la pression en mm.

Cette dernière expression montre que la tension de claquage n'est, à elle seule, pas suffisante pour caractériser l'amplitude de pression générée. Il faut également prendre en compte les différents paramètres des circuits tels que la résistance, l'inductance ou encore la capacité puisque toutes ces grandeurs conditionnent les valeurs de I_{max} et de t_{char} .

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

En extrapolant l'équation 3.12 et en fixant un circuit électrique tel que $U_b = 30 \text{ kV}$, $C = 3,9 \mu\text{F}$, $L = 4 \mu\text{H}$, $R = 0,1 \Omega$, $r = 500 \text{ mm}$ et $d = 5 \text{ mm}$, nous pouvons établir théoriquement l'influence de chaque paramètre électrique et géométrique sur la pression générée au travers des courbes présentées en figure 3.20.

L'augmentation de la distance inter-électrodes permet de générer des pressions plus importantes, comme montré précédemment. Pour avoir un système répétitif avec une distance inter-électrodes importante, il est nécessaire d'avoir un couple tension de charge et capacité de fortes valeurs. Le fait d'augmenter la tension de charge et la valeur de la capacité est doublement favorable à la génération d'une pression plus importante. Enfin, l'inductance du système doit être minimisée afin d'obtenir une pression importante. Pour générer le maximum de pression, il faut alors dimensionner un générateur énergétique présentant une faible inductance.

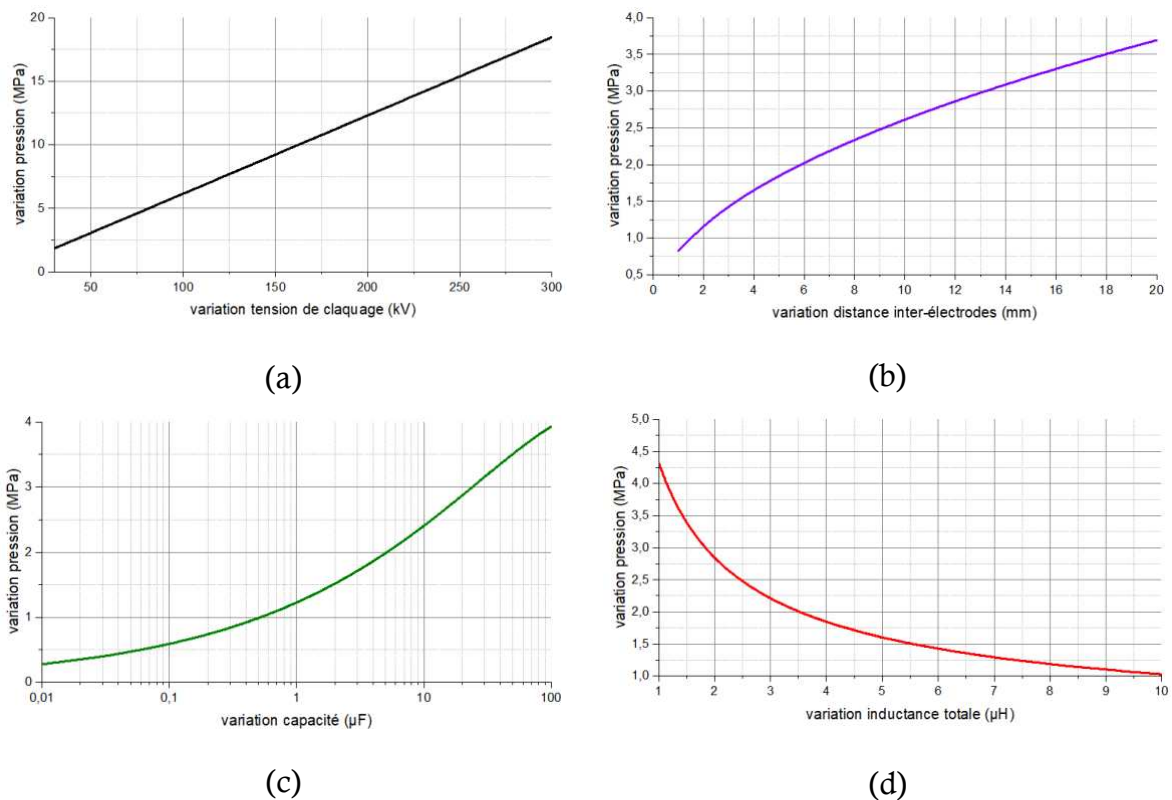


Figure 3.20 : Évolution théorique de la pression d'après l'équation 3.12 en fonction de (a) la tension de claquage, (b) la distance inter-électrodes, (c) la capacité, (d) l'inductance globale, pour chaque autre paramètre constant valant $U_b = 30 \text{ kV}$, $r = 500 \text{ mm}$, $d = 5 \text{ mm}$, $C = 3,9 \mu\text{F}$, $L = 4 \mu\text{H}$ et $R = 0,1 \Omega$.

3.4 CONCLUSIONS SUR LE CHAPITRE

Les études présentées dans ce chapitre permettent de prédéterminer la pression générée en fonction du courant maximal sur une plage étendue de quelques kiloampères jusqu'à cent kiloampères, pour des énergies de claquage variant de quelques dizaines de joules jusqu'à 25 kilojoules et ce peu importe la forme des électrodes.

La formule empirique développée tient compte de la vitesse d'injection du courant et donc des valeurs des composants électriques qui constituent le circuit. En prenant en compte ce nouveau paramètre, nous obtenons une expression de la pression maximale en fonction du courant maximal applicable à toutes les expérimentations.

Les conclusions suivantes peuvent être dégagées de ce chapitre :

- Pour une même configuration, une forte dispersion de l'amplitude de la pression peut être observée.
- Le fait de concentrer les champs électriques par l'utilisation d'électrodes à géométries spécifiques ou de changer le mode de claquage n'influe que peu sur cette dispersion.
- Aucune amélioration notable en termes d'amplitude de pression n'a été relevée en modifiant la forme des électrodes ou en changeant de mode de claquage. Toutefois, initier une décharge en polarité négative induit plus de pression.
- Pour un banc d'énergie donné, la pression maximale p_{max} varie linéairement avec le courant maximal I_{max} .
- Le fait d'augmenter la distance inter-électrodes permet d'allonger la longueur d'arc, et ainsi d'augmenter la pression maximale générée. Pour une valeur de capacité fixée, appliquer une tension la plus élevée possible génère un courant plus important tout en permettant l'augmentation de la distance inter-électrodes.
- La vitesse d'injection du courant dans le système joue un rôle important. Plus l'injection du courant est rapide, plus la pression générée est importante et plus le temps de montée du front de pression est réduit.

Chapitre 3 : Caractérisation expérimentale d'ondes de pression en champs libres

- Les différents paramètres mis en jeu dans ce chapitre nous ont permis de déterminer une formule empirique liant la pression maximale p_{max} (MPa) avec les paramètres de courant maximal I_{max} (kA), de distance inter-électrodes d (mm), de quart de période d'oscillation du courant t_{char} (μ s) et de distance de mesure r (mm) de la forme :

$$p_{max} = 28 \cdot \frac{I_{max}}{r} \cdot \sqrt{\frac{d}{t_{char}^{0,68}}}$$

En vue d'optimiser la pression générée par le biais d'arcs électriques, le système doit présenter une forte tension de charge, une importante valeur de capacité et une grande distance inter-électrodes. Il faut également minimiser l'inductance du circuit.

CHAPITRE 4

APPROCHE THEORIQUE

ET APPLICATION A LA

FRACTURATION DE

ROCHES

CHAPITRE 4 APPROCHE THEORIQUE ET APPLICATION A LA FRACTURATION DE ROCHES

Il s'agit, dans la première partie de ce chapitre, d'aboutir à une justification théorique de la dépendance de la pression dynamique en fonction des paramètres électriques et géométriques identifiés expérimentalement dans l'équation 3.11. Pour ce faire, nous utiliserons différentes hypothèses simplificatrices qui consistent, par exemple, à définir un rendement électro-acoustique optimum comme étant le rapport entre les puissances maximales électrique et acoustique. Ce rendement optimum sera également supposé être dépendant de la vitesse d'injection de la puissance électrique. Enfin, nous supputerons que la variation temporelle de la résistance d'arc est quasi instantanée face aux ordres de grandeurs temporelles des phénomènes électriques de manière à considérer un modèle simplifié de R_{arc} .

Nous proposerons dans un second temps un exemple d'application de fracturation de roches dures. La problématique, proposée par la société ITHPP, est de réussir à réduire la taille de gravillons par le biais de décharges électriques dans l'eau. La présentation des méthodes pour extraire les résultats et l'influence du nombre de tirs et du système utilisés seront étudiées, ce qui apportera des pistes pour le développement d'un générateur optimisé.

4.1 APPROCHE THEORIQUE DE LA RELATION ENTRE LA PRESSION MAXIMALE ET LE COURANT MAXIMAL

Le rendement électro-acoustique η découle d'un processus complexe et traduit qu'une partie de l'énergie électrique disponible dans le banc d'énergie est transformée en énergie acoustique (mécanique). Le rendement énergétique η de ce processus est défini comme :

$$\eta = \frac{W_a}{W_e} \quad (4.1)$$

Avec W_a l'énergie acoustique et W_e l'énergie électrique, grandeurs qui vont être définies par la suite.

4.1.1 Expression de l'énergie électrique

L'énergie électrique est définie par l'intégration dans le temps d'une puissance électrique. La puissance électrique instantanée P_e commutée dans l'eau peut être écrite sous la forme :

$$P_e(t) = V_{arc}(t) \cdot I(t) = I(t)^2 \cdot R_{arc}(t) \quad (4.2)$$

Où I est le courant traversant le circuit, V_{arc} la tension mesurée aux bornes des électrodes et R_{arc} la résistance du canal de décharge variant dans le temps. V_{arc} contient un terme inductif L_{arc} et un terme résistif R_{arc} (équation 4.3) ce qui rend difficile l'estimation de cette grandeur.

$$V_{arc}(t) = L_{arc} \cdot \frac{dI(t)}{dt} + R_{arc} \cdot I(t) \quad (4.3)$$

Il est plus pratique d'éviter d'utiliser les résultats provenant d'une mesure de tension et de calculer la puissance en utilisant seulement le courant et la résistance d'arc R_{arc} (équation 4.2).

La résistance temporelle R_{arc} ne peut être calculée correctement qu'en utilisant un code numérique basé sur des équations magnétohydrodynamiques associées avec des équations d'état et en prenant en compte la variation de la conductivité du plasma en fonction de sa pression et de sa température.

Vlastos [83] propose toutefois d'estimer la valeur de la résistance de l'arc électrique R_{arc} de la forme :

$$R_{arc}(t) = B \cdot \frac{d}{\sqrt{\int_0^t I(t)^2 \cdot dt}} \quad (4.4)$$

Où B est une constante et d la distance inter-électrodes.

D'après *Warne et al.* [84], la variation temporelle de la valeur de la résistance de l'arc électrique se produit en quelques dizaines de nanosecondes (figure 4.1). Leur code de simulation de circuits électriques « SCREAMER » développé au sein de *Sandia National*

Laboratories permet d'intégrer des modèles de composants de puissances pulsées qui ne sont pas disponibles dans les codes de logiciels du commerce. SCREAMER possède des modèles de composants de base tels que les interrupteurs à éclateur à gaz et à eau, ainsi que des composants avancés de flux de puissance tels que les lignes de transmission à isolation magnétique et la charge Z-pinch. SCREAMER contient trois modèles pour les éclateurs à haute puissance qui sont utilisés pour les éclateurs à gaz et liquide. Le premier est un modèle simple de décroissance. Le deuxième modèle est une expression plus sophistiquée, mais toujours semi-empirique, connue sous le nom de "modèle de décroissance exponentielle". Le dernier est la formulation du modèle Braginskii-Martin, connu dans SCREAMER sous le nom de "The Tom Martin Lossy Switch Model".

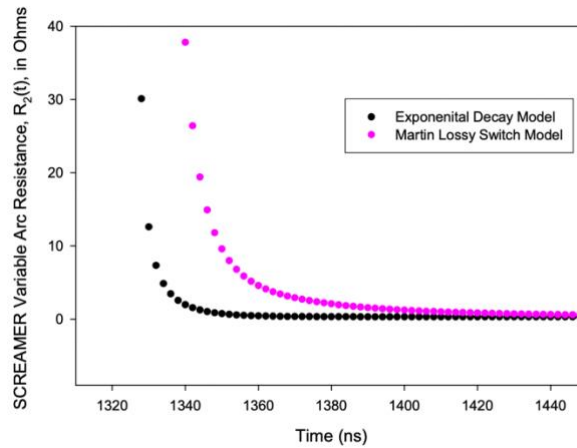


Figure 4.1 : Modèles SCREAMER décrivant la variation temporelle de la résistance d'arc électrique d'après Warne et al. [84].

Pour notre étude, en prenant en compte les constantes de temps de décharge de plusieurs microsecondes, la résistance de l'arc R_{arc} est considérée comme indépendante du temps. Ainsi, R_{arc} peut être exprimée de façon purement géométrique à l'aide du modèle simplifié d'arc électrique décrit par *Tom Martin's Switch Model* dans la publication de *Warne et al.* [84] et qui se traduit par les équations 4.5 et 4.6. Ce modèle relève de la mise en œuvre d'un traité sur les pertes dans les arcs électriques englobant une grande variété de matériaux couramment utilisés dans le domaine des puissances pulsées présenté par *Martin et al.* [91].

$$R_{arc} = \frac{d}{\sigma \cdot \pi \cdot a^2} \quad (4.5)$$

avec :

$$a^2 = \left(\frac{K}{\rho_0 \cdot \sigma} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \int_0^t I^{\frac{2}{3}}(\tau) \cdot d\tau \quad (4.6)$$

Où σ est la conductivité du plasma, a le rayon du canal de décharge du plasma, K une constante et ρ_0 la densité du milieu dans lequel se forme l'arc.

Dans nos conditions expérimentales et pour une même valeur de distance inter-électrodes, la détermination expérimentale de R_{arc} , telle qu'elle a été décrite dans le chapitre 2, aboutit à des valeurs comprises entre quelques milliohms et quelques dizaines de milliohms ce qui est très faible en comparaison avec les résistances de circuit qui sont comprises entre 40 milliohms et 2 ohms selon le générateur utilisé (tableau 3.1). Ces variations peuvent être considérées comme négligeables en regard des variations possibles de R_{arc} (de quelques milliohms à quelques dizaines d'ohms comme présentées en figure 4.1). En effet, les valeurs mesurées dans nos essais correspondent aux courants injectés par nos générateurs qui sont systématiquement supérieurs à 10 kA. Par conséquent, sur notre plage d'étude, nous considérerons la résistance d'arc uniquement fonction de la distance inter-électrodes et indépendante du courant et du temps. Il est clair que cette hypothèse ne peut s'appliquer que pour des très courants forts et des temps de commutation « lents ».

Par conséquent, l'expression de la puissance électrique devient :

$$P_e(t) = I(t)^2 \cdot \frac{d}{\sigma \cdot \pi \cdot a^2} \quad (4.7)$$

et l'énergie électrique peut donc s'écrire :

$$W_e = \frac{d}{\sigma \cdot \pi \cdot a^2} \cdot \int_0^{t_e} I(t)^2 \cdot dt \quad (4.8)$$

Où t_e représente le temps à partir duquel le courant est négligeable, *i.e.*, la fin de la décharge.

4.1.2 Expression de l'énergie acoustique

Pour un phénomène acoustique (mécanique), la puissance instantanée P_a est définie comme étant le produit d'une force par une vitesse telle que :

$$P_a(t) = F(t) \cdot v(t) = p(t) \cdot v(t) \cdot S \quad (4.9)$$

Avec F la force variant au cours du temps, v la vitesse d'une particule variant dans le temps, p la pression variant dans le temps et S la surface sur laquelle la pression p est appliquée. Pour une onde acoustique, la vitesse v peut être définie d'après *Landau et al.* [92] de la forme :

$$v(t) = \frac{p(t)}{\rho_m \cdot c} \quad (4.10)$$

Où ρ_m est la masse volumique du fluide et c la vitesse du son dans ce fluide. À l'aide des équations 4.9 et 4.10, nous pouvons exprimer la puissance acoustique de la forme :

$$P_a(t) = p^2(t) \cdot \frac{S}{\rho_m \cdot c} \quad (4.11)$$

En considérant qu'une onde de pression se propage de manière sphérique, nous pouvons définir l'expression de la puissance acoustique en fonction de sa distance des électrodes de la sorte :

$$P_a(t) = p^2(t) \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot r^2}{\rho_m \cdot c} \quad (4.12)$$

Avec r la distance entre la paroi de la bulle et l'axe des électrodes, correspondant au rayon d'une sphère. Ceci nous permet de retrouver l'expression de l'énergie acoustique d'une onde de pression qui se produit sur un temps t_a :

$$W = \frac{4 \cdot \pi \cdot r^2}{\rho_m \cdot c} \cdot \int_0^{t_a} p^2(t) \cdot dt \quad (4.13)$$

4.1.3 Expression des grandeurs acoustiques en fonction des grandeurs électriques

En insérant dans la formule du rendement énergétique 4.1 les équations de l'énergie électrique 4.8 et de l'énergie acoustique 4.13, la conversion électro-acoustique du système s'exprime :

$$\eta = \frac{\frac{4 \cdot \pi \cdot r^2}{\rho_m \cdot c} \cdot \int_0^{t_a} p^2(t) \cdot dt}{\frac{d}{\sigma \cdot \pi \cdot a^2} \cdot \int_0^{t_e} I(t)^2 \cdot dt} \quad (4.14)$$

Les temps d'intégration t_e et t_a étant différents (quelques centaines de microsecondes pour t_e contre quelques microsecondes pour t_a), l'étude de l'évolution de l'énergie acoustique en fonction de l'énergie électrique est complexe. Au cours du chapitre 3, nous avons montré que la caractérisation de la pression maximale peut s'effectuer en fonction du courant maximal. Nous pouvons donc émettre une deuxième hypothèse qui consiste à considérer que la puissance acoustique maximale est atteinte lorsque la puissance électrique maximale est délivrée. Il est alors possible de considérer le maximum du rendement électro-acoustique instantané :

$$\eta_{max} = \frac{P_a^{max}}{P_e^{max}} \quad (4.15)$$

avec :

$$P_a^{max} = p_{max}^2 \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot r^2}{\rho_m \cdot c} \quad (4.16)$$

et :

$$P_e^{max} = \frac{d}{\sigma \cdot \pi \cdot a^2} \cdot I_{max}^2 \quad (4.17)$$

Les équations 4.15 à 4.17 permettent de déterminer les paramètres influant sur la génération d'un pic de pression p_{max} selon l'équation 4.18.

$$p_{max} = \sqrt{\frac{\eta_{max} \cdot \rho_m \cdot c}{4 \cdot \pi^2 \cdot \sigma \cdot a^2}} \cdot \frac{I_{max}}{r} \cdot \sqrt{d} \quad (4.18)$$

Par ailleurs, nos résultats expérimentaux ont montré que plus le courant est rapidement transféré au milieu, plus la pression est importante. Ceci permet d'émettre une troisième hypothèse qui implique que le rendement électro-acoustique augmente quand le temps caractéristique de la décharge t_{char} diminue, *i.e.*, $\eta_{max} = E/(t_{char})^\alpha$, où E est une constante et l'indice α est un nombre réel positif calculé au cours du chapitre 3 ($\alpha = 0,68$).

Il est alors possible de définir une constante k qui regroupe des caractéristiques du fluide et de l'arc (équation 4.19). Nous obtenons finalement l'expression de la pression maximale en fonction du courant maximal (équation 4.20).

$$k = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{1}{a \cdot \sqrt{\sigma}} \cdot E \cdot \sqrt{\rho_m \cdot c} \quad (4.19)$$

$$p_{max} = k \cdot \frac{I_{max}}{r} \cdot \sqrt{\frac{d}{(t_{char})^\alpha}} \quad (4.20)$$

La valeur de k est donc amenée à varier en fonction de la nature du fluide.

Un fluide qui présente une densité massique supérieure à l'eau génèrerait une pression plus importante dans les mêmes conditions initiales d'après *Rososhek et al.* [93], ce qui est cohérent avec l'équation 4.19. Changer le fluide, par exemple avec du glycérol (1,26 g/cm³), permettrait donc d'augmenter l'efficacité du procédé.

Ceci permet de conclure que l'expression de la pression maximale en fonction du courant maximal développée au cours du troisième chapitre est cohérente. À l'aide de cette expression, l'estimation de la valeur de la pression maximale générée peut être obtenue à l'aide d'une simple sonde de courant.

Cette estimation est nécessaire pour des applications où un capteur de pression, qui est un élément sensible, ne peut pas être intégré. C'est notamment le cas pour les essais de fracturation des roches qui vont être présentés par la suite.

4.2 ESSAIS DE FRACTURATION DES ROCHES

Une application nous a été proposée par la société ITHPP consistant à fracturer des roches dures de type diorite, qui présentent une structure entièrement cristalline et une résistance à la compression variant de 150 MPa à 280 MPa. Les échantillons de roche se présentent sous forme de gravier, avec une dimension initiale variant de 6 mm à 10 mm de diamètre d'après le fournisseur. Le but de ces expérimentations est d'effectuer une étude préliminaire de faisabilité afin de minimiser l'énergie dépensée pour obtenir une granulométrie cible, qui varie en fonction du type de minerai à fracturer.

Il est raisonnable de prédire que plus la pression est élevée, plus l'efficacité du procédé est importante. Nous savons que l'optimisation de la pression passe par l'application d'un fort courant, d'une grande distance inter-électrodes et d'une vitesse d'injection du courant rapide.

Par ailleurs, il est de notoriété courante qu'en appliquant une onde de pression basse fréquence, des fractures profondes, directionnelles mais peu nombreuses se propagent dans la roche. En revanche, une onde plus haute fréquence endommage la roche en surface, de façon diffuse, en présentant de multiples fractures peu profondes comme présenté par *Chen* [75]. De plus, rappelons qu'une injection rapide du courant génère une onde de pression plus haute fréquence qu'une injection lente.

Une étude comparative sur l'efficacité de la vitesse d'application de la pression et donc de la vitesse d'injection du courant sur la roche cible va être présentée.

4.2.1 Dispositifs expérimentaux utilisés

4.2.1.1 Générateurs pour la fracturation de roches

Deux systèmes distincts sont utilisés au cours de l'étude.

Le premier consiste en l'utilisation de la capacité de 3,9 μF et de la cellule d'essais de 3 l qui ont été présentées au cours du chapitre 2 pour fracturer un échantillon de 500 g de diorite. Il faut noter que cette cellule d'essais présente de multiples angles et trous dans lesquels les gravillons peuvent se trouver (figure 4.2). Elle n'avait pas été développée

spécifiquement pour ce projet. Nous émettons donc des réserves sur le fait que tous les échantillons de roche subissent la même quantité totale d'énergie acoustique.

À l'aide de la formule développée précédemment, pour une tension de charge constante du condensateur de 40 kV et une distance inter-électrodes de 10 mm, nous pouvons estimer une pression de 32 MPa délivrée à 5 cm de l'arc électrique, ce qui correspond à une énergie électrique délivrée par choc de 3,1 kJ. D'autre part, l'onde de pression correspondante peut être considérée comme basse fréquence puisque son temps de montée est d'environ 4 μ s et sa durée à mi-hauteur est mesurée aux alentours de 10 μ s.

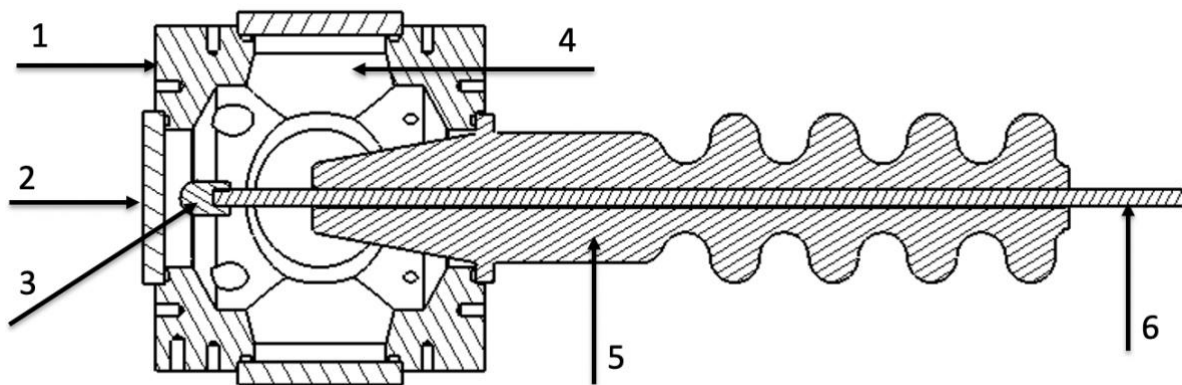


Figure 4.2 : Schéma de la cellule d'essais utilisée à Pau. 1 : corps de la cellule d'essais, 2 : hublot métallique (servant d'électrode de masse), 3 : électrode haute tension, 4 : volume de confinement de l'eau et de la roche, 5 : traversée haute tension et 6 : tige filetée.

Le deuxième système, développé par les chercheurs de l'Institute of High-Current Electronics à Tomsk [81] et utilisé au sein de la société ITHPP, présente un banc de capacité en sortie de 21,25 nF pour une tension en sortie pouvant atteindre 300 kV et un courant maximal de 35 kA. La chambre de fracturation des roches est étudiée pour affecter d'une manière optimale les roches à traiter en ne présentant pas de recoin, mais également pour faire converger les roches vers les électrodes afin que l'amplitude maximale des ondes de pression générées soit appliquée à la roche (figure 4.3). L'énergie électrique délivrée par choc vaut 960 J. La distance inter-électrodes est fixée à 15 mm. Les campagnes d'essais avec la chambre de fracturation sont effectuées sur un échantillon de 1 kg de diorite.

Les niveaux de pression pour la fracturation de roches avec ce générateur sont estimés à 142 MPa à 5 cm de l'arc électrique, soit une pression plus de quatre fois supérieure à celle générée par le premier système. En revanche, le front de pression dans

Chapitre 4 : Approche théorique et application à la fracturation de roches

ces conditions est d'une durée estimée inférieure à 50 ns et la durée à mi-hauteur est estimée à 120 ns, donc l'onde de pression générée est nettement plus haute fréquence en comparaison avec le premier dispositif.

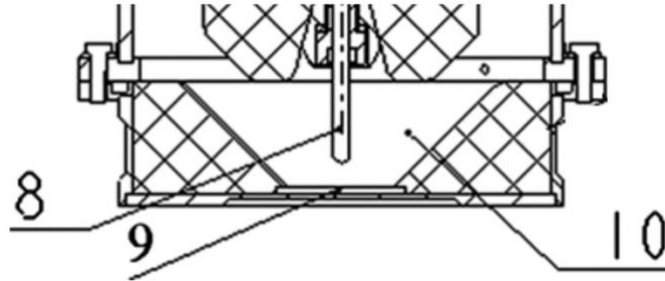


Figure 4.3 : Schéma de la chambre de fracturation (10) avec l'électrode chaude (8) et l'électrode froide (9) développées pour l'utilisation du générateur de Tomsk d'après Kharlov et al. [81].

Les deux fronts de pression très différents (4 μ s pour le générateur de Pau et 50 ns pour le générateur de Tomsk) permettront de déterminer si la rapidité d'application de la pression joue un rôle significatif dans la fracturation électrique de roche ou si l'amplitude maximale de pression (142 MPa contre 32 MPa) est le principal paramètre influant sur la fracturation.

4.2.1.2 Traitement des roches

Après la série d'essais, les roches sont récupérées et sont filtrées par la méthode du vide à l'aide du processus présenté en figure 4.4, puis séchées avec une étuve modèle 100-800 du fabricant Memmert.

Il est à noter que, selon l'efficacité de la fracturation des roches, les particules présentant un diamètre inférieur à la granulométrie du filtre en papier (15 μ m à 20 μ m) passent au travers de ce dernier, ce qui signifie qu'un certain volume de roches traitées peut être non comptabilisé.

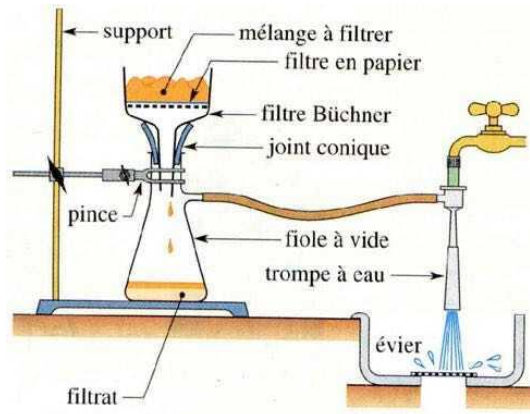


Figure 4.4 : Principe de la filtration sous vide.

4.2.1.3 Analyse de la taille des roches

Une fois les roches séchées, leur granulométrie peut être comparée à l'aide d'un tamis (figure 4.5) ayant un maillage de 500 μm .

Les gravillons sont ensuite pesés pour avoir une première estimation de l'efficacité du processus en comparant la masse de chaque gamme de roche ($< 500 \mu\text{m}$ et $\geq 500 \mu\text{m}$).



Figure 4.5 : Tamisage d'un échantillon de roches ayant subi un traitement par décharges électriques dans l'eau.

Chapitre 4 : Approche théorique et application à la fracturation de roches

Ce processus manuel ne permet pas d'avoir une caractérisation précise de l'efficacité du broyage de la roche, d'autant plus que, suivant l'orientation du grain de roche (figure 4.6), celui-ci peut passer ou non au travers des mailles du tamis.

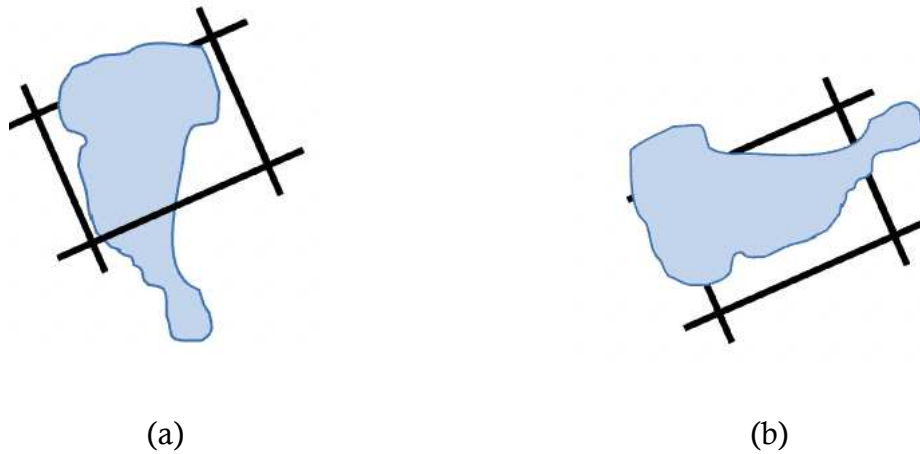


Figure 4.6 : Problématique du tamisage de roche. (a) la roche passe au travers d'une maille du tamis et (b) elle ne passe pas au travers.

Afin d'obtenir une granulométrie plus précise, l'*Analysette 28* du fabricant *Fritsch* est utilisée (figure 4.7). Toutefois, les résultats prenant du temps à être quantifiés de manière précise à l'aide de cet appareil, ce n'est qu'une quantité représentative des roches qui est analysée.

Cette quantité représentative est extraite à l'aide d'une centrifugeuse qui répartit de manière équitable la totalité de la roche traitée. Ainsi, pour une masse de roche en sortie d'essais de 500 g, seuls 50 g seront analysés avec une répartition granulométrique des roches identique à la quantité de roche initiale. Afin d'être certains de la répartition de la granulométrie, deux à trois quantités représentatives sont analysées par échantillon.

Cette analysette permet, à l'aide d'un tapis vibrant, d'amener au fur et à mesure les échantillons de roches présents dans l'entonnoir jusque dans la chambre de mesures.

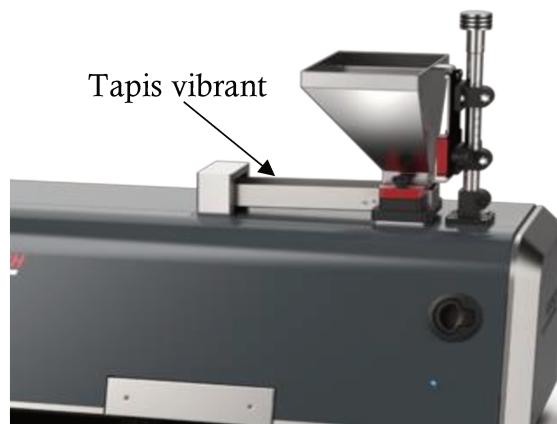


Figure 4.7 : Analysette 28 du constructeur Fritsch.

Lors du passage des particules dans la chambre de mesures, des images sont prises par l'analysette à une haute fréquence et sont ensuite traitées par ordinateur afin de mesurer notamment les diamètres de Féret minimaux et maximaux de chaque particule.

Le diamètre de Féret correspond à l'étendue spatiale d'une particule dans une direction donnée. Le diamètre de Féret minimal est donc la plus petite longueur d'une particule (figure 4.8-a), tandis que le diamètre de Féret maximal est sa longueur maximale (figure 4.8-b).

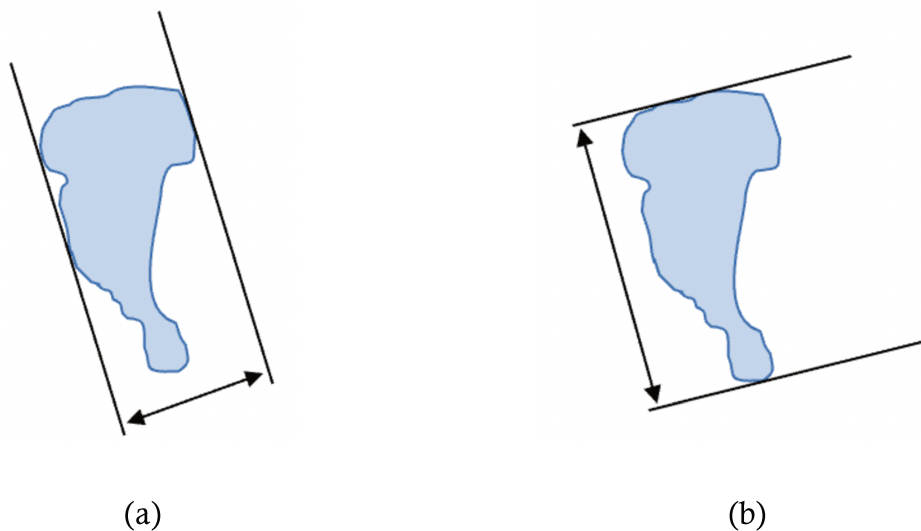


Figure 4.8 : Diamètre de Féret (a) minimal et (b) maximal d'une même particule.

Chapitre 4 : Approche théorique et application à la fracturation de roches

L'analysette ne peut toutefois mesurer que des diamètres minimaux de 20 μm , ce qui correspond à la granulométrie des filtres papier utilisés.

Il est également nécessaire, pour extrapoler les résultats, d'estimer le volume de chaque particule. Pour ce faire, nous faisons le choix de considérer chaque particule mesurée à l'aide de l'analysette comme étant cylindrique, avec un diamètre de cylindre équivalent au diamètre de Féret minimal et une hauteur de cylindre équivalente au diamètre de Féret maximal.

4.2.2 Résultats expérimentaux

Les masses de roches tamisées sont exploitées dans un premier temps avant de regarder plus en détail les données extraites à l'aide de l'analysette.

4.2.2.1 *Influence du nombre de tirs et du générateur sur le traitement des roches suite au tamisage*

Après avoir été séchées, les roches en sortie des différents essais sont tamisées avec un tamis ayant un maillage de 500 μm . Pour rappel, les essais réalisés avec le générateur de Pau sont effectués avec 500 g de roches et une pression générée de 32 MPa tandis qu'avec le générateur développé par le laboratoire de Tomsk, les essais sont effectués avec 1 kg de roches et une pression générée de 142 MPa. Il faut noter que l'enceinte du générateur de Tomsk a été développée spécialement dans une optique de fracturation électrique de roches contrairement à celle utilisée pour les essais de fracturation par l'université de Pau, ce qui est en défaveur de la qualité de la fracturation effectuée à Pau.

Les résultats suite au tamisage et au pesage des roches, présentés en figure 4.9, montrent qu'une masse de roches est perdue lors des essais. Cette masse est plus importante avec le générateur utilisé à Pau à cause des différentes aspérités de la cellule d'essais. À ces pertes viennent s'ajouter les roches qui n'ont pas été récupérées lors de leur filtrage, à cause de leur diamètre trop faible.

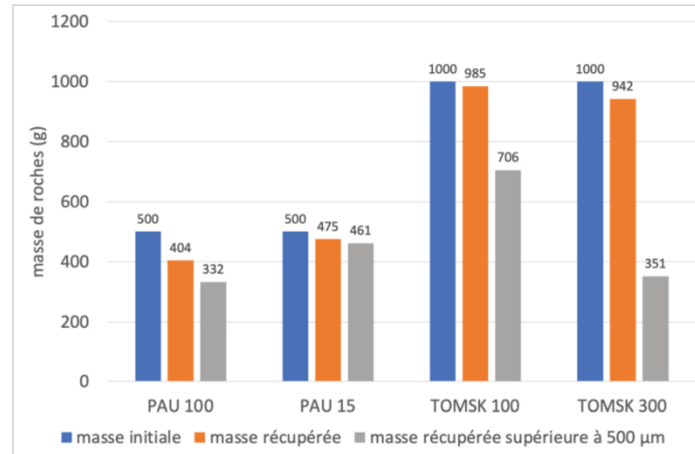


Figure 4.9 : Comparaison entre la masse de roche initiale, la masse de roche récupérée après essais et la masse de roches dont le diamètre est supérieur à 500 µm pour les essais effectués avec le générateur de Pau avec 100 tirs et 15 tirs et avec le générateur développé par Tomsk avec 100 tirs et 300 tirs.

Ces pertes représentent, par rapport à la masse de roches initiale, 5 % avec 15 tirs (46,5 kJ totaux) et 19 % avec 100 tirs (310 kJ totaux) pour le générateur de Pau et 1,5 % avec 100 tirs (46 kJ totaux) et 6 % avec 300 tirs (138 kJ totaux) pour le générateur développé par Tomsk. On peut supposer que les pertes enregistrées par le générateur développé par Tomsk sont liées à leur granulométrie trop faible, tout comme une partie des pertes liées aux essais effectués à Pau. En revanche, une partie majoritaire des pertes lors des essais effectués à Pau est retrouvée dans les différents recoins de la cellule d'essais.

Pour les essais effectués à Pau, avec la capacité de 3,9 µF, 97 % de la masse restante de roches est supérieure à 500 µm avec 15 tirs, tandis que si l'on augmente à 100 le nombre de tirs, 82 % de la masse restante de roches est supérieure à 500 µm. Les essais effectués avec le générateur de Tomsk montrent que 72 % de la masse des roches restante est supérieure à 500 µm tandis qu'avec 300 tirs 37 % de la masse restante des roches est supérieure à 500 µm.

Pour un nombre de tirs identique, les résultats avec le générateur de Tomsk sont légèrement meilleurs qu'avec le générateur de Pau, malgré une pression générée près de quatre fois supérieure et un dispositif expérimental optimisé. Ces optimisations en termes de pressions maximales délivrées mettent en avant la problématique de l'influence du front de pression. Il semble ainsi qu'un front de pression plus basse fréquence permette de fracturer plus efficacement la roche en compensant la pression maximale délivrée.

Chapitre 4 : Approche théorique et application à la fracturation de roches

Cette méthode par tamisage n'est toutefois pas précise pour caractériser l'efficacité du procédé.

4.2.2.2 Influence du nombre de tirs et du générateur sur le traitement des roches suite au passage à l'analysette

Les dimensions des roches sont maintenant mesurées à l'aide de l'analysette 28 et leur volume est estimé à l'aide des diamètres de Féret relevés. En assimilant chaque grain de roche mesuré à un cylindre ayant pour diamètre le diamètre de Féret minimal et pour hauteur le diamètre de Féret maximal, la distribution de la taille des roches est estimée (figure 4.10).

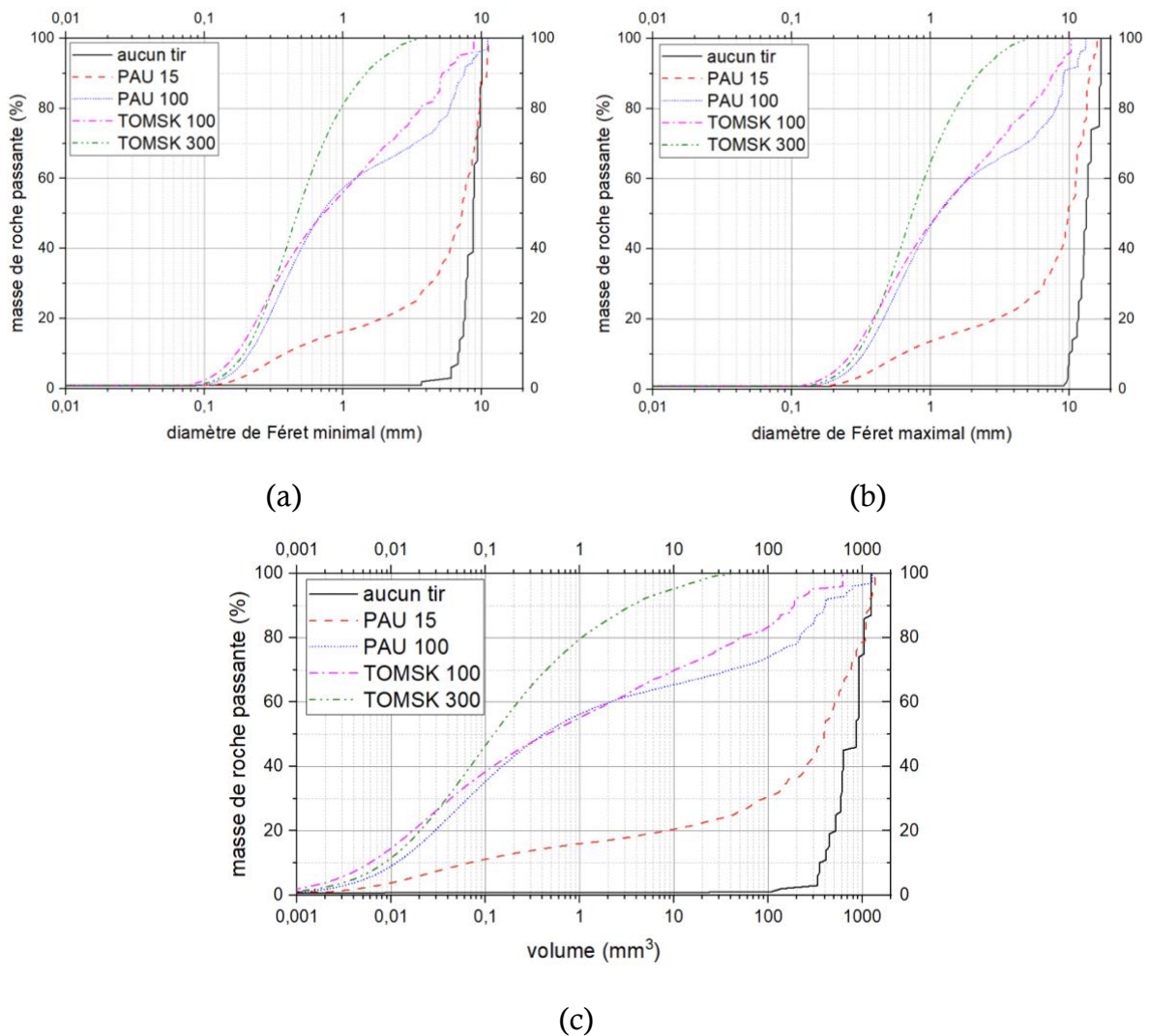


Figure 4.10 : Évolution du (a) diamètre de Féret minimal, (b) diamètre de Féret maximal et (c) volume de roches pour les deux systèmes avec un nombre de tirs différents.

Chapitre 4 : Approche théorique et application à la fracturation de roches

Les échantillons mesurés ne pèsent que quelques grammes mais représentent plusieurs centaines de milliers voire quelques millions de grains par échantillon. Le post-traitement des données est réalisé à l'aide d'un code développé sous *Scilab* en extrayant les percentiles de chaque relevé de roches.

Les données présentées dans la figure 4.10 représentent le pourcentage cumulé de la masse en fonction de la dimension (diamètre de Féret minimal ou maximal, volume) de roche avant et après traitement. Par exemple, le P80 (soit 80 % de la masse totale analysée) du diamètre de Féret maximal pour le générateur de la courbe PAU 100 est de 8,26 mm, ce qui signifie que 80 % de la masse des roches présente un diamètre de Féret maximal inférieur à 8,26 mm.

Avant traitement, toutes les roches présentent un diamètre de Féret maximal supérieur à 9 mm. Avec un faible nombre de décharges effectuées (PAU 15 : 15 décharges), 40 % de la masse des roches présente un diamètre de Féret inférieur à 9 mm. Ceci permet tout d'abord de constater qu'un faible nombre de décharges électriques est efficace pour réduire la taille de roches dures telles que de la diorite.

Quel que soit le générateur utilisé, il apparaît logiquement qu'augmenter le nombre de décharges réduit le volume des roches. Toutefois, si l'on compare les résultats pour 100 tirs avec les deux générateurs différents (PAU 100 et TOMSK 100), la granulométrie est identique jusqu'au P60 avec un diamètre de Féret maximal de 1,9 mm. En revanche, la granulométrie présente un léger écart pour le P80 avec 80 % de la masse des roches qui présente un diamètre de Féret maximal inférieur à 8,3 mm pour le générateur de Pau contre un diamètre de Féret maximal inférieur à 5,3 mm pour le générateur de Tomsk.

Les résultats de diamètres de Féret maximaux avec le générateur de Tomsk montrent qu'une tendance se dessine sur l'évolution de la taille des roches. Il semble qu'en augmentant le nombre de décharges, en l'occurrence de 100 à 300, les dimensions des roches ont tendance à s'uniformiser. Ceci se traduit notamment par des dimensions de roches similaires jusqu'au P40, tandis qu'une différence significative entre les tailles de roches, notamment pour le P80, est présente entre 100 et 300 décharges.

Chapitre 4 : Approche théorique et application à la fracturation de roches

Ces tendances d'évolution de la fracturation des roches en analysant le diamètre de Féret maximal se reflètent également sur le diamètre de Féret minimal et logiquement sur le volume des roches.

Un tableau de synthèse (tableau 4.1) reprend les P80 et les tailles de roches maximales présentés au travers de la figure 4.10. Certaines dimensions des roches, notamment pour les essais réalisés à Pau, peuvent être plus importantes que l'échantillon non traité après analyse. Ceci peut s'expliquer par le fait que toutes les roches utilisées lors des essais n'ont pas la même taille, mais leur diamètre de Féret minimal est compris dans un intervalle de 6 mm à 10 mm. Il faut également noter que l'analysette prend des photographies des roches en deux dimensions et que, selon l'orientation de la roche lors de sa chute pour être analysée, les diamètres de Féret peuvent être amenés à varier, ce qui explique que certains diamètres de Féret minimaux sont supérieurs à 10 mm.

Données	Aucun tir	PAU 15	PAU 100	TOMSK 100	TOMSK 300
P80 volume (mm³)	1050,324	1066,368	221,276	62,130	1,148
P80 Ømin (mm)	9,789	9,681	5,980	3,771	1,001
P80 Ømax (mm)	16,481	13,377	8,256	5,343	1,570
P100 volume (mm³)	1240,465	1363,311	1273,484	620,054	45,442
P100 Ømin (mm)	10,094	11,209	11,092	8,763	3,556
P100 Ømax (mm)	16,888	15,915	13,179	10,282	5,097

Tableau 4.1 : Répartition des P80 et des relevés maximaux des volumes, des diamètres de Féret minimaux et des diamètres de Féret maximaux pour les différents relevés présentés en figure 4.10.

Il semble qu'avec un générateur qui crée une onde de pression plus basse fréquence, donc avec un front plus lent et plus pénétrant, la fracturation de la roche est similaire à un générateur délivrant quatre fois plus de pression pour le P60. Toutefois, le générateur de Pau est plus énergétique que celui de Tomsk (3,1 kJ/tir pour Pau contre 960 J/tir pour Tomsk).

Chapitre 4 : Approche théorique et application à la fracturation de roches

Si l'on se fixe comme unique objectif de minimiser l'énergie électrique, les résultats montrent que le générateur de Tomsk est plus efficace. En revanche, il met en jeu des niveaux de tension nettement supérieurs à ceux nécessaires pour notre générateur.

Par ailleurs, *Bru et al.* [94] comparent l'efficacité entre la méthode par fracturation électrique et une méthode conventionnelle pour libérer des minéraux. En comparant l'efficacité de la libération d'un minerai pour des distributions de roches similaires, ils démontrent que la méthode de fracturation électrique permet de récupérer plus de minerai qu'une méthode classique pour une même énergie initiale. La méthode de fracturation électrique de roche présente donc un meilleur rendement énergétique qu'une méthode classique.

Nous avons également remarqué, au cours des différents essais, que toute la roche n'est pas impactée de manière similaire. Les roches plus proches de l'arc sont naturellement davantage affectées par l'onde de pression.

Une hypothèse pour justifier ce phénomène est que cet effet peut être causé par une mauvaise adaptation d'impédance acoustique entre la roche et l'eau, ce qui ne permettrait pas à l'onde acoustique d'atteindre les roches les plus éloignées. Quand les roches sont de faible dimension, l'eau ne peut plus se positionner entre les différentes roches. Les grains de roches peuvent alors être considérés comme un bloc plus important et la transmission de l'onde acoustique est meilleure.

Pour évaluer l'efficacité de la transmission de l'onde acoustique, les caractéristiques mécaniques de la diorite sont utilisées, dont la célérité de l'onde sonore ($c_{\text{diorite}} = 5000 \text{ m/s}$) et sa masse volumique ($\rho_{\text{m_diorite}} = 2700 \text{ kg/m}^3$). Nous pouvons déduire l'impédance acoustique de la diorite utilisée $Z_{\text{diorite}} = 1,35 \cdot 10^7 \text{ kg/s/m}^2$ en effectuant le produit de ces deux grandeurs.

Le coefficient de transmission T est alors calculé à l'aide de l'équation 4.21 en considérant l'impédance acoustique de l'eau $Z_{\text{eau}} = 1,48 \cdot 10^6 \text{ kg/s/m}^2$ et la célérité de l'eau $c_{\text{eau}} = 1480 \text{ m/s}$.

$$T = \frac{4 \cdot Z_{eau} \cdot Z_{diorite} \cdot \cos(\alpha_{eau}) \cdot \sqrt{1 - \left(\sin(\alpha_{eau}) \cdot \frac{c_{diorite}}{c_{eau}}\right)^2}}{\left(Z_{eau} \cdot \sqrt{1 - \left(\sin(\alpha_{eau}) \cdot \frac{c_{diorite}}{c_{eau}}\right)^2} + Z_{diorite} \cdot \cos(\alpha_{eau})\right)^2} \quad (4.21)$$

Avec α_{eau} l'angle d'incidence de l'onde de pression de l'eau par rapport à la roche. Si l'on considère une incidence oblique de l'onde de pression nulle (*i.e.*, l'onde de pression se propageant de manière orthogonale à la surface de la roche soit $\alpha_{eau} = 0^\circ$), cette relation permet de déterminer que 35 % de l'énergie comprise dans l'onde de pression est transmise à la roche par l'interface eau/diorite, le reste étant réfléchi.

Nous rappelons que la roche présente une plus faible résistance à la traction qu'à la compression (par exemple pour du granite, sa résistance à la compression est comprise entre 100 MPa et 300 MPa alors que sa résistance à la traction est comprise entre 7 MPa et 25 MPa). Il apparaît donc logique que la fracturation des roches se fasse en traction (figure 4.11). Pour cette application de fracturation de roche, il est donc intéressant d'avoir un coefficient de transmission élevé afin que la majorité de l'onde de pression soit transmise dans les différentes interfaces eau/roche tout en diminuant le volume des roches qui ont été traversées par l'onde de pression.

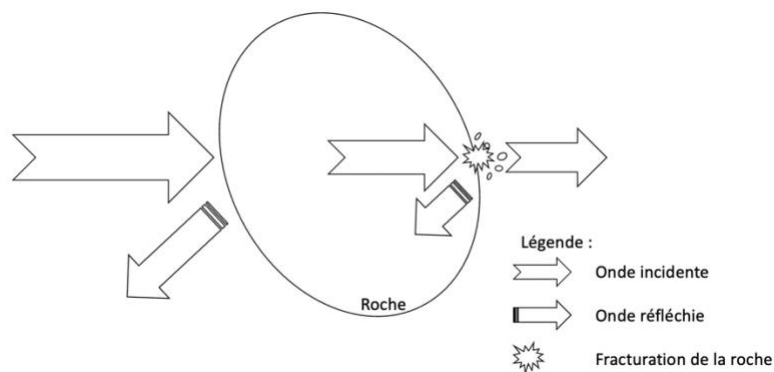


Figure 4.11 : Schéma de principe de la fracturation d'une roche en traction.

En exploitant l'équation de transmission des ondes acoustique (équation 4.21), nous pouvons estimer qu'utiliser du glycérol ($Z = 2,4 \cdot 10^6 \text{ kg/s/m}^2$, $T = 51 \%$) ou de l'eau salée ($Z = 1,57 \cdot 10^6 \text{ kg/s/m}^2$, $T = 37 \%$) permet de fracturer plus efficacement les roches tandis qu'utiliser de l'huile minérale ($Z = 1,3 \cdot 10^6 \text{ kg/s/m}^2$, $T = 32 \%$) ou de l'éthanol

Chapitre 4 : Approche théorique et application à la fracturation de roches

($Z = 9,2 \cdot 10^5 \text{ kg/s/m}^2$, $T = 24 \%$) diminue le coefficient de transmission et ne permet donc pas d'atteindre les roches plus éloignées de l'arc électrique avec l'onde de pression.

Ceci fait également apparaître la problématique du remplissage de la cuve. Une optimisation sur la quantité de roche peut être étudiée en fonction du générateur, mais ne rentre pas dans le cadre de l'étude actuelle.

4.3 CONCLUSIONS SUR LE CHAPITRE

La première partie de ce chapitre était consacrée à la validation de la formule empirique développée au cours du chapitre trois. En exprimant le rendement électro-acoustique du phénomène, et plus précisément en se basant sur l'hypothèse que le maximum de puissance acoustique est atteint pour le maximum de puissance électrique, la pression maximale peut être décrite en fonction du courant maximal.

Diverses simplifications ont permis de valider théoriquement l'évolution linéaire de la pression maximale générée en fonction du courant maximal relevé. La principale consiste à considérer une résistance d'arc fonction uniquement de la distance inter-électrodes. Cette hypothèse ne peut être justifiable que pour des courants forts et des temps d'injection lents.

Cette approche théorique montre que divers paramètres liés au fluide tels que sa masse volumique ou sa célérité permettraient d'optimiser l'onde de pression

La seconde partie de ce chapitre présentait les résultats de fracturation des roches. Les différents essais ont été réalisés à l'aide de deux générateurs, un utilisé à Pau et un développé par l'Institute of High-Current Electronics à Tomsk. Ces deux générateurs présentent des caractéristiques de vitesse d'injection de courant (et donc de front de pression), de pression maximale et de chargement des roches différents. Le générateur de Pau délivre une pression de 32 MPa à 5 cm de l'arc, avec un front de montée de 4 μs tandis que celui de Tomsk délivre une pression de 142 MPa à 5 cm de l'arc avec un front de montée de quelques dizaines de nanosecondes. La masse de roches utilisée avec les essais à Pau est de 500 g contre 1 kg pour les essais avec le générateur de Tomsk.

Les résultats sur la masse de roche dont le diamètre est supérieur à 500 μm et sur la distribution du volume des roches montrent que la fracturation des roches est légèrement

Chapitre 4 : Approche théorique et application à la fracturation de roches

plus efficace avec le générateur développé par Tomsk pour un nombre de décharges identiques. Il apparaît donc qu'un front de pression plus lent permet de compenser, en termes d'efficacité de traitement, des niveaux de pression plus faibles. Toutefois, comme le générateur de Pau provoque des décharges plus énergétiques, le générateur de Tomsk présente un meilleur rendement énergétique pour la fracturation de roches.

À l'aide des résultats plus détaillés extraits avec l'analysette, nous avons pu constater qu'il n'est pas nécessaire d'effectuer un grand nombre de tirs pour que la fracturation des roches soit visible. 15 décharges délivrées par le générateur de Pau permettent une réduction significative de la taille de 60 % des roches présentes dans la cuve.

Également, pour les deux générateurs effectuant 100 décharges, une évolution similaire de la fracturation des roches est visible jusqu'au P60, tandis que les roches sont légèrement mieux affectées par les ondes de pression avec le générateur de Tomsk pour les 40 % de la masse de roche restante.

De plus, l'évolution des tailles des roches pour 100 et 300 décharges avec le générateur de Tomsk est comparable pour 40 % de la masse des roches présentant les plus faibles diamètres de Féret, tandis qu'une évolution significative du volume des roches est notable pour le reste des roches.

Nous avons également pu remarquer que l'onde de pression n'affecte pas toutes les roches présentes dans l'enceinte de confinement de la même manière. Cela pourrait être dû à la réflexion de l'onde de pression sur les aspérités des roches ainsi qu'au fait que toute l'onde de pression ne soit pas totalement transmise à la roche. En se basant sur les coefficients de transmissions acoustiques, le changement de fluide par du glycérol ou de l'eau salée permettrait d'augmenter le coefficient de transmission ce qui propagerait plus en profondeur l'onde de pression acoustique et ainsi permettrait d'augmenter le rendement de la fracturation électrique de roches.

CHAPITRE 5

CARACTERISATION DE DECHARGES DANS L'EAU GENEREES AVEC DES FILS EXPLOSES

CHAPITRE 5 CARACTERISATION DE DECHARGES DANS L'EAU GENEREES AVEC DES FILS EXPLOSES

Sans entrer dans le détail de la physique liée à la vaporisation d'un fil métallique dans l'eau et à la décharge électrique qui en résulte, le but de ce chapitre est double. Il s'agit d'étudier les paramètres qui influent sur les différents types de décharges générés par l'explosion de ce fil et de caractériser les pressions dynamiques associées afin de mettre en évidence l'apport de cette méthode en termes de rendement électro-acoustique.

Une première partie de ce chapitre présentera les contraintes liées aux essais avec fil explosé (du cuivre pour l'ensemble de nos essais) dans une optique d'industrialisation du procédé.

Ensuite, la caractérisation de la décharge électrique sera effectuée en fonction de la tension de charge de la capacité, mais également en fonction de la longueur et du diamètre du fil. Ceci permettra d'apporter des éléments permettant une meilleure compréhension des différents modes de décharge recensés dans la littérature, dans le but d'optimiser les caractéristiques du couple générateur - fil.

Enfin, la caractérisation de la pression générée à l'aide des essais avec fil explosé sera présentée, pour mettre en évidence les paramètres à optimiser dans le développement d'un générateur. Une comparaison entre les pressions générées avec les décharges libres qui ont fait l'objet du troisième chapitre et celles issues de la méthode du fil explosé sera présentée afin de montrer les avantages liés à cette technique.

5.1 PRESENTATION DU DISPOSITIF

Ces essais avec fil explosé sont réalisés dans une optique d'industrialisation du procédé. Ceci implique des contraintes de facilité de réalisation des essais en vue de développer un système fonctionnant de manière récurrente. Nous avons donc fait le choix de simplement déposer le fil de cuivre entre deux électrodes percées à leur sommet comme représenté en figure 5.1. Le contact électrique obtenu entre les électrodes et le fil est donc loin d'être parfait. La longueur totale du fil correspond à la distance inter-électrodes à laquelle vient s'ajouter une longueur pouvant atteindre 20 mm correspondant à la

profondeur des trous de perçage des électrodes. Les résultats de nos essais pourront présenter davantage de dispersion que ceux obtenus dans des configurations expérimentales rigoureuses pour lesquelles la longueur du fil et le contact électrique sont parfaitement maîtrisés mais qui restent incompatibles avec un objectif industriel.

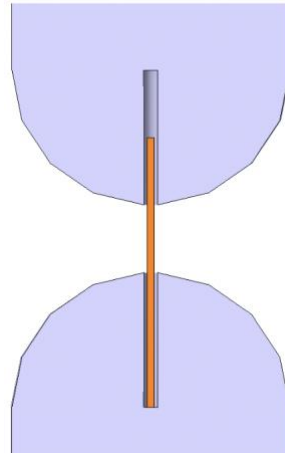


Figure 5.1 : Représentation du positionnement du fil de cuivre dans les électrodes lors des essais.

L'étude est réalisée à l'aide de la capacité de $3,9 \mu\text{F}$ et le circuit présente une inductance de $4,15 \mu\text{H}$. Les paramètres électriques importants sont, d'après *Grinenko et al.* [95], le courant généré mais également la puissance et l'énergie accumulée par le fil. Le schéma simplifié du circuit électrique est présenté en figure 5.2. La tension résistive U_w permettant de calculer la puissance et l'énergie accumulée par le fil s'exprime, d'après *Han et al.* [96], à l'aide de l'équation :

$$U_w = U_{mes} - L_{total} \cdot \frac{dI(t)}{dt} \quad (5.1)$$

La dérivée du courant est mesurée à l'aide de la B-dot présentée au cours du chapitre 2.

Les signaux de pression sont relevés systématiquement à l'aide du capteur Müller car les fronts de pression et les durées à mi-hauteur ne sont pas compatibles avec l'utilisation des capteurs PCB. Pour rappel, les pressions mesurées à l'aide du capteur Müller demandent un post-traitement des données important. À l'aide de ces traitements de données, nous sommes en mesure d'étudier l'influence de différents paramètres

électriques tels que le courant, la tension déposée ou encore l'énergie déposée sur le fil ainsi que l'influence des paramètres géométriques du fil sur la pression générée.

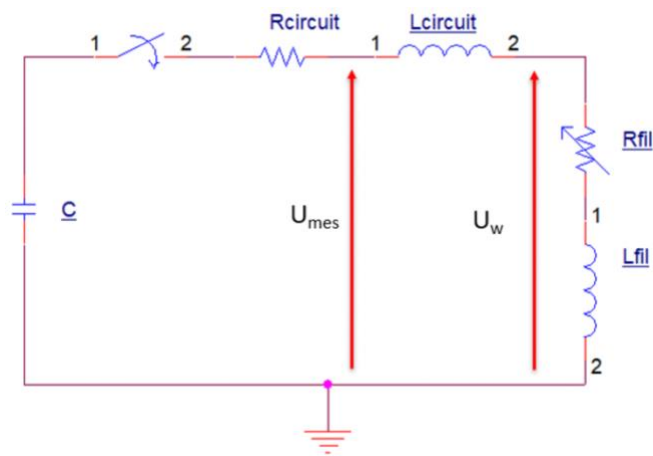


Figure 5.2 : Circuit électrique équivalent des essais avec fil explosé. U_{mes} représente la tension mesurée en sortie d'éclateur et U_w représente la tension déposée sur le fil.

5.2 CARACTERISATION ELECTRIQUE DES MODES DE CLAQUAGE AVEC UN FIL EXPLOSE

5.2.1 Phénoménologie des modes de claquage

Trois modes de décharges basés sur les formes du courant sont recensés (figure 5.3) :

- le mode tunnel, caractérisé par une période durant laquelle le courant devient quasi nul après l'amorçage avant de reprendre le régime pseudo-périodique ;
- le mode claquage où le courant augmente lors de l'amorçage puis tend à diminuer avant de reprendre le régime classique pseudo-périodique ;
- le mode adapté où le courant se comporte de manière similaire au mode tunnel, mais ne présente pas de réamorçage.

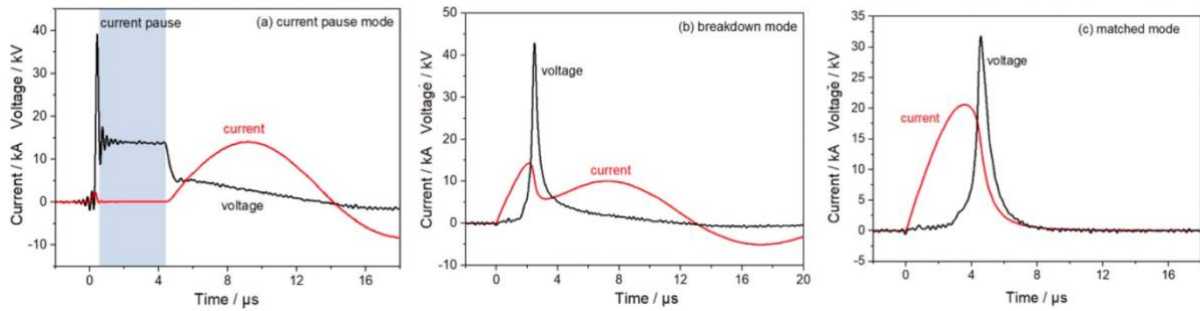


Figure 5.3 : Modes de décharges typiques avec un fil explosé : (a) mode tunnel (pause de courant), (b) mode claquage et (c) mode adapté d'après Shi et al. [97].

Shi et al. [97] proposent une explication des processus physiques régissant chaque mode de décharge :

- Mode tunnel : après le début de la décharge, la pause de courant qui survient est le résultat direct de l'augmentation de la résistance du fil explosé, correspondant à la vaporisation du fil, qui résulte de la transition de l'état conducteur à isolant de ce fil. La densité du fil ainsi explosé est suffisamment importante pour garantir un faible libre parcours moyen des électrons de manière à empêcher le développement d'une avalanche électronique. Durant cette pause, le courant a une valeur relativement basse ce qui implique que la tension résultante aux bornes des électrodes demeure quasiment constante, en se déchargeant lentement par le biais du faible courant traversant l'espace inter-électrodes. Durant l'expansion du métal qui s'est vaporisé au sein de l'eau, la conductivité de l'espace inter-électrodes croît, ce qui permet de générer une avalanche électronique qui conduit au développement d'un arc électrique permettant ainsi au courant de retrouver le mode pseudo-oscillatoire classique.

- Mode claquage : il s'apparente au mode tunnel avec un « creux » dans le signal du courant qui correspond à la vaporisation du fil. Contrairement au mode tunnel, le réamorçage du courant se produit rapidement après le début de la vaporisation.

- Mode adapté : il est caractérisé par un courant et une tension nuls après la vaporisation du fil, ce qui signifie que l'énergie initialement stockée dans la capacité est juste suffisante pour vaporiser le fil. Le rendement électro-acoustique entre l'énergie Joule déposée sur le fil et l'énergie mécanique serait maximale avec ce mode de décharge. Par conséquent, le mode adapté est une référence importante pour la sélection des paramètres d'un système avec fil explosé.

Cette analyse fait apparaître l'importance de l'énergie délivrée au fil pour atteindre un mode de décharge différent. Un apport minimal d'énergie est nécessaire pour atteindre le mode adapté, tandis qu'un surplus d'énergie mènera au claquage après la vaporisation du fil (figure 5.4).



Figure 5.4 : Étapes de changement d'état d'un fil métallique.

Les différentes étapes menant à la vaporisation du fil peuvent être décrites à l'aide d'équations thermodynamiques, qui sont directement liées aux propriétés physiques du métal utilisé. Les principales propriétés du cuivre sont rappelées dans le tableau 5.1.

Chaleur massique	Masse volumique	Point de fusion	Point d'ébullition	Énergie de fusion	Énergie de vaporisation	Volume molaire
J/kg/K	g/cm ³	°C	°C	kJ/mol	kJ/mol	m ³ /mol
380	8,96	1084,62	2562	13,05	300,3	7,11.10 ⁻⁶

Tableau 5.1 : Caractéristiques physiques du cuivre.

Afin de vaporiser un volume métallique V , il est nécessaire d'apporter suffisamment d'énergie pour atteindre les points de fusion T_{fusion} et d'ébullition $T_{ébullition}$, mais également les changements d'état du métal requièrent un apport d'énergie. Les équations 5.2 à 5.5 reprennent l'énergie nécessaire à chaque étape du processus :

$$E_{Tf} = c_m \cdot V \cdot m_V \cdot (T_{fusion} - T_{ambiante}) \quad (5.2)$$

$$E_f = E_{fusion} \cdot \frac{V}{V_m} \quad (5.3)$$

$$E_{Tv} = c_m \cdot V \cdot m_V \cdot (T_{ébullition} - T_{fusion}) \quad (5.4)$$

$$E_v = E_{vaporisation} \cdot \frac{V}{V_m} \quad (5.5)$$

Avec E_{Tf} l'énergie nécessaire pour atteindre le point d'ébullition depuis la température ambiante $T_{ambiante}$, c_m la chaleur massique, V_m le volume molaire, m_v la masse volumique, E_f l'énergie nécessaire pour évoluer de l'état solide à liquide, E_{fusion} l'énergie de fusion, E_{Tv} l'énergie nécessaire pour atteindre le point d'ébullition depuis le point de fusion, E_v l'énergie nécessaire pour évoluer de l'état liquide à l'état vapeur et $E_{vaporisation}$ l'énergie de vaporisation.

L'énergie nécessaire pour une vaporisation complète $E_{vap-tot}$ d'un volume de métal depuis la température ambiante peut alors être synthétisée avec l'équation 5.6 :

$$E_{vap-tot} = c_m \cdot V \cdot m_v \cdot (T_{ébullition} - T_{ambiante}) + \frac{V}{V_m} \cdot (E_{fusion} + E_{vaporisation}) \quad (5.6)$$

Il faut ensuite fournir une énergie supplémentaire pour initier l'arc électrique dans l'espace inter-électrodes, mais les phénomènes mis en jeu dans ce changement d'état sont complexes et ne font pas partie de la présente étude.

5.2.2 Prédiction de l'obtention du mode adapté

Le mode adapté semble générer un meilleur rendement électro-acoustique selon *Han et al.* [98]. Il est donc essentiel de pouvoir prédire les diamètres et les longueurs de fil optimales pour un générateur.

Différents auteurs proposent des formules empiriques en ce sens.

Khainatskii [99] décrit au travers de l'équation 5.7 le diamètre optimal \mathcal{O}_{opt} et la longueur optimale l_{opt} du fil en fonction des caractéristiques du métal utilisé et des paramètres électriques du circuit.

$$\begin{cases} \varnothing_{opt} = 2 \cdot \left[\frac{W_0}{\sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \rho_0 \cdot \sigma_0 \cdot (\lambda + r)} \right]^{\frac{1}{4}} \\ l_{opt} = 2 \cdot 10^{-3} \cdot V_0 \cdot \sqrt[4]{L \cdot C} \end{cases} \quad (5.7)$$

Avec W_0 l'énergie stockée dans la capacité C , L l'inductance du circuit, V_0 la tension de charge et ρ_0 , σ_0 , λ et r la densité, la conductivité, l'énergie de fusion et l'énergie de vaporisation du fil.

À l'aide de différents générateurs dont la capacité varie de 1,25 μF à 40 μF , *Tobe et al.* [100] démontrent que la section S_{opt} et la longueur l_{opt} optimales du fil de cuivre à utiliser peuvent être décrites avec les équations 5.8 :

$$\begin{cases} S_{opt} = 2,1 \cdot 10^{-3} \cdot (C \cdot V_0)^{1,3} \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot \pi \sqrt{L \cdot C}} \right)^{0,65} \\ l_{opt} = 0,28 \cdot V_0 \cdot C^{\frac{1}{3}} \end{cases} \quad (5.8)$$

Suhara et al. [101] déterminent au travers de l'équation 5.9, pour une capacité de 40 μF , les couples de section S_{opt} et longueur l_{opt} optimales d'un fil de cuivre.

$$\begin{cases} S_{opt} = 7,2 \cdot 10^{-4} \cdot C \cdot V_0 \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}} \right)^{\frac{2}{3}} \\ l_{opt} = 4,3 \cdot V_0 \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}} \right)^{-\frac{2}{3}} \end{cases} \quad (5.9)$$

À l'aide de ces différentes formules, nous avons calculé, pour notre générateur présenté en début de chapitre, les diamètres \varnothing_{opt} et longueurs l_{opt} optimales (tableau 5.2) en fonction des différentes tensions de charge V_0 utilisées.

Pour vérifier expérimentalement les valeurs optimales prédites par les différents auteurs pour des tensions de charge de 10 kV et 20 kV, nous avons sélectionné des diamètres de fil de 160 μm et 250 μm . Il apparaît que, pour ces deux tensions de charge de 10 kV et 20 kV et des dimensions similaires de fil utilisé, le mode adapté n'est pas atteint (figure 5.5).

V_0	10 kV		20 kV		30 kV		40 kV	
Auteur	\varnothing_{opt} (μm)	l_{opt} (mm)	\varnothing_{opt} (μm)	l_{opt} (mm)	\varnothing_{opt} (μm)	l_{opt} (mm)	\varnothing_{opt} (μm)	l_{opt} (mm)
Khainatskii	184	40	260	80	319	120	368	160
Tobe	196	44	307	88	400	132	482	176
Suhara	204	37	288	74	353	111	407	148

Tableau 5.2 : Diamètres et longueurs optimales des fils à utiliser en fonction de la tension de charge pour notre générateur d'après Khainatski, Tobe et al. et Suhara et al. [99]–[101].

Ce résultat résulte probablement du fait que les énergies utilisées lors de ces décharges (195 J pour 10 kV de tension de charge et 780 J pour 20 kV de tension de charge) sont bien supérieures à celles nécessaires pour vaporiser totalement les fils utilisés d'après l'équation 5.6 (48 J pour le fil de diamètre 160 μm et une longueur de 45,5 mm et 220 J pour le fil de diamètre 250 μm et une longueur de 85 mm).

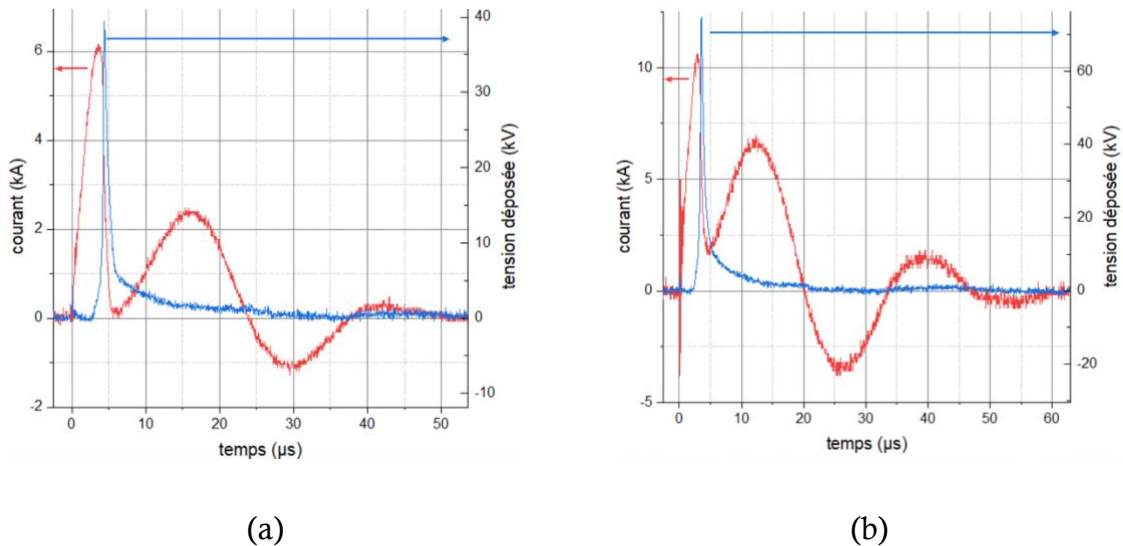


Figure 5.5 : Formes de courant et de tension déposée sur le fil avec un essai à (a) 10 kV de tension de charge et un fil de 160 μm de diamètre pour une longueur de 45,5 mm et (b) 20 kV de tension de charge et un fil de 250 μm de diamètre pour une longueur de 85 mm.

Avec 10 kV de tension de charge et le fil de diamètre 160 μm , nous obtenons le mode adapté pour des longueurs de fil supérieures à 85 mm. Pour une tension de charge de 20 kV et un diamètre de fil de 250 μm , le mode adapté n'est pas atteint pour des longueurs de fil variant de 10 mm à 98 mm.

Par conséquent, les formules proposées par les différents auteurs ne sont pas applicables dans notre configuration expérimentale. Ceci pourrait s'expliquer par la façon dont notre fil est positionné entre les électrodes, car, à la différence des différents auteurs où le contact entre le fil et les électrodes est soigné, nous avons fait le choix de simplement déposer le fil ce qui génère un mauvais contact entre ce dernier et les électrodes.

5.2.3 Influence de la longueur du fil, du diamètre du fil et de la tension de charge sur le mode de décharge

Pour déterminer les paramètres qui influent sur le mode de décharge, nous présentons des essais dans lesquels la longueur de fil, son diamètre et la tension de charge varient.

5.2.3.1 Influence de la longueur du fil

La gamme d'essais la plus représentative de l'évolution de la forme des décharges électriques en fonction de la longueur du fil est effectuée avec une tension de charge de 10 kV et un diamètre de fil de 160 μm . Les résultats des courbes de courant et de tension déposée U_w sur le fil sont visibles en figure 5.6. Le but de ces essais est de vérifier pour un diamètre donné et une énergie initiale identique l'influence de la quantité de matière du fil à vaporiser.

Nous remarquons, dans un premier temps, pour cette gamme d'essais, mais également avec différentes tensions de charge et différents diamètres de fil, que le temps de vaporisation du fil varie très peu en fonction de sa longueur. Ceci implique que le courant noté I_{vap} disponible au moment de la vaporisation est constant, ce qui est cohérent avec les résultats de *Zhou et al.* [102].

En revanche, l'effet de la longueur du fil est visible sur la tension déposée sur ce dernier. Lors de la vaporisation du fil, la tension déposée sur le fil est plus importante pour

des longueurs de fil plus grandes. La puissance et l'énergie consommées lors de la vaporisation augmentent logiquement avec l'allongement du fil.

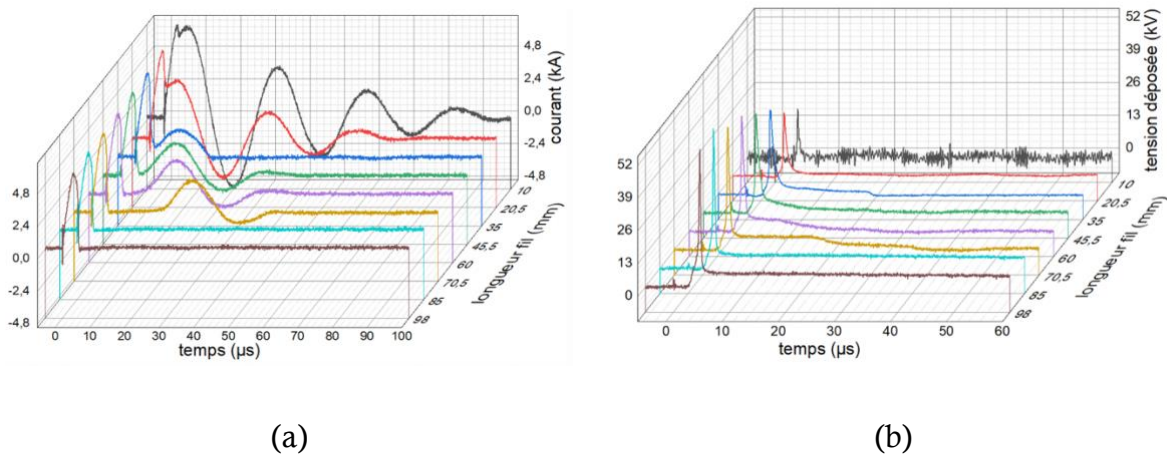


Figure 5.6 : Influence de la longueur du fil sur la forme (a) du courant et (b) de la tension déposée pour une tension de charge de 10 kV et un diamètre de fil de 160 µm.

Avec un diamètre de fil de 160 µm et une tension de charge de 10 kV, les différents modes de décharge sont visibles selon la longueur du fil. Il apparaît qu'avec une faible longueur de fil le claquage de l'intervalle intervient très rapidement après la vaporisation du fil. En augmentant la longueur du fil, l'énergie requise pour vaporiser la quantité de matière augmente, ce qui implique que l'énergie restante pour effectuer une décharge diminue. Les oscillations de courant liées au claquage de l'intervalle diminuent avec l'augmentation de la longueur du fil et, lorsque la longueur est suffisante, le mode tunnel est présent. Ceci signifie que l'énergie résultante de la vaporisation du fil n'est pas suffisante pour effectuer rapidement un claquage de l'intervalle. En augmentant encore la longueur du fil, l'énergie restante après vaporisation n'est plus suffisante pour procéder à une décharge électrique et le mode adapté est atteint.

5.2.3.2 Influence du diamètre du fil

Tout comme l'augmentation de la longueur du fil, l'augmentation du diamètre du fil se traduit par une masse plus importante et donc une énergie nécessaire à apporter pour la vaporisation plus importante. Nous avons constaté, avec notre système, que le fil de diamètre 500 µm ne se vaporise pas avec une tension de charge de 10 kV et ne se vaporise que très tardivement avec une tension de charge de 20 kV. Nous avons donc choisi de

présenter l'influence du diamètre du fil en figure 5.7 avec une tension de charge de 30 kV et une longueur de fil de 85 mm.

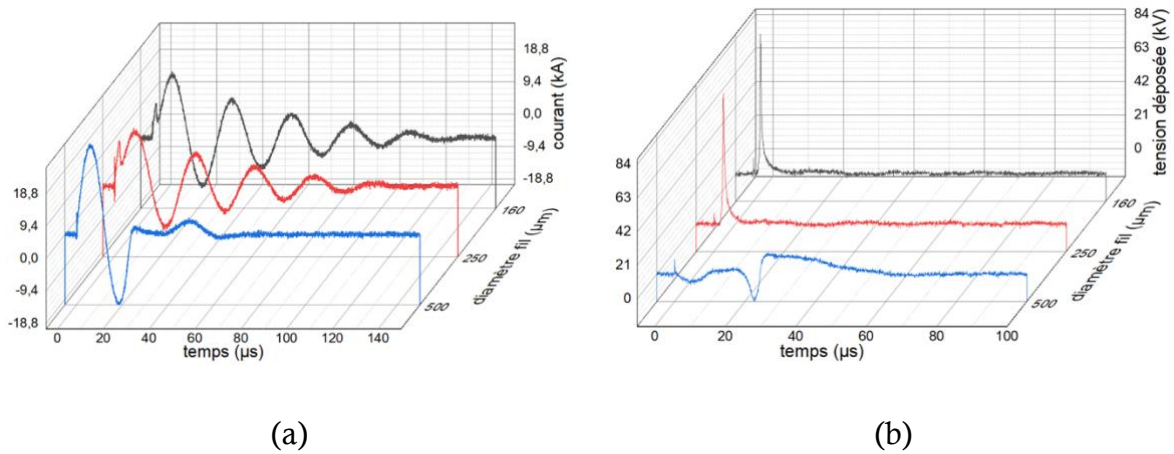


Figure 5.7 : Influence du diamètre du fil sur la forme (a) du courant et (b) de la tension déposée pour une tension de charge de 30 kV et une longueur de fil de 85 mm.

Contrairement à l'influence de la longueur du fil, une modification de son diamètre a une influence sur le temps de vaporisation. Plus la section du fil est importante, plus le temps de vaporisation est important, ce qui est cohérent avec les études de *Shi et al.*, *Yin et al.* et *Zhou et al.* [97], [102], [103]. Il en découle que le fil utilisé ne doit pas présenter un diamètre trop imposant pour optimiser le processus et que la vaporisation du fil se déroule dans le premier quart de période du courant.

Dans le cas où la vaporisation du fil se produit dans le premier quart de période de l'oscillation du courant, l'augmentation du diamètre du fil permet de générer un courant de vaporisation plus important, qui est lié au temps de vaporisation du fil. En revanche, la tension déposée sur le fil ne semble pas être déterminée par le diamètre du fil, si ce dernier se vaporise dans le premier quart de période d'oscillation du courant.

Si l'on se réfère à l'évolution du mode de décharge avec l'augmentation de la longueur du fil, l'agrandissement de la section du fil permettrait de passer du mode claquage au mode tunnel puis d'atteindre le mode adapté. Toutefois, notre configuration expérimentale ne permet pas de vérifier cette hypothèse.

5.2.3.3 Influence de la tension de charge

Le dernier paramètre étudié est l'influence de la tension de charge sur les modes de décharge avec une capacité de $3,9 \mu\text{F}$. Le fil sélectionné pour mesurer l'influence de la tension de charge présente un diamètre de $160 \mu\text{m}$ et une longueur de 85 mm (figure 5.8), afin de comparer des essais où le mode adapté est présent.

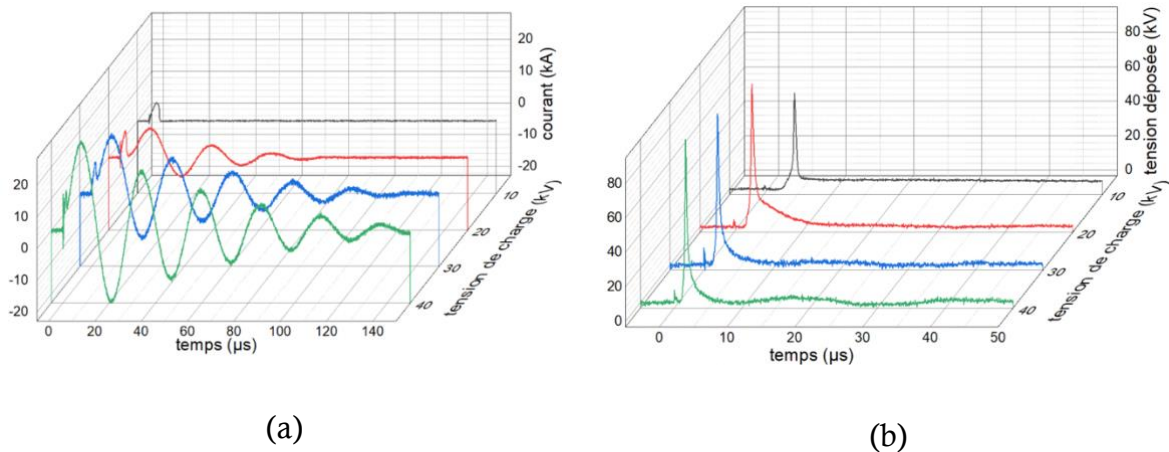


Figure 5.8 : Influence de la tension de charge de la capacité sur (a) le courant et (b) la tension déposée pour un diamètre de fil de $160 \mu\text{m}$ et une longueur de fil de 85 mm .

L'accroissement d'énergie lié à l'augmentation de la tension de charge permet de générer un claquage après la vaporisation du fil. Plus la tension est importante, plus l'amplitude du courant lors du claquage est grande, ce qui est cohérent avec l'étude de *Zhou et al.* [102].

Le fait d'augmenter la tension de charge permet de réduire le temps de vaporisation du fil comme montré par *Zhou et al.* [102]. Il apparaît que ce temps de vaporisation semble se stabiliser avec des tensions de charge importantes, ce qui signifie qu'un temps minimal pour vaporiser le fil est nécessaire. En revanche, ce temps de vaporisation n'est pas prépondérant sur le courant délivré par la capacité. Le courant, tout comme la tension déposée sur le fil et donc l'énergie accumulée par le fil, lors de la vaporisation est plus important avec l'augmentation de la tension de charge, ce qui correspond aux observations de *Zhou et al.* et *Li et al.* [102], [104].

5.3 CARACTERISATION EXPERIMENTALE DES ONDES DE PRESSION GENEREES A L'AIDE D'UN FIL EXPLOSE

5.3.1 Analyse des signaux de pression générés à l'aide d'un fil explosé

À l'aide d'une caméra à balayage de fente (Optronis SC-10), *Shi et al.* [105] montrent que chaque changement de phase génère une onde de pression (figure 5.9). Il est notamment visible que la vaporisation du fil crée une onde de pression unique tandis que le passage à l'arc électrique crée de multiples ondes de pression en mode tunnel. Lorsque le temps de pause du courant diminue (ici en augmentant la tension de charge), ces différentes ondes de pression liées au claquage ont tendance à être plus proches les unes des autres. Il est raisonnable de penser que, lorsque le mode claquage est atteint, les ondes de pression liées à la vaporisation et au claquage fusionnent, ce qui complexifie l'analyse des ondes de pression liées aux différents changements d'état du fil.

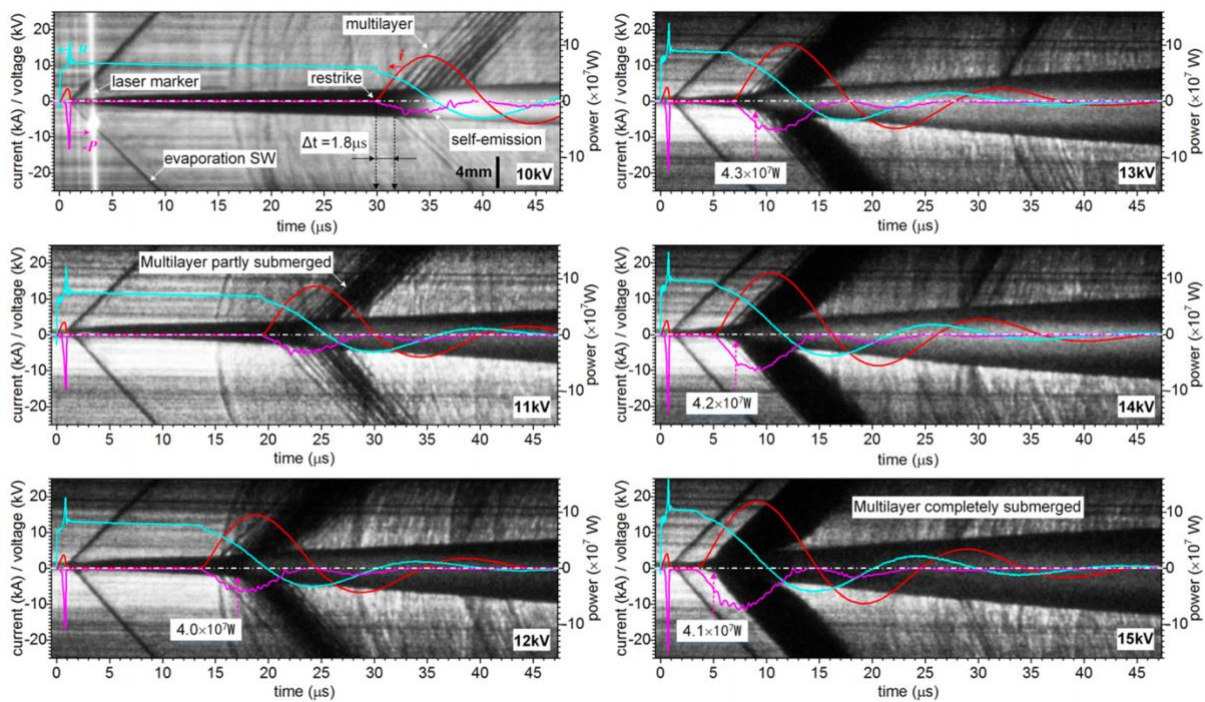


Figure 5.9 : Images striées rétro-éclairées d'une décharge électrique en mode tunnel avec différents temps de pause d'après Shi et al. [105].

Les différentes ondes de pression ainsi produites devraient être visibles dans nos relevés de pression selon les modes de décharge (figures 5.10-b, c et d). Afin d'avoir une

base de comparaison, un enregistrement effectué avec le capteur Müller mais en décharge classique (sans fil) est également présenté en figure 5.10-a.

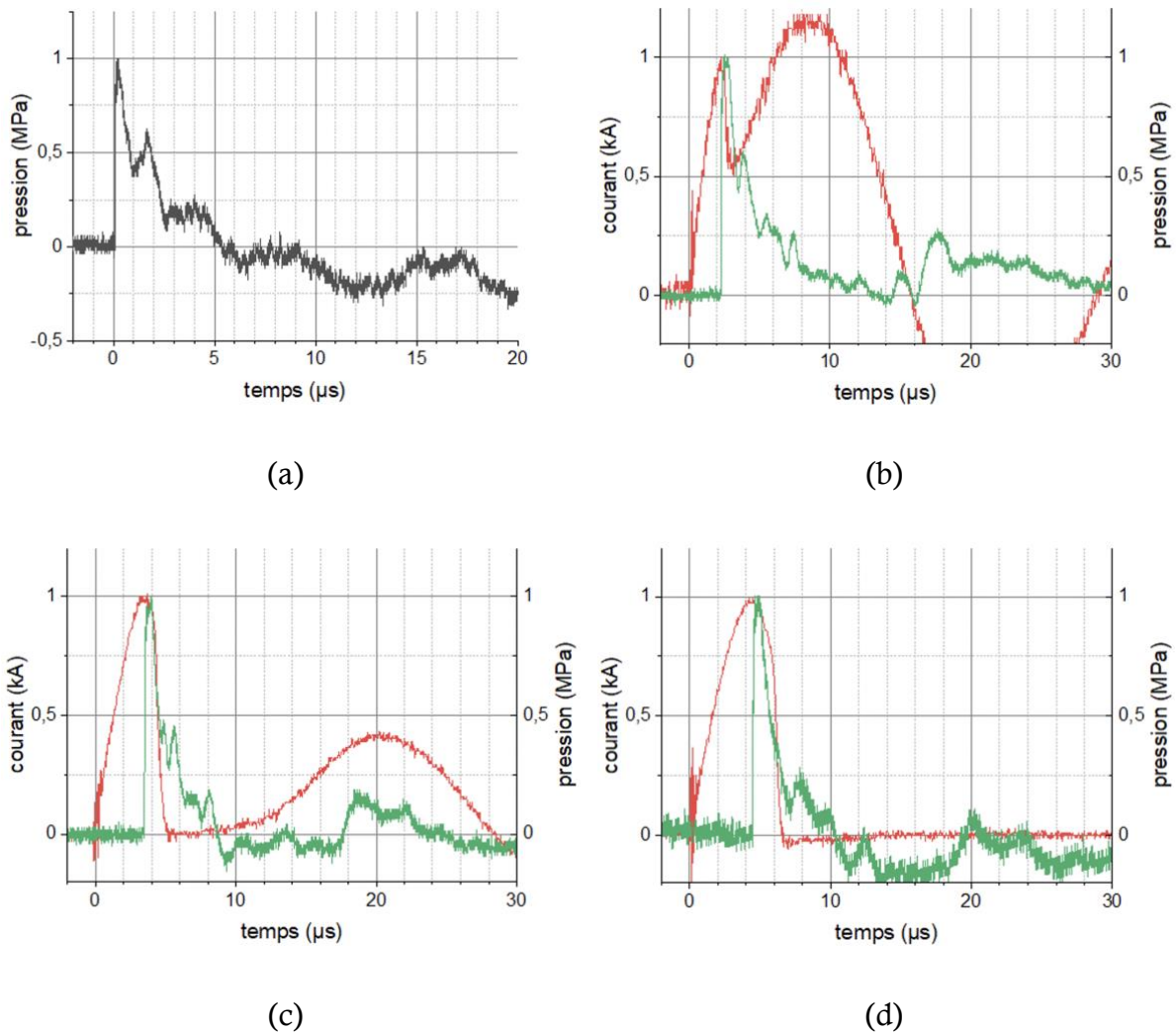


Figure 5.10 : Comparaison de signaux normalisés de pression (a) sans fil explosé, (b) avec le mode claquage, (c) avec le mode tunnel et (d) avec le mode adapté enregistrés avec le capteur Müller.

Nous pouvons noter dans cet enregistrement en décharge classique que plusieurs perturbations sont présentes dans le signal mesuré. La plaque rigide sur laquelle est monté le capteur de pression peut être amenée à vibrer lorsque l'onde de pression entre en contact avec celle-ci, ce qui expliquerait les différentes réflexions dans le signal de pression. Il est également visible dans ce signal que la pression ne redevient pas nulle après que la première onde de pression soit mesurée. Ceci est expliqué par la décharge des composants de l'électronique intégrée au capteur Müller lors des essais. Ce temps de décharge présente

toutefois une constante de temps bien supérieure au temps d'application de l'onde de pression, ce qui nous permet d'extraire correctement le signal de pression.

Les signaux de pression liés aux essais avec fil explosé (figures 5.10-b, c et d) présentent les mêmes perturbations que les signaux de pression en décharge classique (figure 5.10-a). Nous pouvons remarquer que, temporellement, les différents signaux de pression arrivant après le pic de l'onde de pression lié à la vaporisation correspondent aux perturbations enregistrées avec une décharge classique. Ces différents pics peuvent être considérés comme des perturbations et non pas comme des ondes de pression liées à la physique du changement d'état du fil. Nous remarquons également que, pour l'essai en mode tunnel (figure 5.10-c), l'onde de pression liée au claquage du milieu n'est pas visible dans l'enregistrement de pression, ce qui peut signifier que l'onde de pression liée au claquage est trop faible pour sortir des perturbations du capteur. Par conséquent, l'ensemble des mesures de pression qui va être présenté correspond aux pics de pression liés à la vaporisation du fil. Les ondes de pressions liées au claquage de l'espace inter-électrodes ne sont pas exploitables à cause des perturbations au sein du capteur.

5.3.2 Influence de la tension de charge, de la longueur du fil et du diamètre du fil sur la pression générée

Les figures 5.11-a et b reprennent les différentes mesures de pression liées à la vaporisation du fil pour différentes tensions de charge, longueurs de fil mais également pour différents diamètres de fil.

L'influence de la longueur du fil est notable. La pression générée à l'aide d'un fil plus long, et donc d'une distance inter-électrodes plus grande, est plus importante et ce, quel que soit le diamètre du fil ou la tension de charge. Toutefois, il apparaît avec le fil de diamètre 250 μm pour une tension de charge de 10 kV qu'en augmentant la longueur de fil au-delà de 60 mm, la pression commence à diminuer. Cela s'explique par le fait que la vaporisation du fil n'est pas totale : la décharge se produit en mode adapté pour des longueurs de fil supérieures à 60 mm dans cette configuration expérimentale.

L'augmentation de la tension de charge permet de générer une pression légèrement supérieure, tout comme l'observent *Li et al.* et *Han et al.* [104], [106], bien que cet effet ne soit pas flagrant. Ceci peut être expliqué par le fait que ce ne soit pas la tension qui influe

sur la pression générée mais le courant au moment de la vaporisation ainsi que la durée de vaporisation.

De plus, le diamètre du fil ne semble pas avoir d'influence sur la pression générée bien que les temps de vaporisation et les courants maximums soient différents, surtout pour le fil de diamètre 500 μm qui ne se vaporise pas pendant le premier quart de période du courant. Cette observation est également notée par *Shi et al.* et *Yin et al.* [97], [103].

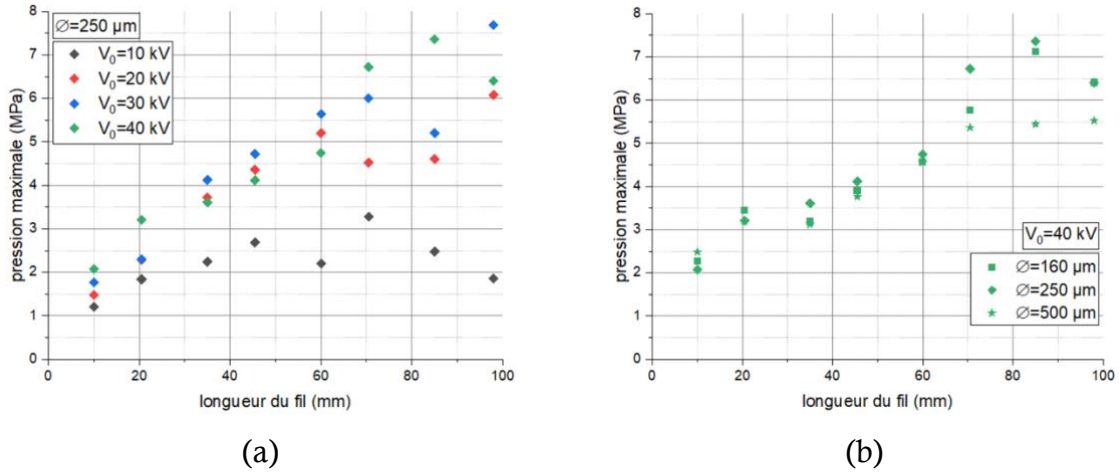


Figure 5.11 : Évolution de la pression maximale liée à la vaporisation du fil en fonction (a) de la tension de charge et (b) du diamètre du fil pour différentes longueurs de fil.

5.3.3 Prédiction de la pression générée

L'étude de différents paramètres, tels que l'énergie dissipée lors de la vaporisation du fil, la puissance engendrée, la tension aux bornes du fil ou encore le courant maximal, a permis de déterminer une loi de variation de la pression générée de la même forme que la formule développée au cours du chapitre 3 (équation 5.10). Cette dernière permet de prédire la pression maximale générée p_{max} pour une décharge classique en fonction du courant maximal I_{max} , de la distance de mesure r , de la distance inter-électrodes d et de la vitesse d'injection du courant t_{char} .

$$p_{max} = 28 \cdot \frac{I_{max}}{r} \cdot \sqrt{\frac{d}{t_{char}^{0,68}}} \quad (5.10)$$

Nous pouvons adapter sa forme avec des décharges par la méthode fil explosé. Pour ce faire, le courant maximal I_{max} est remplacé par le courant au moment de la vaporisation

I_{vap} et la vitesse d'injection du courant t_{char} est remplacée par le temps de vaporisation t_{vap} dans l'équation 5.11. Les résultats obtenus à l'aide de cette formule sont plus faibles que les signaux de pression enregistrés, mais la tendance suivie par l'évolution de la pression estimée semble correspondre aux mesures effectuées.

$$p_{max} = 32 \cdot \frac{I_{vap}}{r} \cdot \sqrt{\frac{d}{t_{vap}^{0,68}}} \quad (5.11)$$

Afin d'avoir des résultats (figure 5.12) qui sont plus proches des valeurs mesurées, la valeur du coefficient déterminé expérimentalement au cours du chapitre 3 et valant 28 est adaptée avec une valeur de 32.

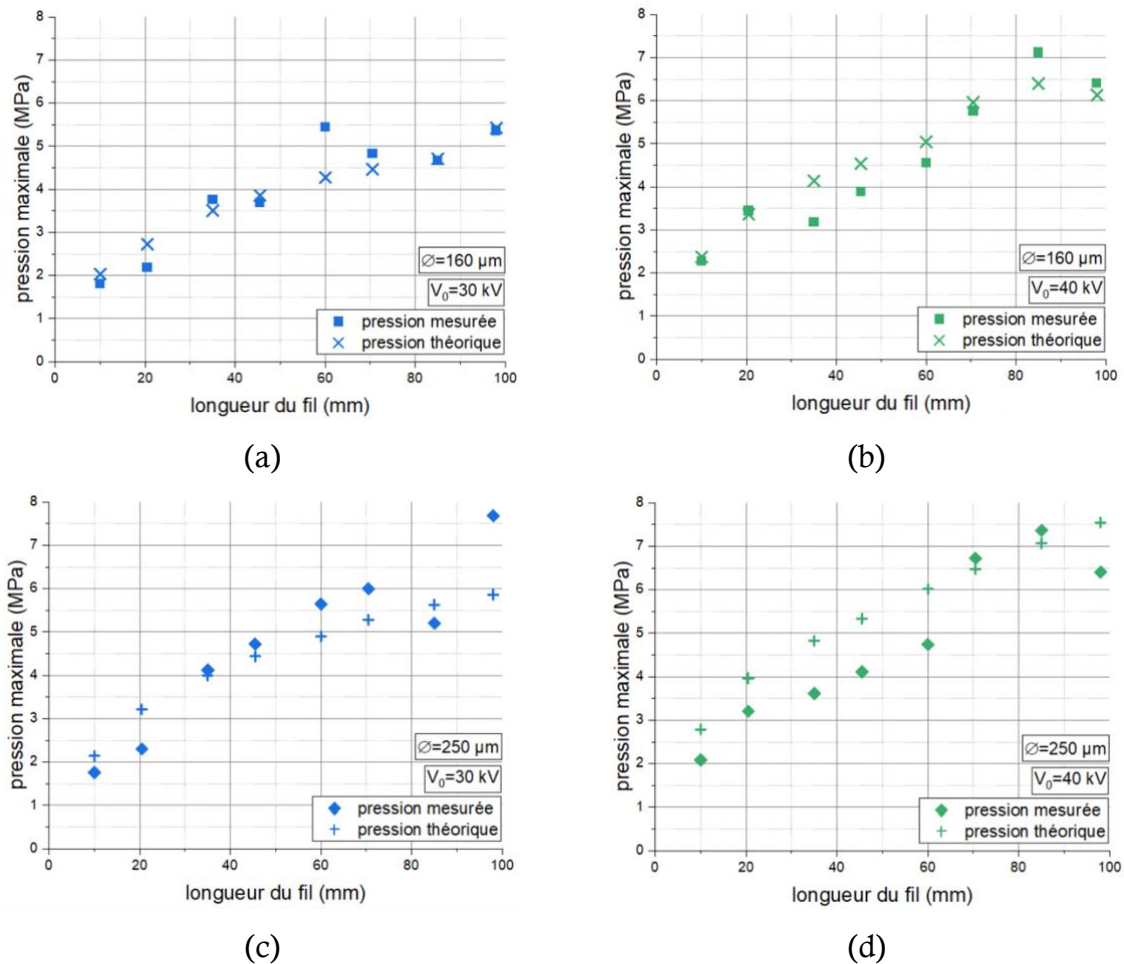


Figure 5.12 : Évolution de la pression mesurée (points pleins) et théorique (croix) pour des tensions de charge de 30 kV (a, c) et de 40 kV (b, d) selon l'équation 5.11 en fonction de la longueur du fil pour des diamètres de fil de (a, b) 160 μm et (c, d) 250 μm .

Les résultats à l'aide de cette nouvelle formule sont comparés aux pressions relevées pour les fils de diamètres 160 μm et 250 μm pour des tensions de charge de 30 kV et 40 kV. L'erreur moyenne entre la formule et les mesures est de 13 %, ce qui signifie que l'équation 5.11 est viable pour notre système.

5.3.4 Comparaison avec les décharges classiques

Dans une perspective d'industrialisation du procédé, il est nécessaire de comparer le rendement d'un même générateur pour des essais en décharge libre et avec fil explosé. Tout au long de ce travail de thèse, différentes capacités ont été utilisées et majoritairement celle de 3,9 μF . Les différents relevés effectués avec cette capacité pour des essais en décharge libre et avec fil explosé nous permettent d'avoir une base solide de comparaison de pressions générées entre les deux procédés.

Pour un industriel, trois types de rendements peuvent être intéressants :

- en fonction de l'énergie de claquage ;
- en fonction de l'énergie initialement stockée ;
- en fonction de l'énergie minimale à fournir pour générer une onde de pression.

Les comparaisons de ces différents rendements en termes de pressions générées sont effectuées avec une même distance de mesure de la pression, à savoir 495 mm.

Avec une tension de claquage de 40 kV en décharge classique, la distance inter-électrodes est limitée à 11 mm. Il est alors possible de générer des pressions maximales de 2,4 MPa. Pour les essais avec fils explosés, aucune limite de longueur de fil n'a été relevée avec une tension de charge de 40 kV. Les pressions engendrées avec ce système atteignent 7,4 MPa, ce qui représente une pression trois fois plus importante pour une même énergie lors du claquage.

Si nous comparons des essais effectués avec une même énergie disponible dans la capacité de 3,12 kJ, soit une tension de charge de 40 kV, la pression maximale relevée en décharge classique est de 2 MPa contre 7,4 MPa avec des essais par la méthode du fil explosé, ce qui est un gain de pression non négligeable.

Pour des essais en décharge classique avec une distance inter-électrodes de 3 mm, qui est la plus faible distance inter-électrodes mise en place lors de ces essais, aucun claquage de l'espace inter-électrodes n'est recensé pour des tensions de charge inférieures à 25 kV. Ceci contraste avec les essais de fils explosés où nous obtenons de fortes ondes de pression, pouvant atteindre 3,7 MPa, pour des tensions de charge de 10 kV sans être limités par la distance inter-électrodes.

Ces différentes analyses montrent que les essais avec fils explosés, bien que contraignants pour la mise en place et la répétition du procédé, permettent d'obtenir des rendements bien supérieurs aux essais en décharge classique tout en présentant une forte reproductibilité sur les signaux électriques et acoustiques engendrés dans une configuration expérimentale identique.

5.4 CONCLUSIONS SUR LE CHAPITRE

Les études présentées au cours de ce chapitre ont d'abord permis de mieux comprendre comment les modes de décharges pour des essais avec fil explosé sont générés. Il apparaît que le diamètre du fil est un critère prédominant dans le dimensionnement d'un système à fil explosé. En effet, afin d'avoir un système efficient, le fil doit se vaporiser dans le premier quart de période d'oscillation du courant. Si le diamètre du fil est trop important, comme le diamètre de 500 μm dans nos essais, ce dernier ne peut pas se vaporiser assez rapidement et l'efficacité du système est détériorée.

Si le diamètre du fil est un élément important à prendre en compte, le volume du fil à vaporiser est également un paramètre essentiel dans le mode de décharge. Avec une faible longueur, et donc un faible volume, la décharge s'effectue en mode claquage. En augmentant la longueur du fil pour une même tension de charge, le signal de courant se « creuse » de manière plus prononcée jusqu'à ce que le mode tunnel apparaisse puis, lorsque l'énergie n'est plus suffisante pour qu'un claquage de l'espace inter-électrodes apparaisse, la décharge s'effectue en mode adapté.

Le fait de charger la capacité à une tension supérieure permet de diminuer le temps de vaporisation du fil et d'augmenter le courant lors de la vaporisation ainsi que la tension déposée sur le fil. Toutefois, la pression générée n'augmente que peu pour des tensions de charge plus importantes, ce qui signifie que l'énergie nécessaire à la vaporisation du volume

est prédominante par rapport à l'énergie apportée par le système pour générer une onde de pression.

L'augmentation de la longueur du fil ne modifie ni le temps de vaporisation de ce dernier ni le courant lors de sa vaporisation. En revanche, la tension déposée sur le fil augmente pour des longueurs de fil plus importantes. De plus, la pression générée croît avec une longueur de fil plus importante tant que le mode claquage est présent. Lors du passage en mode tunnel puis adapté, la pression générée diminue avec l'augmentation de la longueur du fil ce qui traduit une vaporisation du fil qui n'est pas complète.

En utilisant un fil de section plus importante, le temps de vaporisation et donc le courant lors de cette vaporisation augmentent pour une tension de charge identique. La tension déposée et la pression générée ne semblent pas être affectées par l'augmentation du diamètre du fil.

Le système de fil explosé, bien que plus complexe à mettre en œuvre qu'un système de décharges classique, présente des avantages non négligeables. La longueur du fil étant calibrée, il n'y a pas de dispersion sur la longueur d'arc électrique comme pour les essais en décharge classique. Ceci implique une forte reproductibilité sur les pressions générées sans dispersion sur les signaux électriques et acoustiques. Dans nos conditions d'essais, les pressions générées pour une même énergie stockée dans la capacité peuvent être jusqu'à quatre fois supérieures avec un système par fil explosé. De plus, le système avec fil explosé présente l'avantage de ne pas avoir besoin d'une tension de charge élevée afin de générer une forte onde de pression. De fortes pressions ont ainsi pu être délivrées avec une tension de charge de 10 kV et une longueur de fil de 98 mm alors qu'avec une même tension de charge pour des essais classiques il n'y a pas de claquage de l'eau pour une distance inter-électrodes de 3 mm.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Le travail qui vient d'être présenté s'inscrit dans le cadre d'une thèse CIFRE financée par la société ITHPP. La finalité de ce travail est d'optimiser les ondes de pression générées par le biais d'arcs électriques dans l'eau dans l'optique d'une application de fracturation électrique de roches. Dans le but d'améliorer le rendement électro-acoustique, la caractérisation des ondes de pression en fonction des différents paramètres électriques et géométriques du générateur a permis de cerner les paramètres à optimiser.

Il est de notoriété courante, pour des essais de décharges électriques dans l'eau, qu'une forte dispersion est présente tant sur le signal électrique généré pour de mêmes conditions initiales (un jitter élevé peut être présent au niveau du temps de claquage) que sur l'amplitude de la pression générée pour des conditions de claquage dans l'eau identiques. Nous avons tenté de réduire cette dispersion présente sur l'amplitude de pression de diverses manières. Il est apparu que l'utilisation de géométries d'électrodes pointues, permettant de concentrer le champ électrique, n'a ni permis d'obtenir une meilleure reproductibilité en termes d'amplitude de pression générée pour un claquage identique, ni généré plus de pression pour de mêmes conditions de claquage. Nous avons également noté qu'en effectuant des décharges en polarité négative la pression générée est légèrement supérieure aux essais en polarité positive. Toutefois, la dispersion sur la pression n'est pour autant pas améliorée. Enfin, une comparaison entre des décharges subsoniques et supersoniques a montré que l'amplitude de la pression générée est similaire entre ces deux modes de décharge mais qu'une légère réduction de la dispersion de la pression est notée pour les décharges en mode supersonique.

L'utilisation de cinq bancs d'énergie (un générateur de Marx de capacité équivalente 33 nF et des capacités dont la valeur varie entre 1,4 μ F et 42,4 μ F) et de différents capteurs de pression, dont les caractéristiques ont été présentées au cours du deuxième chapitre, nous ont permis d'étudier l'évolution de la pression générée sur une plage d'énergie délivrée variant de quelques centaines de joules à plusieurs dizaines de kilojoules. Ceci représente des courants maximums générés variant de quelques kiloampères à la centaine de kiloampères. Ces essais nous ont permis de valider que l'amplitude de la pression générée varie linéairement en fonction du courant maximal généré, mais également en fonction de la racine carrée de la distance inter-électrodes. Nous avons également mis en évidence l'influence du circuit électrique, et donc la vitesse d'injection de l'énergie dans l'arc électrique, sur la pression délivrée. Avec nos différents

Conclusion générale

générateurs, nous avons remarqué que, même pour un faible courant maximal, plus cette vitesse d'injection – qui est inversement liée à la valeur du générateur et à la valeur de l'inductance du circuit – est lente, plus la pression générée est faible. Ceci nous a permis de valider une formule exprimant la pression maximale en fonction du courant maximal, de la distance de mesure de la pression, de la distance inter-électrodes et de la vitesse d'injection du courant avec nos cinq jeux de capacité mais également en comparant des résultats obtenus dans la littérature qui présentent des systèmes différents pour générer la pression. Nous avons également mis en avant qu'un générateur délivrant rapidement son énergie stockée permet de générer une onde de pression plus rapide en termes de front de montée et de durée à mi-hauteur.

Une attention a été portée sur la justification théorique de la formule empirique développée précédemment. En nous basant sur des hypothèses liées à nos observations lors de nos différents essais, nous avons pu justifier la dépendance de la pression maximale à l'égard du courant maximal, de la distance inter-électrodes, de la distance de mesure de la pression et de la vitesse d'injection du courant à partir des expressions des puissances acoustiques et électriques. Cette justification théorique nous a également permis de prédire que le fluide dans lequel l'arc électrique est généré influe sur l'amplitude de la pression délivrée, à savoir qu'un fluide présentant une forte densité massique et une grande célérité permettrait de générer une onde de pression plus importante.

Pour optimiser le rendement électro-acoustique des ondes de pression générées par le biais d'arcs électriques, la méthode du fil explosé a été étudiée au cours du cinquième chapitre. Le but de cette étude est de comprendre comment les paramètres diamètre et longueur du fil d'une part et tension de charge de la capacité d'autre part influent à la fois sur les formes d'ondes de courant mais également sur l'amplitude de la pression générée. Nous avons tout d'abord mis en évidence que les différents modes de claquage avec un fil explosé sont liés à l'énergie injectée dans le fil. Avec une quantité d'énergie délivrée bien supérieure à celle nécessaire pour vaporiser le fil, un claquage de l'espace inter-électrodes est généré. Plus la différence d'énergie entre celle délivrée et celle nécessaire à la vaporisation est faible, plus le temps entre la vaporisation du fil et le claquage de l'espace inter-électrodes est long. Si l'énergie apportée n'est pas suffisante pour générer un claquage, le fil ne peut que se vaporiser entièrement ou partiellement. Il est également apparu que l'augmentation de la longueur du fil et de la tension de charge de la capacité permet de

Conclusion générale

générer une pression plus importante tandis que la section du fil n'influe pas ou peu sur la pression générée. Le système de fil explosé, bien que plus complexe à mettre en œuvre qu'un système de décharges classique, présente des avantages non négligeables. En effet, dans nos conditions d'essais, les pressions générées pour une même énergie stockée dans la capacité peuvent être jusqu'à quatre fois supérieures avec un système par fil explosé. De plus, la rupture de l'intervalle n'étant plus nécessaire pour générer l'onde de pression, le système à fil explosé présente l'avantage d'une efficacité même à faible tension de charge.

La finalité de ce travail portait sur l'optimisation de la fracturation électrique de roches dures de type diorite à l'aide de décharges libres (sans fil explosé). Pour étudier les paramètres à optimiser dans le développement d'un générateur industriel de fracturation de roches, nous avons comparé l'efficacité de deux générateurs. Les principales différences entre ces deux générateurs viennent du fait que le premier génère une pression quatre fois supérieure avec des temps caractéristiques (temps de montée et largeur à mi-hauteur) bien inférieurs au deuxième. Ces différences de vitesse d'injection de la pression dans la roche permettent une fracturation différente de celle-ci : les ondes de pression plus lentes ont tendance à fracturer en profondeur la roche tandis que les ondes de pression plus rapides favorisent l'écroûtage de la roche. Les résultats avec le générateur délivrant des pressions plus lentes montrent tout d'abord qu'il n'est pas nécessaire d'appliquer un nombre important de décharges afin d'initier la fracturation de la roche : une différence notable est présente entre la roche initiale et celle traitée avec une quinzaine de tirs. Avec un nombre de décharges équivalent entre les deux générateurs, nous avons montré que les dimensions des plus petites roches sont identiques pour 60 % de la masse totale, et que le générateur plus rapide fracture légèrement mieux le reste des roches. En triplant le nombre de décharges avec le générateur délivrant le plus de pression, les dimensions des 40 % de la masse des roches sont identiques, mais pour les dimensions de roches plus importantes il apparaît une évolution significative du volume. Nous pouvons conclure qu'un générateur plus lent permet de compenser, pour un même nombre de décharges, l'amplitude de pression générée pour obtenir une qualité de fracturation des roches similaire.

Bien que ce travail permette de mieux comprendre comment optimiser les paramètres du générateur afin de maximiser l'onde de pression délivrée dans l'eau, divers paramètres relatifs au fluide tels que sa nature ou sa conductivité, aux conditions environnementales comme la pression statique du fluide ou sa température mais encore

Conclusion générale

des paramètres liés au générateur comme sa fréquence de répétition restent cependant à caractériser. Les essais liés au fil explosé ont permis de mieux cerner l'influence des paramètres de longueur et de diamètre de fil ainsi que de tension de charge de la capacité sur les signaux de tension, de courant et de pression générés mais ces essais n'ont été réalisés qu'avec un circuit fixé. Caractériser l'influence du circuit électrique et du matériau du fil sur la pression générée permettrait de pouvoir développer un générateur optimal en fonction du matériau du fil utilisé. Concernant les essais avec les roches, une influence plus précise du générateur peut être à caractériser afin de déterminer quel serait le dispositif expérimental présentant le meilleur rendement de fracturation. De plus, le type et le chargement de roches devraient avoir une influence sur la fracturation de ces dernières, tout comme la nature du fluide, ou encore la fréquence de répétition des essais. Ceci nous permet de conclure que, malgré l'avancée de la compréhension de l'influence de divers paramètres électriques et géométriques du système sur l'onde de pression générée par la méthode indirecte et la fracturation de roches associée, diverses études doivent encore être menées afin d'assimiler complètement ces phénomènes.

REFERENCES

BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques

- [1] J. Kolb, “What is pulsed power?,” 2011. <http://www.pulsedpower.eu> (accessed Mar. 11, 2022).
- [2] T. Imbert, “Caractérisation de la rigidité diélectrique de fluides et d’une roche en fonction de leur conductivité, de la température et de la pression,” Université de Pau et des Pays de l’Adour, 2019.
- [3] X. Li *et al.*, “Polarity effect variation on electrical breakdown of water under sub-millisecond pulses,” *Applied Physics Letters*, vol. 111, no. 16, p. 164101, Oct. 2017, doi: 10.1063/1.4994749.
- [4] D. Yan, D. Bian, J. Zhao, and S. Niu, “Study of the Electrical Characteristics, Shock-Wave Pressure Characteristics, and Attenuation Law Based on Pulse Discharge in Water,” *Shock and Vibration*, vol. 2016, pp. 1–11, 2016, doi: 10.1155/2016/6412309.
- [5] S. Liu *et al.*, “Effect of electrical breakdown discharge modes on shock wave intensity in water,” in *2017 IEEE 19th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, Jun. 2017, pp. 1–5. doi: 10.1109/ICDL.2017.8124690.
- [6] G. Touya, “Contribution à l’étude expérimentale des décharges électriques dans l’eau et des ondes de pression associées. Réalisation d’un prototype industriel 100kJ pour le traitement de déchets par puissances électriques pulsées,” Université de Pau et des Pays de l’Adour, 2003.
- [7] J. M. Stobbs, B. M. Novac, P. Senior, M. Woodyard, and P. Lepper, “A Supersonic Underwater Discharge as a High-Power Ultrasound Source,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 68, no. 6, pp. 2294–2302, Jun. 2021, doi: 10.1109/TUFFC.2021.3054588.
- [8] I. Marinov, O. Guaitella, A. Rousseau, and S. M. Starikovskaia, “Modes of underwater discharge propagation in a series of nanosecond successive pulses,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 46, no. 46, p. 464013, Nov. 2013, doi: 10.1088/0022-3727/46/46/464013.

Références bibliographiques

- [9] S. Boev *et al.*, “Electropulse technology of material destruction and boring,” in *Digest of Technical Papers. 11th IEEE International Pulsed Power Conference (Cat. No.97CH36127)*, 1997, pp. 220–225. doi: 10.1109/PPC.1997.679311.
- [10] K.-Y. Shih and B. R. Locke, “Effects of Electrode Protrusion Length, Pre-Existing Bubbles, Solution Conductivity and Temperature, on Liquid Phase Pulsed Electrical Discharge,” *Plasma Processes and Polymers*, vol. 6, no. 11, pp. 729–740, Nov. 2009, doi: 10.1002/ppap.200900044.
- [11] Ruma *et al.*, “Effects of pulse frequency of input power on the physical and chemical properties of pulsed streamer discharge plasmas in water,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 46, no. 12, p. 125202, Mar. 2013, doi: 10.1088/0022-3727/46/12/125202.
- [12] K. Shang *et al.*, “Evaluating the generation efficiency of hydrogen peroxide in water by pulsed discharge over water surface and underwater bubbling pulsed discharge,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 55, no. 1S, p. 01AB02, Jan. 2016, doi: 10.7567/JJAP.55.01AB02.
- [13] S. Medodovic and B. R. Locke, “Primary chemical reactions in pulsed electrical discharge channels in water,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, no. 4, p. 049801, Feb. 2009, doi: 10.1088/0022-3727/42/4/049801.
- [14] B. R. Locke and S. M. Thagard, “Analysis and Review of Chemical Reactions and Transport Processes in Pulsed Electrical Discharge Plasma Formed Directly in Liquid Water,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 32, no. 5, pp. 875–917, Oct. 2012, doi: 10.1007/s11090-012-9403-y.
- [15] A. Claverie *et al.*, “Experimental characterization of plasma formation and shockwave propagation induced by high power pulsed underwater electrical discharge,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 85, no. 6, p. 063701, Jun. 2014, doi: 10.1063/1.4879715.
- [16] Y. Huang, H. Yan, B. Wang, X. Zhang, Z. Liu, and K. Yan, “The electro-acoustic transition process of pulsed corona discharge in conductive water,” *Journal of Physics*

Références bibliographiques

- D: Applied Physics*, vol. 47, no. 25, p. 255204, Jun. 2014, doi: 10.1088/0022-3727/47/25/255204.
- [17] S. Buogo and G. B. Cannelli, “Implosion of an underwater spark-generated bubble and acoustic energy evaluation using the Rayleigh model,” *J Acoust Soc Am*, vol. 111, no. 6, pp. 2594–2600, Jun. 2002, doi: 10.1121/1.1476919.
- [18] A. I. Vovchenko, V. v. Kucherenko, and V. v. Shamko, “Characteristics of the space-time evolution of vapor-gas cavities generated by an underwater spark discharge,” *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, vol. 19, no. 6, pp. 755–760, Nov. 1978, doi: 10.1007/BF01201552.
- [19] D. Oshita, S. H. R. Hosseini, Y. Okuka, Y. Miyamoto, and H. Akiyama, “Characteristic of cavitation bubbles and shock waves generated by pulsed electric discharges with different voltages,” in *2012 IEEE International Power Modulator and High Voltage Conference (IPMHVC)*, Jun. 2012, pp. 102–105. doi: 10.1109/IPMHVC.2012.6518690.
- [20] M. SHAN, B. CHEN, C. YAO, Q. HAN, C. ZHU, and Y. YANG, “Electric characteristic and cavitation bubble dynamics using underwater pulsed discharge,” *Plasma Science and Technology*, vol. 21, no. 7, p. 074002, Jul. 2019, doi: 10.1088/2058-6272/ab0b62.
- [21] J. W. Mackersie, I. V. Timoshkin, and S. J. MacGregor, “Generation of high-power ultrasound by spark discharges in water,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 33, no. 5, pp. 1715–1724, Oct. 2005, doi: 10.1109/TPS.2005.856411.
- [22] X. Lu, “One-dimensional bubble model of pulsed discharge in water,” *Journal of Applied Physics*, vol. 102, no. 6, p. 063302, Sep. 2007, doi: 10.1063/1.2783848.
- [23] Z. Laforest, “Etude expérimentale et numérique d’un arc électrique dans un liquide,” Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2017.
- [24] L. Schaper, W. G. Graham, and K. R. Stalder, “Vapour layer formation by electrical discharges through electrically conducting liquids—modelling and experiment,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 20, no. 3, p. 034003, Jun. 2011, doi: 10.1088/0963-0252/20/3/034003.

Références bibliographiques

- [25] T. Frost, B. M. Novac, P. Senior, L. Pecastaing, and T. Reess, “Experimental studies and simple numerical modeling of underwater electric discharges,” *J Acoust Soc Am*, vol. 151, no. 5, pp. 2844–2855, May 2022, doi: 10.1121/10.0010288.
- [26] O. A. Sinkevich and A. L. Shevchenko, “Numerical investigation of electric discharge in water,” *Fluid Dynamics*, vol. 18, no. 3, pp. 422–426, 1983, doi: 10.1007/BF01090562.
- [27] X. Lu, “One-dimensional bubble model of pulsed discharge in water,” *Journal of Applied Physics*, vol. 102, no. 6, p. 063302, Sep. 2007, doi: 10.1063/1.2783848.
- [28] M. Benmouffok, P. Freton, and J. J. Gonzalez, “Theoretical plasma characterization during current pulse,” *IJRRAS*, vol. 34, no. 3, 2018.
- [29] D. C. Bian, D. Yan, J. C. Zhao, and S. Q. Niu, “Experimental Study of Pulsed Discharge Underwater Shock-Related Properties in Pressurized Liquid Water,” *Advances in Materials Science and Engineering*, vol. 2018, pp. 1–12, 2018, doi: 10.1155/2018/8025708.
- [30] H. M. Jones and E. E. Kunhardt, “The influence of pressure and conductivity on the pulsed breakdown of water,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 1, no. 6, pp. 1016–1025, 1994, doi: 10.1109/94.368641.
- [31] J. Martin, “Etude et caractérisation d’onde de pression générée par une décharge électrique dans l’eau. Application à la fracturation électrique de roches,” Université de Pau et des Pays de l’Adour, 2013.
- [32] C. Rond, J. M. Desse, N. Fagnon, X. Aubert, A. Vega, and X. Duten, “Influence of applied voltage and electrical conductivity on underwater pin-to-pin pulsed discharge,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 52, no. 2, p. 025202, Jan. 2019, doi: 10.1088/1361-6463/aae681.
- [33] X. Q. Wen, G. S. Liu, and Z. F. Ding, “Streamer Propagation in a Large-Volume Underwater Corona Discharge Reactor,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 38, no. 12, pp. 3330–3335, Dec. 2010, doi: 10.1109/TPS.2010.2077650.

Références bibliographiques

- [34] B.-H. Lee, D.-S. Kim, and J.-H. Choi, "Underwater Discharge Phenomena in Inhomogeneous Electric Fields Caused by Impulse Voltages," *Journal of Electrical Engineering and Technology*, vol. 5, no. 2, pp. 329–336, Jun. 2010, doi: 10.5370/JEET.2010.5.2.329.
- [35] L. Zhu, Z.-H. He, Z.-W. Gao, F.-L. Tan, X.-G. Yue, and J.-S. Chang, "Research on the influence of conductivity to pulsed arc electrohydraulic discharge in water," *Journal of Electrostatics*, vol. 72, no. 1, pp. 53–58, Feb. 2014, doi: 10.1016/j.elstat.2013.11.004.
- [36] T. Zhu, Q. Zhang, Z. Jia, and L. Yang, "The effect of conductivity on streamer initiation and propagation between dielectric-coated sphere-plate electrodes in water," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 16, no. 6, pp. 1552–1557, Dec. 2009, doi: 10.1109/TDEI.2009.5361574.
- [37] P. Ceccato, O. Guaitella, L. Shaper, B. Graham, and A. Rousseau, "Time resolved imaging of a pulsed plasma discharge in water," in *2009 IEEE Pulsed Power Conference*, Jun. 2009, pp. 866–871. doi: 10.1109/PPC.2009.5386375.
- [38] K.-Y. Shih and B. R. Locke, "Optical and Electrical Diagnostics of the Effects of Conductivity on Liquid Phase Electrical Discharge," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 39, no. 3, pp. 883–892, Mar. 2011, doi: 10.1109/TPS.2010.2098052.
- [39] S.-W. Liu, Y. Liu, Y.-J. Ren, F.-C. Lin, and Y. Liu, "Characteristic analysis of plasma channel and shock wave in electrohydraulic pulsed discharge," *Physics of Plasmas*, vol. 26, no. 9, p. 093509, Sep. 2019, doi: 10.1063/1.5092362.
- [40] J. Martin, T. Reess, A. de Ferron, R. Ruscassie, and F. R. Bethbeder, "Influence of hydrostatic pressure and temperature on the water dielectric strength and on the dynamic pressure wave," in *2012 IEEE International Power Modulator and High Voltage Conference (IPMHVC)*, Jun. 2012, pp. 370–373. doi: 10.1109/IPMHVC.2012.6518757.
- [41] S. Xiao *et al.*, "High power water switches: postbreakdown phenomena and dielectric recovery," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 11, no. 4, pp. 604–612, Aug. 2004, doi: 10.1109/TDEI.2004.1324350.

Références bibliographiques

- [42] C. Miron, M. A. Bratescu, N. Saito, and O. Takai, "Time-resolved Optical Emission Spectroscopy in Water Electrical Discharges," *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 30, no. 5, pp. 619–631, Oct. 2010, doi: 10.1007/s11090-010-9248-1.
- [43] G. Zhou *et al.*, "Influence of voltage polarity on intensity of shock waves induced by underwater pulse discharges," in *2017 IEEE 19th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, Jun. 2017, pp. 1–5. doi: 10.1109/ICDL.2017.8124692.
- [44] B. Li, S. Xue, and L. Yuan, "Experimental Study on Pressure Wave Characteristics of High-Voltage Discharge in Water With Hemispherical Electrodes," *IEEE Access*, vol. 9, pp. 87173–87181, 2021, doi: 10.1109/ACCESS.2021.3075488.
- [45] C. Zhang *et al.*, "Investigation of Shockwave Produced by Large Volume Pulsed Discharge Under Water," in *2005 IEEE Pulsed Power Conference*, Jun. 2005, pp. 1377–1380. doi: 10.1109/PPC.2005.300644.
- [46] S. G. Koutoula *et al.*, "A Study of Energy Partition During Arc Initiation," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 44, no. 10, pp. 2137–2144, Oct. 2016, doi: 10.1109/TPS.2016.2579312.
- [47] Y. Liu, Z.-Y. Li, X.-D. Li, S.-W. Liu, G.-Y. Zhou, and F.-C. Lin, "Intensity improvement of shock waves induced by liquid electrical discharges," *Physics of Plasmas*, vol. 24, no. 4, p. 043510, Apr. 2017, doi: 10.1063/1.4980848.
- [48] H.-C. Ham and Jack. J. Yoh, "Electronegative microchannel guided streamer propagation for in-liquid spark breakdown applications," *Applied Physics Letters*, vol. 118, no. 10, p. 103905, Mar. 2021, doi: 10.1063/5.0042591.
- [49] A. A. Zherlitsyn, A. v Kozyrev, N. S. Semeniuk, S. S. Kondratiev, and V. M. Alexeenko, "Plasma channel dynamics in sub- and microsecond discharges in water," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 2064, no. 1, p. 012013, Nov. 2021, doi: 10.1088/1742-6596/2064/1/012013.
- [50] Y. Liu *et al.*, "Energy Transfer Efficiency Improvement of Liquid Pulsed Current Discharge by Plasma Channel Length Regulation Method," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 45, no. 12, pp. 3231–3239, Dec. 2017, doi: 10.1109/TPS.2017.2651105.

Références bibliographiques

- [51] D. Yan, Q. Wu, I. Chen, and N. Zhao, “Analysis of Shockwave Front-Time Characteristics based On Pulse Discharge in Water,” *Journal of Engineering Science and Technology Review*, vol. 13, no. 4, pp. 30–36, Aug. 2020, doi: 10.25103/jestr.134.03.
- [52] G. Touya, T. Reess, L. Pécastaing, A. Gibert, and P. Domens, “Development of subsonic electrical discharges in water and measurements of the associated pressure waves,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 39, no. 24, pp. 5236–5244, Dec. 2006, doi: 10.1088/0022-3727/39/24/021.
- [53] Y. Sun *et al.*, “Impulsive Discharges in Water: Acoustic and Hydrodynamic Parameters,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 44, no. 10, pp. 2156–2166, Oct. 2016, doi: 10.1109/TPS.2016.2583066.
- [54] X.-D. Li *et al.*, “Influence of deposited energy on shock wave induced by underwater pulsed current discharge,” *Physics of Plasmas*, vol. 23, no. 10, p. 103104, Oct. 2016, doi: 10.1063/1.4964663.
- [55] P. Adda, “Décharges électriques impulsionnelles dans l’eau : mécanismes, effets physiques, et application à l’extraction de polyphénols à partir de pépins de raisin,” Université Technologique de Compiègne, 2018.
- [56] S. W. Liu, Y. Liu, Y. J. Ren, F. C. Lin, H. Li, and Y. Zhao, “Influence of conductivities on electrical breakdown of water under microsecond pulsed voltage,” *Physics of Plasmas*, vol. 27, no. 6, Jun. 2020, doi: 10.1063/5.0005844.
- [57] F. Ren, L. Ge, V. Stelmashuk, T. E. Rufford, H. Xing, and V. Rudolph, “Characterisation and evaluation of shockwave generation in water conditions for coal fracturing,” *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, vol. 66, pp. 255–264, Jun. 2019, doi: 10.1016/j.jngse.2019.04.005.
- [58] J. Martin, T. Reess, A. de Ferron, R. Ruscassie, and F. Rey-bethbeder, “A new formula for predicting the amplitude of the dynamic pressure wave resulting from breakdown in water gap,” in *2014 IEEE International Power Modulator and High Voltage Conference (IPMHVC)*, Jun. 2014, pp. 423–426. doi: 10.1109/IPMHVC.2014.7287301.

Références bibliographiques

- [59] J. Martin, A. de Ferron, T. Reess, R. Ruscassie, and F. Rey-Bethbeder, “Corona discharges experiments in water and transition to subsonic discharges,” in *2011 IEEE International Conference on Dielectric Liquids*, Jun. 2011, pp. 1–4. doi: 10.1109/ICDL.2011.6015410.
- [60] S.-W. Liu, Y. Liu, Y.-J. Ren, F.-C. Lin, H. Li, and Y. Zhao, “Analysis of shock wave induced by underwater pulsed discharge using discharge current interception,” *Journal of Applied Physics*, vol. 127, no. 14, p. 143301, Apr. 2020, doi: 10.1063/1.5143080.
- [61] G. de Lacheze-Murel *et al.*, “Enrichissement d’eau en deuterium lors d’une décharge électrique,” *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, vol. 41, 2016.
- [62] W. G. Graham and K. R. Stalder, “Plasmas in liquids and some of their applications in nanoscience,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 44, no. 17, p. 174037, May 2011, doi: 10.1088/0022-3727/44/17/174037.
- [63] D. Priem, S. Marya, and G. Racineux, “On the Forming of Metallic Parts through Electromagnetic and Electrohydraulic Processing,” *Advanced Materials Research*, vol. 15–17, pp. 655–660, Feb. 2006, doi: 10.4028/www.scientific.net/AMR.15-17.655.
- [64] “Bmax | Electro-Hydraulic Forming.” <https://www.bmax.com/technology/electro-hydraulic-forming/> (accessed May 03, 2022).
- [65] “IMPULSTEC - Anwendungen.” <https://impulstec.com/en/applications#e-waste%20recycling> (accessed May 03, 2022).
- [66] “Recycling - SELFRAG.” <http://www.selfrag.com/applications/recycling/> (accessed May 03, 2022).
- [67] H. Bluhm, W. Frey, H. Giese, P. Hoppe, C. Schultheiss, and R. Strassner, “Application of pulsed HV discharges to material fragmentation and recycling,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 7, no. 5, pp. 625–636, 2000, doi: 10.1109/94.879358.

Références bibliographiques

- [68] Y. Zhao, B. Zhang, C. Duan, X. Chen, and S. Sun, “Material port fractal of fragmentation of waste printed circuit boards (WPCBs) by high-voltage pulse,” *Powder Technology*, vol. 269, pp. 219–226, Jan. 2015, doi: 10.1016/j.powtec.2014.09.006.
- [69] C. L. Duan, Z. J. Diao, Y. M. Zhao, and W. Huang, “Liberation of valuable materials in waste printed circuit boards by high-voltage electrical pulses,” *Minerals Engineering*, vol. 70, pp. 170–177, Jan. 2015, doi: 10.1016/j.mineng.2014.09.018.
- [70] T. Yamashita, N. Yoshihara, H. Hosseini, T. Sakugawa, and H. Akiyama, “Development of recycling method for CD-ROM using pulsed power,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 24, no. 6, pp. 3425–3431, Dec. 2017, doi: 10.1109/TDEI.2017.006820.
- [71] G. Zanetti and M. Seveso, “Extracorporeal shock wave lithotripsy.,” *Archivio italiano di urologia, andrologia : organo ufficiale [di] Societa italiana di ecografia urologica e nefrologica*, vol. 68, no. 4, pp. 263–76, Sep. 1996.
- [72] Y. Okuda, S. H. R. Hosseini, D. Oshita, S. Iwasaki, T. Sakugawa, and H. Akiyama, “Production of uniform underwater shock waves by pulsed electric discharge,” in *2011 IEEE Pulsed Power Conference*, Jun. 2011, pp. 1216–1220. doi: 10.1109/PPC.2011.6191587.
- [73] P. Šunka, “Pulse electrical discharges in water and their applications,” *Physics of Plasmas*, vol. 8, no. 5, pp. 2587–2594, May 2001, doi: 10.1063/1.1356742.
- [74] M. Hamelin, F. Kitzinger, S. Pronko, and G. Schofield, “Hard rock fragmentation with pulsed power,” in *Ninth IEEE International Pulsed Power Conference*, 1993, p. 11. doi: 10.1109/PPC.1993.512865.
- [75] W. Chen, “Fracturation Électrique des Géomatériaux – Etude de l’endommagement et de la Perméabilité,” Université de Pau et des Pays de l’Adour, 2010.
- [76] L. Xiong *et al.*, “Cyclic shock damage characteristics of electrohydraulic discharge shockwaves,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 53, no. 18, p. 185502, Apr. 2020, doi: 10.1088/1361-6463/ab7328.

Références bibliographiques

- [77] “Fragmentation | ITHPP from spark to lightning.” <https://www.ithpp-alcen.com/fr/industrie/fragmentation> (accessed May 03, 2022).
- [78] K. Bru and D. Parvaz, “Potential of electric pulse fragmentation in the mineral processing of low-grade ores.” 2018.
- [79] D. B. Parvaz, R. Wuilloud, A. Weh, and A. Mosaddeghi, “A Pre-concentration Application for Selfrag High Voltage Treatment Introduction to Selective Fragmentation.” 2015.
- [80] B. M. Kovalchuk, A. v. Kharlov, V. A. Vizir, V. v. Kumpyak, V. B. Zorin, and V. N. Kiselev, “High-voltage pulsed generator for dynamic fragmentation of rocks,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, no. 10, p. 103506, Oct. 2010, doi: 10.1063/1.3497307.
- [81] A. v. Kharlov, “Generators for Electric-Discharge Technologies and Their Technical Applications (Review),” *Instruments and Experimental Techniques*, vol. 65, no. 1, pp. 1–28, Feb. 2022, doi: 10.1134/S0020441221060154.
- [82] W. Chen *et al.*, “Experimental study on an alternative oil stimulation technique for tight gas reservoirs based on dynamic shock waves generated by Pulsed Arc Electrohydraulic Discharges,” *Journal of Petroleum Science and Engineering*, vol. 88–89, pp. 67–74, Jun. 2012, doi: 10.1016/j.petrol.2012.01.009.
- [83] A. E. Vlastós, “The Resistance of Sparks,” *Journal of Applied Physics*, vol. 43, no. 4, pp. 1987–1989, Apr. 1972, doi: 10.1063/1.1661429.
- [84] L. K. Warne, R. E. Jorgenson, and J. M. Lehr, “Resistance of a Water Spark,” 2005. [Online]. Available: <http://www.ntis.gov/help/ordermethods.asp?loc=7-4-0#online>
- [85] M. Müller and M. Platte, “Einsatz einer breitbandigen Piezodrucksonde auf PVDF-Basis zur Untersuchung konvergierender Stoßwellen in Wasser,” *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 58, no. 4, pp. 215–222, Sep. 1985.

Références bibliographiques

- [86] “TDS3000B Series User Manual | Tektronix.” <https://www.tek.com/fr/oscilloscope/tds3014b-manual/tds3000b-series-user-manual> (accessed May 03, 2022).
- [87] Y.-B. Wang, S.-W. Wang, and X.-W. Zeng, “A theoretical estimation of the pre-breakdown-heating time in the underwater discharge acoustic source,” *Chinese Physics B*, vol. 21, no. 5, p. 055203, May 2012, doi: 10.1088/1674-1056/21/5/055203.
- [88] I. v Mursenkova, I. A. Znamenskaya, and A. E. Lutsky, “Influence of shock waves from plasma actuators on transonic and supersonic airflow,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 51, no. 10, p. 105201, Mar. 2018, doi: 10.1088/1361-6463/aaa838.
- [89] S. Liu *et al.*, “Effect of electrical breakdown modes on shock wave intensity in water,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 25, no. 5, pp. 1679–1687, Oct. 2018, doi: 10.1109/TDEI.2018.007027.
- [90] S. Lee, K.-J. Chung, and Y. S. Hwang, “Correlation of the peak pressure generated by an underwater spark discharge with energy absorption in a spark channel,” *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 66, no. 12, pp. 1845–1851, Jun. 2015, doi: 10.3938/jkps.66.1845.
- [91] T. H. Martin, J. F. Seamen, and D. O. Jobe, “ENERGY LOSSES IN SWITCHES,” in *Ninth IEEE International Pulsed Power Conference*, 1993, p. 463. doi: 10.1109/PPC.1993.513375.
- [92] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Fluid Mechanics*, vol. 6. Elsevier, 1987. doi: 10.1016/C2013-0-03799-1.
- [93] D. Yanuka, A. Rososhek, and Ya. E. Krasik, “Comparison of electrical explosions of Cu and Al wires in water and glycerol,” *Physics of Plasmas*, vol. 24, no. 5, p. 053512, May 2017, doi: 10.1063/1.4983055.
- [94] K. Bru *et al.*, “Comparative laboratory study of conventional and Electric Pulse Fragmentation (EPF) technologies on the performances of the comminution and

Références bibliographiques

- concentration steps for the beneficiation of a scheelite skarn ore,” *Minerals Engineering*, vol. 150, p. 106302, May 2020, doi: 10.1016/j.mineng.2020.106302.
- [95] A. Grinenko, V. Tz. Gurovich, A. Saypin, S. Efimov, Ya. E. Krasik, and V. I. Oreshkin, “Strongly coupled copper plasma generated by underwater electrical wire explosion,” *Physical Review E*, vol. 72, no. 6, p. 066401, Dec. 2005, doi: 10.1103/PhysRevE.72.066401.
- [96] R. Han *et al.*, “Effects of water states on the process of underwater electrical wire explosion under micro-second timescale pulsed discharge,” *The European Physical Journal Plus*, vol. 135, no. 1, p. 50, Jan. 2020, doi: 10.1140/epjp/s13360-019-00048-5.
- [97] H. Shi *et al.*, “Electrical wire explosion as a source of underwater shock waves,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 54, no. 40, p. 403001, Oct. 2021, doi: 10.1088/1361-6463/ac10a3.
- [98] R. Han *et al.*, “Experimental verification of the vaporization’s contribution to the shock waves generated by underwater electrical wire explosion under micro-second timescale pulsed discharge,” *Physics of Plasmas*, vol. 24, no. 6, p. 063511, Jun. 2017, doi: 10.1063/1.4985301.
- [99] S. A. Khainatskii, “Conditions for realization of an optimum regime of the electric explosion of conductors in liquid media,” *Technical Physics Letters*, vol. 35, no. 4, pp. 299–301, Apr. 2009, doi: 10.1134/S1063785009040038.
- [100] T. TOBE, M. KATO, and H. OBARA, “Energy Consumption at Underwater Exploding-Wire Gap in Electric Discharge Metal Forming,” *Bulletin of JSME*, vol. 21, no. 162, pp. 1780–1786, 1978, doi: 10.1299/jsme1958.21.1780.
- [101] T. Suhara and S. Fukuda, “Experimental Determination Of Optimum Condition For Wire Explosion In Water And PMMA,” Jul. 1979, pp. 321–325. doi: 10.1117/12.957580.
- [102] Q. Zhou, Q. Zhang, J. Zhang, J. Zhao, B. Ren, and L. Pang, “Effect of the Circuit and Wire Parameters on Exploding an Al Wire in Water,” *Plasma Science and*

Références bibliographiques

- Technology*, vol. 13, no. 6, pp. 661–666, Dec. 2011, doi: 10.1088/1009-0630/13/6/05.
- [103] G. Yin, H. Shi, Y. Fan, J. Wu, X. Li, and A. Qiu, “Effects of circuit inductance on electrical and shock wave characteristics at underwater wire explosion,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 53, no. 19, p. 195502, May 2020, doi: 10.1088/1361-6463/ab747d.
- [104] L. Li, D. Qian, X. Zou, and X. Wang, “Underwater electrical wire explosion: Shock wave from melting being overtaken by shock wave from vaporization,” *Physics of Plasmas*, vol. 25, no. 5, p. 053502, May 2018, doi: 10.1063/1.5028507.
- [105] H. Shi, G. Yin, Y. Fan, J. Wu, X. Li, and A. B. Murphy, “Multilayer weak shocks generated by restrike during underwater electrical explosion of Cu wires,” *Applied Physics Letters*, vol. 115, no. 8, p. 084101, Aug. 2019, doi: 10.1063/1.5117313.
- [106] R. Han, H. Zhou, J. Wu, A. Qiu, W. Ding, and Y. Zhang, “Relationship between energy deposition and shock wave phenomenon in an underwater electrical wire explosion,” *Physics of Plasmas*, vol. 24, no. 9, p. 093506, Sep. 2017, doi: 10.1063/1.4989790.

ECOLE DOCTORALE :
Sciences exactes et leurs applications

LABORATOIRE :
SIAME

CONTACT

<https://siame.univ-pau.fr>

<https://www.ithpp-alcen.com>