



HAL
open science

Étude du ballonnement des gaines combustibles en Zircaloy-4 en situation d'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire

Julien Moryousef

► **To cite this version:**

Julien Moryousef. Étude du ballonnement des gaines combustibles en Zircaloy-4 en situation d'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire. Matériaux. Université Paris sciences et lettres, 2021. Français. NNT : 2021UPSLM019 . tel-03538946

HAL Id: tel-03538946

<https://pastel.hal.science/tel-03538946>

Submitted on 21 Jan 2022

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 DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à Mines ParisTech

**Étude du ballonnement des gaines combustibles en
Zircaloy-4 en situation d'Accident de Perte de
Réfrigérant Primaire**

Soutenue par

Julien MORYOUSEF

Le 15/07/2021

Ecole doctorale n° 621

**Ingénierie des systèmes,
matériaux, mécanique,
énergétique**

Spécialité

**Sciences et Génie des
Matériaux**

Composition du jury :

Marie-Christine BAIETTO Directrice de Recherche INSA Lyon	<i>Président</i>
Salima BOUVIER Professeur des Universités UTC Compiègne	<i>Rapporteur</i>
Jérémy HURE Ingénieur de Recherche CEA Saclay	<i>Rapporteur</i>
Matthieu LE SAUX Enseignant-Chercheur ENSTA Bretagne	<i>Examineur</i>
Edouard POUILLIER Ingénieur de Recherche EDF R&D	<i>Examineur</i>
Antoine AMBARD Ingénieur de Recherche EDF R&D	<i>Examineur</i>
Jacques BESSON Directeur de Recherche Mines ParisTech	<i>co-Directeur de thèse</i>
Matthieu MAZIERES Professeur des Universités Mines ParisTech	<i>Directeur de thèse</i>

« Il n'y a qu'une chose qui puisse rendre un rêve impossible, c'est la peur d'échouer »

Paulo Coelho

À ma Famille, avec un grand 'F'

« N'essayez pas de devenir un homme qui a du succès. Essayez de devenir un homme qui a de la valeur »

Albert Einstein

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier Marie-Christine Baietto pour l'honneur qu'elle m'a fait de présider mon jury de thèse, ainsi qu'à Salima Bouvier et Jérémy Hure d'avoir accepté la relecture de ces quelques 250 pages, et pour leurs commentaires m'ayant permis d'améliorer encore un peu plus ce manuscrit. Je souhaite également remercier Matthieu Le Saux d'avoir examiné ce travail. Ce fut un grand plaisir de présenter mon travail à ce jury chevronné, qui a pu se rendre disponible en plein mois de juillet.

Je souhaite ensuite remercier mes directeurs de thèse. Matthieu Mazières qui malgré ses nouvelles fonctions de directeur des études a su être à mon écoute lorsque j'en ai eu besoin, ainsi que pour sa bienveillance. J'exprime toute ma gratitude à Jacques Besson pour m'avoir accompagné durant ces trois années de thèse. Avoir un directeur de thèse aussi expérimenté et brillant est une chance. Mais votre intérêt pour mon travail, vos encouragements et votre passion ont fait de cette expérience un réel épanouissement pour un jeune scientifique comme moi. Merci de votre confiance et des petits-déjeuners de travail en visio les samedis matin.

Je souhaite aussi remercier Anne-Françoise Gourgues pour sa disponibilité et sa prévenance afin que je puisse terminer mon travail de thèse dans de bonnes conditions. Une pensée particulière pour Alain Koster qui m'a permis de réaliser mes essais avec caméra thermique. Bonne route Alain.

Je souhaite ensuite remercier les membres d'EDF. Mon encadrant Edouard Pouillier pour la confiance qu'il a eu de me confier ce sujet. Ses connaissances sur le domaine du combustible, ses conseils concernant mon travail ainsi que la mise en valeur de mes résultats ont été une aide précieuse pour la mise en contexte de ce travail. Je remercie aussi Antoine Ambard pour son expérience et ses conseils. Je souhaite aussi remercier Martine pour ses encouragements tout au long de la thèse et notamment lors de la rédaction ainsi que Nathanaël pour son humour décapant. Pour terminer, un très grand merci à tous les membres du labo combustible : Emmanuelle pour sa bonne humeur et sa grande disponibilité pour toute question relative au dispositif semi-intégral, Solène pour ses conseils avisés et le « carton repose-pieds » qu'elle m'a offert, Eva qui prenait le temps de venir partager un café lorsque je n'avais que peu de temps lors de la rédaction, Jacques fraîchement retraité qui a toujours pu répondre à mes questions et Jérôme pour ses conseils avisés sur la rédaction de thèse ainsi que ses astuces pour un couplage « rédaction-recherche d'emploi » efficace. Un merci tout particulier à Axel, le nouveau spécialiste du dispositif semi-intégral APRP pour ses conseils, la liberté qu'il m'a laissé lors des essais, ainsi que l'aide qu'il a toujours pu me fournir.

Mention particulière à mes co-thésards. Ronan, merci pour tous tes conseils, ta disponibilité et ta gentillesse. Ahmed, nouvel Ingénieur-chercheur, je souhaite te témoigner ma reconnaissance pour toute l'aide que tu as pu me fournir, malgré ton emploi du temps chargé, ainsi que ta bienveillance. Je remercie aussi Moubine qui m'a initié aux arcanes des instabilités plastiques durant plusieurs jours à l'Ecole des Mines. Grâce à ton avis éclairé, je sais désormais qu'en théorie les instabilités c'est bien, en pratique c'est autre chose ! Merci également aux thésards du CDM qui ont toujours pris le temps de me donner un coup de main, notamment Chloé, Rossen et Jean-Michel.

Il est peu de profs, durant une scolarité, qui peuvent vous inspirer et changer le reste de votre parcours. J'ai eu la chance d'en croiser deux sur mon passage. David Nadjar, merci d'avoir cru en moi et de m'avoir poussé à croire en moi. Votre passage dans ma vie aura grandement contribué à ce travail de thèse. Je souhaite aussi remercier Matthias Brieu de m'avoir transmis la passion des Sciences Mécaniques, ainsi que de la recherche.

Je souhaite ici adresser un grand merci à mes amis. Merci aux Docteurs Ilan et David pour leurs conseils. Je ne pouvais être le seul membre du creuset à ne pas être Docteur ! Merci à Chirelle de son soutien lors de mon passage au CEA, ainsi que ses encouragements pour mon propre travail de thèse. Merci à

Andrews, star de Bollywood, à Quentin futur coach de vie, Gopi « la pince » pour le chemin réalisé depuis nos paninis avant les DS en classe préparatoire et Tri et Vava pour leurs encouragements et les moments de détente passés ensembles.

Je tiens à remercier tous mes oncles et tante, ma grand-mère pour son soutien et de m'avoir assez nourri pour que je survive à mes concours et mes différents examens. A mes grands-parents qui ne sont plus là, ainsi que Jean-Luc. J'espère que le cigario t'a plu et que tu es fier de moi autant que je l'ai été de toi.

Pour terminer, je souhaite ici remercier mon cercle familial. Ce travail vous revient tout autant qu'à moi.

Jourdan, malgré ton apparente nonchalance, tu as été l'un des premiers à croire en moi et tu as toujours été là lorsque j'en ai eu besoin. J'ai de plus eu la chance, en plus de mes trois sœurs, que la vie m'offre un frère. Ulysse, merci de ton soutien indéfectible, tant sur le plan professionnel que personnel et de tous les moments qui m'ont permis de prendre le recul nécessaire lorsque j'en ai eu besoin. Pour finir, merci au fier représentant de notre belle Martinique, Anthony, qui joue à merveille son rôle de super beau-frère.

Un merci sensationnel à la correctrice officielle de ce manuscrit, Maryline. Sur la fin de la rédaction, grâce à toi, un Poussin égal deux. Mais ton rôle est bien plus vaste qu'une simple relecture au long de ces trois années et je t'en remercie du fond du cœur. Toute ma gratitude à François pour ses encouragements et tous ses actes et paroles qui lui sont propres témoignant de sa fierté. Quel honneur !

Aux trois mousquetaires avec qui j'ai eu le privilège de grandir. Alexandra, ma grande sœur qui cache derrière son caractère de feu une bonté toute particulière et qui a toujours veillé sur moi, Laura ma grande cheffe dont la cuisine reflète une âme trois étoiles et Fiona, passionnée de mode et petite sœur haute couture. Vous avez été tout au long de ma vie une source d'inspiration constante !

A mes parents, ces quelques lignes ne suffiront pas pour vous remercier assez. Merci d'avoir fait de moi l'homme que je suis, de m'avoir soutenu et d'avoir cru en moi. Papa, ton courage tant dans le travail que dans ta vie personnelle a été pour moi une source où puiser ma détermination pour te rendre fier. Maman, tu as toujours su trouver les mots et le temps, et t'avoir à mes côtés m'a permis de déplacer des montagnes pour te rendre aussi fière de moi que je le suis de toi. Vous avez dédié une partie de votre vie pour moi, je souhaite aujourd'hui vous dédier ce manuscrit.

Pour clore ces remerciements, je souhaite exprimer toute ma gratitude à celle qui a contribué à ce manuscrit en faisant de moi un homme meilleur. Amy, ton soutien, ta (relative) patience et tes encouragements m'ont permis de venir à bout de ce travail. Je ne saurai comment te remercier autrement qu'en te consacrant ces dernières lignes.

Résumé

En centrale, le combustible nucléaire est contenu dans des tubes de gainage en alliages de zirconium issus d'un procédé de formage à froid suivi d'un traitement thermique. Lors d'un Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP), les gaines subissent un chargement thermomécanique sévère sous l'effet conjugué de l'augmentation de la température et du différentiel de pression. En résulte un phénomène instable qui peut conduire au ballonnement et à la rupture du fait des grandes déformations. L'APRP est un transitoire complexe au cours duquel les gaines sont simultanément soumises à des rampes de température allant jusqu'à 100°C/s et des surpressions pouvant atteindre 100 bars. De plus, le champ de température n'est pas homogène sur la surface de la gaine. L'objectif de ce travail est de gagner en compréhension sur le phénomène en menant une campagne d'essais ciblée et de développer des simulations capables de les reproduire, et éventuellement de prédire la rupture pour des conditions données représentatives d'un chargement représentatif d'un APRP.

Un dispositif d'essai semi-intégral a été utilisé afin de réaliser des transitoires réalistes. Des essais à température constante ont été conduits pour trois températures (650°C, 700°C, 750°C) et huit valeurs de surpression (30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 et 100 bars) afin de mieux comprendre le phénomène de ballonnement en le découplant des changements de température. Des essais en rampes ont aussi été réalisés pour trois vitesses (1°C/s, 5°C/s et 10°C/s) et une gamme de pression similaire au fluage. Les gradients de température jouant un rôle d'ordre un dans le développement du ballon, une attention particulière a été portée à sa caractérisation. Celle-ci a été faite tant en plateau qu'en rampe de température en utilisant une gaine instrumentée de thermocouples soudés ainsi qu'une caméra thermique. De plus, un système de mesure de la déformation a été mis en place afin de suivre l'évolution de la déformation à l'aide de caméras haute résolution.

La seconde partie de ce travail a été dédiée à la simulation numérique du ballonnement. Une loi de comportement a été identifiée sur notre campagne d'essais et prend en compte l'effet de la viscoplasticité et de la température. Une méthode de calcul semi-analytique basée sur un modèle simplifié de coque a été mise en place et permet de prendre en compte la géométrie du ballon. Son intérêt porte sur la compréhension de l'influence des paramètres du modèle sur la phénoménologie et sur le temps de calcul, considérablement plus faible qu'une modélisation par éléments finis. La faisabilité de l'utilisation de ce modèle a été démontrée pour des conditions représentatives d'un APRP. Pour finir des modélisations par éléments finis ont été réalisées en utilisant Code Aster®. Le gradient mesuré expérimentalement a été imposé au maillage grâce à l'écriture d'une fonction d'interpolation déduite du champ mesuré. En suivant cette stratégie, un bon accord (en termes de localisation de la rupture et de temps à rupture) est atteint entre l'expérience et la simulation et permet d'apporter une meilleure compréhension des modèles aux éléments finis.

Table des matières

Chapitre I : Contexte et bibliographie générale.....	1
I.1 – Contexte de l'étude	1
I.1.1. Fonctionnement d'un Réacteur à Eau Pressurisée (REP).....	1
I.1.2. Le gainage combustible	3
I.1.3. Conditions normales de fonctionnement.....	9
I.1.4. L'Accident par Perte de Réfrigérant Primaire (APRP).....	9
I.2 – Revue bibliographique des principaux dispositifs d'essai.....	13
I.2.1 – Présentation des principaux dispositifs d'essai multi-crayons.....	13
I.2.2 – Présentation des principaux dispositifs d'essai mono-crayon.....	14
I.2.3 – Apport des dispositifs sur la compréhension du ballonnement	20
I.3 – Objectifs et démarche de la thèse	29
Chapitre II : Campagne expérimentale et étude phénoménologique du ballonnement-éclatement en fluage et en rampe de température	31
II.1 - Moyens expérimentaux d'étude du ballonnement-éclatement.....	31
II.1.1. Matériau et éprouvettes	31
II.1.2. Description du dispositif semi-intégral APRP d'EDF R&D.....	33
II.1.3. Qualification thermique du four à ouverture du dispositif semi-intégral APRP	41
II.2 – Analyse des essais réalisés sur le dispositif semi-intégral APRP	59
II.2.1. Dépouillement des essais de fluage.....	59
II.2.2. Dépouillement des essais en rampe	76
II.3 – Conclusion	95
Chapitre III : Développement de modèles semi-analytiques pour la modélisation du ballonnement.....	97
III.1 – Présentation des modèles analytiques	98
III.1.1. Modèle du cylindre parfait.....	98
III.1.2. Modèle avec géométrie ballonnée	101
III.2 - Comparaison des modèles avec le calcul aux éléments finis Code_Aster.....	118
III.2.1. Calculs éléments finis avec Code_Aster	118
III.2.2. Influence de la distance PQ pour les calculs semi-analytiques	120
III.2.3. Confrontation des modèles avec le calcul par éléments finis	126
III.3 - Applications	147
III.3.1. Rampe de température.....	147
III.3.2. Présence d'un gradient axial de température	150
III.4 – Conclusion	154

Chapitre IV : Comportement du gainage combustible en Zircaloy-4 en fluage sous pression interne.....	156
IV.1 – Identification d’une loi de comportement.....	156
IV.1.1. Etude bibliographique du comportement mécanique du Zircaloy-4	156
IV.1.2. Identification d’une loi de comportement par régression linéaire	168
IV.1.3. Identification d’une loi de comportement basée sur le module LDC0D	171
IV.2 – Modélisation des essais avec les lois de comportement identifiées.....	174
IV.2.1. Description des différentes modélisations.....	174
IV.2.2. Résultats.....	180
IV.2.3. Conclusion	186
IV.3 – Sensibilité des résultats aux paramètres de modélisation	187
IV.3.1. Fluage	187
IV.3.2. Rampes.....	192
IV.3.3. Conclusion	196
IV.4 – Conclusion	198
Chapitre V : Etude du ballonnement par la méthode des éléments finis.....	201
V.1 – Revue de l’état de l’art pour la modélisation 3D du ballonnement	201
V.2 – Modélisations aux éléments finis représentatives des essais réalisés au sein du dispositif semi-intégral APRP.....	205
V.2.1. Modélisation de référence des essais	206
V.2.2. Etude de l’influence de la symétrie du champ de température	215
V.2.3. Amélioration de la prédiction du temps à rupture	222
V.3 – Conclusion.....	225
Chapitre VI : Conclusion générale et Perspectives	227
Bibliographie.....	233
Annexes.....	242

Chapitre I : Contexte et bibliographie générale

Ce premier chapitre s'attache à présenter le contexte dans lequel s'inscrit ce travail de thèse. On explique donc le fonctionnement des réacteurs à eau pressurisée qui abritent au sein du cœur combustible le crayon combustible, et plus particulièrement le gainage. Les alliages de zirconium et leur application en tant que matériau de gainage seront décrits. Une fois ces éléments présentés, en situation normale de fonctionnement, l'Accident par Perte de Réfrigérant Primaire (APRP) sera décrit, ainsi que les phénomènes en jeu. Ces éléments permettent de comprendre l'intérêt de la présente étude ainsi que la démarche adoptée. Pour finir, on présentera un état de l'art sur le phénomène de ballonnement, notamment au travers des différentes campagnes expérimentales réalisées à travers le monde. Cette bibliographie se veut cadrée et concise.

I.1 – Contexte de l'étude

I.1.1. Fonctionnement d'un Réacteur à Eau Pressurisée (REP)

Les Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) constituent actuellement l'ensemble du parc de réacteurs nucléaires français. Un schéma de principe de fonctionnement des REP est présenté Figure I.1.1. Il est composé de deux circuits d'eau isolés l'un de l'autre, nommés circuit primaire et circuit secondaire. Au sein du circuit primaire, la chaleur produite par réaction de fission nucléaire du combustible est transférée par le circuit d'eau primaire. L'eau du circuit primaire possède donc un rôle caloporteur. L'ajout d'additifs lui confère un rôle pour la modulation de la puissance neutronique. La température de l'eau du circuit primaire varie entre 280°C en amont de la cuve à 320°C en aval, suite au transfert de chaleur au travers de la gaine combustible. Elle reste à l'état liquide du fait de sa pression avoisinant les 155 bars. La chaleur est ensuite transmise à l'eau du circuit secondaire via les générateurs de vapeur. La vapeur ainsi produite entraîne des turbines qui génèrent un courant électrique. Pour finir, la vapeur condense au moyen d'un dernier système d'échange thermique au contact d'une source froide (rivière, mer, aéroréfrigérant...) afin de retrouver son état liquide. Le rendement global théorique de conversion de chaleur en électricité d'une telle installation est d'environ 36% [Honorio et al., 2003].

La chaleur nécessaire au chauffage de l'eau du circuit primaire est produite par le combustible nucléaire (dioxyde d'uranium UO_2 enrichi, MOX¹) sous forme de pastilles (hauteur de 1,5mm pour un diamètre de 8,2mm) empilées au sein de la gaine combustible. Ses dimensions sont typiquement d'un diamètre de 9,5mm, d'une épaisseur de 570µm pour une hauteur de 4m et l'ensemble est rendu étanche par soudage d'embouts. L'ensemble pastille-gaine est appelé crayon combustible. Ces crayons sont assemblés au sein d'une structure composée de grilles de maintien ainsi que de tubes guides. Ces derniers permettent en outre la descente des barres de contrôle du réacteur. Cette structure permettant la tenue mécanique de l'ensemble est appelée assemblage combustible et peut contenir jusque 264 crayons. Selon la puissance du réacteur, le cœur peut contenir jusqu'à 250 assemblages combustible. On représente Figure I.1.2 un crayon ainsi qu'un assemblage combustible. Ainsi, le gainage combustible doit assurer le maintien de la colonne combustible, évacuer la chaleur du combustible vers le fluide caloporteur et garantir le confinement du combustible ainsi que ses produits de fission [Mardon, 2008]. Il constitue la première barrière de confinement. Le circuit primaire et l'enceinte en béton constituent respectivement la seconde et la troisième barrière de confinement.

¹ Le MOX (mélange d'oxydes) est composé de dioxyde de plutonium (PuO_2) et de dioxyde d'uranium (UO_2)

Centrale nucléaire

Réacteur à Eau Pressurisée (REP)

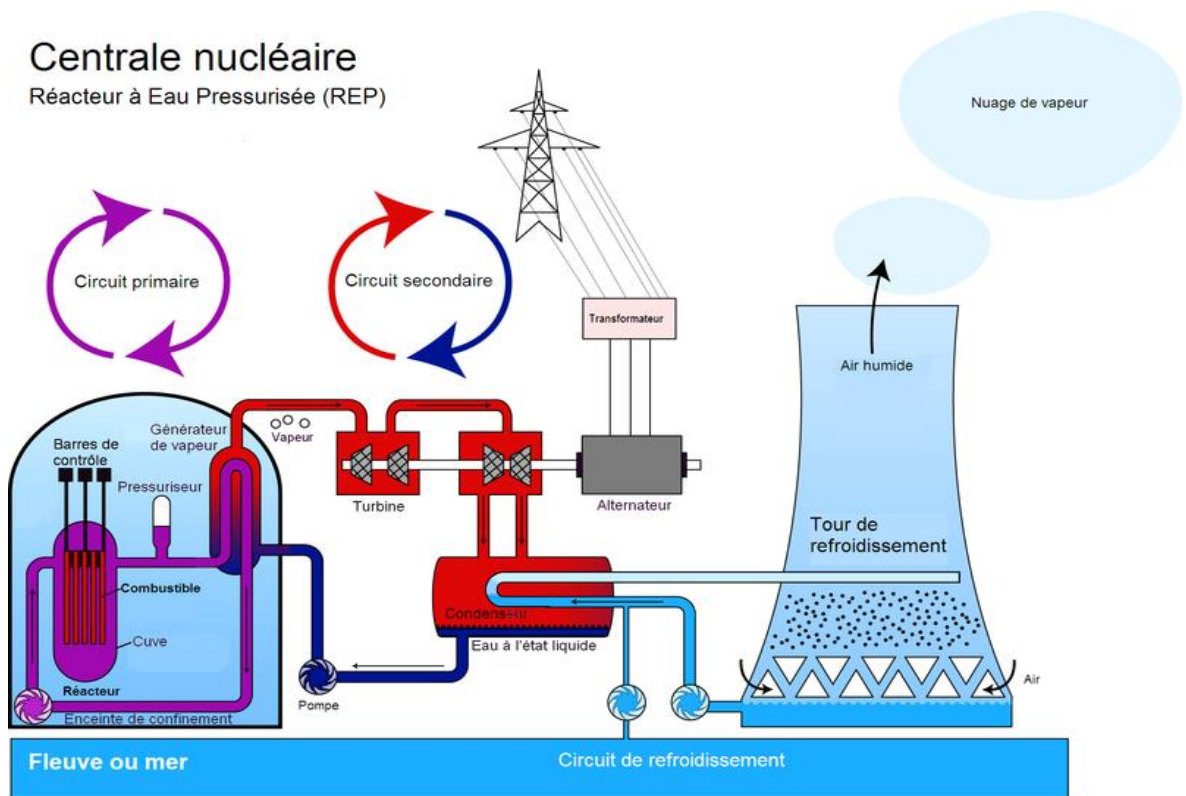


Figure I.1.1 – Schéma de principe du fonctionnement d'un réacteur à eau pressurisée d'après [Wikipédia, accès 2018]

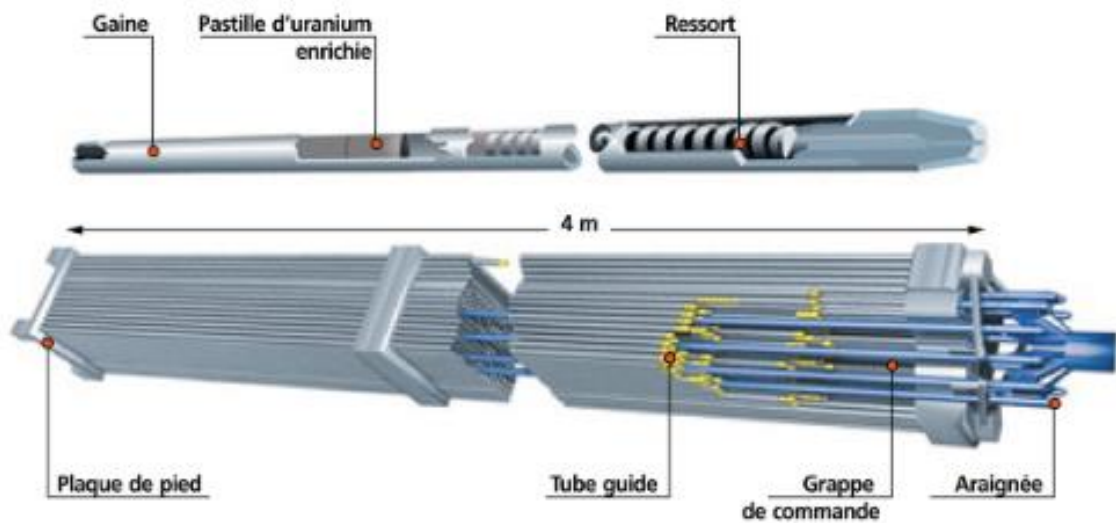


Figure I.1.2 – Schéma d'un crayon (haut) et d'un assemblage combustible (bas) pour REP [Tran, 2013]

I.1.2. Le gainage combustible

a) Composition du Zircaloy-4

En fonctionnement nominal, les gaines sont soumises à des chargements mécaniques (pression extérieure du fluide caloporteur et pression interne exercée par l'Hélium² et les gaz de fission), une température élevée, l'irradiation, des interactions physiques avec l'eau et le combustible.

Ainsi, le choix a été fait dans les années 1947, dans le cadre du développement de la propulsion nucléaire de sous-marins, d'utiliser les alliages de zirconium (relativement abondant dans l'écorce terrestre) comme matériaux de gainage pour leur compromis entre tenue mécanique, résistance à la corrosion, bonne stabilité des caractéristiques sous irradiation, conductivité thermique et surtout leur faible section efficace de capture des neutrons thermiques [Barberis, 2016]. Ces alliages sont produits à partir du zirconium pur, élément de numéro atomique 40 qui existe sous deux variétés allotropiques :

- Une phase α , de maille élémentaire hexagonale compacte (paramètres de maille à 25°C : $a=3.2331\text{Å}$ et $c=5.1441\text{Å}$ [Goldak et al., 1966]) jusqu'à la température de transus de 865°C,
- Une phase β , de maille élémentaire cubique centrée (paramètre de maille à 900°C : $a=3.62\text{ Å}$) jusqu'à la température de fusion de 1850°C,

On présente dans le Tableau I.1.1 les principales propriétés physiques du zirconium pur :

Propriétés physiques	Gamme de température	Expression	Référence
Masse volumique (kg/m ³)	-	$6650 - 0,1685 * T$	[IAEA, 2008]
Chaleur spécifique (J/kg.K)	phase α 298K<T<1100K	$238,596 + 0,181T - 96,1.10^{-6}T^2 + 36,2.10^{-9}T^3$	[IAEA, 2008]
	phase β 1100K<T<2128K	$276,462 + 0,0141T - 3,08.10^{-6}T^2 + 10,7.10^{-9}T^3$	
Conductivité thermique (W/m.K)	T<2000K	$8,8527 + 7,0820.10^{-3}T + 2,5329.10^{-6}T^2 + 2,9918.10^3T^{-1}$	[IAEA, 2008]
Coefficient de dilatation thermique (K ⁻¹)	phase α (293K)	axe a : 5.10^{-6} axe c : $9,5.10^{-6}$	[Trego, 2011]
	phase β (1173K)	$5,5.10^{-6}$	
Module de Young (GPa)	phase α (293K)	axe a : 99 axe c : 125	[Trego, 2011]
	phase β (1173K)	45	
Section efficace de capture de neutron thermique (cm ²)	-	$0,18.10^{-24}$	[IAEA, 2008]

Tableau I.1.1 – Propriétés du zirconium pur

² Les gaines, lors de leur conception, sont pressurisées à 20-30 bars d'hélium (soit une pression de 50-60 bars en service) pour compenser la pression externe de 155 bars.

En 1952, suite à une pollution accidentelle par un acier austénitique, le premier alliage de zirconium voit le jour : le Zircaloy-2. L'emploi des alliages de zirconium pour l'industrie du nucléaire civile se démocratise. S'en suit une série de développements, notamment la diminution du taux de nickel qui permettent la mise au point du matériau étudié dans la présente thèse : le Zircaloy-4 [Barberis, 2016]. Cet alliage est depuis largement utilisé en tant que matériau de gainage dans les réacteurs à eau pressurisée du parc nucléaire français. On notera tout de même qu'il est progressivement remplacé par des matériaux plus récents tels que le Zirlo® ou le M5® qui présentent des propriétés plus intéressantes, notamment en ce qui concerne la résistance à la corrosion.

On présente dans le Tableau I.1.2 la composition chimique du Zircaloy-4, objet de la présente étude :

Elément	Sn	Fe	Cr	O	C	Si	Zr
Spécification (wt%)	1,32	0,22	0,12	0,12	0,0146	0,0099	Bal.

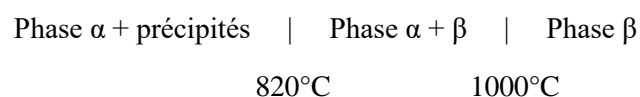
Tableau I.1.2 – Composition chimique du Zircaloy-4 en pourcentage massique (données FRAMATOME)

Les différents éléments d'alliage ont un rôle sur les caractéristiques, notamment chimiques et mécaniques du matériau [Ambard et al., 2009] :

- L'étain, en position substitutionnelle dans la matrice α du zirconium, favorise la résistance mécanique du matériau. Il améliore ainsi la résistance au fluage. Néanmoins il présente un effet délétère vis-à-vis de la résistance à la corrosion,
- L'oxygène, qui occupe les sites interstitiels, possède le même aspect de renfort mécanique sans toutefois affecter la résistance à la corrosion. Son ajout doit être finement contrôlé afin de ne pas rendre le matériau trop fragile *i.e.* affecter sa ductilité,
- Le fer et le chrome sont présents sous forme de précipités intermétalliques du type $Zr(Cr, Fe)_2$ appelés phases de Laves. Ils améliorent la résistance à la corrosion et limitent la croissance des grains de par leur répartition uniforme dans la matrice et aux joints de grains [Rudling et al., 1985].

b) Changement de phase

Le zirconium pur subit un changement de phase allotropique $\alpha \rightarrow \beta$ pour une température d'environ 865°C. Du fait du caractère α -gène (Sn, O, C) ou β -gènes (Fe, Cr) des éléments d'alliage, le diagramme de phase du Zircaloy-4 est modifié. On assiste à l'apparition d'un domaine biphasé ($\alpha + \beta$) aux températures intermédiaires :



Le mécanisme au chauffage semble être contrôlé par la diffusion tandis que celui au refroidissement mêle des phénomènes diffusifs et de cisaillement du réseau cristallin [Fréchet, 2001]. A ce sujet, [Forgeron et al., 2000] ont étudié la transformation de phase du Zircaloy-4 à l'équilibre (au moyen de la

calorimétrie) ou en rampe de température tant au chauffage qu'au refroidissement (par dilatométrie). Un modèle phénoménologique a été mis en place pour lequel la cinétique des changements de phase est prise en compte. Cela apparaît nécessaire lorsque l'on sait que la sensibilité à la phase est très importante (notamment dans le domaine biphasé). On note que la transformation est d'autant plus retardée que la vitesse de chauffage est importante (du fait du temps d'incubation à la germination).

On décrit succinctement le modèle uniquement au chauffage puisqu'aucun refroidissement n'est appliqué au cours de cette thèse. Pour plus de détails on pourra se référer à [Zhu et Devletian, 1993] [Sills et al., 1980] [Forgeron et al., 2000] :

- La courbe de changement de phase à l'équilibre est décrite par l'équation :

$$f_{\beta} = 1 - \exp[-Ko^n(T_{eq} - T_0)^n]$$

avec f_{β} la fraction de phase β , Ko , T_0 et n des coefficients identifiés lors des essais de calorimétrie.

- Modèle cinétique de transformation de phase au chauffage :

- La température de début de transformation est :

$$T_S = A + B \ln(\dot{T})$$

avec A et B des paramètres à identifier.

- La transformation de phase est régie par l'équation :

$$\frac{df_{\beta}}{dt} = \pm K \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) |T - T_{eq}|^m$$

avec K , m et E des paramètres à ajuster par suite des essais de dilatométrie.

Au cours de sa thèse, [Chosson, 2014] a appliqué ce modèle au chauffage et au refroidissement afin d'étudier l'impact de la cinétique sur la transformation de phase. On présente les résultats Figure I.1.3 :

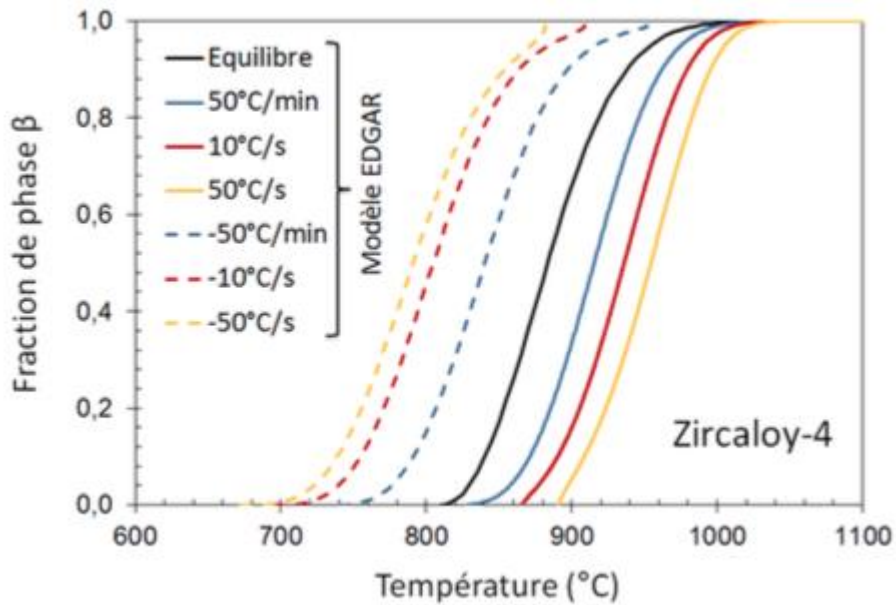


Figure I.1.3 - Evolution de la fraction de phase β à l'équilibre au chauffage (traits continus) et au refroidissement (tirets) d'après le modèle phénoménologique EDGAR [Chosson, 2014]

c) Modes de déformation

Pour les métaux ayant une structure hexagonale compacte, la déformation plastique est principalement contrôlée par des mécanismes de mouvements de dislocations et de maclage [Tenckhoff, 1988]. Le glissement des dislocations correspond à un cisaillement du réseau selon un plan et une direction, appelés plan et direction denses. Il existe, pour la phase α hexagonale compacte du zirconium, 5 types de familles de systèmes de glissement. On rappelle qu'une famille de plans équivalents est notée $\{hkil\}$ avec $i=-h-k$ et qu'une famille de directions équivalentes est notée $\langle uvxw \rangle$. On montre les différents systèmes de glissement Figure I.1.4 :

Plans	Normale	Directions	Nombre de systèmes
B	(0001)	$\langle a \rangle = \frac{1}{3} \langle 11\bar{2}0 \rangle$	3
P	$\{10\bar{1}0\}$	$\langle a \rangle = \frac{1}{3} \langle 11\bar{2}0 \rangle$	3
Π1	$\{10\bar{1}1\}$	$\langle a \rangle = \frac{1}{3} \langle 11\bar{2}0 \rangle$	6
		$\langle c+a \rangle = \frac{1}{3} \langle 11\bar{2}3 \rangle$	12
Π2	$\{11\bar{2}2\}$	$\langle c+a \rangle = \frac{1}{3} \langle 11\bar{2}3 \rangle$	6

Figure I.1.4 - Systèmes de glissement des métaux de structure cristalline hexagonale compacte d'après [Onimus, 2003]

Le glissement prismatique $P\langle a \rangle$ est dominant quelle que soit la direction de sollicitation [Tenckhoff, 1988]. D'autres systèmes de glissement peuvent être activés, notamment le glissement pyramidal $\Pi\langle a + c \rangle$, pour accommoder la déformation suivant l'axe $\langle c \rangle$ [Geyer, 1999].

Une revue bibliographique sur le comportement du Zircaloy-4, notamment en fluage pour des températures supérieures à 500°C sera détaillée au Chapitre IV.

d) Elaboration du gainage combustible

L'élaboration des gaines en Zircaloy-4 est le résultat d'un procédé de fabrication à la suite de l'extraction du minerai de zircon $ZrSiO_4$ mélangé avec l'élément hafnium. Des procédés chimiques sont réalisés afin de séparer le zirconium du silicium puis du hafnium. A l'issue de ces étapes, une éponge de zirconium est obtenue. Des électrodes sont ensuite utilisées pour fondre les éponges avec les différents éléments d'alliage désirés en lingots. A partir de ces lingots, plusieurs étapes successives de forgeage et de traitement thermique sont nécessaires pour mettre en forme les gaines. Ensuite, le matériau subit un filage à chaud entre 600°C et 800°C, qui le rapproche du produit fini, nommé TREX (Tube REduced eXtrusion). Pour finir, le laminage à pas de pèlerin, réalisé à froid, confère au gainage sa géométrie finale. On montre un schéma de ce procédé de formage Figure I.1.5. Du fait de la déformation et de l'écroutissage, ces passes sont entrecoupées de traitements thermiques de recristallisation entre 580 et 800°C. Un traitement thermique final est réalisé entre 450 et 500°C afin d'obtenir le Zircaloy-4 à l'état détendu. Celui-ci permet de relaxer les contraintes internes sans recristallisation de la gaine. On montre Figure I.1.6 une microstructure typique avec des grains allongés dans la direction de laminage selon l'axe du tube (environ 10-20 μm) et de taille plus faible dans les autres directions (environ 2-5 μm).

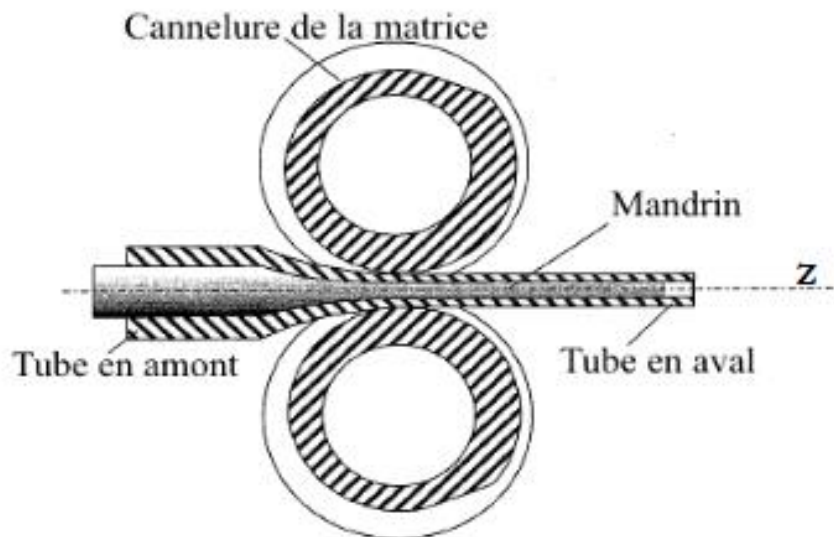
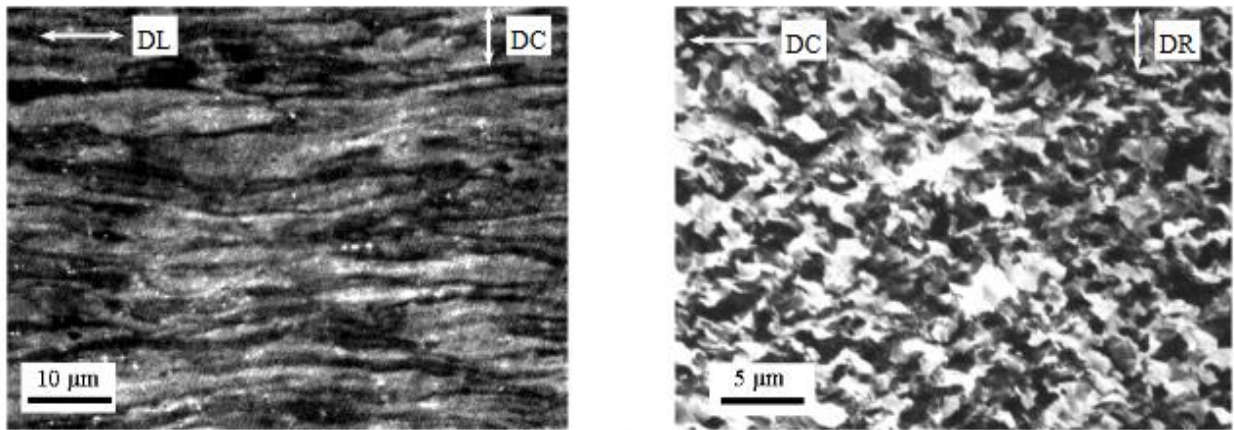


Figure I.1.5 – Procédé de laminage à pas de pèlerin [Fajoui et al., 2009]



DL : direction de laminage (axe du tube), DC : direction circonférentielle, DR : direction radiale

Figure I.1.6 – Microstructure d'une gaine en Zircaloy-4 détendu [Fandeur, 2001]

Du fait de l'anisotropie intrinsèque de la maille hexagonale compacte α et du procédé de laminage à froid, la gaine à réception possède une texture cristalline marquée. En particulier les axes $\langle c \rangle$ de la maille hexagonale sont dans le plan (DR, DT) *i.e.* perpendiculaires à la direction de laminage. Ils se trouvent en majorité orientés avec un angle compris entre $\pm 20^\circ$ et $\pm 40^\circ$ avec la direction radiale des tubes [Tenckhoff, 1988]. Cette orientation est recherchée pour limiter la croissance des tubes sous irradiation et pour son effet favorisant l'orientation des hydrures dans la direction circonférentielle. On représente Figure I.1.7 la figure de pôles $\{0001\}$:

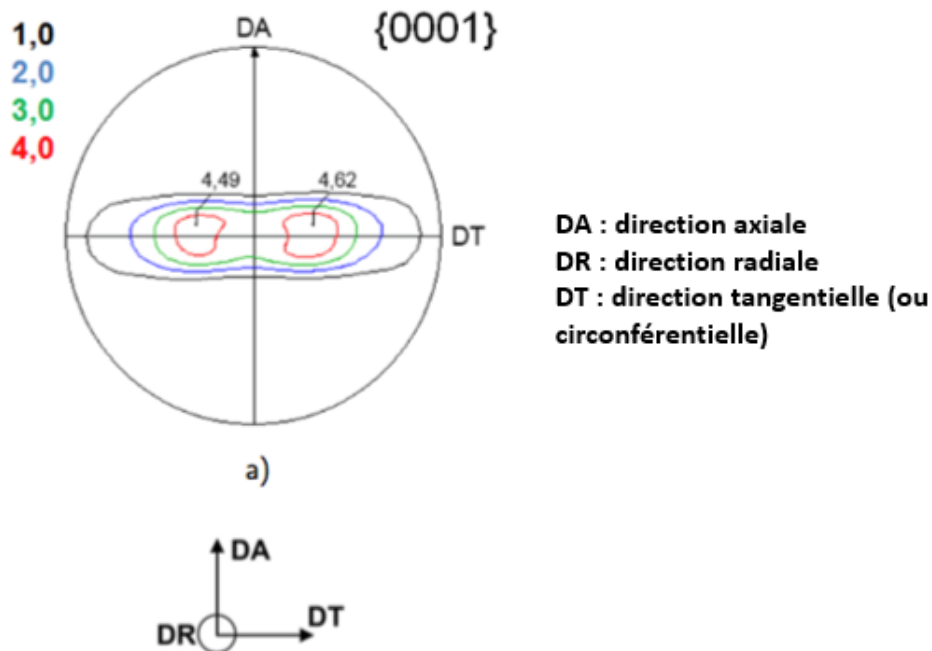


Figure I.1.7 – Figure de pôles $\{0001\}$ obtenue par diffraction des rayons X [Fréchet, 2001]

I.1.3. Conditions normales de fonctionnement

En fonctionnement normal, ou conditions nominales, la gaine est soumise à un chargement thermomécanique, un environnement chimique particulier et à l'irradiation. En face interne, la gaine est en interaction avec le combustible ainsi que les produits de réaction de fission nucléaire. En face externe, l'environnement de la gaine est au contact de l'eau du circuit primaire. On souhaite décrire ici les différentes interactions de la gaine avec son environnement en conditions nominales puisqu'elles représentent l'ensemble de la durée de vie du gainage au sein du cœur combustible. De plus, les conditions nominales permettront de mieux comprendre les modifications d'environnement et de chargement lors d'un transitoire hypothétique de type APRP, présentées dans le paragraphe suivant. Ainsi, au cours de son utilisation en centrale, la gaine subit :

- **Chargement thermique** : La température de la gaine est voisine de celle de l'eau du circuit primaire qui varie entre 280°C et 320°C selon l'altitude dans la cuve. Cette température peut localement être plus importante avec des pics à 360°C selon la distance pastille-gaine,
- **Chargement mécanique** : La gaine est soumise à la différence de pression externe exercée par le fluide caloporteur (155 bars) et la pression interne exercée par l'hélium introduit au cours de la fabrication du crayon (environ 50 à 60 bars en service) [Guérin et Henckes, 2008]. Cette différence de pression est amenée à évoluer en service, notamment suite au relâchement des gaz de fission. En résulte une réduction du diamètre des gaines en fonctionnement par fluage. De plus, les pastilles peuvent gonfler, induisant parfois un contact appelé Interaction Pastille Gaine (IPG) qui peut localement provoquer une déformation [Rebeyrolle et Frichet, 2001],
- **Corrosion et hydratation** : Du fait de la température et de l'environnement aqueux, la gaine s'oxyde progressivement et se recouvre d'une couche de zircone qui peut atteindre quelques dizaines de microns en fin de vie [Rebeyrolle et Frichet, 2001]. Cette réaction d'oxydation libère, par dissociation des molécules d'eau, de l'hydrogène dont une partie peut pénétrer dans la gaine. Ce phénomène peut produire une fragilisation du gainage, notamment par formation d'hydrures [Tung et al., 2016].
- **Irradiation** : Le contact direct de la gaine avec les produits de fission implique de nombreuses modifications structurales résultant par exemple de déplacements d'atomes. On peut citer la formation de défauts ponctuels, de boucles de dislocations ou bien la dissolution et la précipitation des phases de Laves [Lemaignan et Motta, 1994].

Ces facteurs doivent être pris en compte lors de l'étude de la gaine en conditions nominales. Cependant, des scénarios accidentels hypothétiques sont aussi envisagés dans le cadre de la défense en profondeur, notamment l'Accident par Perte de Réfrigérant Primaire.

I.1.4. L'Accident par Perte de Réfrigérant Primaire (APRP)

Dans le cadre de la sûreté des installations nucléaires, plusieurs scénarios hypothétiques sont envisagés et classés suivant quatre classes d'après la probabilité d'occurrence et les conséquences radiologiques. Parmi eux, l'Accident par Perte de Réfrigérant Primaire (APRP) est un scénario hypothétique de classe IV (probabilité d'occurrence de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-6} par réacteur et par an) qui sert notamment au dimensionnement des systèmes de refroidissement d'urgence (c'est la notion de Design Basis Accident). Ce scénario est envisagé en cas de rupture d'une branche du circuit primaire. Le transitoire peut alors

varier de manière importante selon la localisation de la brèche, sa taille, ou bien le réacteur concerné (nombre d'assemblages, nombre de cycles passés en réacteur...).

Globalement, le scénario suit la même logique. Suite à l'apparition de la brèche, on assiste à la dépressurisation et la perte de l'inventaire en eau du circuit primaire. De plus, l'eau résiduelle se vaporise du fait de la chute de pression et de l'augmentation de la température. Ces facteurs conduisent au manque de refroidissabilité du cœur, initialement assurée par le fluide caloporteur. Afin de maîtriser cette situation, plusieurs actions sont menées à savoir la chute des barres de contrôle qui inhibent la réaction de fission nucléaire (l'augmentation de température possède elle aussi un rôle inhibiteur sur la réaction) et finalement le renoyage du cœur via l'injection d'eau par les systèmes de sécurité dans un second temps. Le scénario est complexe à analyser du fait de son caractère hypothétique et aléatoire. On distingue trois phases lors d'un scénario APRP, en se basant sur la Figure I.1.8, qui ont chacune leurs problématiques propres concernant la gaine :

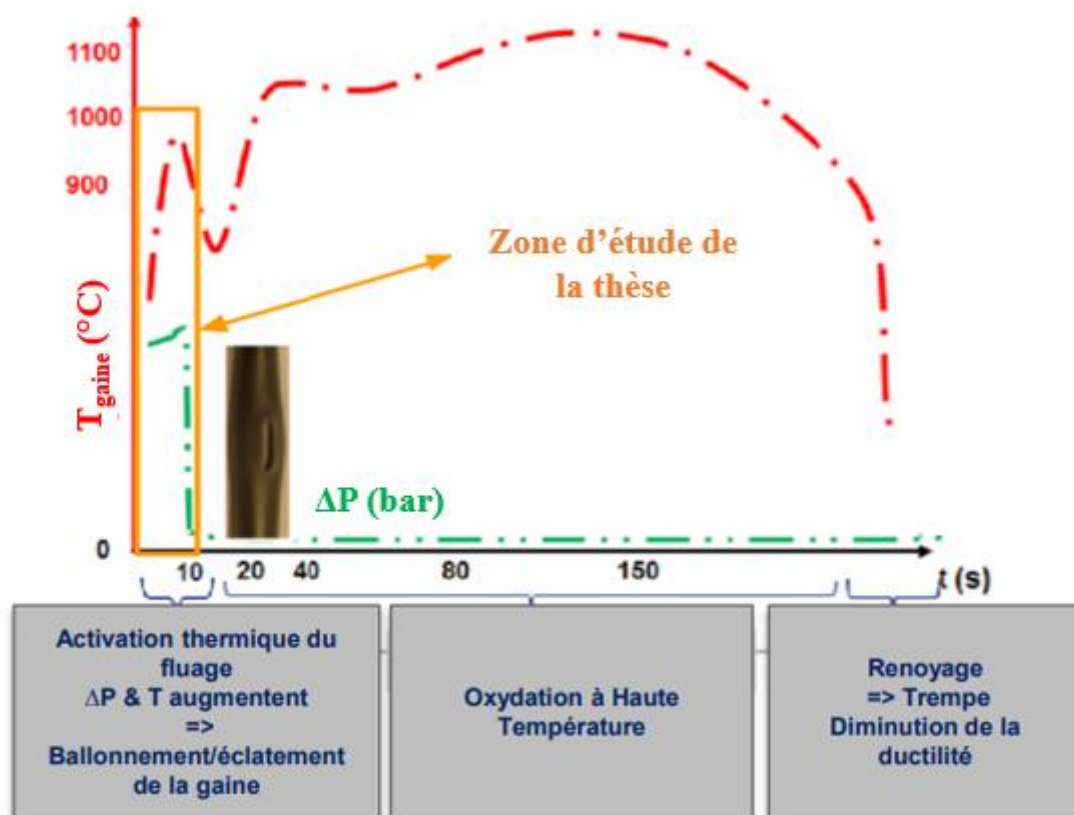


Figure I.1.8 – Schéma simplifié du transitoire subi par un gainage combustible dans le cas d'un scénario APRP d'après [Thieurmél, 2018]

- Phase 1 : Ballonnement-éclatement

Cette première phase est la conséquence directe de l'augmentation de la température et de la différence de pression interne/externe. Bien que la réaction de fission s'arrête rapidement après ouverture de la brèche, la chaleur résiduelle issue de la désintégration des produits de fission provoque une montée en température du gainage. Celle-ci est aggravée par la capacité de refroidissement amoindrie de l'eau, passée en phase vapeur (l'échange thermique avec la vapeur étant moins efficace qu'avec la phase liquide). De plus, la pression externe chute (du fait de l'évacuation de l'eau initialement à 155 bars) et peut atteindre une valeur proche de la pression atmosphérique. La pression interne peut aussi augmenter

du fait de l'échauffement des gaz contenus dans l'éprouvette (hélium et produits de fission). En résulte un gonflement des gaines qui peut se localiser en fonction des gradients thermiques. On assiste alors à un phénomène de grandes déformations nommé ballonnement pouvant aller jusqu'à la rupture des gaines par éclatement au lieu du ballon. Ce phénomène peut conduire à l'obstruction des canaux de refroidissement c'est-à-dire à l'espace vide entre les gaines. L'eau des systèmes de sécurité ne peut alors plus circuler correctement entre les gaines et les refroidir de manière efficace. On peut de plus assister à une fragmentation et une relocalisation axiale du combustible qui peut localement entraîner des pics de température ou une dispersion hors de la première barrière de confinement. Ces phénomènes sont décrits Figure I.1.9 :

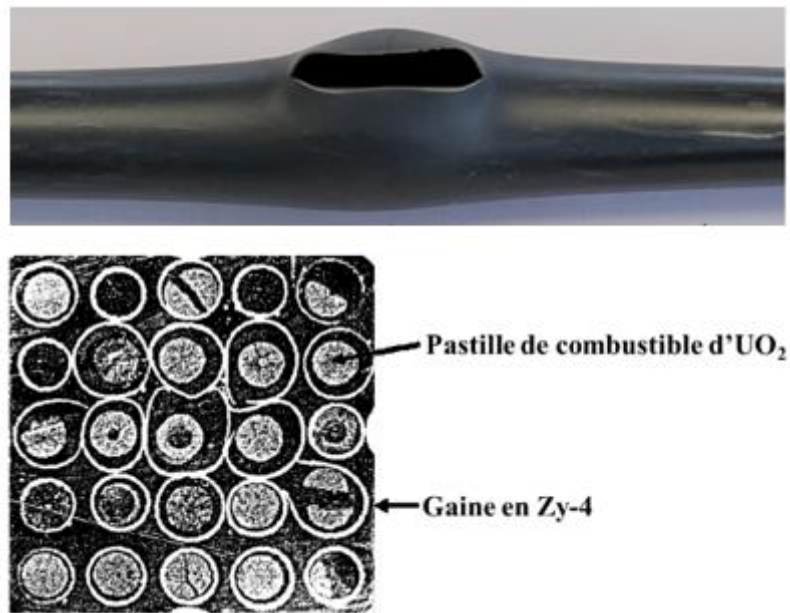


Figure I.1.9 – Gaine ballonnée-éclatée (haut, [Thieurmél, 2018]) et bouchage des canaux avec fragmentation du combustible (bas, [Adroguer et al., 1983])

Par suite, le déclenchement des premiers systèmes de secours provoque une diminution temporaire de la température suivie d'un plateau entre 800 et 1200°C.

- Phase 2 : Oxydation à haute température et hydruration secondaire

A cette température et en présence de vapeur, les gaines s'oxydent. Ce phénomène peut se produire en phase α ou en phase β selon les conditions de température. De plus, l'oxydation peut avoir lieu en face interne pour les gaines présentant un éclatement. Cette réaction, comme décrit en conditions nominales, provoque une prise d'hydrogène pouvant être critique appelée hydruration secondaire.

- Phase 3 : Renoyage

Lors de cette dernière phase, le renoyage est activé et les systèmes de secours provoquent un remplissage progressif du cœur du réacteur. Un front de trempe monte et selon les taux de bouchage, refroidit l'ensemble des assemblages combustibles. Cette phase peut aussi mener à un endommagement mécanique des gaines notamment une rupture. Elle résulte en premier lieu d'un chargement axial provoqué par la différence de dilatation entre les gaines et les tubes guides.

Les différents mécanismes à l'œuvre pour les phases 2 et 3 ont été étudiés dans un précédent travail de thèse entre EDF R&D et le Centre des Matériaux de L'École des Mines de Paris [Thieurmél, 2018].

Actuellement, les exigences relatives à l'APRP sont celles ayant été formalisées par la réglementation Américaine (la Nuclear Regulatory Commission) en 1974. Elles sont utilisées en France depuis la conception des REP.

L'exigence de conservation d'une géométrie refroidissable en mode ductile est bien présente mais n'est associée à aucun critère spécifique et/ou quantifié, mais sur le seul respect des critères de taux d'oxydation total de la gaine ($ECR < 17\%$) et de température maximale de la gaine ($T < 1204^{\circ}\text{C}$) [Hache et Chung, 2001]. L'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire a jusqu'à présent considéré que le critère a été démontré à partir de résultats expérimentaux réalisés préalablement à la conception des réacteurs [IRSN, 2010] :

- Sur la base du NUREG-630 [Powers et Meyer, 1980], qui établit des corrélations entre la déformation circonférentielle maximale du ballon en fonction de la température d'éclatement sur la base d'une sélection d'un large ensemble d'essais réalisés en conditions jugées réalistes,
- Les résultats des essais FEBA-SEFLEX permettaient de conclure qu'une grappe de crayons soumise à un taux de bouchage de 90% restait refroidissable [Ihle et Rust, 1984] [Ihle et Rust, 1986] [Grandjean, 2007].

La NRC a entamé en 2001 une révision du référentiel de sûreté de ses centrales, poussant l'Autorité de Sécurité Nucléaire à se questionner sur l'évolution du référentiel français. Cette démarche, résumée dans ce qui suit, est expliquée dans les rapports de l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire [IRSN, 2010] et [IRSN, 2014].

Les essais NUREG 630 et FEBA-SEFLEX ont été conduits dans les années 80. Depuis, les multiples programmes de recherche ont fourni une nouvelle vision sur l'APRP et les nombreux phénomènes physiques à prendre en compte. De plus, les matériaux utilisés pour le gainage et les taux de combustion ont évolué depuis la mise en place du premier référentiel de sûreté. Ainsi, du fait de l'approfondissement en termes de connaissances et de moyens de calculs, l'IRSN considère légitime de réexaminer comment démontrer au mieux l'exigence de conservation d'une géométrie refroidissable.

En effet, au sein du réacteur, compte tenu du jeu inter-crayons, le contact entre crayons combustibles voisins apparaît à partir d'une valeur de déformation de l'ordre de 30-33 % (crayons adjacents déformés de façon similaire). Certains phénomènes ayant lieu durant le transitoire APRP ont un effet important sur le phénomène de ballonnement. On peut citer certaines problématiques provoquant des excursions localisées en température à ajouter à l'augmentation de température globale de la gaine :

- Relocalisation du combustible : Les pastilles de combustible fragmentées peuvent se relocaliser dans la zone de ballon et provoquer une augmentation locale de température supplémentaire,
- Dégagement exothermique de la réaction d'oxydation de la gaine par la vapeur d'eau,
- Transfert thermique par rayonnement entre ballons,

Dans ce contexte, un effort conséquent d'amélioration de compréhension du phénomène doit être entrepris afin de mettre à jour les connaissances sur le sujet.

I.2 – Revue bibliographique des principaux dispositifs d’essai

Différents moyens expérimentaux ont été mis en place afin d’étudier le phénomène de ballonnement-éclatement dans des conditions représentatives d’un transitoire hypothétique d’Accident par Perte de Réfrigérant Primaire. Le phénomène de grandes déformations pouvant entraîner le bouchage partiel des canaux de refroidissement a fait l’objet d’une importante attention par différents pays avec des essais pouvant aller de transitoires partiels sur mono-crayon modèle à des transitoires complets multi-crayons. Cette partie s’attache à présenter une revue bibliographique des différents moyens d’essais existants pour caractériser le phénomène. Dans un second temps, nous présenterons certains résultats qui permettent de dégager des tendances sur le comportement du gainage en situation d’APRP, notamment l’influence des paramètres d’essais.

I.2.1 – Présentation des principaux dispositifs d’essai multi-crayons

Afin de juger des déformations au sein d’un assemblage combustible en cas de transitoire hypothétique APRP, des essais multi-crayons sont réalisés pour étudier le ballonnement-éclatement des gaines. L’objectif est d’acquérir une meilleure connaissance sur la localisation des ballons (pour juger de la coplanarité entre gaines voisines), et leur taille qui conditionne le taux d’obstruction des canaux et donc la refroidissabilité de l’assemblage. Ainsi, plusieurs dispositifs ont été développés afin de réaliser des essais multi-crayons notamment au KfK pour la campagne REBEKA multi-crayons [Erbacher et Leistikow, 1985] [Wiehr et al., 1980] avec des conditions de refroidissement/renoyage propres au design des systèmes de refroidissement présents dans les installations Allemandes. Ces conditions favorisent des gradients thermiques axiaux importants et un faible taux de coplanarité des déformations d’une gaine à l’autre [Grandjean, 2005]. A l’inverse les essais multi-crayons réalisés aux Etats-Unis par l’ORNL [Chapman et al., 1984] montrent, en fonction des conditions thermohydrauliques représentatives des installations Américaines, que la déformation des gaines se concentre principalement au centre de l’assemblage et entraîne une interaction importante entre crayons voisins (Figure I.2.1). Les auteurs mettent aussi en exergue un effet d’échelle de l’assemblage étudié. Le taux de bouchage obtenu semble être plus important pour les petits assemblages. Pour finir, les essais multi-crayons conduits au JAERI (Japon) dans des conditions proches de celles des essais de l’ORNL mettent en évidence une interaction thermomécanique complexe entre les gaines et les tubes guides [Kawasaki et al., 1983]. Ces interactions peuvent avoir pour conséquence une homogénéisation du gradient de température et conduire à des déformations importantes des gaines.

Comme nous l’avons vu, ces résultats dépendent de nombreux paramètres. Ainsi, les valeurs et profils de déformation peuvent fortement varier en fonction de la taille de l’assemblage étudié, de sa structure et de la position des tubes guides, des gradients thermiques résultants ainsi que des conditions thermohydrauliques choisies (température et débit de vapeur par exemple). Afin de mieux comprendre le phénomène de ballonnement de manière intrinsèque et de quantifier plus facilement les conditions thermomécaniques influençant le phénomène de grandes déformations, des études plus ciblées sont rendues nécessaires. Elles devront permettre de caractériser les paramètres clés du problème, indépendamment de l’effet de structure lié aux essais en grappes, de l’interaction entre les crayons et de la complexité des transitoires réalisés au cours de ces essais. La mise en place d’essais sur mono-crayon modèle doit permettre de caractériser le phénomène de ballonnement-éclatement de manière indépendante afin d’en améliorer la compréhension et la modélisation pour des essais plus complexes (essais multi-crayons) [Powers et Meyer, 1980]. Ces essais, en lien avec cette thèse, sont présentés en détails dans la partie suivante.

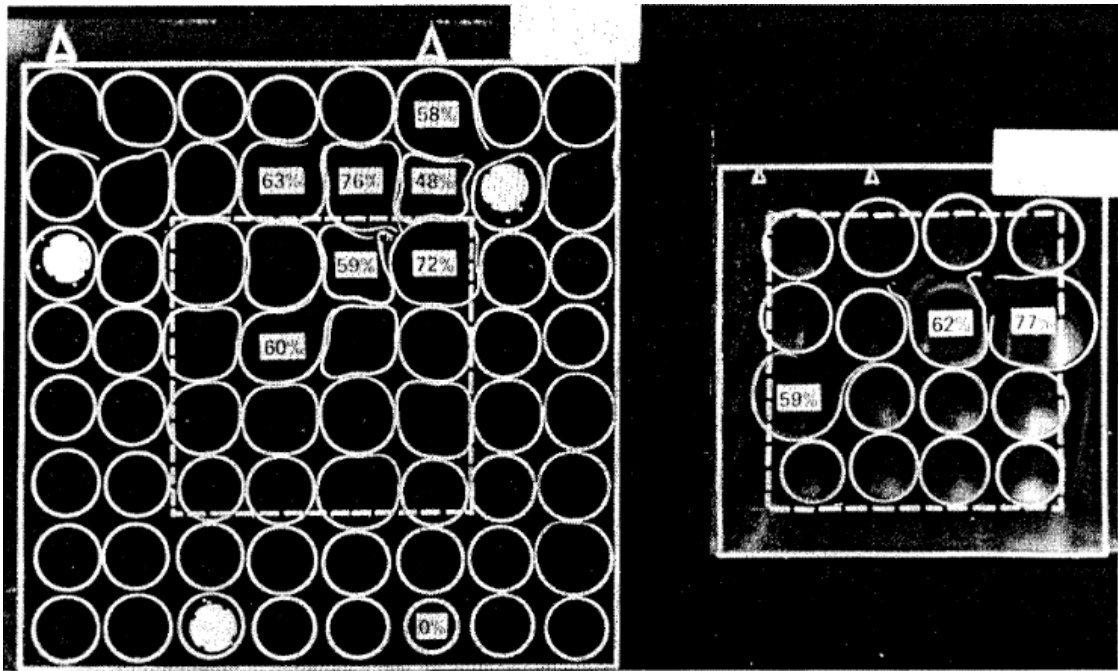


Figure I.2.1 – Essai multi-crayons MRBT au sein du dispositif ORNL [Chapman et al., 1984]

I.2.2 – Présentation des principaux dispositifs d’essai mono-crayon

Ces essais sont réalisés afin d’étudier en détails le phénomène de ballonnement éclatement. Le premier objectif est de comprendre l’effet de paramètres tels que la pression interne, la vitesse de chauffage, la température et le gradient de température, ainsi que les modifications apportées par l’oxydation ou le taux d’hydrogène. Le second objectif est l’identification de lois de comportement ainsi que la mise au point et la validation de modèles thermomécaniques permettant de décrire la déformation. Nous présentons par la suite les principaux dispositifs d’essais mono-crayon. Ceux dont les résultats ont le plus été utilisés pour ce travail de thèse, notamment grâce aux informations fournies par les auteurs permettant de situer leur dispositif et leur base d’essai par rapport à celle de la présente thèse, sont tout d’abord présentés. Par la suite, d’autres dispositifs présents dans la littérature seront décrits.

a) Les essais EDGAR

EDGAR est un dispositif expérimental développé par le CEA dans les années 70. L’objectif est de tester les matériaux de gainage en conditions proches de celles d’un accident de type APRP pour la phase de ballonnement-éclatement. Ces essais permettent la mise au point de modèles descriptifs phénoménologiques et d’identifier les paramètres matériau des tubes. Les modèles thermomécaniques mis au point pour ces différents matériaux de gainage sont appelés modèles EDGAR. Toutes les informations sur ce dispositif sont disponibles dans [Forgeron et al., 2000] et [Chosson, 2014].

Les essais sont réalisés sur des tubes de gainage combustible de 490mm de long. Ces tubes sont bouchés à leurs extrémités et la partie supérieure est libre de se déplacer une fois le montage effectué. La pressurisation interne est réalisée grâce à un système d’injection utilisant l’argon, pouvant atteindre 200 bars. Le chauffage est réalisé par effet Joule (vitesses de chauffage de 0.1°C/s à 250°C/s pour des températures comprises entre 350°C et 1400°C). Cette méthode produit en régime permanent des

gradients thermiques axiaux et azimutaux inférieurs à 5°C sur les 300mm utiles de l'éprouvette. La température et la déformation diamétrale sont mesurées au même endroit. La mesure de température est obtenue à l'aide d'un thermocouple externe soudé ou de pyromètres optiques qui sont utilisés en fonction de la gamme de température étudiée. La mesure du diamètre de la gaine en cours d'essai est réalisée grâce à une nappe laser. Le moyen d'essai est instrumenté et piloté par un ordinateur. Un système d'asservissement est adjoint afin d'assurer des conditions de pression et température constantes au cours de l'essai. On montre le dispositif sur la Figure I.2.2.

Des essais en fluage à température constante et en rampe de température peuvent être réalisés au sein de ce dispositif. Il permet en outre la mise au point du modèle EDGAR. C'est un modèle thermo-mécanique qui repose sur une modélisation 1D, développée sur la base des essais EDGAR froid mono-crayon. Il est utilisé pour prédire le temps à rupture t_R et l'allongement réparti à rupture A_r mais ne prévoit pas l'allongement total A_t ³. Il ne permet donc pas de modéliser de manière intrinsèque le ballon. L'apport majeur de ce modèle est la prise en compte de la forte interaction entre la mécanique et les transformations de phases. Lors des rampes, on observe des phénomènes hors équilibre et les coefficients matériaux évoluent avec le temps tandis que les phénomènes en fluage sont différents.

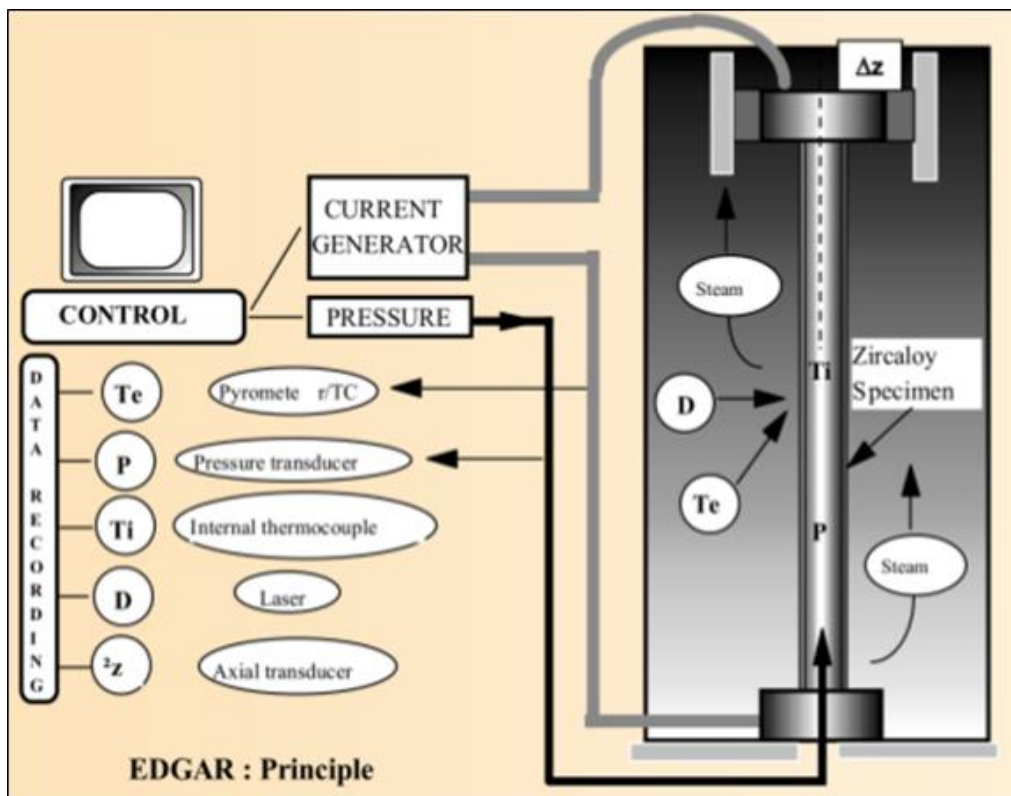


Figure I.2.2 – Schéma du dispositif EDGAR [Forgeron et al., 2000]

³ L'allongement total à rupture A_t est défini en mesurant le périmètre maximal en zone ballonnée tandis que l'allongement réparti A_r est lié à la mesure du périmètre à ± 20 mm de l'éclatement.

La cinétique des changements de phase, prise en compte dans le modèle, a été décrite au paragraphe I.1.2.b. Le modèle mécanique EDGAR est établi comme suit :

- L'équilibre mécanique donne la contrainte circonférentielle :

$$\sigma_{\theta} = p \frac{(D_0 - e_0)}{2e_0} \left(1 + \frac{D - D_0}{D_0}\right)^2 \quad (I.1.1)$$

avec D le diamètre du tube, D_0 le diamètre initial, e_0 l'épaisseur initiale et p la pression interne

- Loi de déformation de fluage de type Norton :

$$\dot{\epsilon}_{\theta} = A_i \sigma^{n_i} \exp\left(-\frac{Q_i}{T}\right) \quad (I.1.2)$$

(A_i , n_i , Q_i) = (Facteur pré-exponentiel, coefficient de fluage, énergie d'activation)_{phase i}

- La contrainte à rupture dépend de la température suivant :

$$\sigma_{B_i} = k_i \exp(-q_i T) = \sigma_i^0 (1 + A_r)^2 \quad (I.1.3)$$

avec A_r l'allongement à rupture en zone non ballonnée et (q_i , k_i) des coefficients propres à la phase i identifiés sur la base d'essais et T la température d'éclatement.

On peut noter que [Chosson, 2014] pour comparer les résultats de fluage sous vapeur réalisés au sein du dispositif EDGAR aux lois identifiées par [Fréchiné, 2001] observe une forte dispersion des résultats, notamment des écarts importants pour des essais réalisés avec des conditions expérimentales semblables. On présente ces résultats Figure I.2.3 sur laquelle les points cerclés en noir sont réalisés dans des conditions similaires.

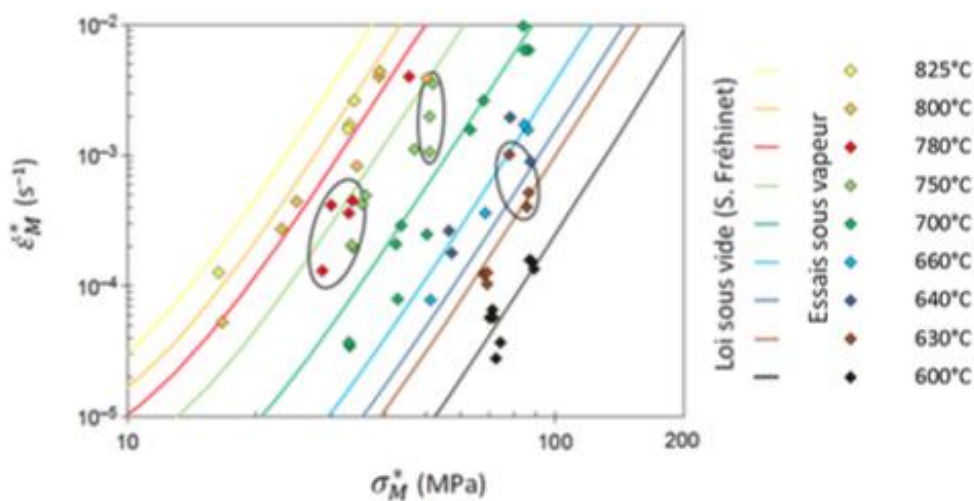


Figure I.2.3 – Résultats d'essais de fluage sous pression interne au sein du dispositif EDGAR [Chosson, 2014]

L'auteur conclut que ces écarts sont principalement dus à la dispersion naturelle du phénomène de ballonnement-éclatement et sur l'incertitude de mesure de la température (en fonction du fait qu'elle soit mesurée avec le thermocouple ou l'un des pyromètres). Ce résultat met en lumière, pour un dispositif dont le gradient thermique mesuré est faible, l'extrême sensibilité des résultats aux conditions expérimentales et à la caractérisation de ces conditions.

b) Les essais REBEKA (KfK)

Le laboratoire Allemand KfK, au sein du centre de recherche nucléaire de Karlsruhe, a mis en place un dispositif d'essai dans les années 70 afin d'étudier le phénomène de ballonnement-éclatement sur mono-crayon modèle et d'en tirer un modèle thermomécanique [Erbacher et al., 1979] [Grandjean, 2005]. Le dispositif permet des vitesses de rampe de 1 à 30 °C/s avec des valeurs de pression interne de 1 à 140 bars. La pression est maintenue constante tout au long de l'essai. Le chauffage interne est réalisé sur la longueur de la gaine (325mm) grâce à un élément intégré en Inconel. Il est isolé de la gaine par des pastilles d'alumine creuses qui peuvent elles aussi être chauffées afin de mieux maîtriser le gradient thermique. La différence de température azimutale peut balayer une vaste gamme de valeurs. Elle peut soit être maintenue entre 0 et 15°C [Erbacher et al., 1982] ou atteindre des valeurs allant jusqu'à 100°C [Erbacher et al., 1979]. Ce gradient est mesuré par un ensemble de thermocouples soudés en surface externe de la gaine. La déformation est mesurée à l'aide d'un capteur radiographique et les essais peuvent être réalisés en atmosphère neutre ou sous vapeur. On montre un schéma du dispositif expérimental Figure I.2.4.

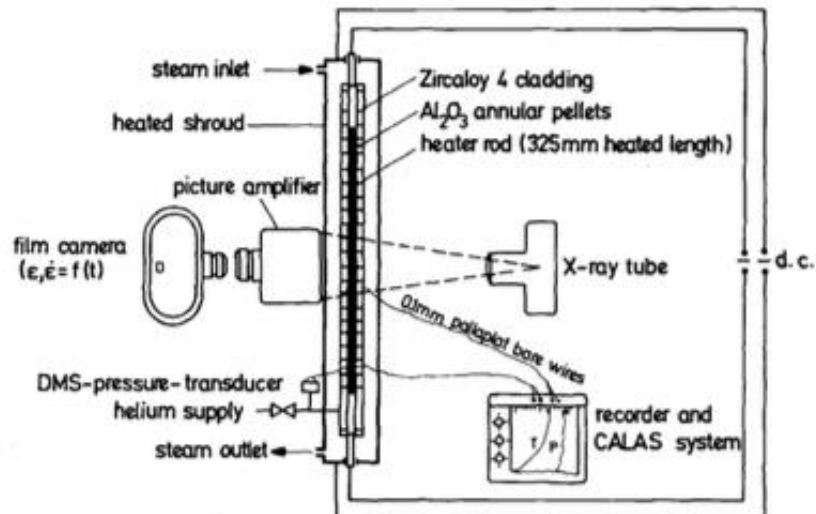


Figure I.2.4 – Dispositif expérimental REBEKA pour essais mono-crayon [Erbacher et al., 1979]

Les auteurs analysent, grâce aux résultats des essais, l'impact du gradient sur la déformation à rupture. Afin de mettre en place leur modèle, sont étudiées la contrainte à rupture en fonction de la température à rupture, la température à rupture en fonction de la pression interne ainsi que la déformation à rupture en fonction de la température d'éclatement et ce pour différentes vitesses de rampe. Ces résultats seront rediscutés à la Partie I.2.3.

c) Les essais ORNL (Oak Ridge National Laboratory)

Des essais similaires aux essais REBEKA sont réalisés dans le cadre du projet MRBT (MutliRod Burst Test program) à l’Oak Ridge National Laboratory (ORNL) aux Etats-Unis [Chapman et al., 1979]. Le chauffage interne est assuré par une spirale de Kanthal (alliage Fer-Chrome-Aluminium) enroulée autour d’un cœur en MgO. Ce système est isolé du gainage, de longueur utile 915mm, par une tôle de nitrure de Bore. Une fine couche protectrice d’oxyde de zirconium est ajoutée par pulvérisation plasma sur l’extérieur de cette tôle afin d’éviter toute réaction chimique avec la gaine en cas de contact. L’espace entre ce système et la gaine est rempli d’hélium à la pression d’essai désirée. La mesure de température est réalisée en premier lieu grâce à des mesures infrarouge. Durant les essais, une douzaine de thermocouples de type S sont soudés en face externe. Ils peuvent être disposés, selon les essais, en spirale ou bien soudés tous les 90° pour trois positions axiales choisies. Ce type de mesure permet aux auteurs de conclure que la température en tous points de la gaine se trouve entre $0,95T_{\text{moy}}$ et $1,05T_{\text{moy}}$ où T_{moy} est la température moyenne de la gaine à l’instant de la mesure. La gaine présente des valeurs de déformation maximale moins importantes que pour le dispositif EDGAR. Les auteurs soulignent que lors du phénomène de ballonnement, la variabilité de la distance à l’élément chauffant interne (agrandissement du rayon inhomogène, flexion de la gaine...) peut produire des différences de températures azimutales importantes, difficiles à mesurer.

L’éprouvette est libre de se déplacer axialement et placée au sein d’une enceinte dans laquelle est injectée la vapeur chaude (pression atmosphérique-350°C) ou sous atmosphère neutre (argon) [Hobson et Rittenhouse, 1971]. La pressurisation interne assurée par l’hélium est libre d’évoluer en fonction de la température et du volume libre disponible qui dépend de la déformation. La quasi-totalité des essais sont conduits à une vitesse de rampe de 28°C/s. On présente le dispositif expérimental Figure I.2.5.

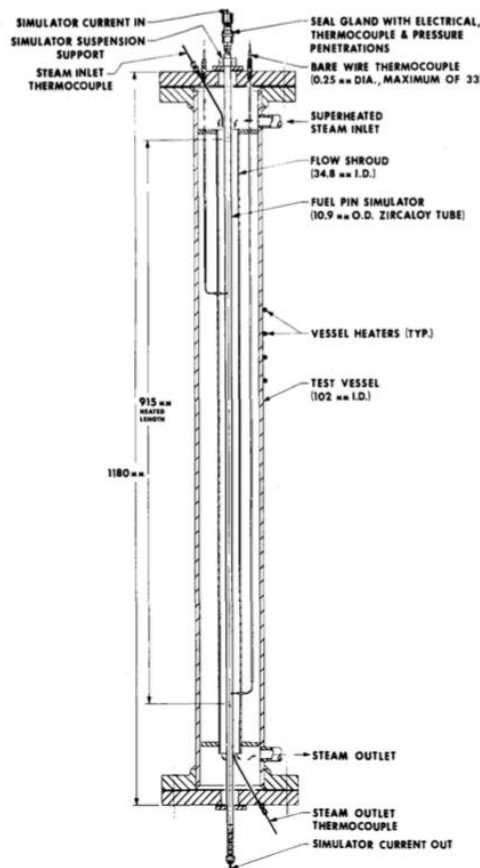


Figure I.2.5 – Dispositif expérimental ORNL pour essais mono-crayon [Chapman et al., 1979]

Comme pour les dispositifs précédents, l'objectif est d'apporter une meilleure compréhension de la déformation de ballonnement ainsi que des données servant à la mise en place et à la vérification de modèles analytiques ou des modèles utilisés dans les codes de calcul.

d) Autres dispositifs

D'autres dispositifs sont mis en place dans différents pays et laboratoires et utilisés afin d'étudier la phénoménologie du ballonnement et l'impact de différents facteurs sur le phénomène. Ils servent aussi à la mise en place de modèles permettant de représenter les résultats de ces essais. Ces bases d'essais permettent d'apporter différents éléments afin d'améliorer la compréhension du phénomène de ballonnement-éclatement. La multiplicité des procédures d'essais et des moyens expérimentaux est importante. Ainsi, chaque dispositif est singulier de par le moyen de chauffage utilisé, de mesure de température ou de pression, du milieu dans lequel la gaine est testée etc... Chaque dispositif sera utilisé selon ses particularités pour étudier différents aspects du phénomène. On pourra citer par exemple :

- Un dispositif Américain a été développé en plus du dispositif de l'ORNL par l'Argonne National Laboratory (ANL) afin d'étudier certains aspects du ballonnement notamment des critères d'instabilité plastique, l'effet d'une contrainte axiale ou de la vitesse de rampe [[Chung et al., 1977](#)]. Le dispositif est dimensionné pour des éprouvettes de longueur 152mm. Trois ou quatre thermocouples sont soudés en face externe et, contrairement au dispositif ORNL, le chauffage est réalisé par passage direct d'un courant au travers de la gaine. La mise sous pression est réalisée par un système d'injection d'argon. Depuis, un autre système a été mis au point pour permettre des essais sous atmosphère vapeur [[Billone et al., 2008](#)],
- Un dispositif développé en Angleterre [[Rose et Hindle, 1977](#)] afin de réaliser des essais sur gaines dans le cadre des études de sûreté des réacteurs à eau lourde de production de vapeur Anglais (technologie ayant cessé d'être utilisée en 1990). Le dispositif permet des essais de fluage à température constante grâce au chauffage par passage direct d'un courant. Il est utilisé pour déterminer des lois de comportement et réaliser des études sur l'effet de l'irradiation. Cependant, la phase de ballonnement est peu étudiée et les auteurs utilisent les résultats en fluage secondaire (avant le phénomène de ballonnement en grandes déformations) pour des vitesses de déformation relativement faibles ($4.10^{-5}s^{-1}$ à $3.10^{-4}s^{-1}$),
- En France, l'IRSN a mis en place un dispositif permettant d'étudier le phénomène de ballonnement principalement pour l'identification de lois de comportement [[Campello et al., 2017](#)]. Les essais sont réalisés sur tronçon de gaine de 90mm. Une fois placé au sein du dispositif, la longueur entre les mors est de 58mm. Le chauffage est réalisé par induction à l'aide d'un inducteur qui chauffe une partie utile de 20mm. Le gradient axial résultant à 850°C, mesuré par thermographie infrarouge, est assez important avec une différence de température supérieure à 20°C sur 10mm. Un dispositif permet de filmer la déformation et d'utiliser la technique de stéréocorrélation d'images afin de réaliser des identifications de lois de comportement en utilisant des techniques avancées [[Campello, 2016](#)]. Les vitesses de déformation maximales étudiées sont de l'ordre de $4.10^{-3}s^{-1}$ et les déformations maximales de 30%,
- Plus récemment un dispositif a été développé en Inde [[Khan et al., 2013](#)] [[Khan et al., 2014](#)]. L'éprouvette mesure 250mm pour une partie utile chauffée de 200mm par passage direct d'un courant électrique, maîtrisé grâce à la mesure d'un thermocouple de contrôle soudé en face externe. Les vitesses de rampe permises sont comprises entre 5°C/s et 80°C/s. La mise sous pression est

réalisée par injection d'argon et libre d'évoluer en fonction de la température et de la déformation de la gaine. La gaine se trouve en position horizontale et la déformation est mesurée avec un système de céramiques cubiques de 25mm de côté, en contact avec la gaine et reliées à des transducteurs. Ce système permet de mesurer le déplacement de la paroi de la gaine en trois points. Ce dispositif est utilisé afin de mettre au point des modèles 1D et notamment de comparer le critère de rupture développé aux résultats de [Neitzel et Rosinger, 1980] et [Erbacher et al., 1982]. Plus récemment, une étude sur l'effet de l'oxydation a aussi été réalisée avec ce dispositif [Suman et al., 2016],

- Un dispositif a aussi été mis en place au Canada [Hunt et Newell, 1978]. Il permet de réaliser différentes conditions de rampes avec des vitesses de chauffage par résistance entre 0.5°C/s et 25°C/s sur des gaines de 500mm de long testées sous vide, soumises à une pression interne maintenue constante. Ce dispositif est utilisé pour l'étude de lois de comportement constitutives du Zircaloy-4,
- En Allemagne [Ortlieb et al., 1987] [Eberle et al., 1992] utilisent le CRT (Creep Rupture Test) développé par Siemens/KWU notamment à des fins industrielles, pour le développement de nouveaux matériaux et/ou l'étude des propriétés matériaux sur les résultats de ballonnement-éclatement. Les essais peuvent être réalisés en plateau de température ou en rampes (5, 10, 30°C/s). Les essais sont réalisés dans l'air. La température est mesurée par de nombreux thermocouples Pt/PtRh en surface externe. Cependant aucune mesure de gradient thermique n'est spécifiée,
- Au Japon dans le cadre des essais JAEA (Japan Atomic Energy Agency) [Nagase et al., 2009] étudient aussi l'Accident par Perte de Réfrigérant Primaire avec des essais mono-crayon de type EDGAR à la différence que les crayons sont dans la plupart des cas pré-préssurisés.

I.2.3 – Apport des dispositifs sur la compréhension du ballonnement

Les différentes campagnes d'essais telles que celles présentées précédemment permettent de mieux comprendre l'impact de différents facteurs sur les résultats de ballonnement. On se propose dans ce qui suit d'en présenter un résumé.

Nous avons vu que le système de mise sous pression des éprouvettes dépend du dispositif expérimental considéré. La gaine peut être pressurisée puis bouchée. Parfois le système de mise sous pression est fermé, ce qui implique un volume libre de gaz comprenant celui de l'éprouvette et de tout ou partie du circuit de mise sous pression. Dans ce cas, la pression évolue librement en fonction des caractéristiques du dispositif et des éprouvettes, avec la température et la déformation. Dans d'autres cas, un système d'asservissement est mis en place afin de maintenir la pression constante au sein de l'éprouvette. Outre le type de mise sous pression, son effet est similaire sur les résultats de ballonnement. Il possède plutôt des conséquences sur le phénomène de rupture. Dans la suite, nous indiquerons si la pression mentionnée est la valeur initiale ou à rupture.

a) Fluage à température constante

Pour les essais de fluage en plateau de température, le temps à rupture diminue en fonction de la pression interne appliquée. La relation n'est pas linéaire et permet de conclure à une loi de fluage de type Norton. C'est ce qu'ont montré [Forgeron et al., 2000] pour trois températures d'essais (700°C-800°C-900°C) et différentes valeurs de pression initiales ou encore [Kim et al., 2004] pour des essais entre 750°C et 950°C et des pressions initiales comprises entre 10 et 80 bars. Du fait de la forte non-linéarité de la loi de comportement, [Erbacher et Leistikow, 1985] montrent pour des essais de fluage à température et pression constante au sein du dispositif REBEKA, que le temps à rupture peut varier de près de 40% pour une différence de température entre essais de seulement 10°C, comme montré Figure I.2.6. Ce type de résultat met en avant l'extrême sensibilité du phénomène de ballonnement-éclatement à la température et donc la nécessité d'avoir une bonne connaissance de cette dernière lors de la réalisation d'essais.

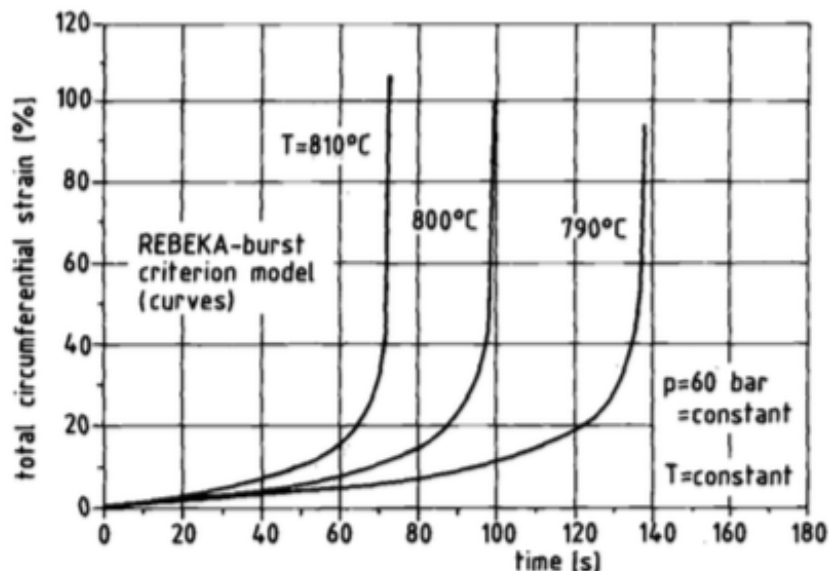


Figure I.2.6 – Sensibilité du temps à rupture en fonction de la température lors d'essais à pression et température constantes [Erbacher et Leistikow, 1985]

La déformation circonférentielle totale à rupture, nommée $At(\%)$, correspond à la variation maximale de la circonférence de la gaine. Elle est définie par une mesure post-mortem du périmètre en zone ballonnée. La déformation totale est dépendante des changements de phase, de l'atmosphère (oxydante ou non) et des niveaux de pression. De plus, d'un dispositif à l'autre, les valeurs de déformation peuvent varier, notamment de par le gradient thermique produit par la méthode de chauffage employée.

A ce sujet, [Forgeron et al., 2000] ont réalisé de nombreux essais de fluage à température constante et pour différentes valeurs de pression. Les résultats sont donnés Figure I.2.7. Ces essais permettent de tracer des courbes enveloppes. La courbe supérieure correspond à des valeurs de ductilité maximales pour des essais avec un gradient thermique négligeable et des valeurs de pression modérées. La courbe enveloppe inférieure correspond plutôt à des essais à pression élevée. Bien que les résultats de fluage en pression interne réalisés par [Kim et al., 2004] présentent une très bonne cohérence avec les valeurs de déformation de [Forgeron et al., 2000] (le système de chauffage étant similaire, on peut s'attendre à des gradients thermiques proches), les auteurs soulignent que le lien entre pression interne et valeurs de déformation n'est pas trivial. On observe une augmentation de la ductilité lorsque la température

augmente jusqu'à atteindre un maximum autour de la température de changement de phase. De plus, [Chosson, 2014] souligne l'importance de l'environnement d'essai. L'influence d'un environnement vapeur est faible pour des températures inférieures à 1000°C (Figure I.2.7). Pour finir, on remarque sur ce type de figure que pour une température d'essai donnée, les courbes enveloppes sont relativement espacées avec des différences de déformation à rupture pouvant, pour certaines températures, aller du simple au double selon les conditions de pression étudiées.

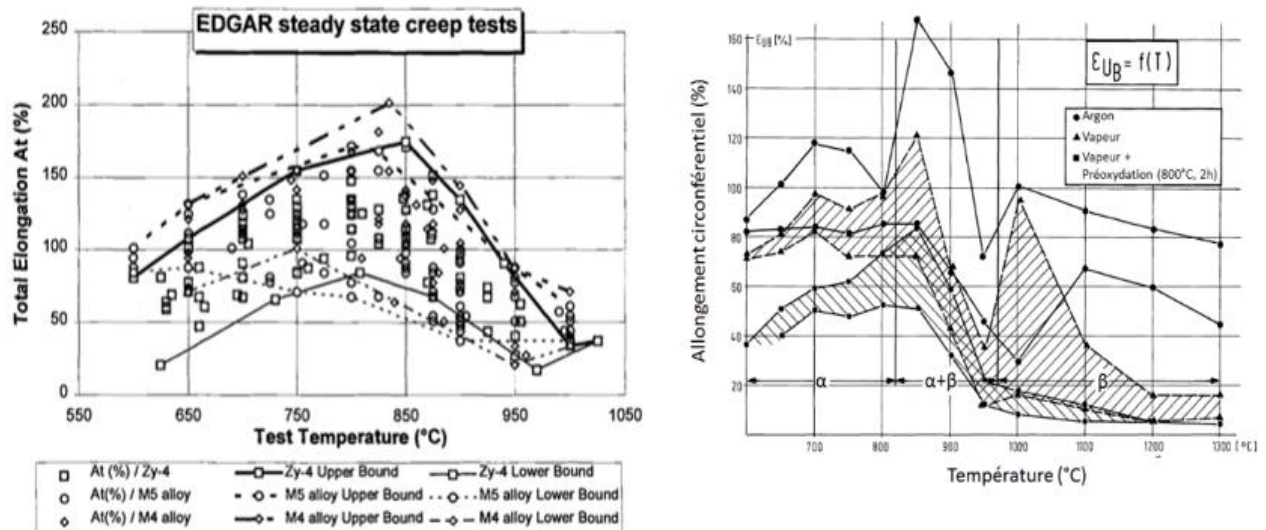


Figure I.2.7 – Courbes enveloppes de fluage d'après [Forgeron et al. 2000] (gauche) et [Chosson, 2014] (droite)

La réalisation et l'étude d'essais de fluage à température constante est essentielle. Elle permet d'une part de réaliser des identifications de lois de comportement. Dans ce cas, le phénomène de ballonnement en grandes déformations jusqu'à rupture n'est pas pris en compte et les auteurs s'intéressent plutôt au fluage secondaire où la vitesse de déformation est constante comme [Rose et Hindle, 1977] en Angleterre pour le Zircaloy-2. [Hayes et Kassner, 2006] ont réalisé une étude comparative permettant de mettre en regard un grand nombre de données de la littérature afin d'étudier le comportement du zirconium et de ses alliages, dont certains essais sont réalisés en fluage en pression interne sur gaine. De plus, le fait de réaliser des essais à température constante permet de découpler le phénomène de ballonnement des variations thermiques en rampe et notamment des changements de phase.

Les essais en fluage à température constante en pression interne ne sont cependant pas très nombreux. Les auteurs, afin d'étudier le ballonnement-éclatement, choisissent généralement de se placer dans des conditions plus représentatives d'un APRP. Cependant, les résultats disponibles mettent en lumière qu'à pression constante le phénomène est fortement dépendant de la température. De plus, la déformation à rupture dépend des conditions d'essais, notamment l'atmosphère, la méthode de chauffage ou encore le moyen utilisé pour la mise sous pression. Pour un même dispositif expérimental, les déformations à rupture peuvent fortement varier d'un essai à l'autre du fait de ces conditions. Nous pouvons aussi souligner l'importance des conditions d'essais sur le phénomène de rupture (*i.e.* d'éclatement) qui conditionne l'arrêt de la déformation de ballonnement et donc de la valeur de déformation.

b) Rampes de température

Les études en rampe de température permettent d'étudier le ballonnement-éclatement dans des conditions plus représentatives d'un scénario APRP. L'intérêt, en plus des différents paramètres déjà mentionnés pour les essais à température constante, est l'analyse de l'effet de la vitesse de rampe sur le ballonnement-éclatement. Ainsi, les auteurs s'attachent généralement à étudier la température de rupture en fonction de la contrainte circonférentielle ou de la pression. L'objectif est de caractériser d'une part le phénomène d'éclatement pour des conditions de pression et de vitesse de rampe données, et par la suite de prédire la déformation circonférentielle à rupture une fois la température d'éclatement évaluée. Généralement, les auteurs étudient la température d'éclatement en fonction de la pression interne ou de la contrainte. L'intérêt de ce type de courbe est de savoir, pour une mise sous pression donnée, la température d'éclatement pour une rampe de température de valeur v_{rampe} ($^{\circ}C/s$). Ceci permet de savoir, dans des conditions représentatives d'un transitoire APRP hypothétique, la température à laquelle peut ballonner-éclater une gaine sur la courbe typique donnée Figure I.1.8. Le modèle le plus documenté a été étudié en détails par [Neitzel et Rosinger, 1980] et identifié sur la base d'essais REBEKA par [Erbacher et al., 1982]. Le modèle de fluage est très proche de celui explicité dans EDGAR paragraphe I.2.2.a. On retiendra simplement que la contrainte circonférentielle s'écrit :

$$\sigma_{\theta} = p \frac{(D_0 - e_0)}{2e_0} \left(1 + \frac{D - D_0}{D_0}\right)^2 \quad (I.2.1)$$

avec D le diamètre du tube, D_0 le diamètre initial, e_0 l'épaisseur initiale et p la pression interne

La forme de la courbe Figure I.2.8 fait choisir aux auteurs un critère de rupture liant la contrainte à rupture à la température à rupture d'après le modèle introduit par [Brzoska et al., 1977] :

$$\sigma_{B_i} = a_i \exp(-b_i T) \quad (I.2.2)$$

(a_i , b_i) des coefficient propres à la phase i et à la vitesse de rampe (identifiés sur la base d'essais) et T la température d'éclatement.

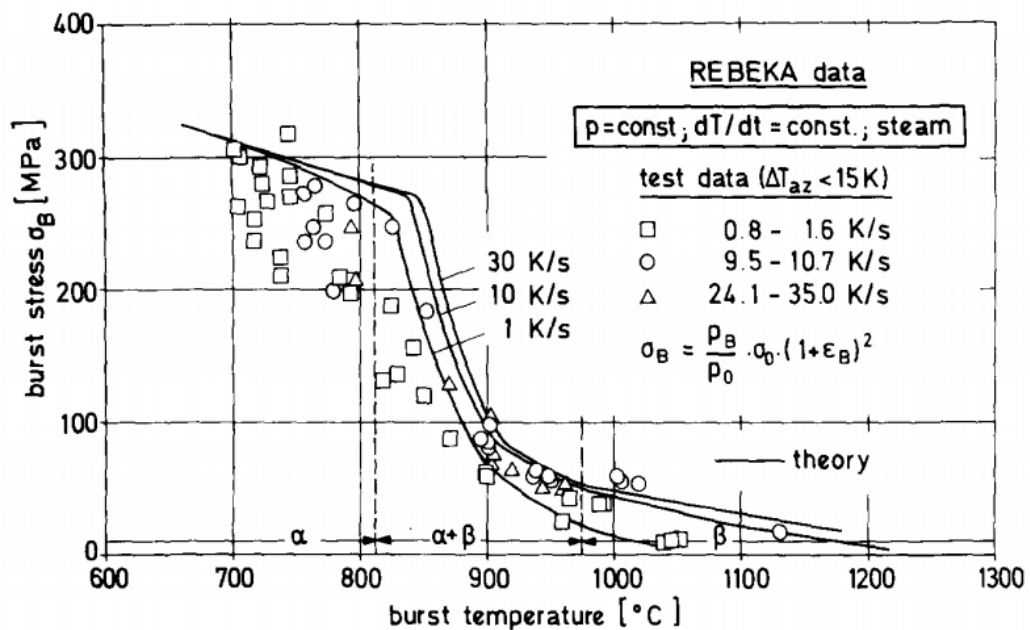


Figure I.2.8 – Contrainte à rupture en fonction de la température à rupture d'après [Erbacher et al., 1982]

On remarque sur cette figure que pour une température à rupture donnée la contrainte à rupture augmente lorsque la vitesse de rampe augmente. De même, pour une contrainte à rupture donnée, la température à rupture augmente lorsque la vitesse de rampe augmente. On observe aussi un changement du régime de rupture avec le changement de phase $\alpha \rightarrow \alpha + \beta$. Cependant, la valeur de la déformation intervient dans le calcul de la contrainte à rupture équation (I.2.1) Afin de découpler la valeur de déformation de la valeur de pression, les auteurs proposent d'étudier la température à rupture en fonction de la pression interne (maintenue constante au cours de l'essai). On observe Figure I.2.9 que la valeur de pressurisation interne nécessaire à la rupture augmente fortement en fonction de la vitesse de rampe pour une température à rupture donnée. Pour une même valeur de pression, la température à rupture peut fortement augmenter avec la vitesse de rampe (on observe des écarts de 150°C entre 1°C/s et 100°C/s).

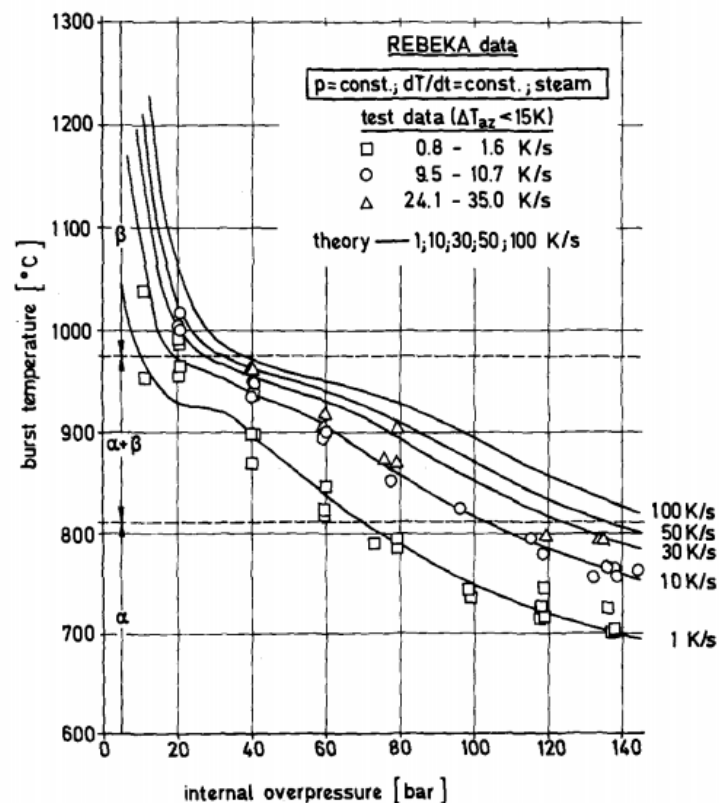


Figure I.2.9 – Température à rupture en fonction de la pression interne d'après [Erbacher et al., 1982]

Afin d'étudier la déformation circonférentielle maximale après rupture, un grand nombre de données est nécessaire pour tracer des cartes de ductilité dans le plan $(\frac{\Delta D}{D_0}, T)$ tout comme dans le cas du fluage Figure I.2.7. Sur la base d'essais REBEKA en rampes de température, les résultats des essais sont donnés Figure I.2.10. On observe deux pics de ductilité. Le premier est principalement expliqué par un phénomène de superplasticité autour de la température de changement de phase $\alpha \rightarrow \alpha + \beta$ [Massih, 2012]. La phase β forme un liseré autour des grains α , améliorant le glissement d'une phase par rapport à l'autre. Le creux de ductilité autour de 900°C correspond environ au centre de ce domaine biphasé où les grains de phase β se forment et rompent la continuité de ce liseré. Au fur et à mesure que la température augmente et que la phase β devient majoritaire, le comportement en fluage se rapproche de celui de cette phase [Fréchet, 2001]. Cette dernière est plus ductile que la phase α pour trois raisons : elle existe à haute température où les mécanismes thermiquement activés sont plus rapides (montée de dislocation, diffusion...), la structure cubique propose plus de systèmes de glissements et les composés

intermétalliques possèdent une solubilité supérieure en phase β . Les précipités ne jouent pas le rôle d'obstacles comme en phase α [Chosson, 2014]. La chute de ductilité aux très hautes températures est attribuée à l'effet de l'oxydation qui fragilise le matériau. On observe pour des températures inférieures à 1000°C que pour une température à rupture donnée, la déformation à rupture diminue lorsque la vitesse de rampe augmente. Ce phénomène semble être expliqué par le fait que pour des vitesses de rampes supérieures, la déformation, notamment homogène, n'a pas le temps d'avoir lieu avant la rupture du fait de l'importante variation de température [Khan et al., 2013]. Dans le même ordre d'idée, [Chung et al., 1977] expliquent que pour des vitesses de rampe plus importantes, le temps de maintien en température est plus faible. Le gainage étant à l'état détendu, le temps pour relaxer les contraintes internes et recuire les défauts résultants du procédé de mise en forme est plus faible, rendant ainsi le matériau moins ductile. Pour finir, le gradient thermique, notamment azimuthal peut être plus important pour des vitesses de chauffage importantes, causant une localisation et une rupture prématurée [Erbacher et Leistikow, 1985].

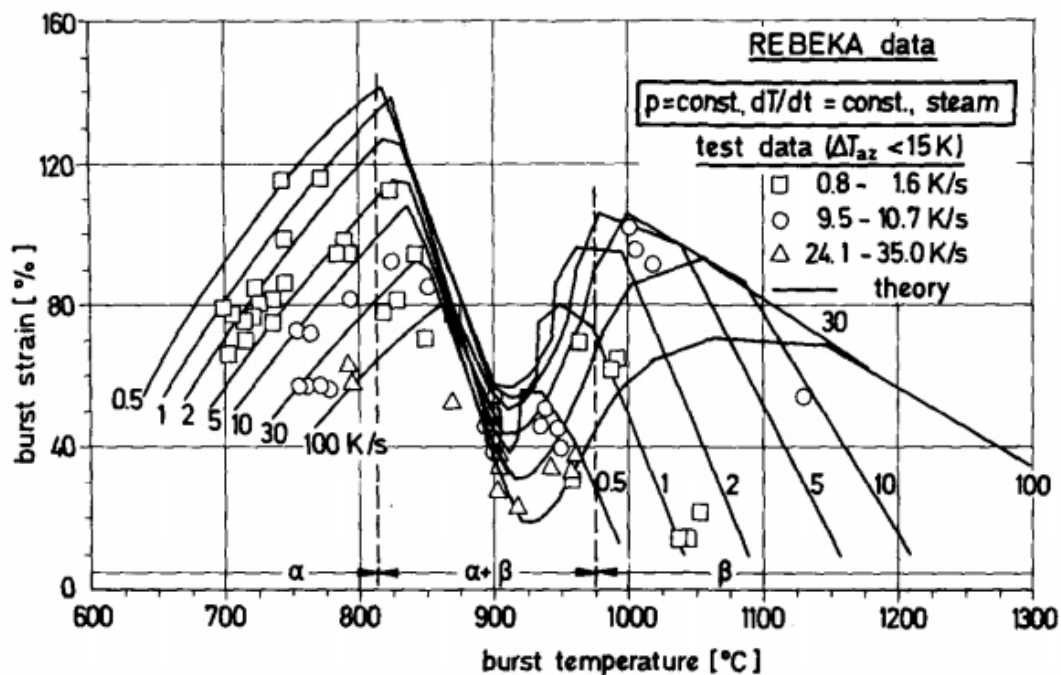


Figure I.2.10 – Déformation à rupture en fonction de la température à rupture d'après [Erbacher et al., 1982]

Afin d'obtenir les courbes maîtresses permettant de modéliser la déformation circonférentielle à rupture, tracées Figure I.2.10, le critère de rupture équation (I.2.2) est identifié sur la base de la Figure I.2.9 et des mesures de déformation post-mortem de la base d'essais. Par suite, la pression étant connue, l'équation (I.2.1) permet d'obtenir la valeur de déformation circonférentielle à rupture pour tracer les courbes modèles.

Ce type d'étude, malgré certaines modifications pour prendre en compte l'oxydation ou l'hydruration, est utilisé dans les études APRP plus particulièrement dans l'identification de modèles de rupture permettant d'obtenir les températures, contraintes et déformations à rupture. On retrouve donc ce type d'études pour différents dispositifs et dans différents pays comme [Hardy, 1973] au Canada, aux Etats-Unis par [Chung et al., 1977] à l'ANL et [Chapman et al., 1979] à l'ORNL ou plus récemment par [Forgeron et al., 2000] pour la mise en place du modèle EDGAR en France, [Manngard et Massih, 2012] en Suède ou encore largement par [Khan et al., 2013] [Khan et al., 2014] [Suman et al., 2016] dans le cadre d'études de sûreté Indiennes.

Il est intéressant de noter que la démarche adoptée par la Nuclear Regulatory Commission afin d'étudier le maintien d'une géométrie refroidissable comme expliqué Partie I.1.4 se base sur ce type d'études. En effet, [Powers et Meyer, 1980], en essayant de proposer une méthode pour borner les valeurs de déformations circonférentielles à rupture obtenues pour une multitude d'essais en rampes (majoritairement sous vapeur sur mono-crayon non irradiés mais aussi certains sur mono-crayon irradiés ou en grappe) se basent sur la forme de la courbe de ductilité typique Figure I.2.10 pour définir une courbe enveloppe englobant tous les essais et les vitesses de rampes qu'elles soient importantes ou faibles d'après les résultats suivants :

- Essais sur mono-crayon vierge en atmosphère vapeur à l'ORNL décrits au paragraphe I.2.2.c [Chapman et al., 1979], multi-crayons (16 gaines) sur matériau vierge dans le même laboratoire [Chapman et al., 1984] et multi-crayons (7 gaines) dans le dispositif TREAT permettant d'étudier le ballonnement sur gaines avec UO₂ [Lorenz et Parker, 1972],
- Base d'essai REBEKA sur mono-crayon vierge en atmosphère vapeur [Erbacher et al., 1979] [Erbacher et al., 1982], multi-crayons (9 gaines) [Wiehr et al., 1980] et sur mono-crayon en conditions d'irradiation [Karb et al., 1983],
- Essais multi-crayons (49 gaines) sur matériau vierge en atmosphère vapeur [Kawasaki et al., 1983],
- Essais mono-crayon sur matériau non irradié en atmosphère vapeur de [Lowry et al., 1980] (les auteurs, dans cette étude, étudient les propriétés du matériau irradié mais uniquement jusque 427°C)

Sur la base de ces essais et d'études précédentes, notamment [Chung et al., 1977], les auteurs de ce rapport proposent de borner les résultats d'essais en utilisant une courbe modèle Figure I.2.11. La méthode complète de construction de cette courbe enveloppe ainsi que l'analyse des données utilisées par rapport à celle-ci sont détaillées dans [Powers et Meyer, 1980].

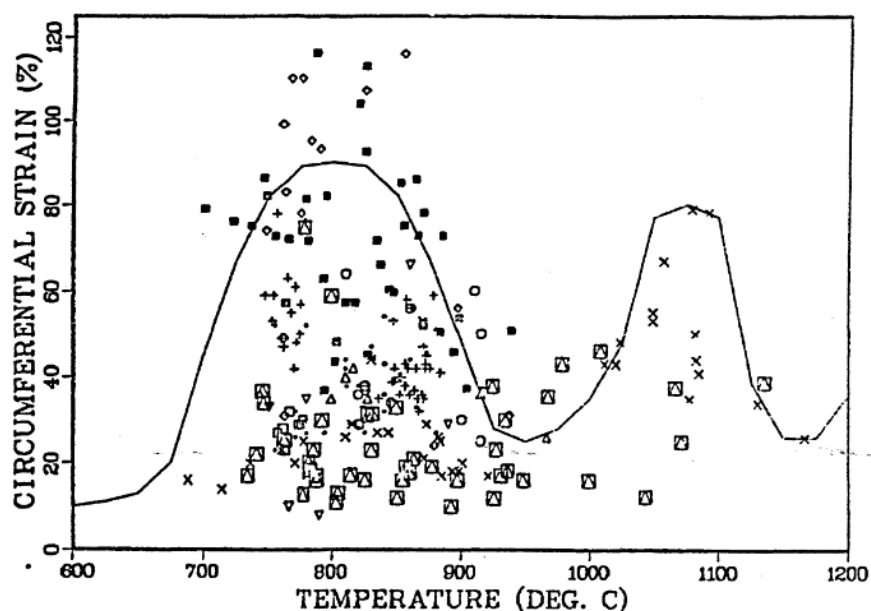


Figure I.2.11 – Déformation maximale à rupture en fonction de la température à rupture pour toutes les vitesses de rampes- Essais réalisés par chauffage interne en atmosphère vapeur d'après [Powers et Meyer, 1980]

c) Sensibilité des résultats au gradient thermique

En comparant les courbes de déformation, on observe une différence importante des amplitudes de déformation à rupture d'un dispositif à l'autre, notamment liée à la méthode de chauffage. Ainsi, les résultats d'essais EDGAR présentés par [Grandjean, 2005] ou ceux de l'ANL par [Chung et al., 1977] sont réalisés à l'aide d'un chauffage par passage de courant direct. Ces conditions de chauffage permettent d'éviter les aspects liés au mauvais centrage d'un élément chauffant interne avant et en cours d'essai. Les gradients thermiques, notamment azimutaux, sont donc plus faibles. Les valeurs de déformation circonférentielle à rupture du ballon sont donc importantes comme le montre la Figure I.2.12. Les résultats obtenus sont cohérents avec ceux obtenus au sein du dispositif REBEKA en rampe de température, avec un gradient azimutal maîtrisé et inférieur à 15°C (Figure I.2.10). On notera que lors de la construction de la courbe enveloppe dans le cadre du NUREG 630, Figure I.2.11, [Powers et Meyer, 1980] ont choisi de prendre en compte le fait que les essais avec chauffage direct surestiment la déformation qui pourrait survenir en transitoire APRP. On remarque donc sur cette courbe que la courbe enveloppe se situe en dessous des courbes Figure I.2.12, afin de prendre cet aspect en compte.

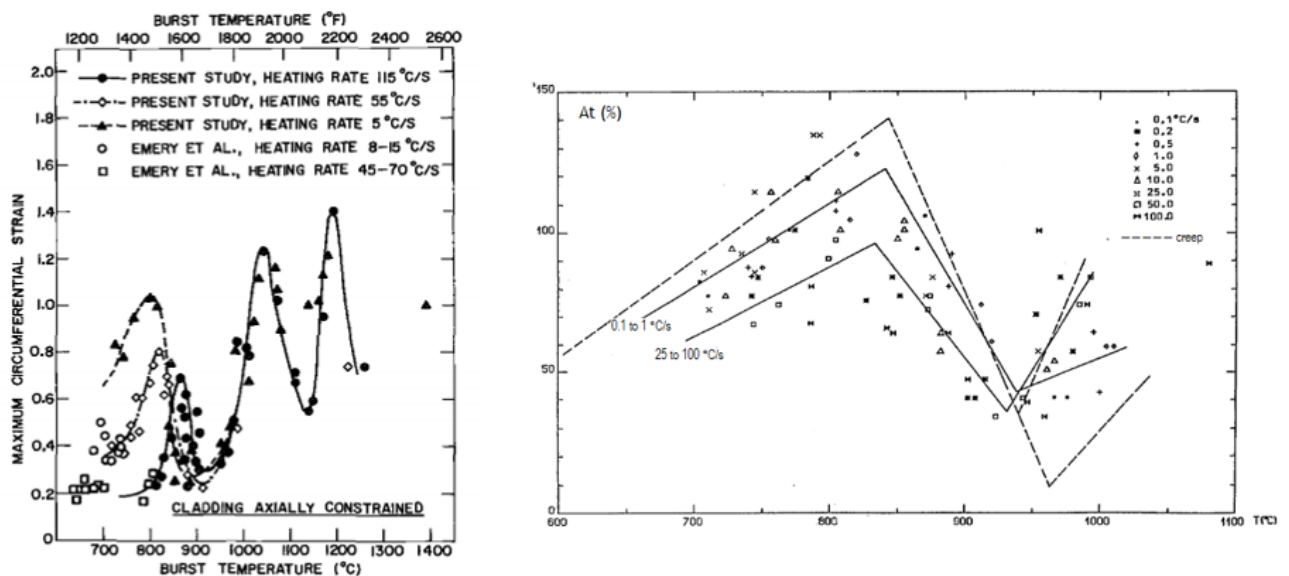


Figure I.2.12 – Déformation maximale à rupture en fonction de la température à rupture – essais par chauffage direct [Chung et al., 1977] (gauche) et [Grandjean, 2005] (droite)

Lorsque la méthode de chauffage utilisée est indirecte, généralement réalisée à l'aide d'un élément chauffant interne, l'homogénéité de la température est plus complexe à obtenir, notamment à cause du désaxement de l'élément chauffant. Des gradients azimutaux importants peuvent apparaître lorsque l'une des parois de la gaine s'éloigne fortement de l'élément chauffant ou à l'inverse qu'elle entre en contact avec lui. Ce type de chauffage est utilisé à l'ORNL avec des gradients de température pouvant être importants⁴ comme expliqué par [Chapman et al., 1979]. On montre une courbe de ductilité Figure I.2.13. On remarque que les valeurs de déformations circonférentielles maximales à rupture sont drastiquement plus faibles que celles obtenues pour les dispositifs cités précédemment. Pour finir, [Erbacher et Leistikow, 1985], grâce à une mesure de différence azimutale de température contrôlée (paragraphe I.2.2.b) pour des essais en rampes à 1°C/s sous 65 bars, mettent en lumière l'impact du gradient sur les résultats de déformation à rupture Figure I.2.14.

⁴ On rappelle (paragraphe I.2.2.c) que la température en tous points de la gaine se trouve entre $0,95T_{\text{moy}}$ et $1,05T_{\text{moy}}$ où T_{moy} est la température moyenne de la gaine à l'instant de la mesure. A 800°C par exemple, la température peut se situer entre 760°C et 840°C.

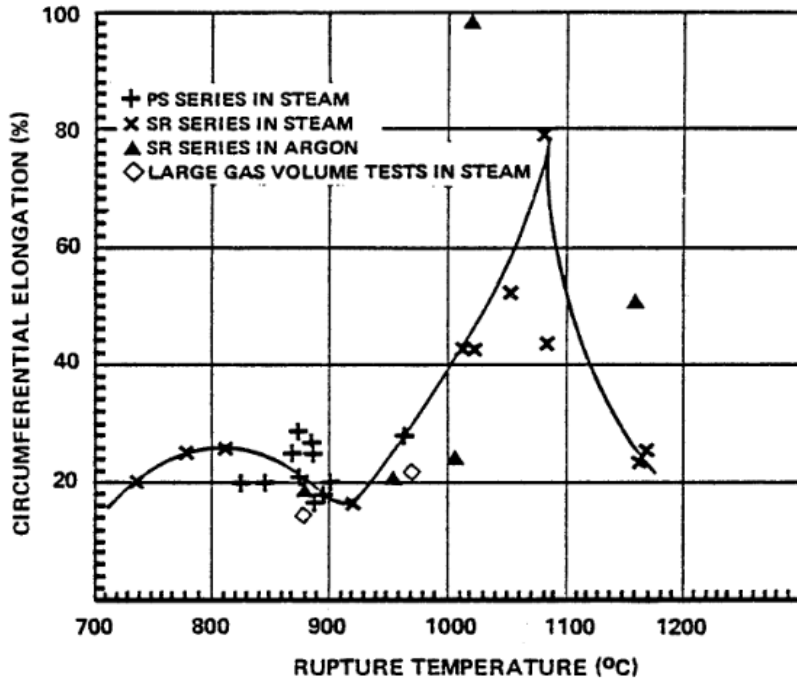


Figure I.2.13 – Déformation maximale à rupture en fonction de la température à rupture – essais par chauffage indirecte [Chapman et al., 1979]

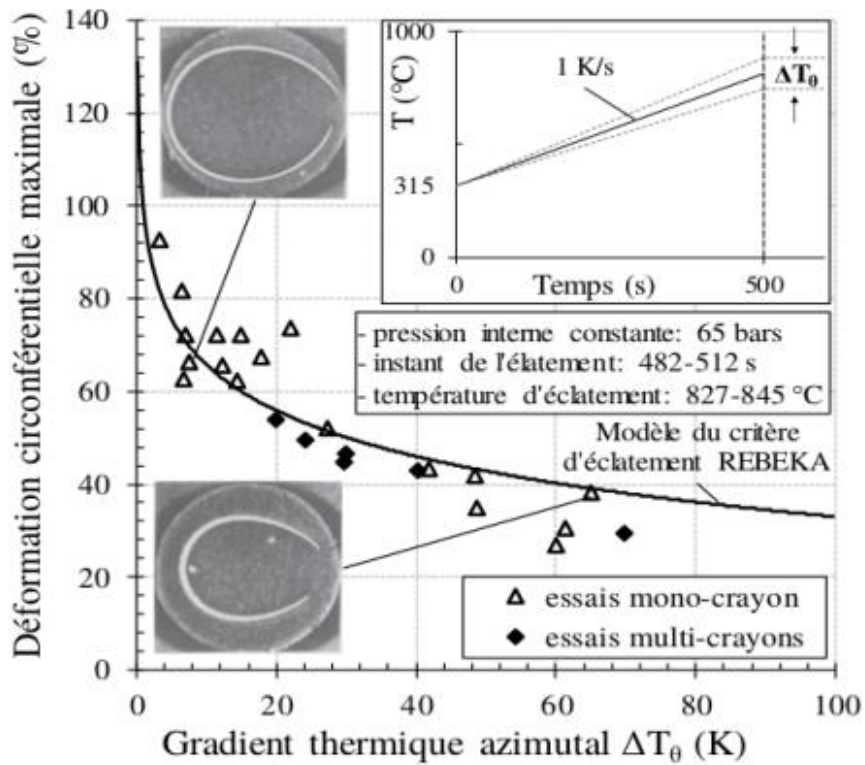


Figure I.2.14 – Influence du gradient thermique azimuthale sur la déformation à rupture lors d'essais REBEKA [Erbacher et Leistikow, 1985]

I.3 – Objectifs et démarche de la thèse

La présente étude s'inscrit dans la logique d'identifier finement un critère permettant de décrire l'amorçage du ballonnement puis la cinétique de développement de ce ballonnement, grâce à l'évolution des moyens expérimentaux et calculatoires et plus globalement des connaissances sur le sujet.

A la lumière des éléments de la Partie I.2, de nombreux dispositifs ont été mis en place dans différents laboratoires à travers le monde. Etant entendu que les essais mono-crayon permettent d'étudier plus en détails le phénomène de ballonnement et de caractériser plus finement l'impact des différents facteurs (pression interne, température et gradient de température, vitesse de rampe...), la comparaison entre les différents dispositifs expérimentaux n'est pas toujours aisée. De plus, les conditions thermomécaniques précises, et notamment la distribution spatiale de la température, sont difficiles à obtenir. Ainsi, les auteurs établissent des modèles et les identifient sur leur base d'essais mais la portabilité de ces identifications pour d'autres dispositifs n'est pas garantie en raison des spécificités propres à chacun. Dans le cadre des études de sûreté, des courbes enveloppes ont pu être définies. Cependant, on observe sur ces courbes que la dispersion des résultats peut être importante d'un dispositif à l'autre Figure I.2.11. Certains auteurs soulignent cette dispersion entre essais pour un même dispositif Figure I.2.3. On voit ici, outre la réalisation de campagnes et de nombreux essais, le besoin de se concentrer sur la phénoménologie propre à chacun des essais pour expliquer cette dispersion de manière plus précise.

Ce travail de thèse s'inscrit dans ce cadre et a pour objectif **d'améliorer la compréhension et la description du phénomène de ballonnement des gaines combustible en situation d'Accident par Perte de Réfrigérant Primaire, notamment entre 350°C et 850°C**. On cherchera grâce à la phénoménologie des essais ainsi que leur description par des méthodes numériques à :

- Identifier les causes de déclenchement du phénomène de ballonnement dans des conditions de pression et de température données. On s'attachera à comprendre ces causes en étudiant notamment les conditions thermomécaniques à savoir la pression, la température et le gradient de température,
- Etudier les courbes de déformation ainsi que les déformations à rupture (circonférence du ballon, taille de l'éclatement...) afin de mieux comprendre l'impact des conditions thermomécaniques sur la phénoménologie du ballonnement,
- Décrire le phénomène de ballonnement jusqu'à rupture (cinétique et géométrie) en s'appuyant notamment sur des modélisations semi-analytiques ou aux éléments finis.

En premier lieu, des éléments de contexte indispensables ont été présentés afin de mieux comprendre et situer l'enjeu de la présente étude. Le fonctionnement des réacteurs à eau pressurisée, le matériau ainsi que son procédé d'élaboration et la microstructure résultante ont été décrits. Dans la suite, des éléments bibliographiques concernant les différents moyens d'essais mis au point pour étudier le ballonnement-éclatement ont été présentés. Un rapide tour d'horizon des modèles qui en sont issus et notamment des seuils de rupture, généralement empiriques et basés sur les campagnes expérimentales, ont été exposés.

Par la suite, dans le Chapitre II, la campagne expérimentale réalisée au cours de cette thèse sera présentée. Elle se base sur le dispositif semi-intégral APRP d'EDF R&D qui permet de réaliser des transitoires APRP prototypes sur mono-crayon en Zircaloy-4. Un travail central de cette campagne est la caractérisation du gradient thermique auquel est soumise la gaine. La mise en place d'un four à lampe à ouverture permet l'enregistrement vidéo des essais afin de mesurer en temps réel la

déformation. Par la suite des campagnes d'essais de fluage en pression interne sur gaine à température constante et d'essais en rampes de température ont été réalisées. Une analyse des essais s'appuyant sur la caractérisation du four, les courbes de déformation, les données thermomécaniques et les paramètres post-mortem est effectuée afin de mieux comprendre les paramètres influents sur le phénomène de ballonnement-éclatement.

Dans le Chapitre III, une description de la modélisation du fluage d'un cylindre au comportement viscoplastique en grandes déformations sera faite, pour un matériau isotrope ou anisotrope. Cette modélisation est fondamentale puisqu'elle permet de donner une première description du phénomène de déformation d'une gaine lors d'un APRP. Elle est de plus largement utilisée dans la littérature afin de modéliser les campagnes expérimentales ou réaliser des identifications de lois de comportement. Par la suite, un modèle analytique prenant en compte la géométrie ballonnée sera exposé. Une nouvelle méthode de résolution est par la suite développée et comparée au calcul aux éléments finis afin d'évaluer sa pertinence et sa précision. Pour finir, son utilisation dans des conditions représentatives d'un transitoire APRP (en rampe de température et en présence d'un gradient thermique) sera étudiée.

Le Chapitre IV débute par une revue bibliographique détaillée du comportement du Zircaloy-4. On cherchera à le décrire dans la gamme de contraintes et de températures rencontrée dans cette thèse. Par la suite, on souhaite étudier les phénomènes à prendre ou non en compte pour la modélisation du comportement du gainage lors de nos essais (anisotropie, oxydation, recristallisation et taille de grains...). Cet état de l'art permet de réaliser une identification pertinente d'une loi de comportement en se basant sur notre campagne d'essais de fluage. Elle est réalisée suivant deux méthodes, l'une classique se basant sur la relation entre contrainte et temps à rupture et l'autre sur un module utilisant les données instantanées (pression, température, déformation) mesurées lors des essais. Ces deux lois seront utilisées et comparées lors de modélisations de type point matériel. On pourra utiliser le chargement directement issu des fichiers de mesure des essais ou des corrélations rendant mieux compte de la réalité physique de l'évolution de la pression en fonction de la température et la déformation. Pour finir, une étude de sensibilité des résultats de ces modélisations à différents paramètres sera réalisée. Elle permettra de rendre compte de la grande sensibilité des résultats de la modélisation mais aussi d'apporter des éléments afin de mieux comprendre la dispersion des essais de ballonnement-éclatement.

Pour finir, le Chapitre V est dédié à une meilleure compréhension des modélisations aux éléments finis. Les résultats issus de la littérature sont présentés. Ils reposent sur la description 2D ou 3D du ballonnement avec des conditions proches ou non de celles rencontrées lors des essais de cette thèse. Cette bibliographie permet de mettre en lumière la rareté des modélisations aux éléments finis 3D du phénomène de ballonnement-éclatement, notamment en présence d'un gradient thermique. On s'attache donc à réaliser une modélisation dite de référence et représentative de nos essais de fluage. En découle une série de conclusions permettant d'apporter des éléments afin de mieux comprendre et appréhender ce type de modélisations complexes.

Chapitre II : Campagne expérimentale et étude phénoménologique du ballonnement-éclatement en fluage et en rampe de température

Dans cette partie nous présenterons le dispositif semi-intégral APRP d'EDF R&D, déjà exploité lors de la thèse de Ronan Thieurmel [Thieurmel, 2018] afin d'étudier les mécanismes de rupture fragile, puis nous développerons notre propre base expérimentale. Celle-ci repose sur l'acquisition d'un **nouveau four à ouverture** permettant le suivi vidéo des essais qui a été acquis par EDF (Figure II.1.4). Dans cette partie nous développerons principalement :

- La caractérisation la plus précise possible du gradient thermique du four, tant azimutal qu'axial. Cette caractérisation est un point central du travail car elle représente la principale inconnue des travaux expérimentaux généralement effectués sur le sujet. Ceci devra être réalisé en conditions statiques pour différentes températures de palier, et en conditions dynamiques (rampe de température).
- La mise en place, grâce à la possibilité du suivi vidéo via l'ouverture du four, d'essais instrumentés permettant de lier aux conditions de pression et température le scénario de ballonnement-éclatement. Les défis techniques sont importants (validité des mesures, impact du gradient thermique, vitesse d'acquisition...)

En premier lieu, l'objectif est, par les moyens de mesure mis en place, de fournir des données d'entrées précises au calcul Eléments Finis à savoir un champ de température, une pression interne et un temps à rupture choisi comme temps d'arrêt du calcul. L'objectif est d'obtenir la même déformation finale par calcul que lors de l'essai. Les résultats de ces calculs permettront d'améliorer les moyens de modélisation.

On pourra aussi mettre en regard des mesures plus communes comme l'At(%) avec les conditions précises de l'essai et affiner la compréhension des phénomènes et la dispersion sur cette valeur.

La stratégie n'est donc pas de réaliser une lourde campagne expérimentale prédéterminée mais plutôt d'effectuer quelques essais analysés « au fil de l'eau » pour convenir de la direction à donner aux essais qui suivent. L'objectif de procéder de manière séquentielle est d'orienter chaque essai en fonction des résultats obtenus afin d'obtenir une base d'essai la plus riche et pertinente possible.

II.1 - Moyens expérimentaux d'étude du ballonnement-éclatement

II.1.1. Matériau et éprouvettes

Les éprouvettes testées au sein du dispositif semi-intégral APRP sont des tronçons de gaines en Zircaloy-4, telles qu'utilisées dans certains réacteurs de centrale nucléaire. Pour ce travail de thèse, les éprouvettes sont issues d'un lot provenant d'une coulée industrielle de FRAMATOME. La composition chimique de l'alliage est fournie dans le Tableau II.1.1 ci-dessous.

Elément	Sn	Fe	Cr	O	C	Si	Zr
Spécification (wt%)	1,32	0,22	0,12	0,12	0,0146	0,0099	Bal.

Tableau II.1.1 – Composition chimique du Zircaloy-4 en pourcentage massique (données fournisseur)

Les éprouvettes (Figure II.1.1) ont une longueur initiale de 303mm, leur diamètre extérieur est de 9.5mm pour une épaisseur de 0.57mm. Afin de modéliser le plus fidèlement possible le comportement des gaines présentes dans les assemblages combustibles, des pastilles d'alumine sont insérées au sein de l'éprouvette (diamètre externe de 7.9 ± 0.5 mm, hauteur de 24.5 ± 0.1 mm). Ces pastilles ont deux rôles. Le premier est de limiter le volume libre du gaz à l'intérieur de l'éprouvette. D'autre part, l'alumine et l'oxyde d'uranium présentent des propriétés thermiques similaires (coefficient de dilatation thermique et conductivité thermique). Les éprouvettes sont ensuite assemblées via leurs extrémités à des bouchons usinés également en Zircaloy-4. Cette étape est réalisée au moyen d'une soudure par faisceau d'électrons et permet une imperméabilité parfaite de l'éprouvette. Pour terminer, on monte les éprouvettes au sein du dispositif semi-intégral APRP grâce à des raccords Swagelok⁵. Le bas de l'éprouvette est totalement obstrué et la mise sous pression par l'Argon est réalisée via la partie supérieure de l'éprouvette.

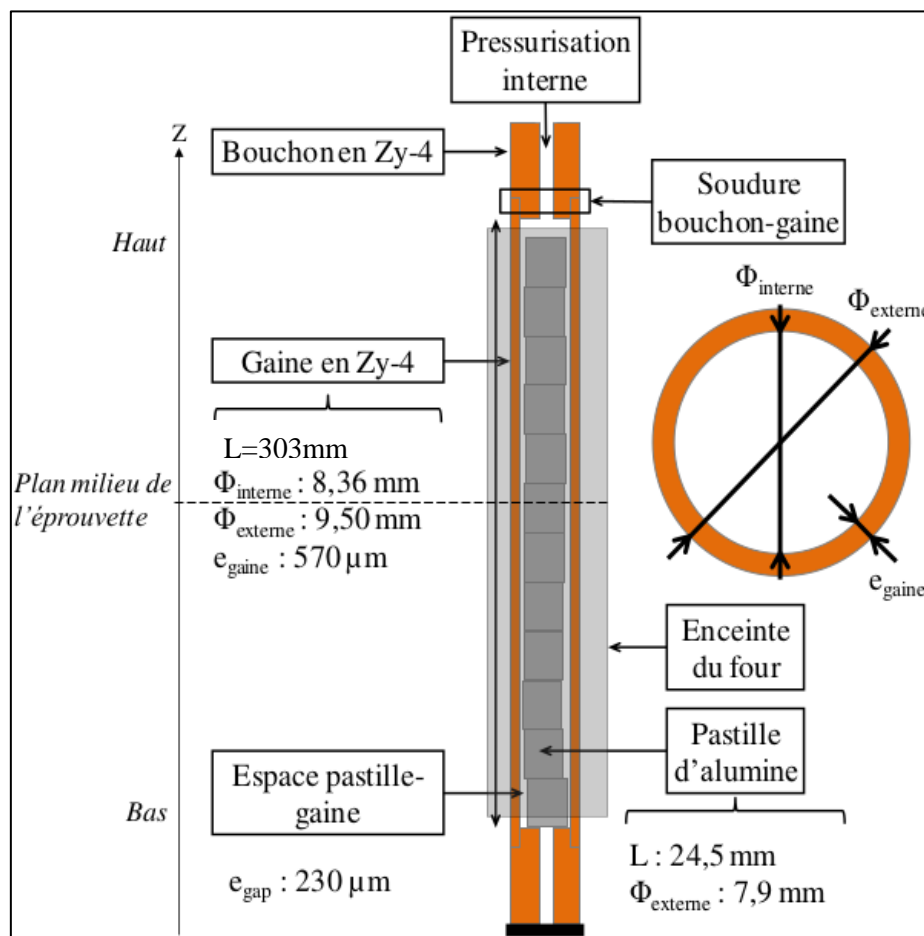


Figure II.1.1 – Vue schématique et dimensions d'une éprouvette type utilisée dans le dispositif semi-intégral APRP

⁵ Les raccords Swagelok sont composés d'un raccord simple et d'une rondelle de forme conique qui permet par serrage d'assurer une étanchéité parfaite entre le bouchon et le raccord.

II.1.2. Description du dispositif semi-intégral APRP d'EDF R&D

a) Matériel d'essai et instrumentation

Le dispositif semi-intégral APRP a été conçu pour qualifier le comportement du gainage combustible lors d'un transitoire hypothétique d'APRP. En effet, il permet de reproduire les conditions thermiques, mécaniques, de pression et d'environnement (vapeur) que subit une gaine combustible lors de transitoires APRP prototypiques. Ils permettent d'identifier les paramètres clés de fragilisation des gaines et leur influence sur son comportement en pilotant par exemple la vitesse de rampe de chauffage, la durée du palier d'oxydation ou la charge axiale appliquée. Des essais peuvent également être réalisés afin de se focaliser sur le phénomène de fluage et de ballonnement-éclatement de la gaine. L'apport majeur de ce dispositif est d'améliorer la représentativité des essais par rapport à un transitoire réel. Considérant que les défauts d'irradiation sont recuits à haute température, les essais sont réalisés sur matériau non irradié.

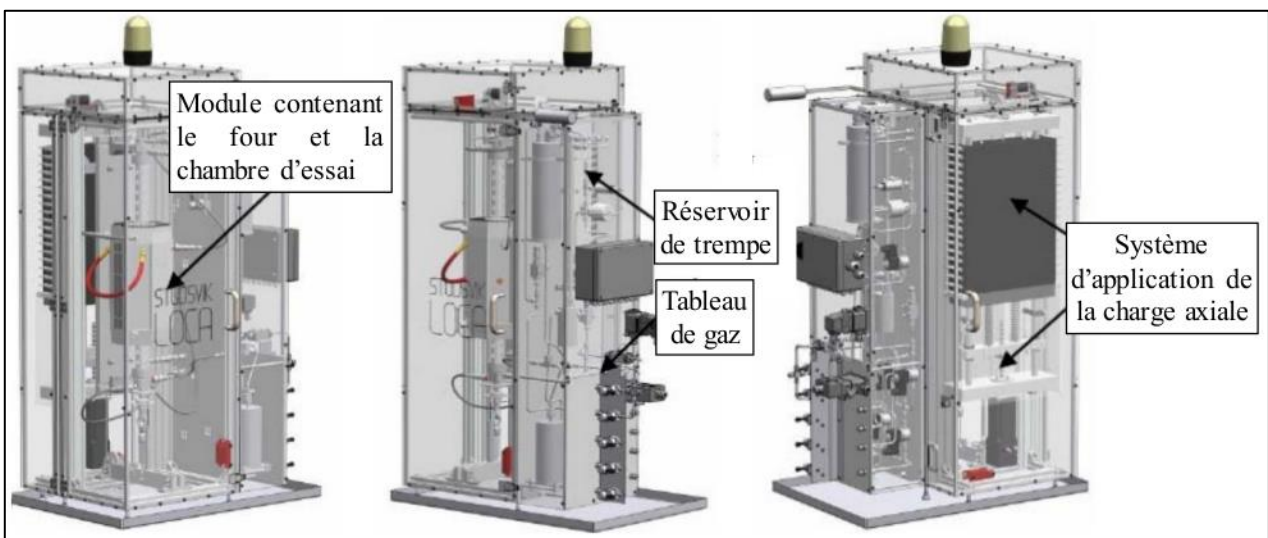


Figure II.1.2 – Vue d'ensemble du dispositif semi intégral APRP

Pour les besoins expérimentaux de l'étude du phénomène de gonflement et de ballonnement-éclatement de la gaine, une évolution majeure a été apportée au dispositif. Elle consiste en un nouveau four disposant d'une ouverture, ainsi que d'un dispositif optique pour observation directe de la gaine lors du transitoire. Parmi ses nombreux équipements et modules, en voici les principaux :

- **Un four à ouverture centrale** (Figure II.1.3 et II.1.4) : Les modifications du dispositif semi-intégral APRP permettent de visualiser la zone utile de l'éprouvette lors de la phase de fluage. Ce four est de type ouvrant symétrique possédant 2 rangées de lampes de part et d'autre de l'éprouvette. Le chauffage est conçu avec 3 zones de régulation, dont 2 pilotées en puissance par rapport à la zone centrale⁶. Une ventilation est imposée en permanence autour des lampes. La régulation est assurée par un thermocouple de type N ligaturé sur l'éprouvette via un fil de platine à +50mm du plan milieu. La température usuelle d'utilisation est 1200°C et la température maximale de 1225°C. Les vitesses de montée en température sont comprises entre

⁶ La zone centrale est maîtresse, les zones extrêmes émettent une puissance calculée à partir de la puissance de la zone centrale (des potentiomètres permettent de régler des gains différents sur les 3 zones de chauffe)

1°C/s et 25°C/s. Sur une zone de 80mm le four est conçu pour présenter une homogénéité axiale en température à 1200°C de $\pm 10^\circ$,

- **Un tube quartz avec méplat** : Il possède un diamètre extérieur de 50mm et une épaisseur de 3mm. Il est monté dans 2 têtes étanches et maintenu par serrage. La géométrie permet d'intégrer l'éprouvette tubulaire en son centre. Le tube possède une zone centrale rectangulaire avec une face équipée de quartz de qualité optique. La zone est longue de 150mm centrée sur l'éprouvette et permet une fenêtre d'observation de 120mm de haut sur 30mm de large,
- **Un système de balayage** du tube quartz à l'argon qui permet la purge de l'enceinte avant essai,
- **Un générateur de vapeur** permet d'injecter un débit contrôlé autour de l'éprouvette (au sein du tube quartz) à partir d'eau liquide désaérée et déminéralisée (afin d'éliminer la présence d'azote potentiellement fragilisant). L'injection de vapeur se fait par le bas du tube quartz, avec un débit pouvant aller jusque 600ml/h,
- **Un dispositif de pressurisation** interne de l'éprouvette à l'argon et de mesure de la pression pouvant atteindre une valeur de 200 bars. Le volume libre du système, hors éprouvette, est évalué à $8541\text{mm}^3 \pm 10\text{mm}^3$,
- **Un dispositif de chargement axial** sous la forme d'un système poids-poulie et d'une cellule de force permet l'application d'une charge pouvant atteindre 1000N au moyen d'un système de pilotage électromécanique,
- **Un réservoir de tremp**e d'eau déminéralisée pressurisé à 4.5 bars afin de reproduire la phase de renoyoage de l'éprouvette,
- **Un module informatique LOCASOFT**, qui permet de définir les transitoires afin de piloter le dispositif semi-intégral APRP lors de l'essai et qui recueille les données de mesure en temps réel. On obtient un enregistrement de ces grandeurs physiques après essai sous forme de tableau.

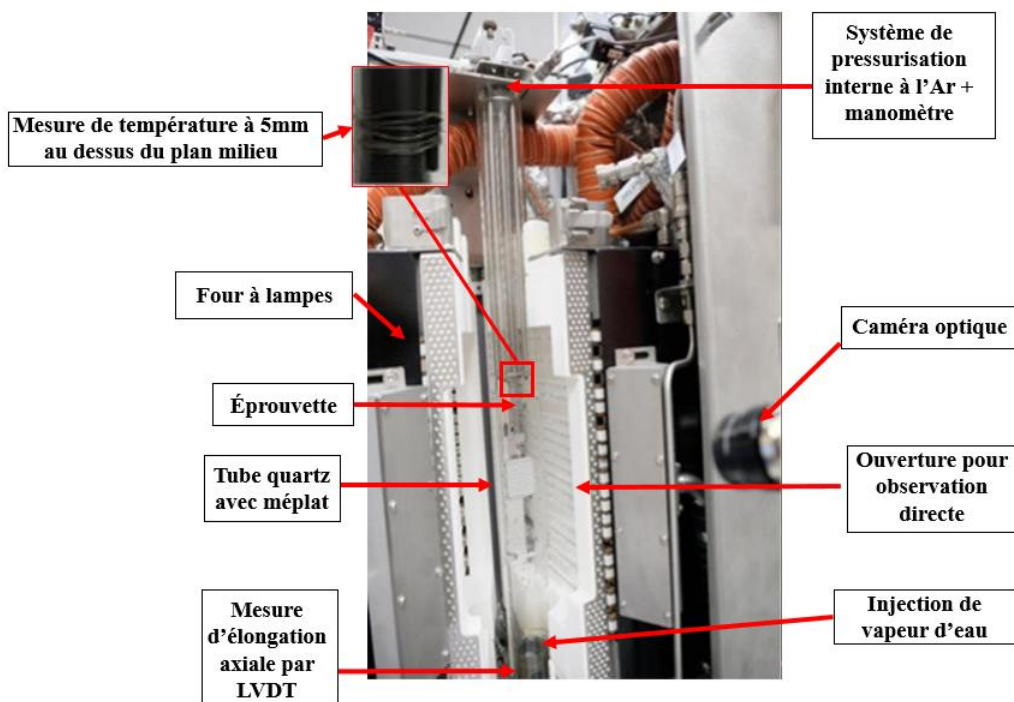


Figure II.1.3 – Schéma de principe du montage d'une éprouvette au sein du dispositif semi-intégral APRP dans le nouveau four à ouverture

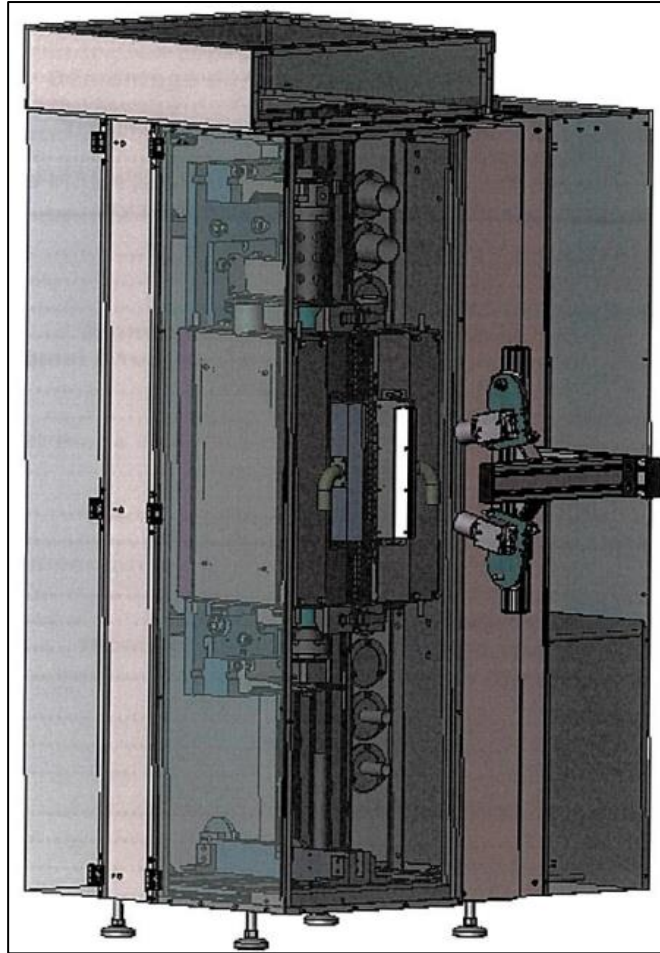


Figure II.1.4 – Vue 3D du four à ouverture et de son adaptation au sein du dispositif APRP

Par conséquent le dispositif semi-intégral est instrumenté afin de permettre l'acquisition de grandeurs physiques permettant de piloter l'essai et de s'assurer de son bon déroulement. S'en suit un dépouillement dont l'objectif est d'analyser et de quantifier les phénomènes physiques en jeux. Les moyens de mesure propres au dispositif (pression, température, charge axial et allongement axial) permettent d'obtenir des valeurs à une fréquence de 10Hz. Cette instrumentation permet de mesurer :

- **Température** : Afin de mesurer et de contrôler cette grandeur fondamentale de l'essai, deux thermocouples de type N permettent le suivi de la température :
 - Le premier est situé à 50mm au-dessus du plan milieu de l'éprouvette. Cette position a été choisie comme compromis pour que le thermocouple soit proche de la partie centrale de l'éprouvette où la température est supposée relativement uniforme et d'éviter une perturbation du phénomène de ballonnement-éclatement. Celui-ci est ligaturé à l'éprouvette au moyen d'un fil de platine (Figure II.1.5). Cette solution a été retenue du fait de l'absence de réactivité chimique entre le platine et le Zircaloy-4 ou la zircone à haute température. Il faut cependant veiller au bon contact entre le thermocouple et l'éprouvette et garder à l'esprit que le fil contraint le gonflement du tube à cet emplacement. Sa position permet d'éviter une influence sur la zone d'intérêt de l'éprouvette.
La mesure sert à l'asservissement de la puissance du four et une correction est apportée afin d'obtenir la température désirée au niveau du plan milieu de la gaine. Des essais de caractérisation des incertitudes liées à la mesure par ce type de thermocouple ont été menés.

Une incertitude de $\pm 1,9\text{ }^{\circ}\text{C}$ sur la mesure est obtenue pour des conditions stationnaires (tests réalisés de 90°C à 850°C).



Figure II.1.5 – Fixation du thermocouple par ligature d'un fil de platine à +50mm du plan milieu

- Le second thermocouple de type N est placé au niveau de la partie haute de l'éprouvette. Ce thermocouple relève la température de l'atmosphère au sein du tube quartz et a un rôle de sécurité en cas de dysfonctionnement.
- **Pression interne** : L'évolution de la pression est suivie au moyen d'un manomètre. La mise sous pression de la gaine est réalisée par fermeture d'une vanne avant l'essai qui isole le dispositif de mise sous pression une fois la valeur cible atteinte. Le volume libre de gaz est celui de l'éprouvette⁷ additionné à celui du système de pressurisation. Ce dernier dont la température est plus faible que celle au sein de l'éprouvette accommodera la dilation du gaz au sein de la gaine. Une estimation du volume libre total de gaz est $V_{\text{libre}} = V_{\text{gaine}} + V_{\text{circuit}} \approx 1672.2 + 8541 = 10213.2\text{mm}^3$. On note que ce procédé de pressurisation interne est différent de ceux d'autres moyens d'essais. Pour les essais JAEA [Nagase et al., 2009], la gaine est pressurisée puis bouchée à ses deux extrémités. Dans ce cas l'évolution de la pression est directement reliée aux évolutions de température et de volume de la gaine testée. Pour le dispositif EDGAR, la pression est maintenue constante au cours de l'essai via un microcontrôleur [Forgeron et al., 2000],
- **Charge axiale** : Une cellule de force permet la mesure et le suivi de la charge axiale appliquée au cours de l'essai,
- **Déplacement axiale** : Le déplacement axial (*i.e.* la mesure de l'allongement de la gaine) est suivi par un capteur LVDT situé au bas de l'éprouvette au niveau du raccord avec le dispositif de chargement axial. Il peut mesurer un allongement allant jusqu'à 50mm,

⁷ En prenant les dimensions de la Figure II.1.1, l'épaisseur des bouchons et en tenant compte du fait que l'on introduit 12 pastilles d'alumine dans notre gaine, le volume libre au sein de l'éprouvette est donné par :

$$V = V_{\text{gaine}} - V_{\text{pastille}} = \frac{\pi \cdot D_g^2}{4} \cdot h_g - \frac{\pi \cdot D_p^2}{4} \cdot h_p \cdot 12 = \frac{\pi \cdot 8.36^2}{4} \cdot 293 - \frac{\pi \cdot 7.9^2}{4} \cdot 12 \cdot 24.5 = 1672.2\text{mm}^3$$

- **Déformation circonférentielle locale** : Elle est obtenue à l'aide d'un système de mesure optique adapté au four. Ce système d'imagerie permet d'observer le demi-tube placé face aux objectifs. Il est constitué de deux caméras monochrome 2448*2048px*3.45 μ m², de deux objectifs 8mm, d'un boîtier filtre IR et d'un module d'acquisition et de traitement des images. Un système comprenant une mire de calibration et une station de travail pour stéréo-corrélation est aussi disponible. Néanmoins l'utilisation de la stéréo-corrélation nécessite la mise en place d'une procédure lourde et pouvant influencer les résultats via l'ajout d'un mouchetis.

L'étalonnage et des mesures d'incertitudes des différents instruments sont réalisés chaque année au sein du Laboratoire d'Etalonnage et de Métrologie. Ces mesures prennent en compte le bruit de chaque dispositif. On présente dans le Tableau II.1.2 les mesures d'incertitudes des capteurs utilisés lors des essais menés au cours de cette thèse :

Mesure	Incertitude
Allongement axial	± 0.6 mm
Pression	± 1 bar
Température	± 1.9 °C

Tableau II.1.2 – Incertitudes liées aux différentes mesures réalisées par l'appareillage du dispositif semi-intégrale APRP

b) Transitoires thermomécaniques réalisés avec le dispositif semi-intégral APRP

Comme indiqué en introduction, le dispositif semi-intégral APRP d'EDF R&D a été conçu pour la simulation de transitoires APRP complets *i.e.* de la phase de montée en température et en pression jusqu'à la trempe (modélisant la phase de renoyage) et le chargement axial (qui rend compte des contraintes subies par la gaine en centrale du fait des interactions avec les grilles de maintien et du jeu des dilatations thermiques différentielles entre gaines et tubes guides).

Pour ce travail de thèse, la seconde partie du transitoire comprenant le palier d'oxydation suivant le phénomène de ballonnement-éclatement et la trempe subséquente ne seront pas étudiées. Ces phénomènes de fragilisation ont fait l'objet d'une étude approfondie lors de la thèse de Ronan Thieurmél [Thieurmél, 2018]. On montre sur la Figure II.1.6 un transitoire complet afin que le lecteur puisse distinguer les possibilités du dispositif semi-intégral APRP et avoir à l'esprit les deux phases (ductile et fragile) de ruine des gaines lors d'un transitoire de type APRP.

Dans le présent travail, nous nous sommes intéressés à la phase de ballonnement-éclatement pour deux types d'essais :

- **Des essais de fluage** : L'objectif est de s'affranchir de la dynamique thermique et de mieux maîtriser le phénomène de ballonnement. Les couples (P, T) de ces essais sont déterminés afin d'obtenir des phénomènes moins rapides et donc plus facilement observables.
- **Des essais en rampe de température** afin de représenter plus fidèlement les conditions réelles d'un APRP. Les essais sont réalisés à différentes pressions et vitesses de chauffage.

Typiquement, la procédure de réalisation d'un essai une fois la matrice expérimentale définie et l'éprouvette préparée telle que décrit Figure II.1.1 débute de manière identique pour les essais de fluage et de rampe :

- Montage de l'éprouvette au sein du tube quartz et fermeture du four,
- Application d'une légère charge axiale (15N) afin de garantir le maintien et l'alignement de la gaine, puis mise au zéro du capteur LVDT,
- Balayage à l'argon de l'enceinte du tube quartz pour purger l'environnement de l'éprouvette,
- Réalisation d'un test d'étanchéité de l'éprouvette par pressurisation de cette dernière à environ 40 bars. Le circuit de pression ainsi que l'éprouvette sont totalement purgés à la fin de ce test,
- Mise en route du balayage vapeur. On injecte un débit d'eau déminéralisée de 600ml/h en entrée du générateur de vapeur que l'on porte à une température de 360°C. Le flux de vapeur d'eau au sein du tube quartz est de l'ordre de $10\text{mg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$,
- Plateau de maintien en température à 350°C durant 10 minutes. Cette étape a pour but l'obtention de conditions homogènes de température, d'oxydation et de vapeur qui soient communes pour chaque essai indépendamment du transitoire appliqué par la suite.

Pour la suite, on distingue la procédure expérimentale en fonction du type d'essai que l'on souhaite réaliser :

- **Essais de fluage :**

- Chauffage jusqu'à la température de plateau désirée T_{Fluage} à une vitesse de 5°C/s,
- Maintien de l'éprouvette (non pressurisée) et du système à la température T_{Fluage} durant 10 minutes. Ce plateau de maintien a pour fonction l'obtention d'une température homogène au sein du four après l'arrêt de la rampe de chauffage⁸. Durant ce plateau, on met sous pression le système-hors éprouvette- à la valeur de pression désirée. En effet, la température du système de pressurisation dépend de la température à l'intérieur du four. Le système doit donc être mis sous pression à la température d'essai une fois celle-ci stabilisée. De plus le phénomène d'oxydation du Zircaloy-4, bien que faible à cette température, induit une redistribution du gradient thermique au sein de la gaine du fait de la modification de l'émissivité de la gaine liée à la couche d'oxyde. Une durée de dix minutes est suffisante pour que le phénomène d'oxydation devienne assez lent (du fait de la couche de zircone déjà formée qui fait écran à l'absorption de l'oxygène par la paroi de l'éprouvette) et que le champ de température soit considéré comme stable. Pour terminer, cela permet la mise en place et le réglage de l'instrumentation de visualisation, à savoir le système de caméras optiques et la caméra thermique. Elles doivent être réglées en fonction de la luminosité de la gaine et du four, c'est-à-dire de leurs radiations donc de leurs températures,
- Mise sous pression de l'éprouvette par ouverture de la vanne. Cet instant est défini comme instant initial de l'essai,
- Évolution du système jusqu'au ballonnement-éclatement de la gaine. Puis la température diminue librement par refroidissement naturel après extinction du four et arrêt du balayage vapeur,
- Démontage de l'éprouvette pour métrologie post-essai.

⁸ En effet, on observe sur la courbe temps-température, la présence d'un overshoot après arrêt de la rampe de montée en température

- **Essais en rampe :**

- Mise sous pression de l'éprouvette. A cette température la vitesse de fluage du tube est très faible. La déformation entre les instants de mise sous pression et de démarrage de la rampe de montée en température est donc négligeable,
- Rampe de montée en température à une vitesse de chauffage V_{ch} . La gaine, sous l'action conjuguée de la pression et de la température ballonne puis éclate,
- Après la rampe de température, refroidissement libre du système après coupure de l'alimentation du four et du balayage vapeur puis démontage de l'éprouvette pour métrologie post-essai.

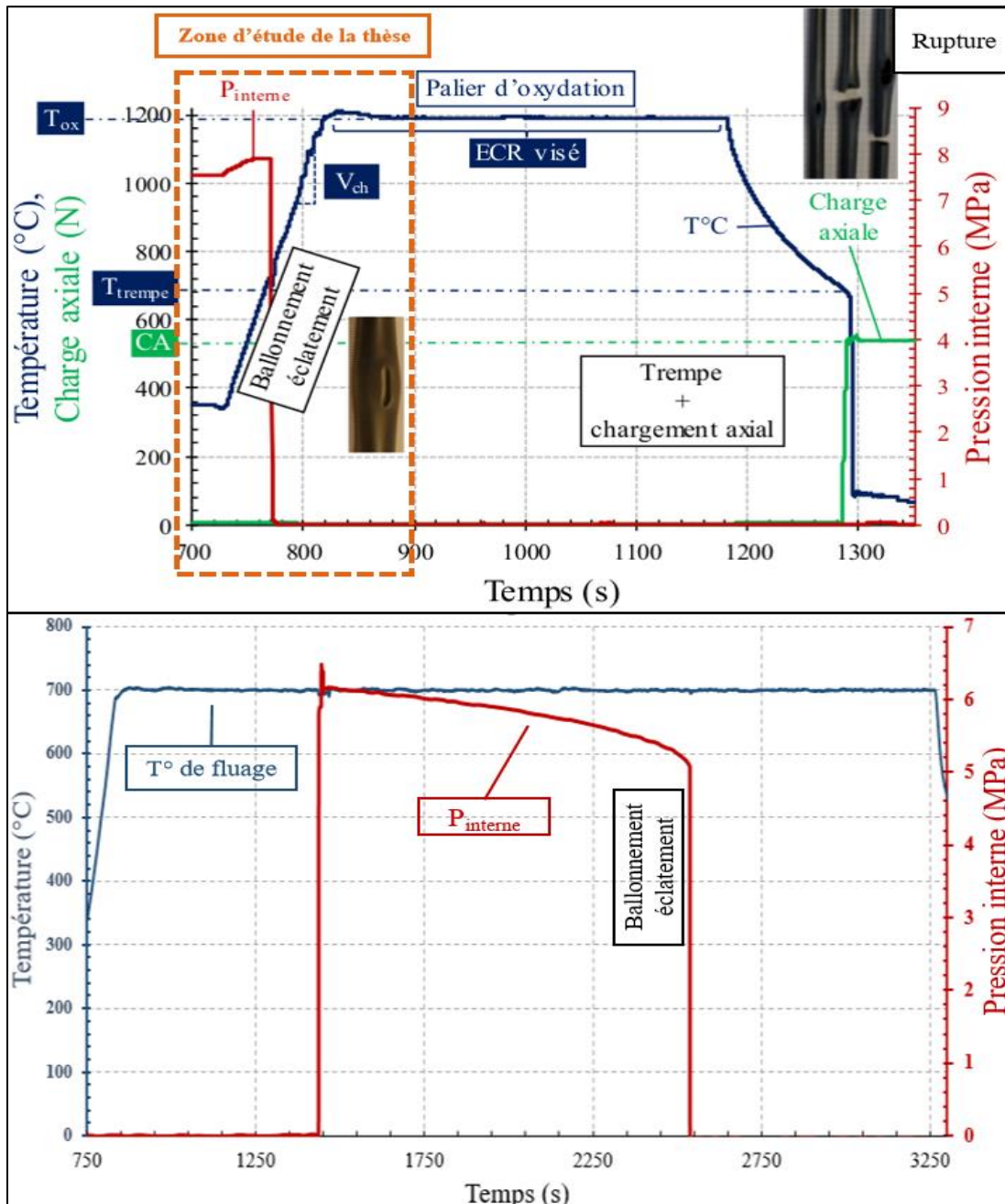


Figure II.1.6 – Enregistrement complet d'un transitoire APRP en rampe de température sur le dispositif semi-intégral et photo post-essai des éprouvettes (en haut) - Enregistrement d'un essai de fluage réalisé sur le dispositif semi-intégral (en bas)

c) Méthode de métrologie post-mortem des éprouvettes

Bien que l'on puisse suivre l'évolution de la déformation de la demi-gaine face à l'ouverture lors d'un essai sur le dispositif semi-intégral, des grandeurs doivent être mesurées après l'essai. Ces dernières concernent la géométrie de la gaine après éclatement. Elles permettent de caractériser la déformée dans sa globalité afin de pouvoir la comparer aux déformées obtenues par le calcul. De plus ces grandeurs permettent une comparaison avec les résultats d'essais réalisés au sein d'autres dispositifs expérimentaux afin de juger de la pertinence de nos résultats et d'approfondir notre connaissance du dispositif expérimental. Finalement on pourra tirer de ces grandeurs des tendances liant géométrie finale de la gaine et paramètres d'essais.

On mesure donc systématiquement les grandeurs suivantes lors de la métrologie post-mortem de l'éprouvette :

- Hauteur d'éclatement : localisation axiale de la rupture par rapport au plan milieu de l'éprouvette
- Position angulaire de l'éclatement. La position angulaire 0° est choisie comme étant celle se trouvant sur l'axe face à l'ouverture du four,
- Dimensions de la zone éclatée : On mesure la longueur maximale et les largeurs maximale et minimale de la fissure générée lors de l'éclatement,
- Diamètre maximal du ballon et diamètre perpendiculaire au diamètre maximal du ballon,
- Mesure de l'allongement total $A_t(\%)$: Comme décrit sur la Figure II.1.7 on mesure le périmètre maximal de la zone ballonnée entre les deux lèvres de l'éclatement. La mesure d'allongement réparti $A_r(\pm 20\text{mm})$ est définie comme le plus grand des périmètres mesurés à 20mm de chacune des extrémités de l'éclatement,
- Longueur de la gaine après essai : On mesure la longueur de la gaine entre les deux cordons de soudure afin de la comparer avec la longueur initiale de 303mm. Cette mesure peut être rapprochée de la mesure réalisée lors de l'essai par le capteur LVDT. Notons cependant que ce capteur mesure aussi la déformation liée à la dilatation thermique de la gaine.

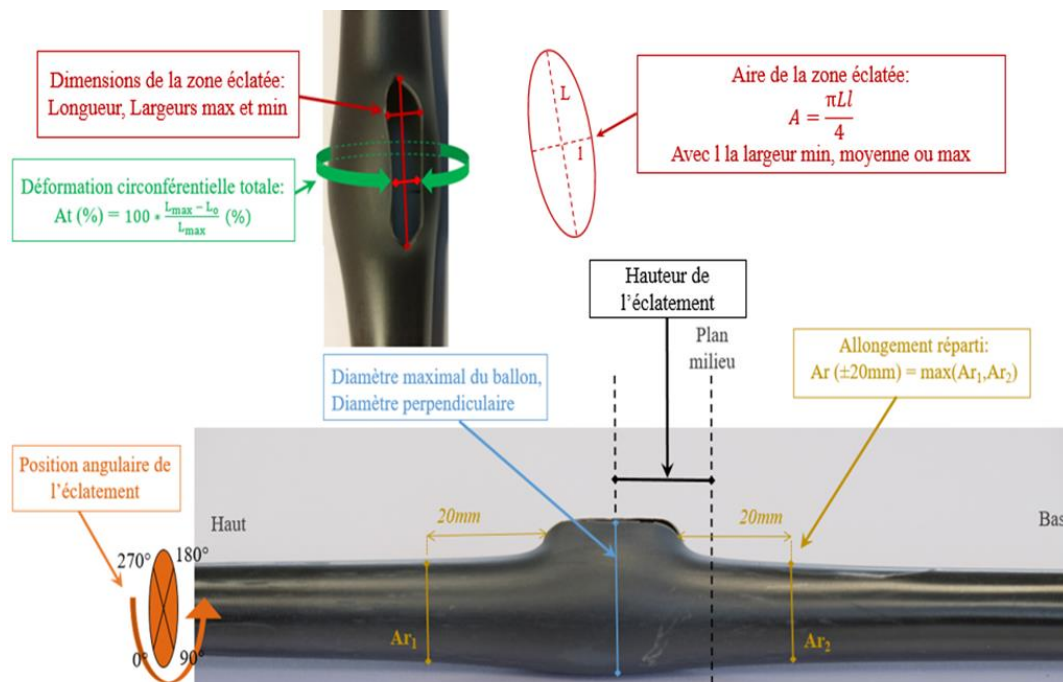


Figure II.1.7 – Schéma des grandeurs mesurées lors de la métrologie post-mortem

Ces mesures seront ensuite rapprochées des mesures réalisées lors de l'essai (suivi vidéo, pression, température) mais aussi de la caractérisation du gradient thermique du four. Elles permettent aussi de préjuger de la reproductibilité des essais au sein du dispositif semi-intégral APRP d'EDF R&D.

II.1.3. Qualification thermique du four à ouverture du dispositif semi-intégral APRP

Le gradient thermique auquel la gaine est soumise étant suspecté d'être le paramètre prédominant dans le phénomène de ballonnement-éclatement, nous avons cherché à le caractériser le plus précisément possible. On constate que les phénomènes à l'œuvre lors de cette instabilité sont difficiles à modéliser et souvent peu compris du fait de la mauvaise connaissance des gradients thermiques en présence dans les dispositifs d'essais. Une caractérisation plus précise du gradient thermique obtenu, qui est dispositif spécifique, permet une meilleure compréhension et une explication des phénomènes expérimentaux récurrents tels que la localisation du ballon ou la quantification de la variation des résultats par rapport à une variation de gradient, qui pourrait être une piste pour expliquer la dispersion des résultats. Cette caractérisation permet aussi d'être utilisée comme donnée d'entrée pour les calculs aux éléments finis. A l'inverse, la modélisation numérique peut permettre, grâce aux différentes lois thermo-métallo-mécaniques, d'étudier l'influence du gradient sur les résultats de ballonnement et d'étudier la sensibilité de nos analyses et de nos résultats aux gradients mesurés mais aussi aux incertitudes de mesures qui leur sont propres.

Afin de caractériser le gradient thermique de notre four nous avons eu recours à deux techniques de mesure avec l'utilisation d'une canne thermique instrumentée et d'une caméra thermique.

Pour le four sans fenêtre, les caractérisations par mesure d'épaisseur d'oxyde étaient préférées. Cependant, dans le cadre de nos essais, notre choix est de rester dans le domaine de température où le Zircaloy-4 se trouve sous sa forme hexagonale compacte α . Les températures atteintes relativement faibles nous mène au constat que la cinétique d'oxydation sera extrêmement lente pour nos essais, notamment de fluage (température d'essai maximale de 750°C).

Afin d'avoir un ordre d'idée de la durée des paliers d'oxydation nécessaires pour atteindre des valeurs d'ECR permettant la mesure du gradient par épaisseur d'oxyde, on utilise deux calculs basés sur le modèle d'oxydation développé par [Cathcart, Pawel et al., 1977] qui est le modèle d'oxydation utilisé chez EDF. En se basant sur les équations d'oxydation et de calcul de l'ECR proposés dans [Billone et al., 2008] [Billone et al., 2002] la durée du palier d'oxydation à appliquer à notre éprouvette non pressurisée pour atteindre une valeur cible d'ECR, à une température T sous environnement vapeur est donnée par :

- Pour la méthode de calcul de l'ECR proposée dans [Billone et al., 2008], en notant D et h le diamètre initial et l'épaisseur initiale de la gaine (en cm) :

$$\Delta t_{\text{palier}} = \left[\frac{\text{ECR}(\%) \cdot h \cdot (D-h)}{43.9 \cdot D \cdot 0.602} \cdot e^{\frac{10050}{T}} \right]^2 \quad (II.1.1)$$

- Pour la méthode de calcul de l'ECR proposée dans [Billone et al., 2002], en notant ρ_z la masse volumique du zirconium (6.5 g.cm^{-3}) :

$$\Delta t_{\text{palier}} = \left[\frac{\text{ECR}(\%) \cdot \rho_z \cdot h}{100 \cdot 2.85 \cdot 0.602} \cdot e^{\frac{10050}{T}} \right]^2 \quad (\text{II.1.2})$$

On calcule les durées de paliers pour différents ECR visés et différentes températures représentatives de nos températures d'essais :

ECR théorique visé \ Température du palier d'oxydation	650°C	700°C	750°C
10%	13.6/15.6 jours	4.4/5.1 jours	1.6/1.85 jours
15%	30.6/35 jours	10/11.4 jours	3.6/4.2 jours
20%	54.4/62.2 jours	17.8/20.3 jours	6.5/7.4 jours

Tableau II.1.3 – Durée des paliers d'oxydation en fonction de la température et de l'ECR (%) visé d'après [Billone et al., 2008] en rouge et [Billone et al., 2002] en vert

Cela implique qu'une caractérisation par mesure d'épaisseur d'oxyde peut s'avérer fastidieuse voire impossible dans cette gamme de température, le dispositif semi-intégral APRP étant conçu pour des essais courts. Concernant le gradient dynamique en rampe de température la caractérisation par mesure d'épaisseur d'oxyde ne sera pas retenue pour la même raison.

a) Utilisation d'une canne thermique instrumentée – Gradient en plateau de température

Afin de caractériser le nouveau four à ouverture par un autre moyen que la mesure d'épaisseur d'oxyde, nous avons opté pour l'utilisation d'une canne thermique instrumentée de thermocouples développée spécialement pour le dispositif semi-intégral APRP d'EDF R&D (Figure II.1.8).

Elle est constituée d'un tube en Inconel 600 de diamètre 9.5mm (identique à celui de nos éprouvettes) avec une partie centrale utile de 140mm. Dix thermocouples de type N (Nicrosil-Nisil, diamètre 1mm) sont soudés (via des embouts de diamètre 3mm) tous les 10mm à un angle de 120° les uns des autres. Ces thermocouples sont numérotés de 1 à 10, suivant leur côte axiale, le TC1 étant le thermocouple le plus haut et le TC10 le plus bas. La zone de mesure consiste donc en une hélice de thermocouples d'une longueur de 90mm. Cette canne instrumentée a été conçue de sorte à se monter dans le dispositif semi-intégral APRP de manière identique à celle des éprouvettes Figure II.1.3. En particulier, le thermocouple de contrôle du four est monté et ligaturé au même endroit que lors de nos essais mécaniques sur éprouvettes. Une fois ligaturé, le thermocouple de contrôle se trouve à 15mm au-dessus du TC1.

On dispose ainsi de la mesure de température du thermocouple de contrôle et de celles de la canne instrumentée directement enregistrées via un boîtier de mesure, à une fréquence de 1 Hz. Les thermocouples sont étalonnés avant chaque campagne d'utilisation de la canne et l'incertitude maximale est de $\pm 1^\circ\text{C}$ à 1100°C .

Ce dispositif est utilisé dans l'objectif d'avoir une évaluation du gradient thermique produit au sein du four.

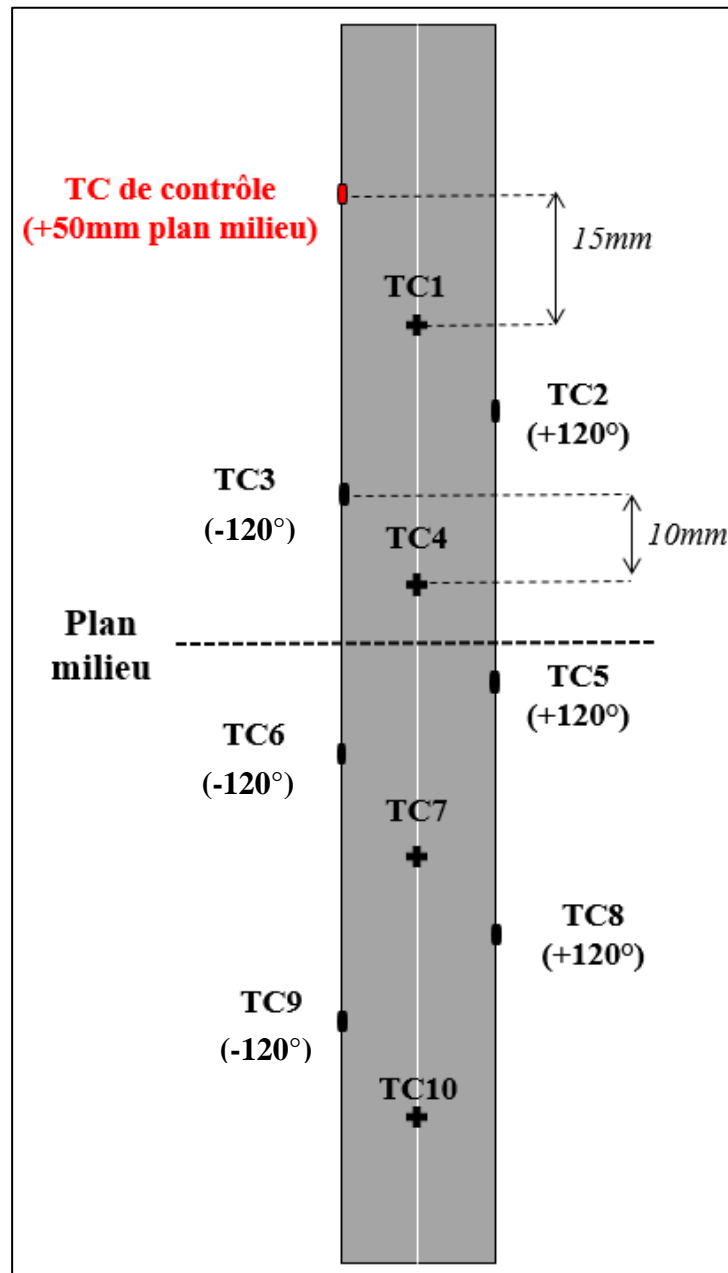


Figure II.1.8 - Représentation schématique de la canne instrumentée utilisée pour caractériser le gradient thermique du four APRP-Vue de face

La répartition des lampes, qui conditionne l'intensité du rayonnement reçu en un point de la canne, est une donnée importante afin de comprendre les résultats obtenus pour la mesure de gradient issue de la canne thermique. De plus, la géométrie du four et le montage des lampes permettent de mieux comprendre la répartition de la puissance et donc de proposer une modélisation du gradient plus pertinente. On propose donc Figure II.1.9, d'après les plans de conception, un schéma de la position des lampes au sein du four à ouverture du dispositif semi-intégral APRP et de la canne avec ses thermocouples.

On note que lors d'un essai précédent, les thermocouples 6 et 9 sont tombés en panne. Leur remplacement étant un processus long, cette caractérisation a été réalisée sans ces derniers.

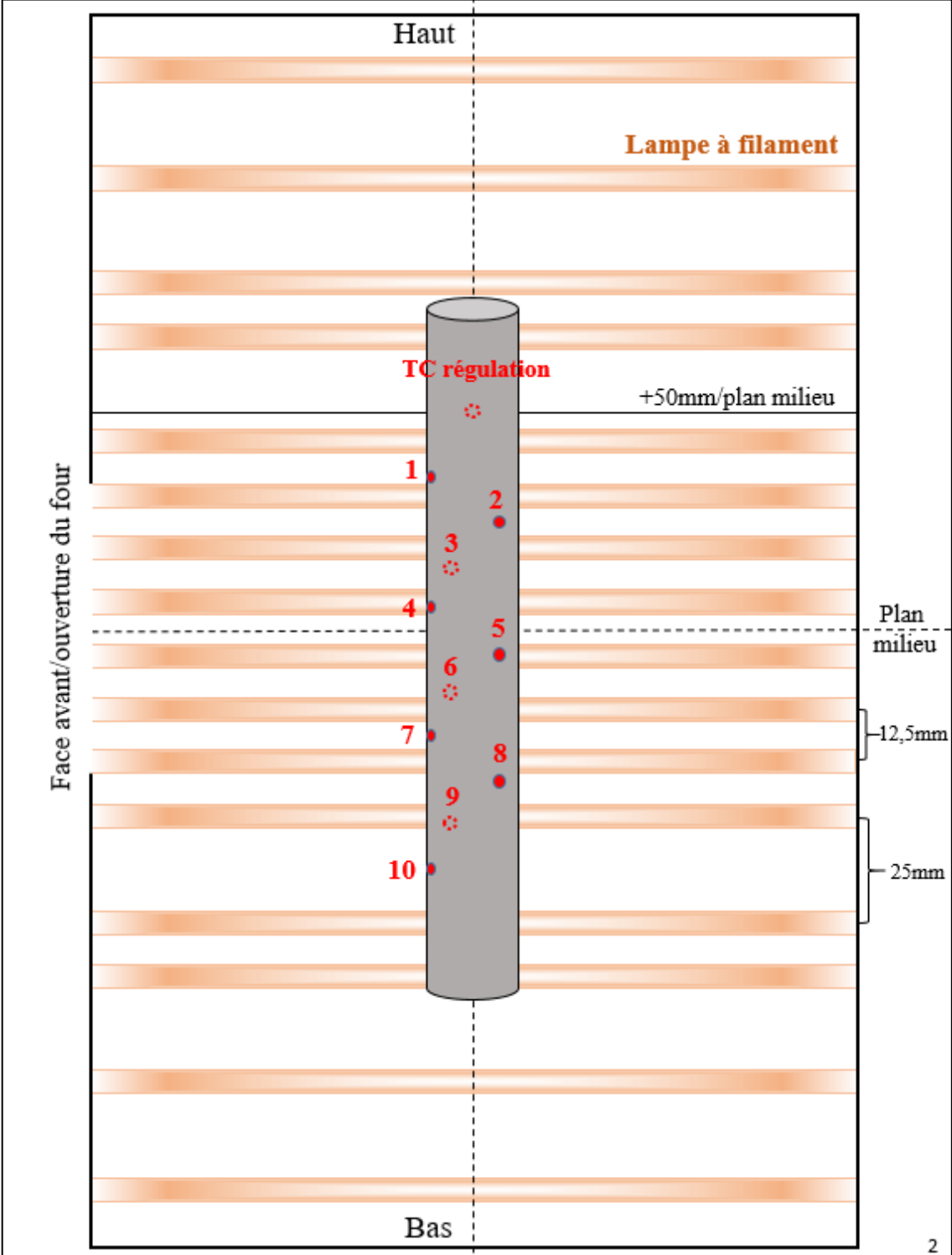


Figure II.1.9 - Représentation schématique de la position de la canne instrumentée au sein du four APRP

Une large partie des essais réalisés au cours de cette thèse consiste en des essais de fluage sous pression à température de palier constant. Ces essais visent à améliorer la compréhension du phénomène de ballonnement en s'acquittant des phénomènes de dynamique thermique. Trois essais ont été effectués afin de pouvoir juger de la reproductibilité du gradient d'un essai à l'autre.

Les transitoires réalisés pour la caractérisation sont :

- Mise sous vapeur et stabilisation à 100°C
- Plateau de 10 minutes à 350°C
- Plateaux de 5 minutes à 650°C/700°C/750°C/800°C/850°C avec rampe entre chaque plateau pour deux essais et plateau de 700°C pendant 10 minutes pour le troisième.

La durée des plateaux est suffisante pour la stabilisation du gradient de température. De plus, lors des essais de fluage, comme expliqué en II.1.2.b, un plateau à T_{Fluage} est appliqué durant 10 minutes avant pressurisation. Les gradients mesurés lors de la caractérisation seront donc ceux retrouvés lors des essais.

On présente ici les résultats à 650°C, 700°C et 750°C qui seront les températures d'essais.

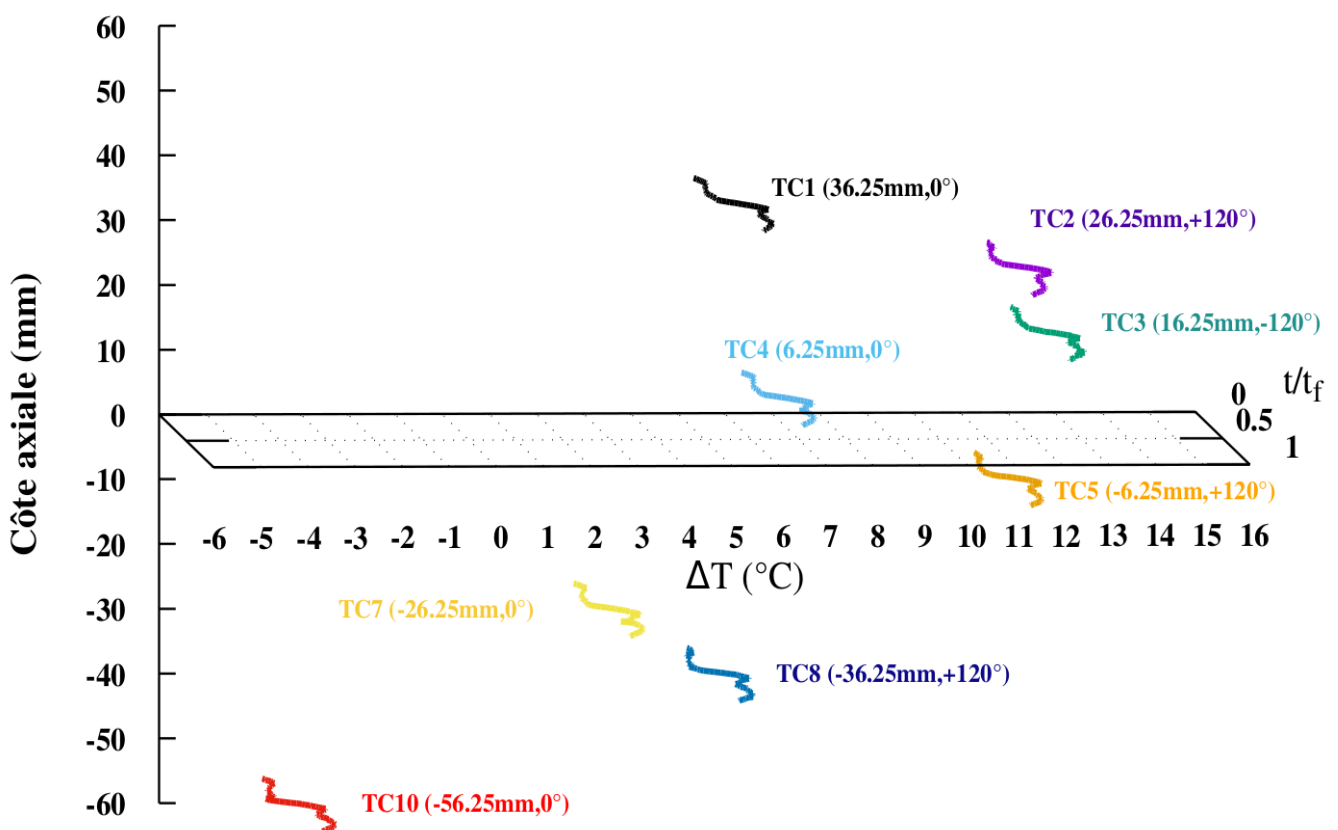
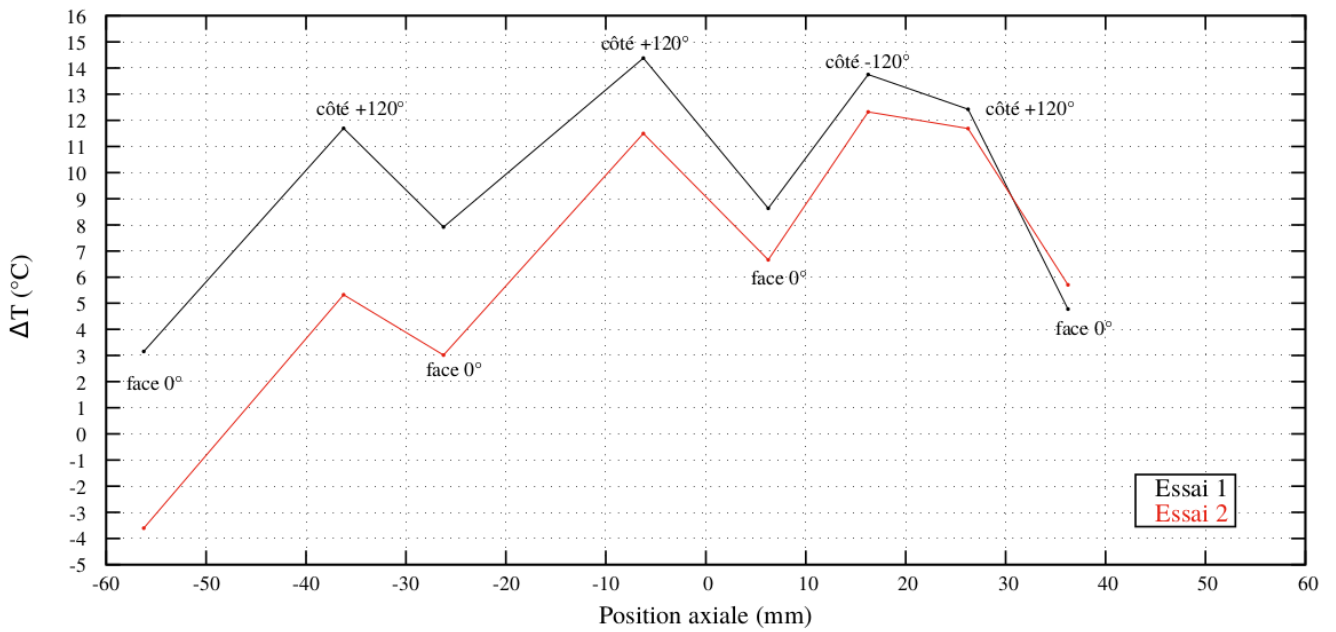


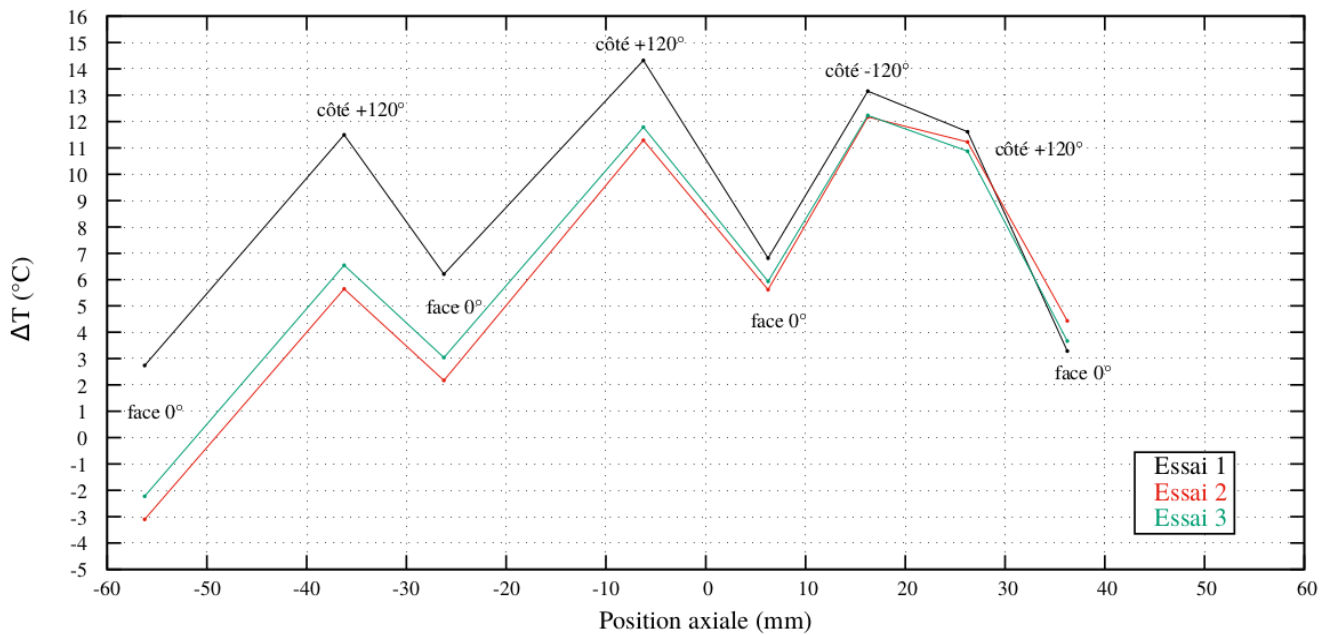
Figure II.1.10 - ($T_{\text{mesurée}}=650^{\circ}\text{C}$) lors d'un essai avec canne instrumentée à 650°C en fonction de la côte axiale du thermocouple sur la durée du plateau

En établissant la moyenne de la température durant le plateau, on peut donc tracer un gradient moyen ($T_{\text{mesurée}} - T_{\text{consigne}}$) pour chaque thermocouple et chacun des essais aux températures d'intérêt :

Gradient de Température - 650°C



Gradient de Température - 700°C



Gradient de Température - 750°C

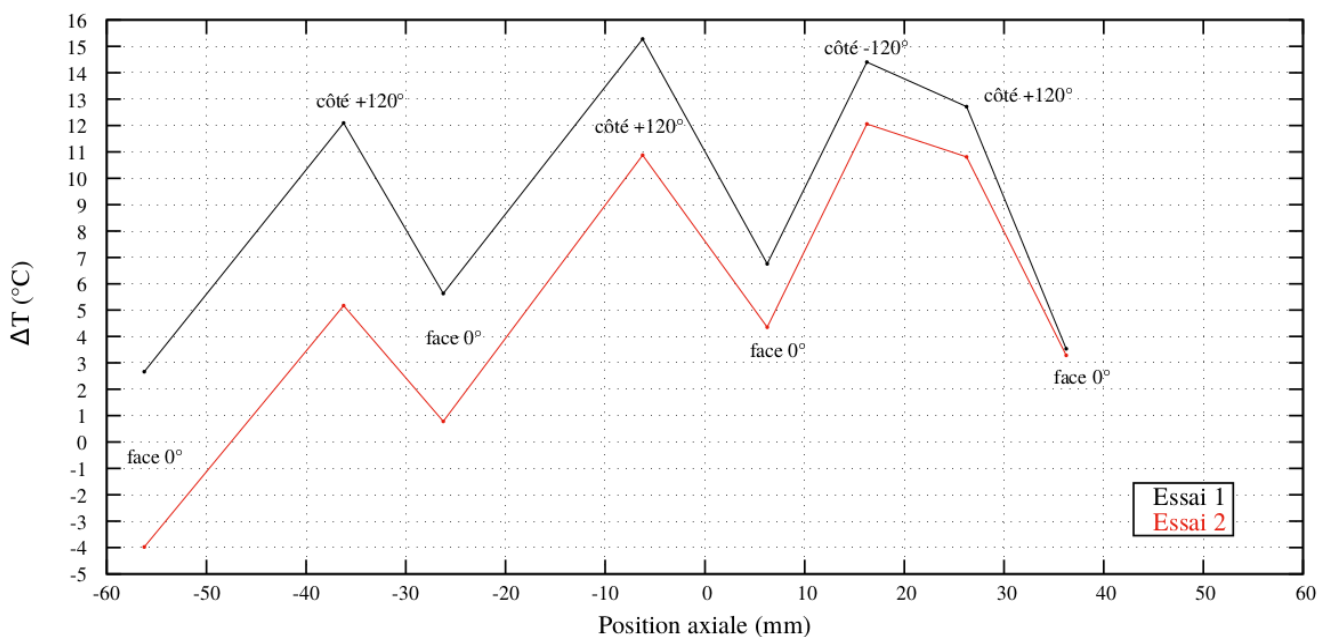


Figure II.1.11 – Gradient thermique moyen mesuré à 650°C, 700°C et 750°C pour chacun des essais avec canne instrumentée

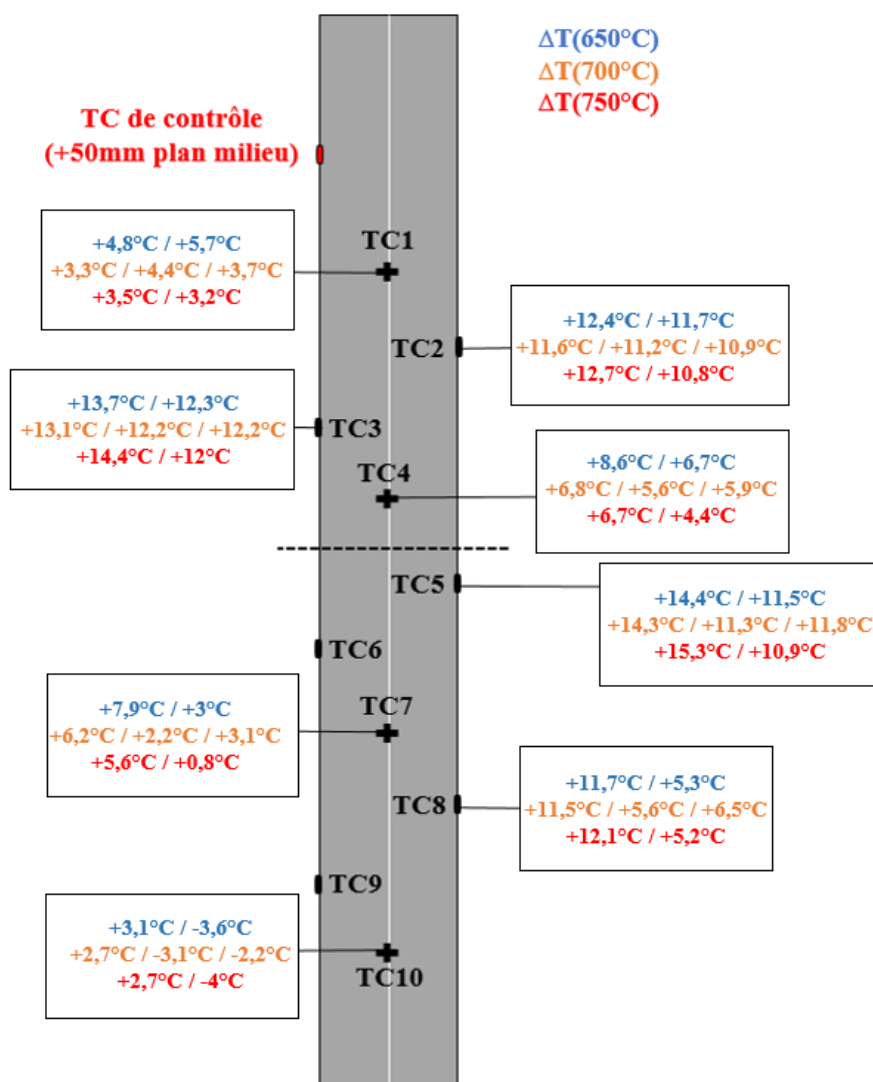


Figure II.1.12 – Représentation graphique des gradients moyens mesurés avec la canne instrumentée

D'après l'étude des différents essais on peut noter que :

- L'essai 1 présente des résultats quelque peu différents des essais 2 et 3. En effet, en zone basse du four, les températures mesurées sont plus élevées que pour les autres essais. On remarque sur les relevés de mesure (Annexe 1) un overshoot important en fin de chaque palier qui peut laisser présager une régulation du four différente (partie centrale maîtresse et parties inférieure et supérieure régulées via un système d'asservissement). De plus le positionnement du thermocouple de contrôle à +50mm et notamment la ligature assurant le contact avec le tube peuvent avoir un impact sur la régulation et donc le gradient, On retiendra que les essais 2 et 3 présentent des gradients plus cohérents⁹, notamment vis-à-vis de la position du TC10 (entre deux lampes Figure II.1.9) et de l'entrée de la vapeur qui se fait par le bas du four,
- On observe des pics de température sur les thermocouples à $\pm 120^\circ$, en accord avec le fait qu'ils reçoivent le rayonnement des lampes plus directement que les thermocouples en face avant. De plus, l'ouverture du four induit une perte par radiation de la gaine vers l'extérieur.

On gardera à l'esprit que, bien qu'une forme de gradient « type » puisse être identifiée grâce à ces essais, de nombreux paramètres susceptibles de le faire varier existent. On note le vieillissement des lampes, un dérèglement impromptu des potentiomètres d'asservissement, ou encore un impact lié à l'environnement vapeur.

Description du champ thermique :

En se basant sur les résultats des essais de caractérisation thermique du four, on cherche à définir une fonction d'interpolation de la température afin de décrire cette dernière en chaque point du maillage des modélisations aux éléments finis du Chapitre V. On choisira $z=0$ le plan milieu de l'éprouvette et $\theta = 0$ la face avant donnant sur l'ouverture du four. Pour ce faire, on cherche une fonction mathématique $T(\theta, z)$ qui remplit les critères suivants :

- T est continue sur $[0 : 2\pi] \times [-50 : +50]$,
- $\forall z$, T est symétrique entre $[0 : \pi]$ et $[\pi : 2\pi]$. Cette hypothèse s'avère raisonnable d'après la disposition des lampes du four et leur pilotage,
- $\forall z$, T possède un minimum en $\theta = 0$. Cette hypothèse est liée à la présence de l'ouverture du four en face avant qui augmente la déperdition par rayonnement de la gaine vers l'extérieur,
- $\forall z$, T possède des maximums locaux en $\theta = \pm 120^\circ$ du fait des positions axiales d'éclatement relevées lors de la campagne d'essais de fluage. D'autre part, les températures en ces points sont connues grâce à la mesure par canne thermique,
- N'ayant pas de mesure de température en $\theta = \pi$ (face arrière du four), on souhaite se laisser un degré de liberté sur cette température afin d'étudier son impact par la suite.

Par commodité, on cherche donc une fonction définie sur $[0 : \pi]$, que l'on symétrisera pour les calculs numériques, qui remplisse les critères suivants :

⁹ Cette différence aura peu d'impact étant donnée la zone de ballonnement des essais $[-20\text{mm}, +20\text{mm}]$

$$\begin{cases} T(0, z) = T_{\min}(z) \\ T\left(\frac{2\pi}{3}, z\right) = T_{\max}(z) \\ T(\pi, z) = T_{\text{arrière}}(z) \\ \frac{dT(\theta, z)}{d\theta} = 0 \text{ pour } \theta \in \left\{0, \frac{2\pi}{3}, \pi\right\} \end{cases}$$

Les fonctions T_{\max} , T_{\min} sont déterminées grâce à une interpolation par des polynômes d'ordre 3 des champs mesurés par les thermocouples de la canne instrumentée. Les fonctions complètes sont disponibles en [Annexe 2](#).

Finalement, en s'inspirant d'une décomposition de Fourier et des propriétés recherchées, on cherche une fonction de la forme :

$$T(\theta, z) = A(z) + B(z) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + C(z) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) + D(z) \cos\left(\frac{3}{2}\theta\right) + E(z) \sin\left(\frac{3}{2}\theta\right) + F(z) \cos\left(\frac{5}{2}\theta\right)$$

En appliquant les conditions aux limites décrites précédemment, on trouve finalement :

$$\begin{cases} A(z) = 0.3312 * T_{\min}(z) - 8.6051 * T_{\text{arrière}}(z) + 9.2739 * T_{\max}(z) \\ B(z) = 0.2353 * T_{\min}(z) + 8.1748 * T_{\text{arrière}}(z) - 8.4102 * T_{\max}(z) \\ C(z) = -0.2484 * T_{\min}(z) + 7.2038 * T_{\text{arrière}}(z) - 6.9554 * T_{\max}(z) \\ D(z) = 0.3003 * T_{\min}(z) + 1.2908 * T_{\text{arrière}}(z) - 1.5911 * T_{\max}(z) \\ E(z) = 0.0828 * T_{\min}(z) - 2.4013 * T_{\text{arrière}}(z) + 2.3185 * T_{\max}(z) \\ F(z) = 0.1331 * T_{\min}(z) - 0.8605 * T_{\text{arrière}}(z) + 0.7274 * T_{\max}(z) \end{cases}$$

Température azimuthale à une côte z

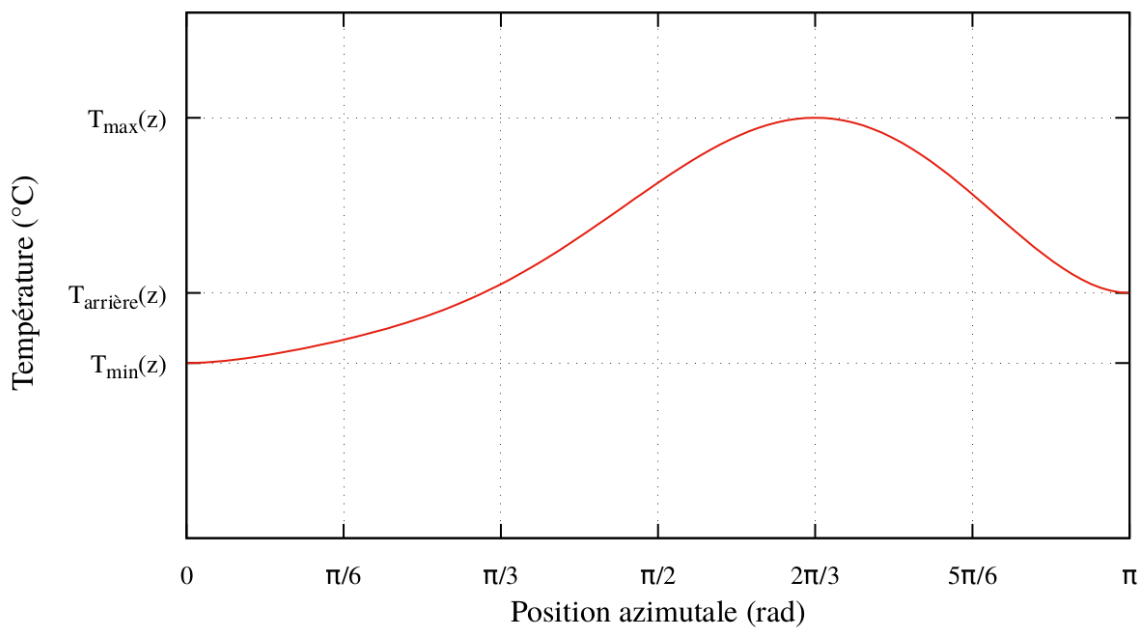


Figure II.1.13 – Fonction décrivant le champ de température azimuthale pour une côte axiale fixée

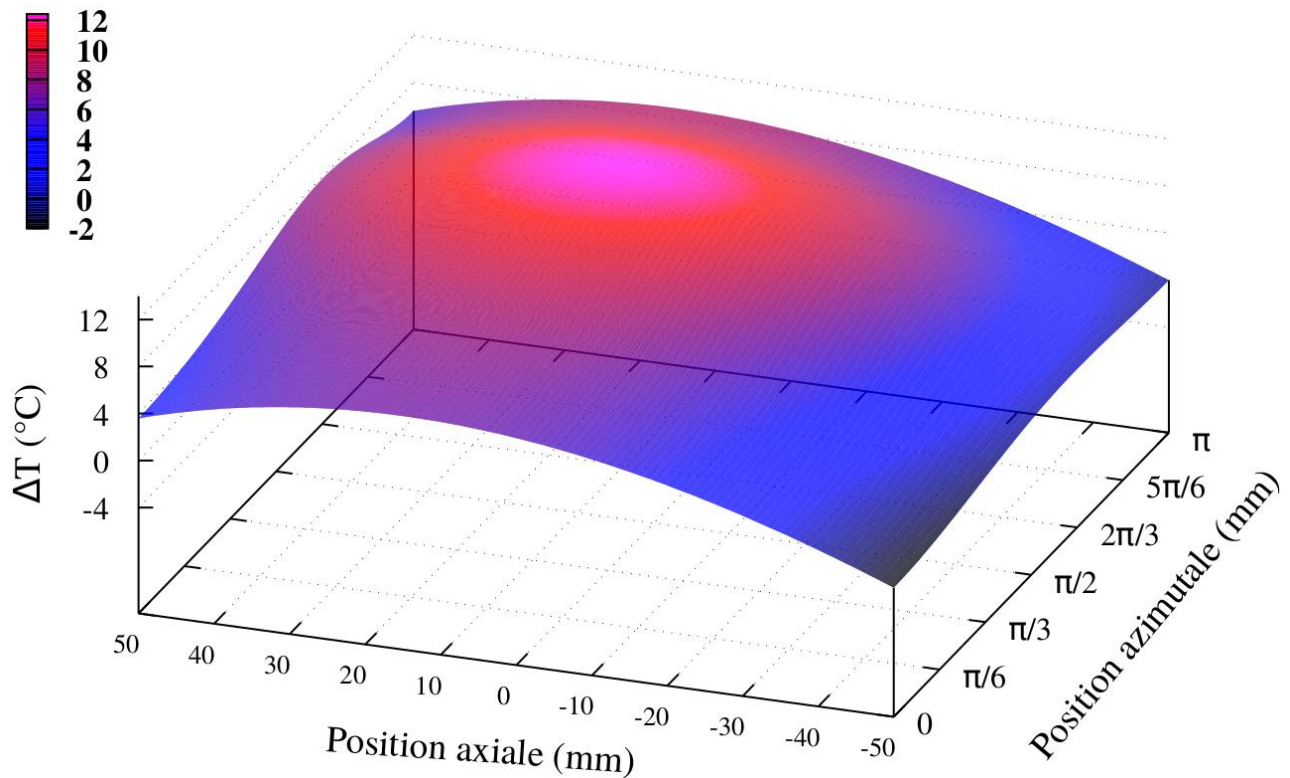


Figure II.1.14 – Fonction décrivant $[T(^{\circ}\text{C}) - 650^{\circ}\text{C}]$ pour une éprouvette chauffée au sein du four APRP à 650°C

b) Utilisation d'une canne thermique instrumentée - Gradient en rampe de température

Nous présenterons ici la mesure du gradient réalisée dans le cadre de rampes de température. Nous avons mis à profit les essais de caractérisation en plateaux de température pour étudier au mieux le gradient en rampe de température :

- Essai 1 : Rampes à 5°C/s entre $350-650^{\circ}\text{C}$, $650-700^{\circ}\text{C}$, $700-750^{\circ}\text{C}$ et $750-800^{\circ}\text{C}$
- Essai 2 : Rampe à 10°C/s entre $350-650^{\circ}\text{C}$ et rampes à 1°C/s entre $650-700^{\circ}\text{C}$, $700-750^{\circ}\text{C}$ et $750-800^{\circ}\text{C}$
- Essai 3 : Rampe à 5°C/s entre $700-800^{\circ}\text{C}$

L'objectif est de connaître l'évolution du gradient pour une vitesse de rampe donnée entre différents essais et sur différentes gammes de température. Pour un même essai, nous pourrions étudier l'impact de la vitesse de rampe sur le gradient thermique. Pour finir, les montées en température entre deux plateaux tels que $\Delta T=50^{\circ}\text{C}$ étant rapides, on peut se faire une idée de l'effet de la durée de la rampe sur le gradient. On présente dans le tableau suivant les vitesses de rampes mesurées, lorsque cette dernière est stable entre deux plateaux de températures.

Concernant les rampes à 1°C/s , la faible durée de rampe ne permet pas d'obtenir un ajustement parfait de la vitesse du fait des overshoot de température (de l'ordre de 15°C) à l'approche de la température de plateau consigne. La valeur de vitesse n'est donc, dans l'absolu, pas la vitesse exacte qui sera obtenue en essai de rampe sous pression (lors des essais, la valeur est de l'ordre de $0,9^{\circ}\text{C/s}$).

	TC1 (°C/s)	TC2 (°C/s)	TC3 (°C/s)	TC4 (°C/s)	TC5 (°C/s)	TC7 (°C/s)	TC8 (°C/s)	TC10 (°C/s)
Essai 2 650-700°C	1.4	1.35	1.4	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
Essai 2 700-750°C	1.3	1.2	1.3	1.4	1.5	1.4	1.3	1.3
Essai 2 750-800°C	1.1	1	1.1	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1
Essai 1 350-650°C	4.4	4.7	4.7	4.7	4.8	4.7	4.8	4.6
Essai 1 650-700°C	4.1	4.4	4.4	4.3	4.5	4.3	4.5	4.2
Essai 1 700-750°C	4.1	4.4	4.5	4.3	4.5	4.3	4.5	4.2
Essai 1 750-800°C	4.2	4.4	4.5	4.4	4.6	4.4	4.6	4.3
Essai 3	3.9	4.1	4.2	4.1	4.2	4.2	4.3	4.1
Essai 2 350-650°C	8.4	9	8.9	8.8	9.1	8.9	9.2	8.8

Tableau II.1.4 – Valeurs de vitesses de rampes de température mesurées lors de la caractérisation du gradient du four du dispositif semi-intégral APRP avec canne thermique instrumentée

En étudiant le tableau précédent, nous pouvons conclure que :

- Pour une vitesse de rampe visée de 1°C/s, les vitesses mesurées pour chaque thermocouple sont très proches les unes des autres et on note une amélioration de la précision par rapport à la consigne lorsque la température augmente. A cette vitesse, des phénomènes d'homogénéisation, notamment par conduction, rendent sensible l'interprétation,
- Pour une vitesse de rampe visée de 5°C/s, le gradient de vitesse peut atteindre 0.4°C/s selon la localisation du thermocouple. Les vitesses de rampes les plus importantes sont obtenues pour les thermocouples présentant la plus grande différence à la valeur consigne en plateaux (Figure II.1.12). Pour un même essai 1, la vitesse mesurée de rampe se rapproche de la valeur consigne lorsque la durée de rampe augmente (350-650°C). Pour cette rampe, la vitesse au TC1 est en accord avec la vitesse de rampe moyenne mesurée pour nos essais en rampes sous pression (4.36°C/s). Durant l'essai 3, la vitesse de rampe est légèrement inférieure à celles obtenues lors de l'essai 1,
- Pour une vitesse de rampe visée à 10°C/s, l'essai 2 permet de tirer les mêmes conclusions *i.e.* une augmentation de la vitesse mesurée aux thermocouples qui présentent les différences de température les plus importantes à la valeur consigne en plateau. De plus les vitesses mesurées sont accord avec la vitesse de rampe moyenne mesurée pour nos essais en rampes sous pression (8.86°C/s).

Pour mieux comprendre l'impact d'une rampe de température sur les différences de température entre les thermocouples de la canne, on reporte dans le Tableau II.1.5 la différence de température entre deux thermocouples (i, j) notée $\Delta T_{ij} = T_i - T_j$. On ajoute cette différence de température mesurée lors des plateaux réalisés. La différence de température en rampe est une moyenne calculée sur la même période que la vitesse de rampe du Tableau II.1.4. Les vitesses de rampes entre les thermocouples étant différentes, la différence de température est amenée à évoluer au cours de la rampe. Cette moyenne permet néanmoins de mieux comprendre l'évolution du gradient.

Nous traçons Figures II.1.15 à II.1.17 les grandeurs ΔT_{34} , ΔT_{45} et ΔT_{57} . Nous verrons dans la Partie II.2.2 que les éclatements pour les essais de rampes sous pression se situent tous dans une zone [-20mm : +15mm] du plan milieu. Pour rappel, les thermocouples 3 à 7 se situent entre -25mm et 15mm du plan milieu. Sur ces figures, on trace les données brutes d'essai en fonction de la température ainsi que la ligne représentant la moyenne sur la durée de la rampe afin d'avoir une idée plus claire de la valeur moyenne de la différence de température.

On rappelle que les essais 2 et 3 présentent des résultats plus cohérents avec la structure du four (cf. paragraphe II.1.3.a) notamment en zone basse du four. L'étude des courbes suivantes vient appuyer cette hypothèse.

On remarque Figure II.1.15 et Tableau II.1.5 une nette augmentation de la différence de température entre les thermocouples 3 et 4, d'autant plus que la vitesse de rampe est importante et que la température l'est aussi. On note par exemple pour une rampe à 10°C/s entre 350°C et 650°C une augmentation de 5°C par rapport au plateau de température à 650°C. Plus la température est importante, plus l'effet de la vitesse de rampe semble l'être.

Figure II.1.16, on note le même effet de la vitesse de rampe sur le gradient *i.e.* on obtient des gradients globalement plus importants lorsque la vitesse de rampe augmente. On note Figure II.1.17 qu'au fur et à mesure que l'on se rapproche de la zone basse du four, la différence de température entre les thermocouples diminue pour l'essai 1 par rapport aux deux autres essais, en accord avec un profil de température plus lisse dans cette zone Figure II.1.11. Ainsi, bien que la comparaison d'un essai à l'autre soit compliquée pour la différence de température entre les thermocouples 5 et 7, on remarque Tableau II.1.5 que pour un même essai, la différence entre gradient en rampe et plateau est cohérente d'un essai à l'autre.

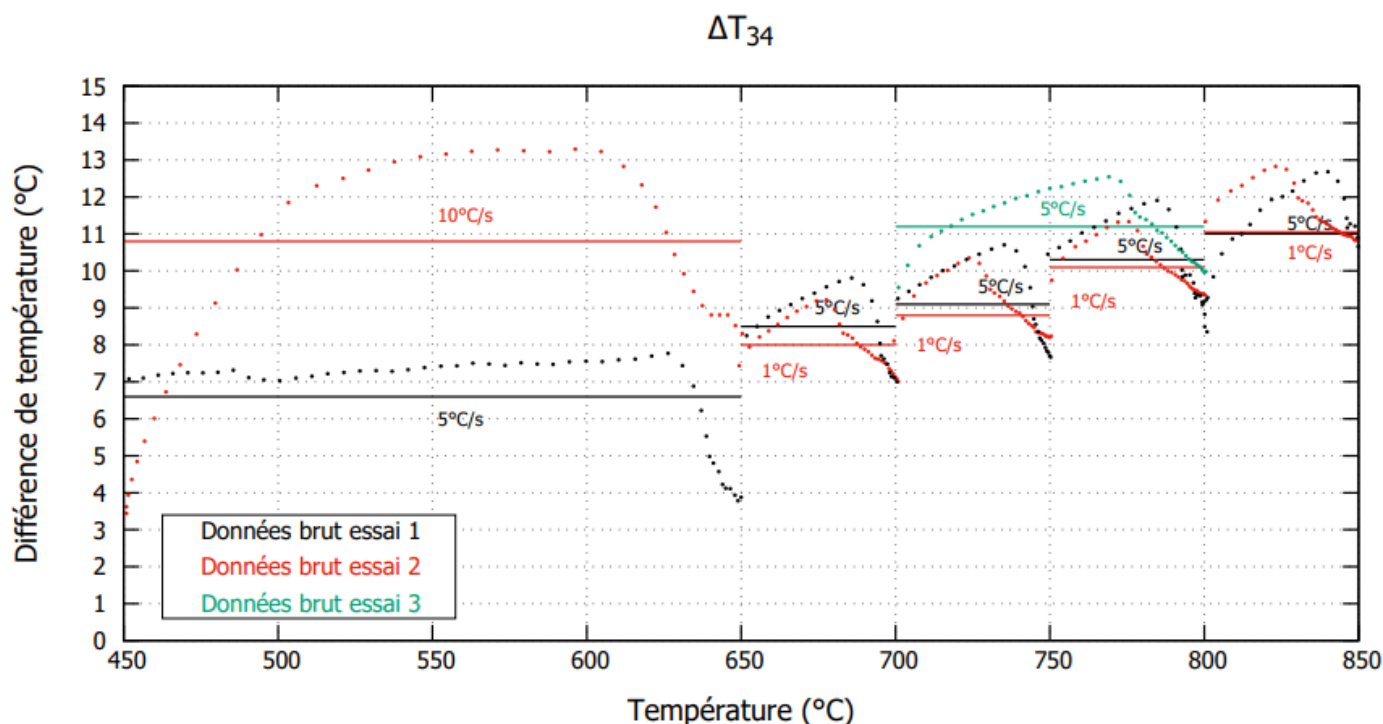


Figure II.1.15 – Différence de température entre les thermocouples 3 et 4

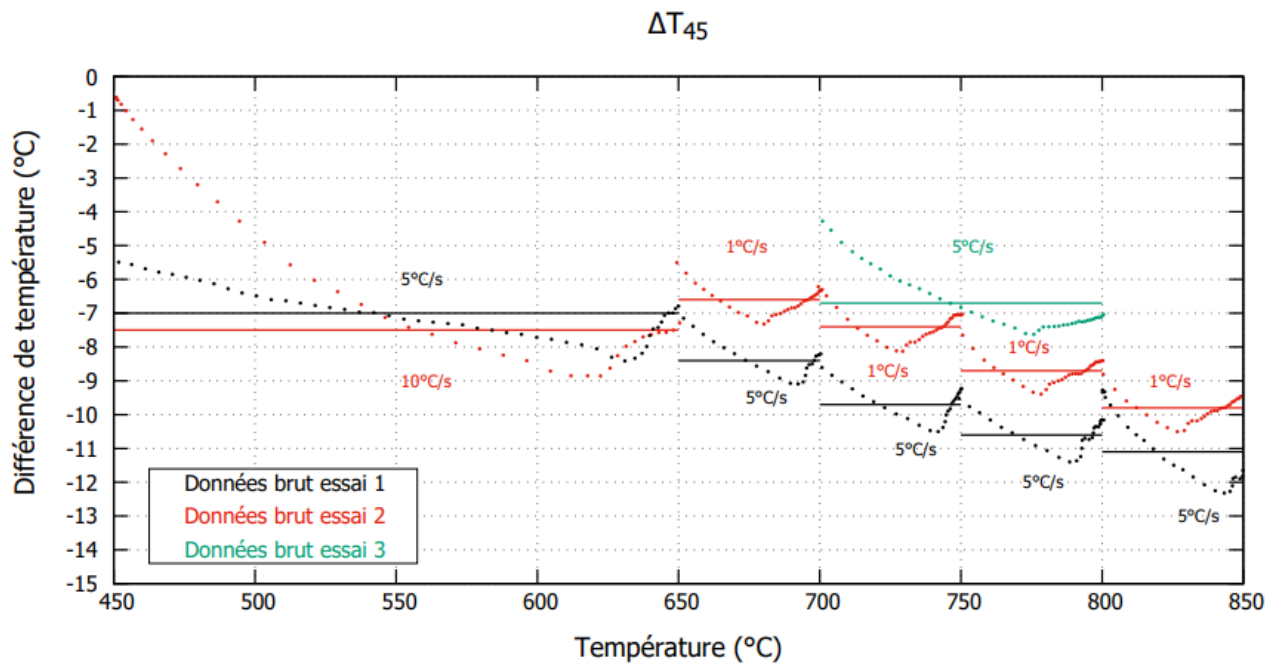


Figure II.1.16 – Différence de température entre les thermocouples 4 et 5

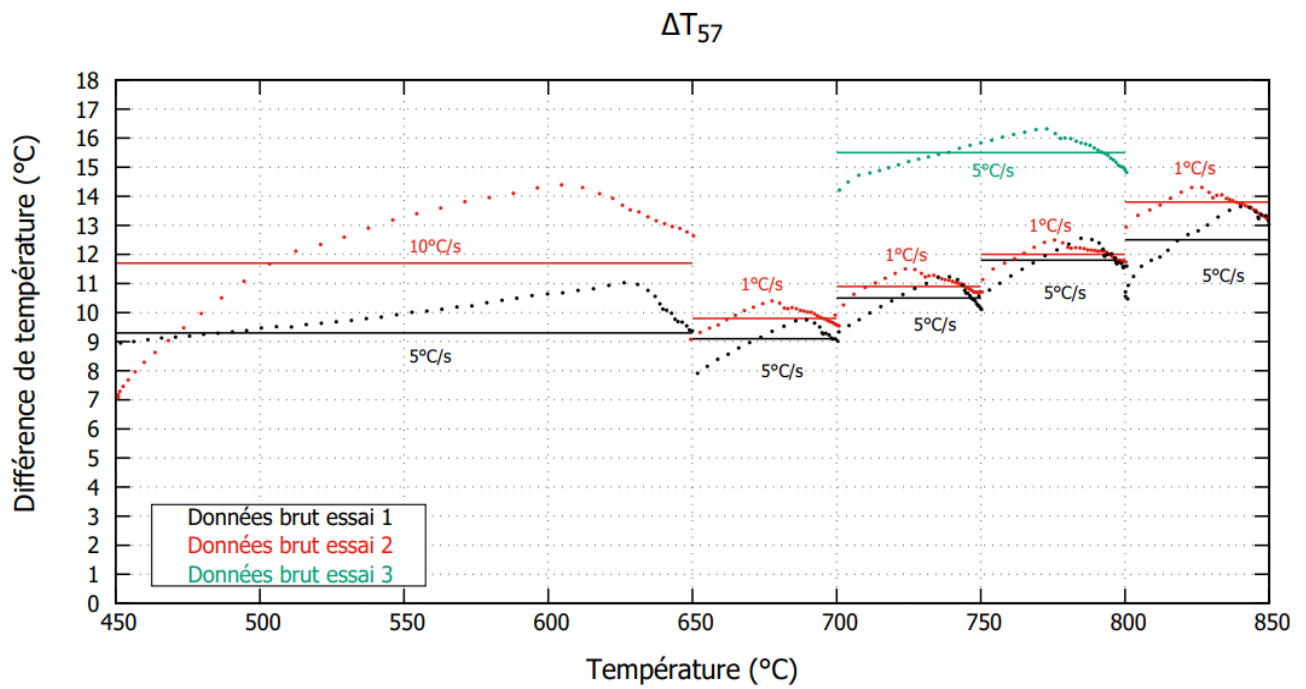


Figure II.1.17 – Différence de température entre les thermocouples 5 et 7

Numéro d'essai	Conditions	Gamme de température	ΔT_{34} (°C)	ΔT_{45} (°C)	ΔT_{57} (°C)
Essai 1	Rampe 5°C/s	350-650°C	6,6	-7	9,3
Essai 1	Plateau	650°C	5,1	-5,8	6,5
Essai 1	Rampe 5°C/s	650-750°C	8,5	-8,4	9,1
Essai 1	Plateau	700°C	6,3	-7,5	8,1
Essai 1	Rampe 5°C/s	700-750°C	9,1	-9,7	10,4
Essai 1	Plateau	750°C	7,7	-8,6	9,7
Essai 1	Rampe 5°C/s	750-800°C	10,3	-10,6	11,8
Essai 1	Rampe 5°C/s	800-850°C	11	-11,1	12,5
Essai 2	Rampe 10°C/s	350-650°C	10,9	-7,5	11,8
Essai 2	Plateau	650°C	5,6	-4,8	8,5
Essai 2	Rampe 1°C/s	650-700°C	8	-6,8	9,9
Essai 2	Plateau	700°C	6,6	-5,7	9,1
Essai 2	Rampe 1°C/s	700-750°C	8,8	-7,4	10,95
Essai 2	Plateau	750°C	7,6	-6,5	10,1
Essai 2	Rampe 1°C/s	750-800°C	10,1	-8,8	12
Essai 2	Rampe 1°C/s	800-850°C	11,05	-9,8	13,9
Essai 3	Plateau	700°C	6,3	-5,9	8,7
Essai 3	Rampe 5°C/s	700-800°C	11,2	-6,7	15,5

Tableau II.1.5 – Valeurs de différences de température mesurées lors de la caractérisation du gradient du four du dispositif semi-intégral APRP avec canne thermique instrumentée et comparaison aux plateaux de température

Afin de modéliser la température en rampe, on pourra définir des fonctions correctrices de T_{min} , T_{max} sans avoir à modifier la structure globale de la fonction d'interpolation définie précédemment. Pour chaque point de régression (qui correspondent aux températures mesurées pour chaque thermocouple en fonction de sa position axiale), on pourra définir une fonction vitesse qui dépend de la côte axiale z_i du thermocouple considéré. Par exemple en face avant du four :

En rampe :

$$T_{min}(z_i, t) = T_0(z_i) + Vr(z_i) * t$$

Avec $T_{min}(z_i, t)$ la fonction qui décrit la température sur l'axe avant du four en rampe, t le temps, $T_0(z_i)$ la température de début de rampe et $Vr(z_i)$ la fonction vitesse. Cette fonction est à définir pour chaque thermocouple en fonction de la température. La fonction finale est obtenue en effectuant une interpolation polynomiale entre chaque thermocouple comme décrit dans la partie précédente pour les plateaux de température.

c) Validation des mesures par caméra thermographique

Afin de valider les mesures réalisées à l'aide de la canne instrumentée, une caméra thermographique infrarouge a été utilisée pour la caractérisation du gradient thermique du four à ouverture. La caméra thermographique infrarouge est placée face à l'ouverture du four, de telle manière à filmer le déroulement des essais. Le système utilisé est une caméra infrarouge titanium 560MB (fournie par Cedip Infrared Systems intégré au groupe FLIR) couplée à un filtre adapté à nos températures d'essai. La résolution offerte par ce système est de 320*240 pixels.

Le choix d'utiliser ces mesures comme moyen de contrôle provient des limites inhérentes à l'utilisation de ce type de technique pour le suivi de température sur des géométries tubulaires. La thermographie est basée sur le rayonnement d'une surface, caractérisée par son émissivité. Le principe de fonctionnement de la caméra repose sur le captage des photons émis par la surface puis le comptage et le post traitement de cette donnée afin de remonter à la température de la surface. Si les photons n'arrivent pas perpendiculairement à la surface, la mesure est biaisée. C'est notamment le cas pour les zones éloignées de l'axe central, dans la direction azimutale (les photons sont émis dans la direction radiale et ne sont pas captés en totalité, donnant une température apparente plus faible que la température réelle). La zone de mesure considérée est donc la génératrice située face caméra. Ce type de problématique a aussi amené [Campello, 2016] et [Chaieb, 2020] à adopter le même type de zone d'étude. La zone filmée est située entre 0mm *i.e.* au niveau du plan milieu de l'éprouvette et +50mm (thermocouple de contrôle). On suppose de plus que le tube quartz de qualité optique doté d'un méplat n'entraîne pas de réflexion du rayonnement de l'éprouvette. Pour finir, l'émissivité est supposée uniforme dans la zone de mesure. Etant donné les évolutions d'émissivité notamment liées à l'oxydation (même si cette dernière est faible durant nos essais), le thermocouple d'asservissement (situé à +50mm) du plan milieu nous a permis d'étalonner la caméra thermique à n'importe quel instant de l'essai en lien avec la nature physique de la mesure qui s'avère plus fiable. On réalise donc un post traitement pour faire coïncider la mesure par caméra à la mesure du thermocouple de contrôle. Ce type de calage a été mis en place au cours de la thèse de [Chaieb, 2020]. On montre sur la Figure II.1.18 le dispositif expérimental en cours d'essai suite à l'ajout de la caméra thermographique :



Figure II.1.18 – Montage expérimental avec ajout de la caméra thermographique

Dans le but d'étudier la pertinence des mesures réalisées à l'aide de la canne thermique, la caméra thermographique a été utilisée afin de filmer des essais de fluage sur éprouvette pressurisée. La disponibilité de cet outil, également utilisé pour d'autres campagnes expérimentales, nous a permis de réaliser des mesures lors de deux essais de fluage, l'un à 700°C (80 bars) et l'autre à 750°C (60 bars).

Pour ces deux essais sous pression, des thermocouples numériques sont placés aux endroits correspondant au thermocouple 1 (face avant +35mm) et au thermocouple 4 (face avant +5mm) d'après la Figure II.1.19. Ces thermocouples numériques consistent en des carrés de 3 pixels de côté afin d'éviter un biais propre à la résolution de la caméra mais d'avoir une zone de mesure assez étroite pour être représentative de la mesure des thermocouples de la canne. Ce type de comparaison entre thermocouple numérique et thermocouple physique a été largement utilisé par [Campello, 2016].

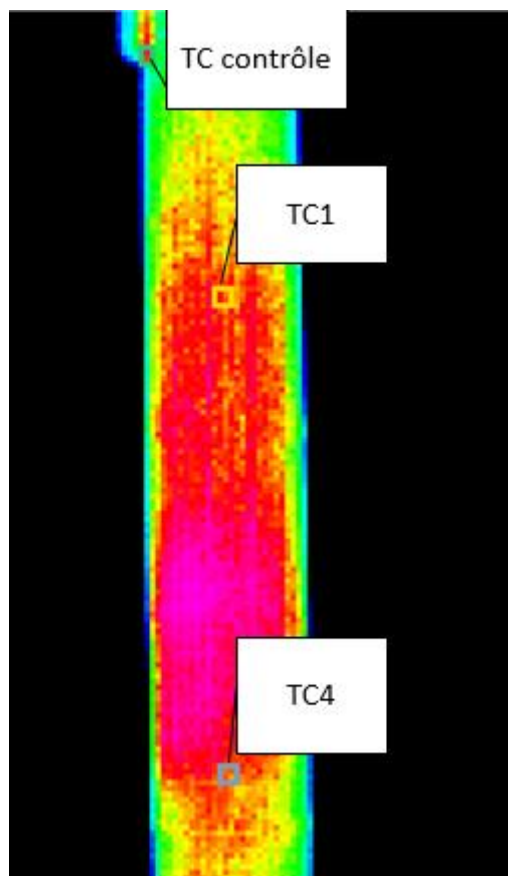


Figure II.1.19 – Thermocouples numériques pour comparaison avec la mesure des thermocouples de la canne thermique instrumentée

La mesure est réalisée du début de l'essai (on rappelle qu'un plateau de maintien à T_{Fluage} est appliqué à l'éprouvette durant 10 minutes avant la mise sous pression) jusqu'à $0,9t_r$ où t_r est le temps à rupture. Lorsque la déformation devient trop importante, l'utilisation des thermocouples numériques se montre difficile et moins précise. Le recalage de la température au niveau du thermocouple de contrôle est réalisé toutes les 2 secondes grâce au fichier de mesure issue directement du thermocouple de contrôle. On trace sur les Figures II.1.20 et II.1.21 les données de la caméra thermographique pour les deux essais considérés :

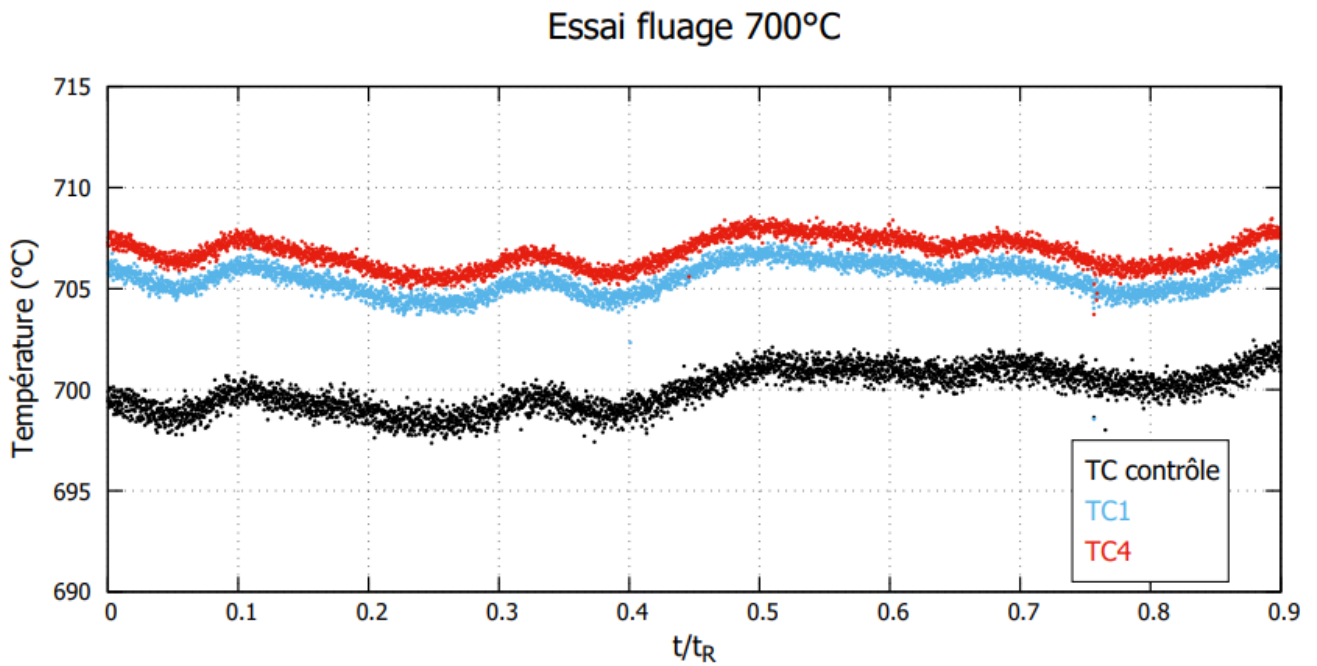


Figure II.1.20 – Mesures de température des thermocouples numériques – essai de fluage 700°C

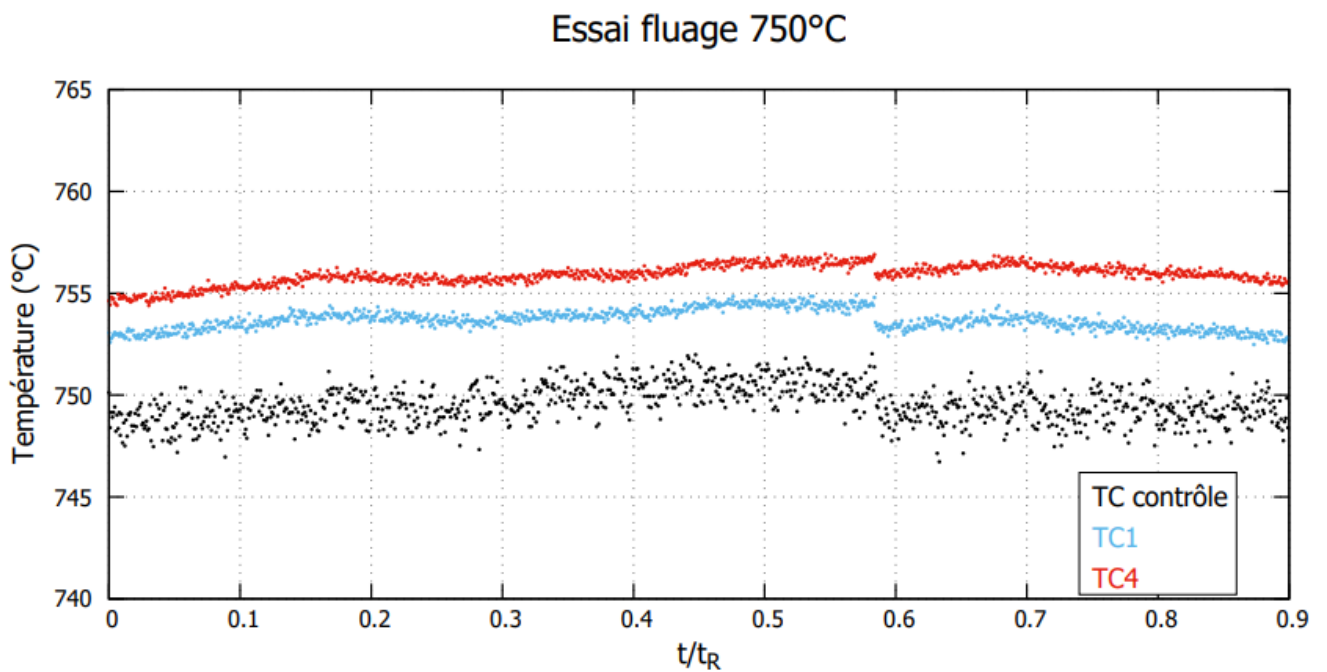


Figure II.1.21 – Mesures de température des thermocouples numériques – essai de fluage 750°C

En étudiant la différence à la température consigne comme pour la caractérisation au moyen de la canne instrumentée, on peut calculer la valeur moyenne de la différence à cette température consigne. On reporte dans le Tableau II.1.6 cette grandeur pour les essais avec caméra thermographique. On y ajoute l'intervalle correspondant, basé sur les mesures réalisées au cours des trois essais avec canne.

Moyenne Température	$T_{\text{caméra}}-T_{\text{consigne}}$	$T_{\text{canne}}-T_{\text{consigne}}$
TC1(700°C)	5,5°C	3,3°C <ΔT<4,4°C
TC4(700°C)	6,8°C	5,6°C <ΔT<6,8°C
TC1(750°C)	4,2°C	3,2°C <ΔT<3,5°C
TC4(750°C)	6,4°C	4,4°C <ΔT<6,7°C

Tableau II.1.6 –Moyenne de la différence de température au thermocouple de contrôle pour les thermocouples 1 et 4 pour la mesure avec canne instrumentée et avec caméra thermographique

A la lumière de cette comparaison, et en considérant les incertitudes de mesure propres aux thermocouples, on note une bonne cohérence entre les mesures réalisées à l'aide de la canne thermique instrumentée et de la caméra thermographique infrarouge. Ces essais réalisés avec la caméra thermographique permettent de valider les mesures réalisées grâce à la canne thermique. Malgré le faible nombre d'essais ayant pu être filmés on note que :

- La mise en place et la stratégie d'utilisation et de caractérisation du gradient en se basant en partie sur les travaux de [Campello, 2016] et [Chaieb, 2020] permet une mesure de température pour les thermocouples situés dans l'axe de la gaine en face avant du four, au-dessus du plan milieu,
- L'application de cette technique, notamment pour les thermocouples 1 et 4, permet d'obtenir une bonne cohérence avec les mesures réalisées avec la canne instrumentée,
- On obtient une double confirmation. D'une part les températures mesurées par la canne (composée d'Inconel 600) sont cohérentes avec celles mesurées sur gaine en Zircaloy-4. D'autre part, la cohérence est bonne entre les mesures réalisées lors des essais de caractérisation avec canne (notamment l'impact du soudage des thermocouples) et lors d'essais de fluage réels.

En conclusion, l'utilisation d'une caméra thermographique nous a permis de nous assurer de la bonne cohérence de la caractérisation du gradient thermique produit par le four via une canne thermique instrumentée. Du fait d'une disponibilité moindre et des inconvénients propres à son utilisation (zone de mesure limitée, pas d'information sur le gradient circonférentiel du fait du biais induit par la géométrie tubulaire), la caméra thermographique sert de moyen de validation de la mesure par canne. Cette dernière offre une description plus complète du gradient sur la surface d'étude et permet la description du champ par une fonction analytique. Elle permettra de décrire le champ thermique, notamment pour les modélisations aux éléments finis.

II.2 – Analyse des essais réalisés sur le dispositif semi-intégral APRP

II.2.1. Dépouillement des essais de fluage

Les essais ont été réalisés suivant la procédure expérimentale décrite dans la Partie II.1.2.b. Nos éprouvettes étant pressurisées puis bouchées via le système de pressurisation, l'augmentation du volume lors du fluage à température constante induit une diminution de pression au sein de l'éprouvette qui a pour effet de rendre le ballonnement plus « lent » que lors des rampes de températures (où l'effet de la diminution du volume est en parti contrebalancé par celui de l'augmentation de la température). Les essais de fluage sont d'un grand intérêt dans l'étude phénoménologique du ballonnement-éclatement.

Les températures ont été choisies de sorte à éviter un changement de phase, en conservant la structure hexagonale compacte du domaine α . Les pressions d'essais sont déterminées de manière à obtenir des temps à rupture raisonnables. La pression visée correspond à la pression d'essai initiale désirée au sein de l'éprouvette. Cette dernière étant pressurisée puis bouchée, à température constante, le gonflement du tube induit une diminution de pression interne. Le système est ainsi libre d'évoluer en cours d'essai.

Pour plus de clarté, les essais sont nommés Pi-Tj avec (i=pression moyenne, j=température). Le tableau suivant résume les différentes conditions d'essais :

Référence de l'essai	Nom de l'essai	Température (°C)	Pression visée (bar)	Pression moyenne (bar)
2283-Zy4-9	P76-T650	650	80	76.6
2283-Zy4-24	P82-T650	650	80	82.2
2283-Zy4-12	P94-T650	650	100	94.1
2283-Zy4-10	P96-T650	650	100	96.6
2283-Zy4-23	P45-T700	700	50	45.1
2283-Zy4-2	P57-T700	700	60	57.3
2283-Zy4-3	P58-T700-1	700	60	58.2
2283-Zy4-6	P58-T700-2	700	60	58.1
2283-Zy4-5	P75-T700	700	80	75.9
2283-Zy4-7	P76-T700	700	80	76.6
2283-Zy4-4	P79-T700	700	80	79.9
2283-Zy4-21	P87-T700	700	90	87.5
2283-Zy4-18	P25-T750	750	30	25.8
2283-Zy4-16	P39-T750	750	40	39.4
2283-Zy4-11	P49-T750	750	50	49.2
2283-Zy4-13	P48-T750	750	50	48.8
2283-Zy4-8	P57-T750	750	60	57.5
2283-Zy4-15	P60-T750	750	60	60.8
2283-Zy4-17	P68-T750	750	70	68.2

Tableau II.2.1 – Matrice d'essai de la campagne de fluage réalisée au sein du dispositif semi-intégral APRP

Pour chaque valeur de température, au moins un des essais a été doublé afin de s'assurer de la reproductibilité des résultats au sein du dispositif semi-intégral. Le ballonnement étant considéré comme un phénomène soumis à une importante dispersion, l'intérêt majeur est aussi la compréhension, à valeurs de (P, T) fixes, des causes de cette dispersion. Il est important de noter que suivant le déroulement des

essais de fluage, avec un maintien de l'éprouvette durant 10 minutes à T_{Fluage} , les éprouvettes initialement à un état détendu sont entièrement recristallisées aux températures d'essais avant même la fin de ce plateau d'homogénéisation [Sills et Holt, 1979] [Chosson, 2014].

a) Acquisition et traitement des données de l'essai

Nous décrivons ici la méthodologie de dépouillement des essais et nous présenterons les résultats des essais. Afin de connaître la déformation du tube, les caméras filment la gaine durant l'essai dans le plan qui se trouve face à l'ouverture du four. Les mesures et leur traitement se déroulent comme suit :

- Enregistrement vidéo de l'essai à une fréquence pouvant aller de 1 à 200Hz, selon la durée de l'essai. Pour les essais longs, une adaptation de la fréquence d'acquisition en cours d'essai est réalisée afin de garder de l'espace mémoire disponible durant la phase de gonflement homogène. Une augmentation de la fréquence d'acquisition est réalisée au voisinage du ballonnement afin d'obtenir un maximum d'informations. Le soft APRP enregistre les grandeurs d'intérêt à une fréquence de 10Hz.
- Dépouillement des deux fichiers issus de l'acquisition :

Le premier fichier provient de la chaîne d'acquisition du dispositif semi-intégral APRP. Le début de l'essai t_i est défini lorsque la dérivée de la pression devient supérieure à 0 et la fin de l'essai t_R lorsque la dérivée présente un point singulier très négatif. Les pressions initiales P_i et à rupture P_R sont définies par rapport à ces deux instants. Durant le plateau résultant on définit la pression maximale P_{max} en cours d'essai.

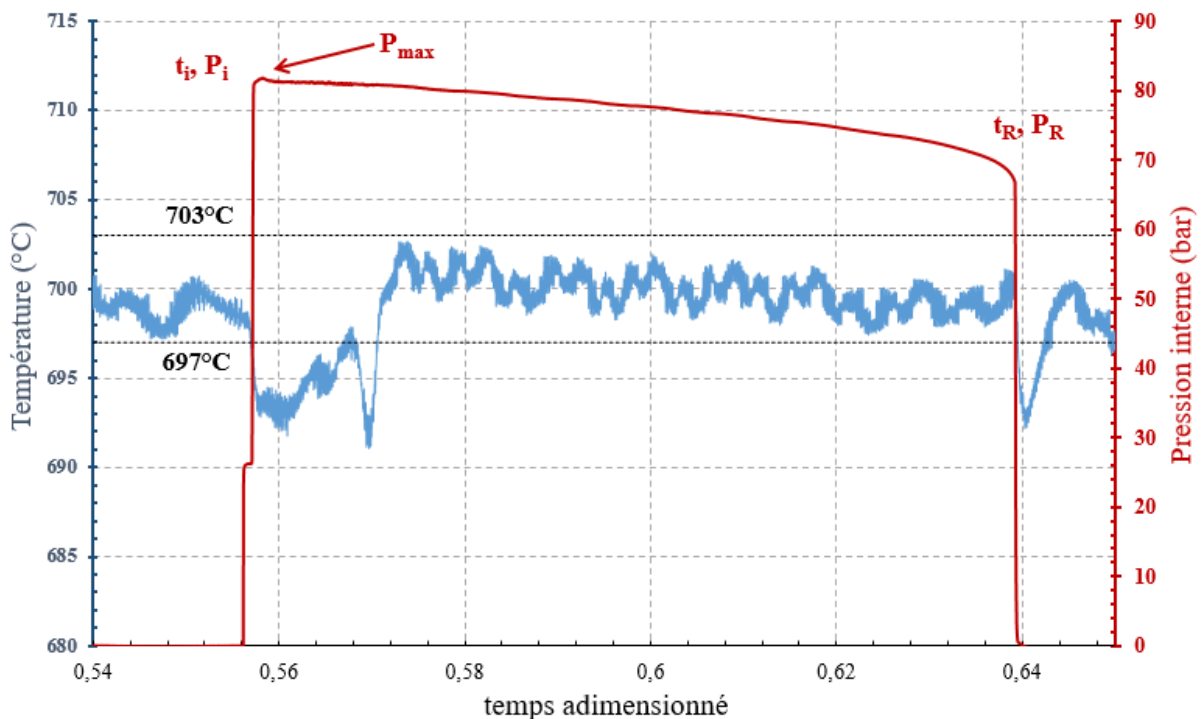


Figure II.2.1 – Enregistrement de la pression interne et de la température lors d'un essai de fluage au sein du dispositif semi-intégral APRP

La durée de l'essai est définie comme $t_R - t_i$. On remarque que la température consigne au niveau du thermocouple de contrôle est stable à $\pm 3^\circ\text{C}$ et ce quel que soit l'essai. On observe cependant une

diminution de la température durant un cours instant qui suit la mise sous pression, due à l'ouverture du volume tampon de gaz qui se trouvait à une température inférieure à la température consigne de l'essai.

Le second fichier est issu du boîtier d'acquisition relié aux caméras et donne le temps en fonction du nom de l'image acquise à cet instant. Les listes de temps et la fréquence d'acquisition pouvant être différentes de celles du fichier fourni par l'APRP, on agit comme suit : On repère la première image où l'on assiste à l'éclatement de la gaine et on définit cet instant dans le fichier caméra comme le temps à rupture mesuré au cours de l'essai. Connaissant la fréquence d'acquisition des caméras on peut ainsi rapprocher les instants du dispositif APRP avec les instants d'acquisition des images.

On traite ensuite les images via une routine numérique : Celles-ci étant en noir et blanc, on balaye l'éprouvette suivant son axe. Lorsque le programme détecte une variation importante de niveau de gris il détermine les contours de l'éprouvette comme sur la Figure II.2.2. On peut ensuite trouver la zone où le diamètre de la gaine est maximal afin de pouvoir réaliser les mesures en zone ballonnée. Connaissant le diamètre de l'image initiale en pixels, on peut calculer la déformation du tube au cours de l'essai.

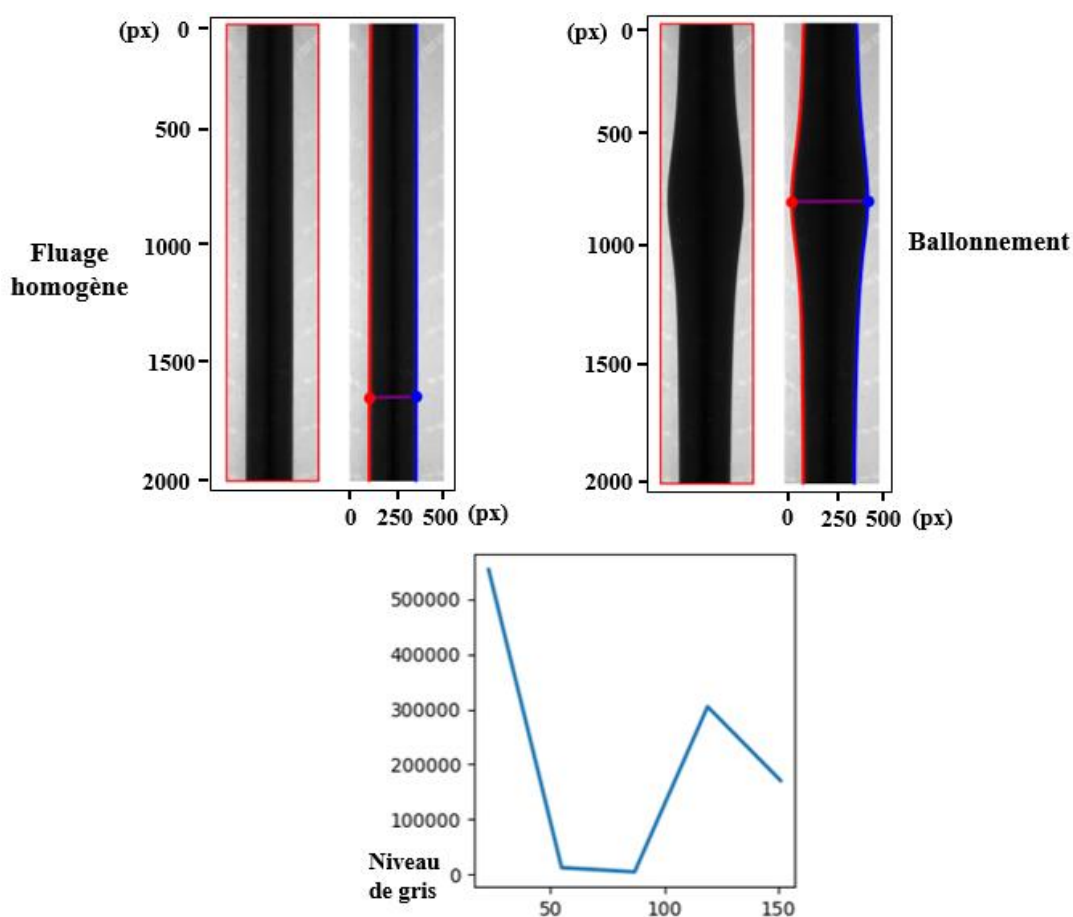


Figure II.2.2 – Méthode de dépouillement vidéo pour le calcul de déformation diamétrale au cours de l'essai

Les données brutes de déformation calculées par la routine numérique donnent une courbe maîtresse bien définie mais les points peuvent subir de la dispersion autour de cette courbe (comptage des pixels, regain de puissance du four à un instant pour maintenir la température qui implique un changement de luminosité...). Les données sont interpolées par une méthode des moindres carrés afin de travailler sur des fonctions continues, pour la représentation des résultats et le calcul des vitesses de fluage. On trace les courbes maîtresses de fluage pour les essais en fonction du temps adimensionné Figures II.2.3 à II.2.5. Afin d'améliorer la lisibilité, on représente sur une dernière courbe II.2.6 les résultats pour certaines pressions représentatives, aux différentes températures d'essais.

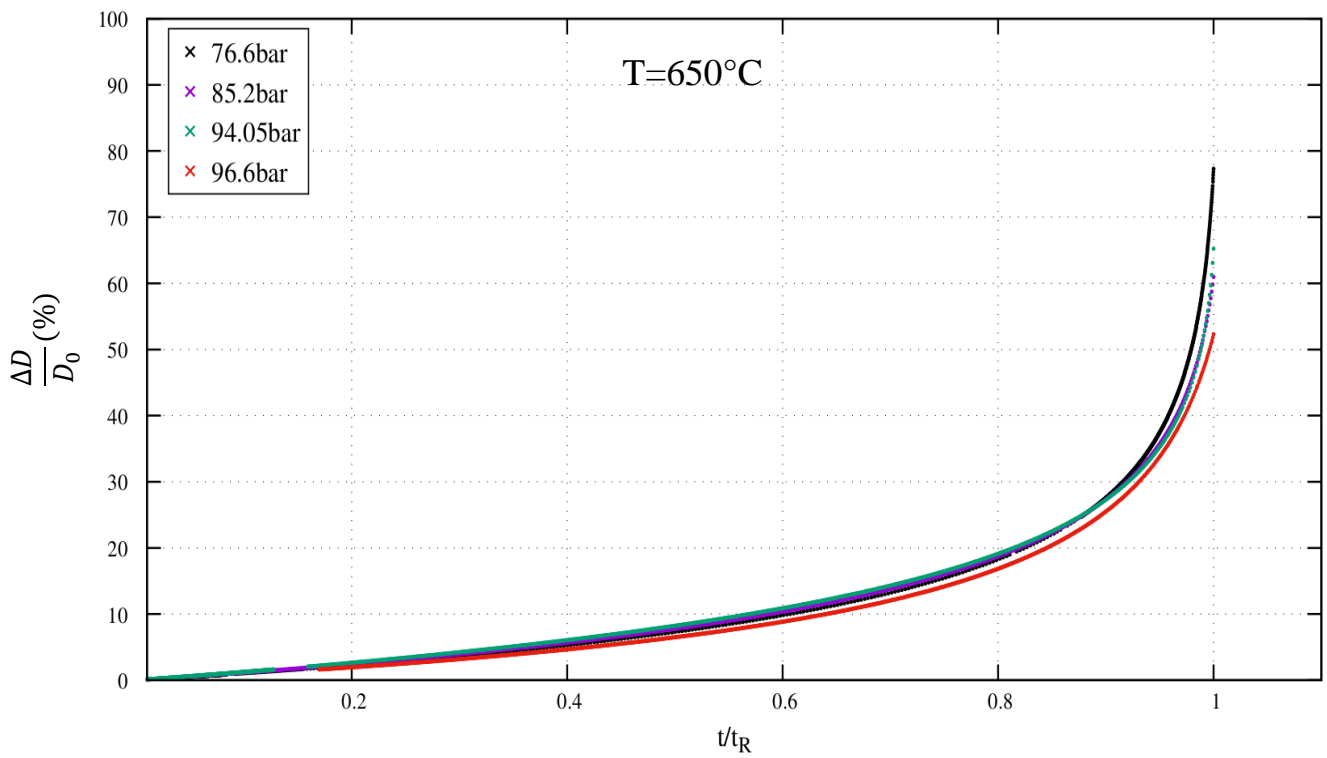


Figure II.2.3 – Déformation en fonction du temps adimensionné, Fluage à 650°C

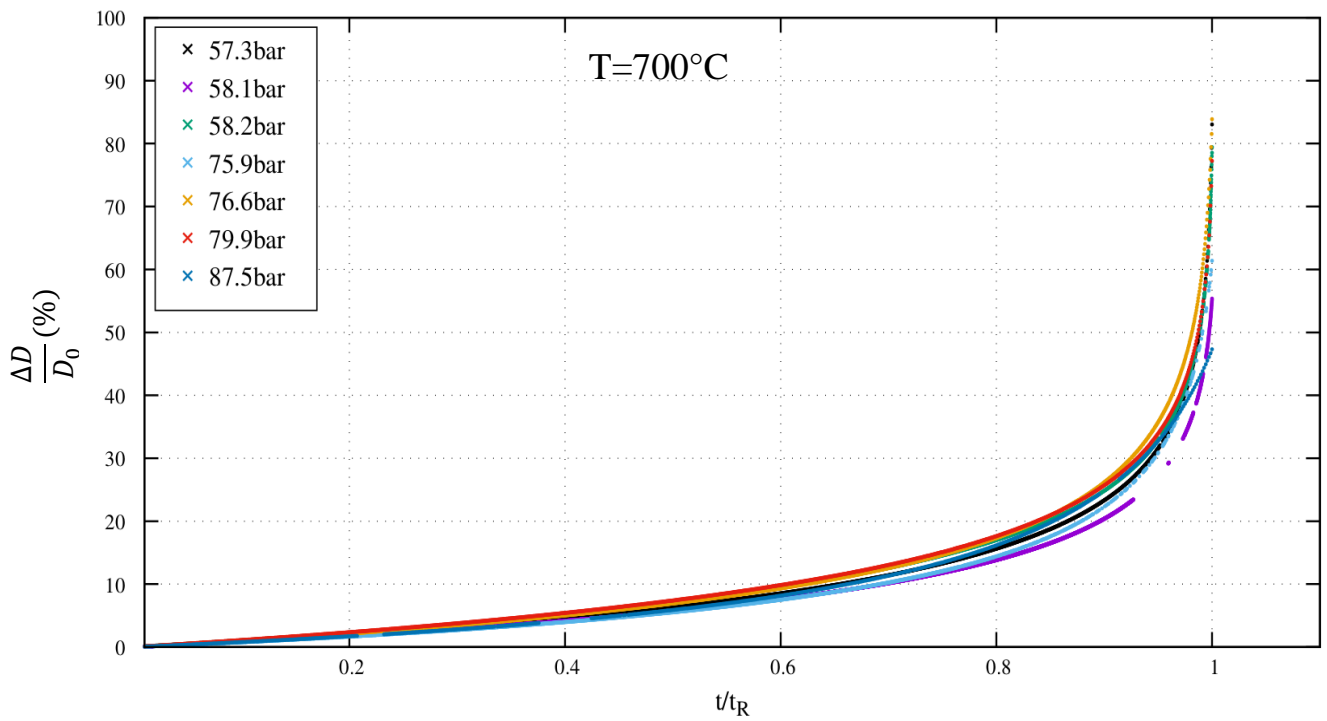


Figure II.2.4 – Déformation en fonction du temps adimensionné, Fluage à 700°C

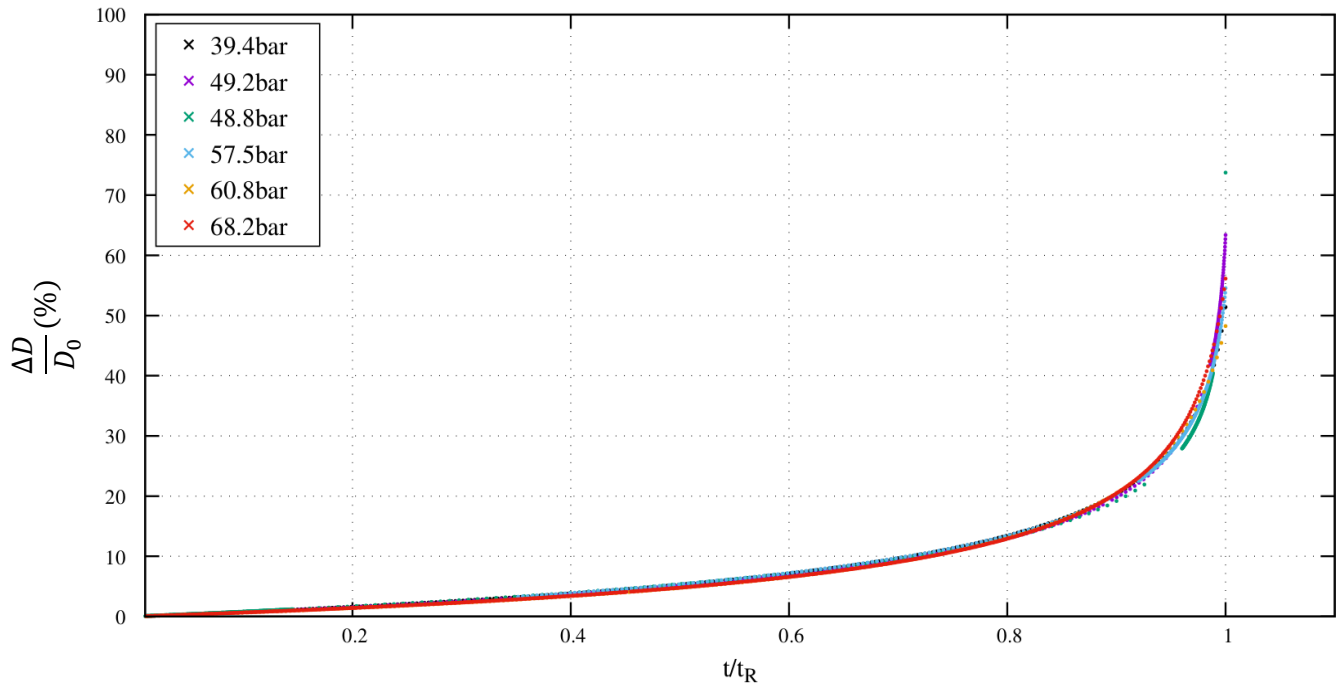


Figure II.2.5 – Déformation en fonction du temps adimensionné, Fluage à 750°C

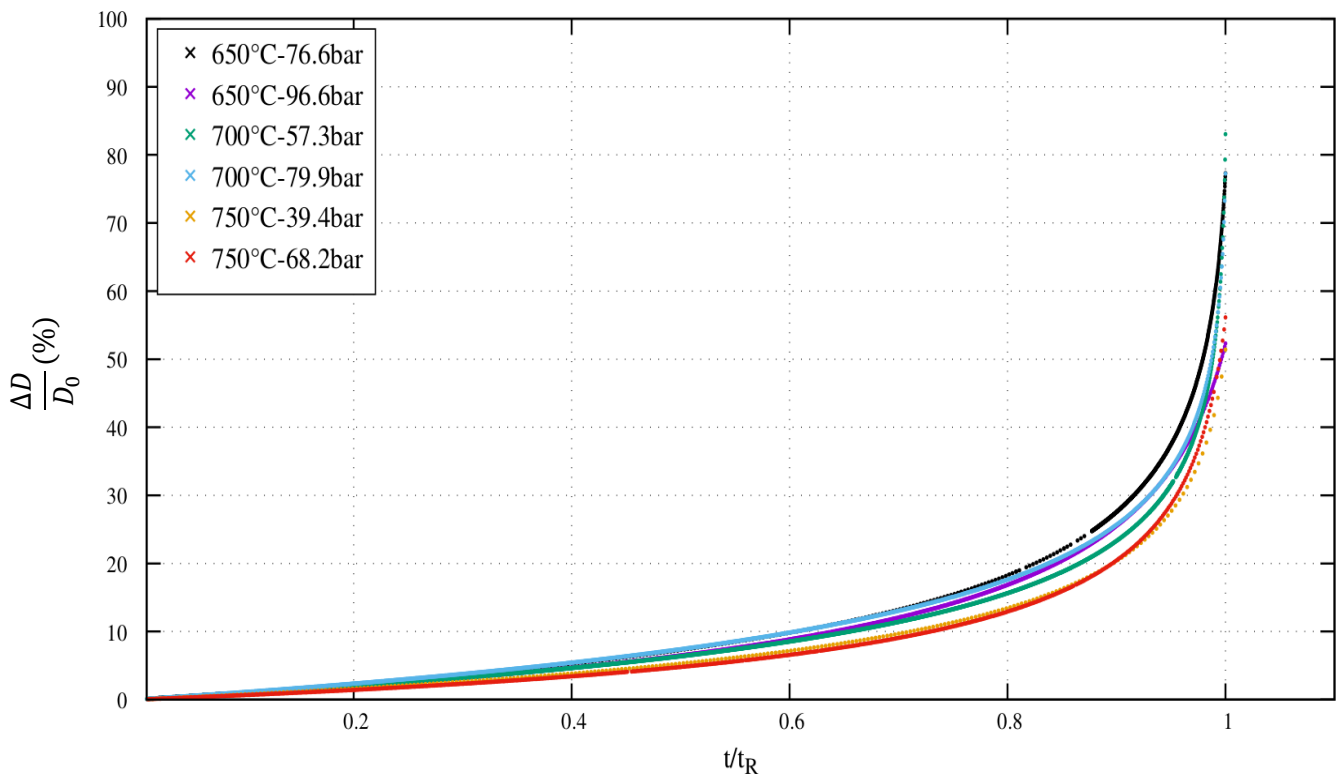


Figure II.2.6 – Déformation en fonction du temps adimensionné - Essais de fluage à différentes températures

On trace aussi Figure II.2.7 l'évolution de la pression interne de l'éprouvette en fonction de la déformation mesurée pour différents essais :

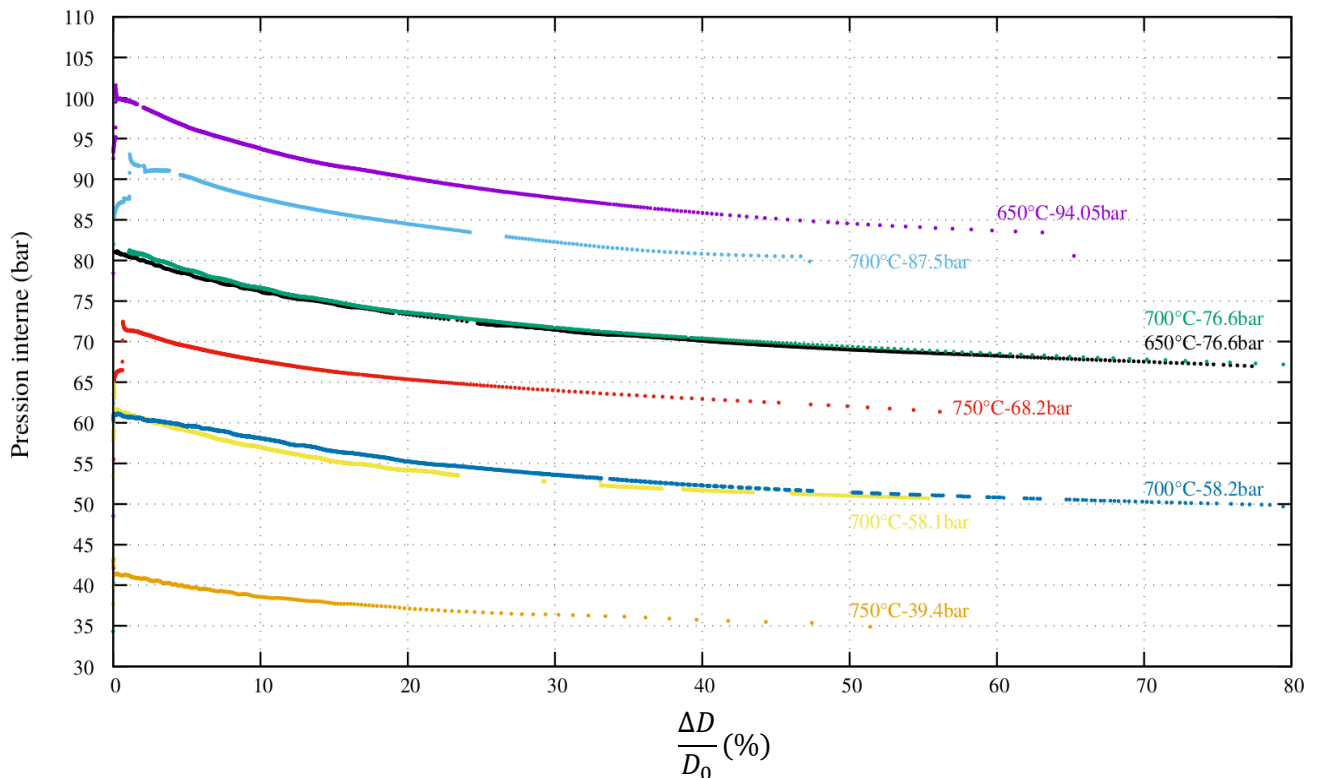


Figure II.2.7 – Evolution de la pression interne de l'éprouvette en fonction de la déformation mesurée en fluage

On observe sur Figures II.2.3 à II.2.5 qu'en choisissant de représenter la déformation en fonction du temps adimensionné, pour une température d'essai donnée, les courbes se superposent quelle que soit la pression. Ce résultat est en accord avec l'équation (III.1.6) qui stipule que l'évolution de la déformation d'un cylindre viscoplastique isotrope sous pression interne est de la forme :

$$\varepsilon_{\theta} = -\frac{1}{2n} \ln \left(1 - \frac{t}{t_R} \right)$$

avec $\varepsilon_{\theta} = \ln \left(\frac{D}{D_0} \right)$, t_R le temps à rupture et n le coefficient de fluage de Norton.

On analyse par la suite les différentes grandeurs décrites Figure II.2.7 pour nos essais. On constate que la pression diminue avec la déformation du fait de l'augmentation du volume libre disponible. Pour une même pression moyenne (ou initiale) la forme de la courbe est identique d'un essai à l'autre, qu'ils soient réalisés à la même température (courbes bleu et jaune) ou à des températures différentes (courbes verte et noire).

L'asymptote horizontale en fin de courbe est une preuve que la vitesse de ballonnement jusqu'à éclatement est telle que la fréquence d'acquisition du dispositif semi-intégral APRP ne permet pas de fournir une mesure de la chute de pression assez rapide et/ou que le ballonnement étant un phénomène très localisé, sur la durée de l'instabilité, la contribution du ballonnement à la chute de pression est quasi négligeable par rapport au reste de la courbe de fluage.

Ces courbes, outre leur valeur qualitative pour une meilleure compréhension de la base expérimentale, seront un support important pour la modélisation numérique. Les grandeurs disponibles permettront une identification de la loi de comportement. D'autre part, le lien entre pression et déformation pourra être utilisé comme conditions aux limites des calculs numériques.

b) Localisation azimutale et axiale de l'éclatement

Pour chaque essai, on relève la position azimutale et la position axiale de l'éclatement. La position azimutale est l'angle entre le centre de l'éclatement et l'ouverture du four, définie comme position 0.

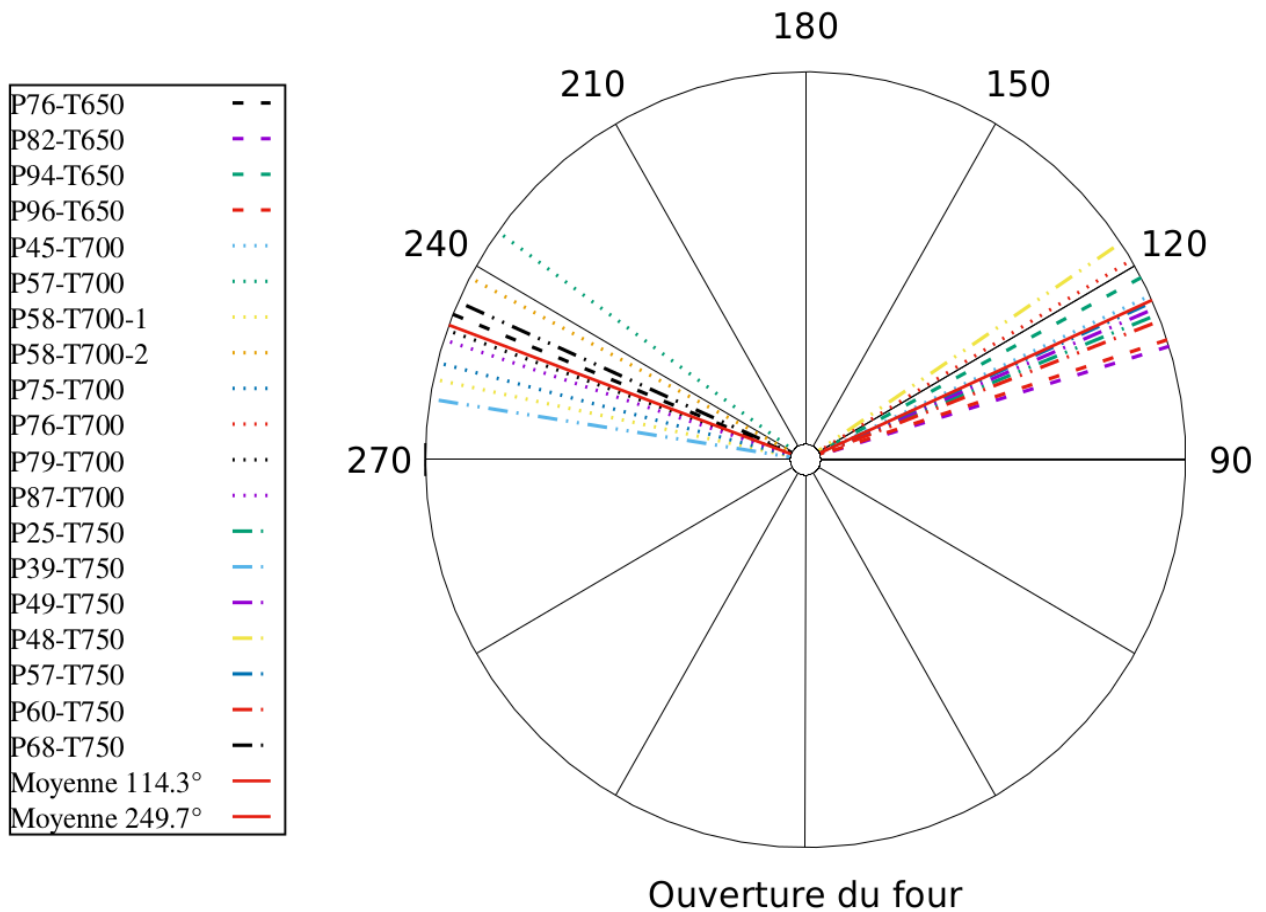


Figure II.2.8 – Localisation azimutale de l'éclatement lors des essais de fluage au sein du dispositif semi-intégral APRP

Cette figure permet de conclure quant à la reproductibilité de la position azimutale du ballonnement-éclatement. On trouve 10 éclatements entre 108° et 124° en partie droite du four (angle moyen d'éclatement 114,3°) et 9 éclatements entre 234° et 258° en partie gauche du four (angle moyen d'éclatement 249,7°). On peut en déduire une bonne stabilité du gradient thermique azimutal.

La position axiale de l'éclatement, que l'on trace Figure II.2.9, est définie comme la côte du centre de l'éclatement par rapport au plan milieu de l'éprouvette.

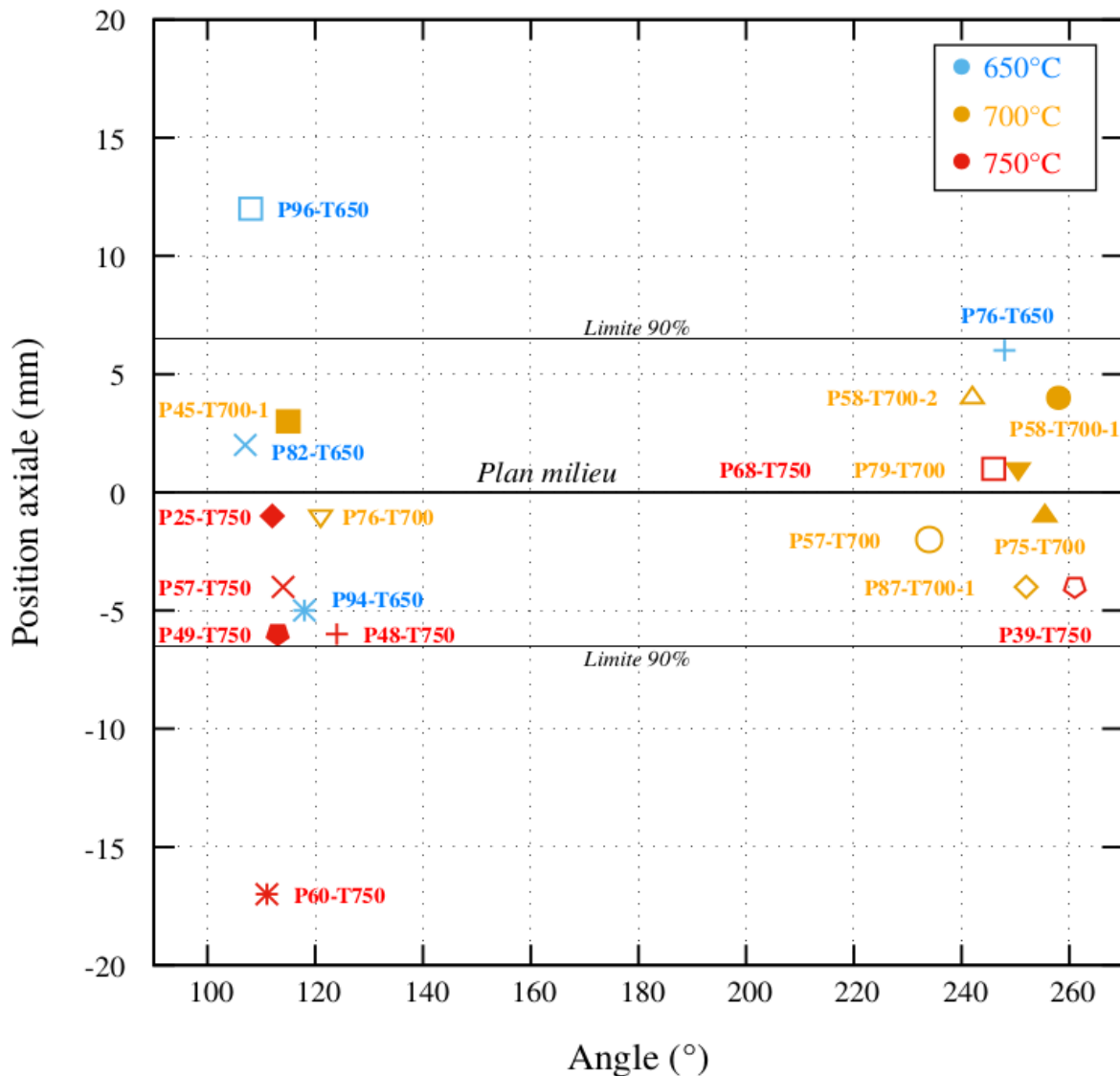


Figure II.2.9 – Localisation axiale de l'éclatement en fonction de l'azimut lors des essais de fluage au sein du dispositif semi-intégral APRP

En s'appuyant sur ces figures on peut remarquer une équirépartition des éclatements entre le côté droit et le côté gauche du four. Ceci appuie le fait que le champ de température est symétrique entre $[0 : \pi]$ et $[\pi : 2\pi]$

L'éclatement se situe en dessous du plan milieu dans 58% des cas (resp. au-dessus pour 42%). D'une part l'échantillon de données est trop restreint pour en tirer une conclusion générale. D'autre part, 90% des essais se situent dans la zone $[-7 \text{ mm} : +7 \text{ mm}]$ ce qui implique une concentration des éclatements dans une zone de dimension restreinte par rapport à la taille utile de l'éprouvette.

On peut noter l'accord avec la dispersion observée lors des essais avec canne thermique Figure II.1.11. En effet pour l'essai 1, on observe une température supérieure côté $(+120^\circ)$ en dessous du plan milieu ce qui correspond à la partie gauche de la figure précédente. Pour les essais 2 et 3 on observe l'exact inverse avec néanmoins des différences de températures haut-bas très faibles.

c) Paramètres post-mortem liés à la rupture

On cherche à savoir quelle est l'influence des paramètres d'essai sur l'At(%). Bien que ce travail de thèse ne se concentre pas sur le phénomène de rupture du ballon, l'At(%) est étroitement lié à l'éclatement puisqu'il marque la fin du phénomène de fluage. Nous étudierons donc la phénoménologie de la rupture.

Le fluage se caractérise par des essais à contrainte constante. Dans de nombreux cas néanmoins, c'est la charge qui est maintenue constante au cours de l'essai. On peut alors distinguer différentes zones sur les courbes de fluage qui correspondent à différents mécanismes de déformation. On trace typiquement les courbes suivantes :

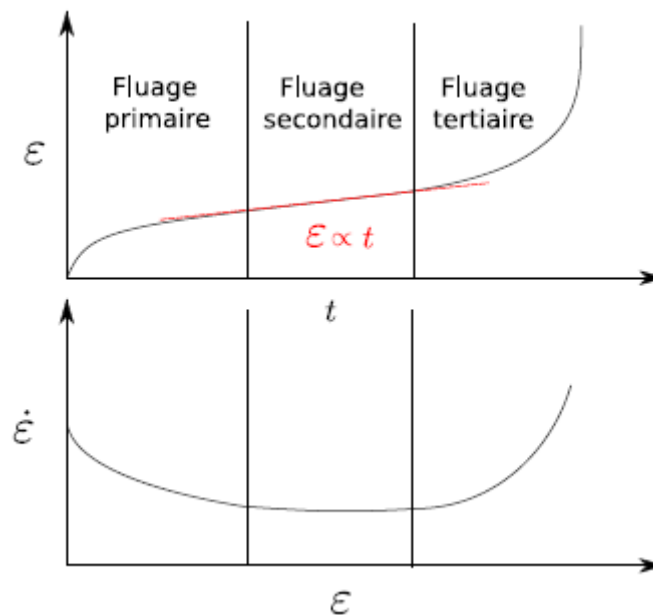


Figure II.2.10 – Courbes standards de fluage

La zone de fluage primaire se caractérise par une réduction de la vitesse de fluage liée à l'écroutissage du matériau. Le fluage secondaire se distingue par une déformation linéaire en fonction du temps ou une vitesse de déformation constante en fonction de la déformation. La déformation est homogène au sein du Volume Élémentaire Représentatif, liée à des mécanismes sous-jacents de déformation thermiquement activée (diffusion de défauts, mouvements et montées de dislocations [Fréchinnet, 2001]). Pour finir, la phase de fluage tertiaire induite par une accélération de la vitesse de fluage, mène à la rupture de l'éprouvette soit par l'endommagement du matériau (création et coalescence de cavités, fissures...) ou par épuisement de ductilité *i.e.* par la réduction de la section utile de l'éprouvette jusque $\sigma \xrightarrow[S \rightarrow 0]{} \infty$.

Dans notre cas, la pression évolue avec la géométrie de l'éprouvette. On peut néanmoins considérer que dans le cas des petites déformations, la contrainte évolue peu nous plaçant dans le cas du fluage secondaire. Lorsque les déformations deviennent importantes, la contrainte augmente du fait de l'agrandissement du rayon et de l'amincissement de l'épaisseur du tube, conduisant à une zone de fluage que l'on considèrera comme la zone de fluage tertiaire. Un exemple est donné sur la Figure II.2.11, avec une limite entre la zone de fluage secondaire/tertiaire choisie pour $\dot{\epsilon} = 1.5\dot{\epsilon}_0$ avec $\dot{\epsilon} = \frac{\dot{D}}{D_0}$. On remarque aussi que dans notre cas, la zone de fluage primaire n'est pas visible du fait des températures qui

induisent des phénomènes de recristallisation-restauration opposés au phénomène d'écrouissage [Chaieb, 2020].

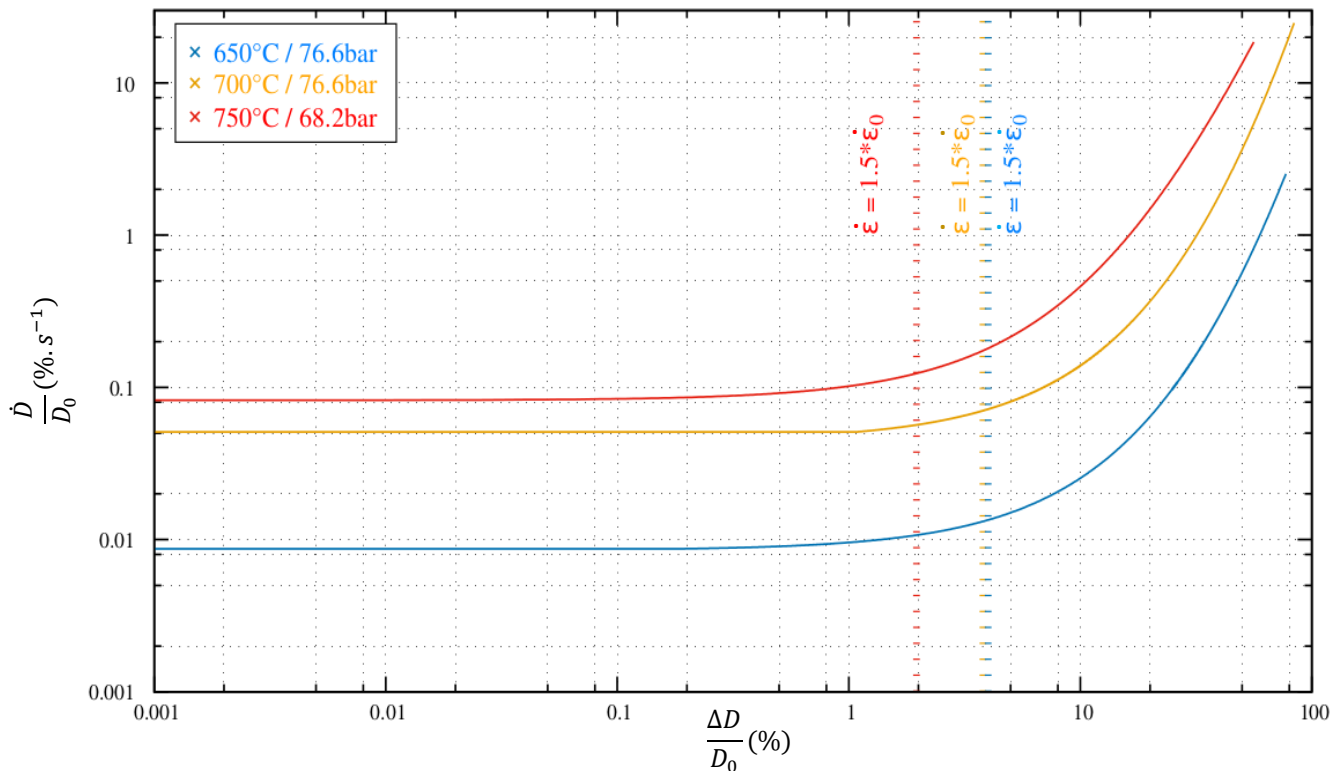


Figure II.2.11 – Courbes standards de fluage pour trois températures d'essai au sein du dispositif semi-intégral APRP

La rupture se fait pour de fortes déformations et dépend de l'état de contraintes, de la température médiane et du gradient ainsi que de la vitesse de fluage.

Deux arguments sont avancés pour l'expliquer. D'une part l'endommagement avec la création et la croissance de microcavités ou de fissures. D'autre part, un effet de structure tel que décrit précédemment par « épuisement de ductilité ». Pour nos essais, les causes majeures liées à la création et à la croissance de cavités ne sont pas présentes (notamment les hydrures [Le Saux, 2008] et la couche d'oxyde [Chosson, 2014]). De plus, [Burton, 1983] compare la vitesse de croissance des cavités à celle de la réduction de la section et conclut qu'au-dessus de 600°C le mécanisme dominant est l'effet géométrique de diminution de la section. Cette observation est corroborée par celles de [Chosson, 2014] qui sur la base d'un essai de fluage à 800°C sous 33 bars observe que le matériau ne s'endommage pas. L'étude de [Thieurmél, 2018] via la métallographie d'une tranche de gaine en zone ballonnée pour un essai typique d'un transitoire APRP, montre une section très faible au niveau des lèvres de l'éclatement qui vient corroborer une rupture par épuisement de ductilité.

- Aire d'ouverture de la fissure

L'aire de la fissure d'éclatement tracée Figure II.2.12 est estimée suivant la description faite Figure II.1.7.

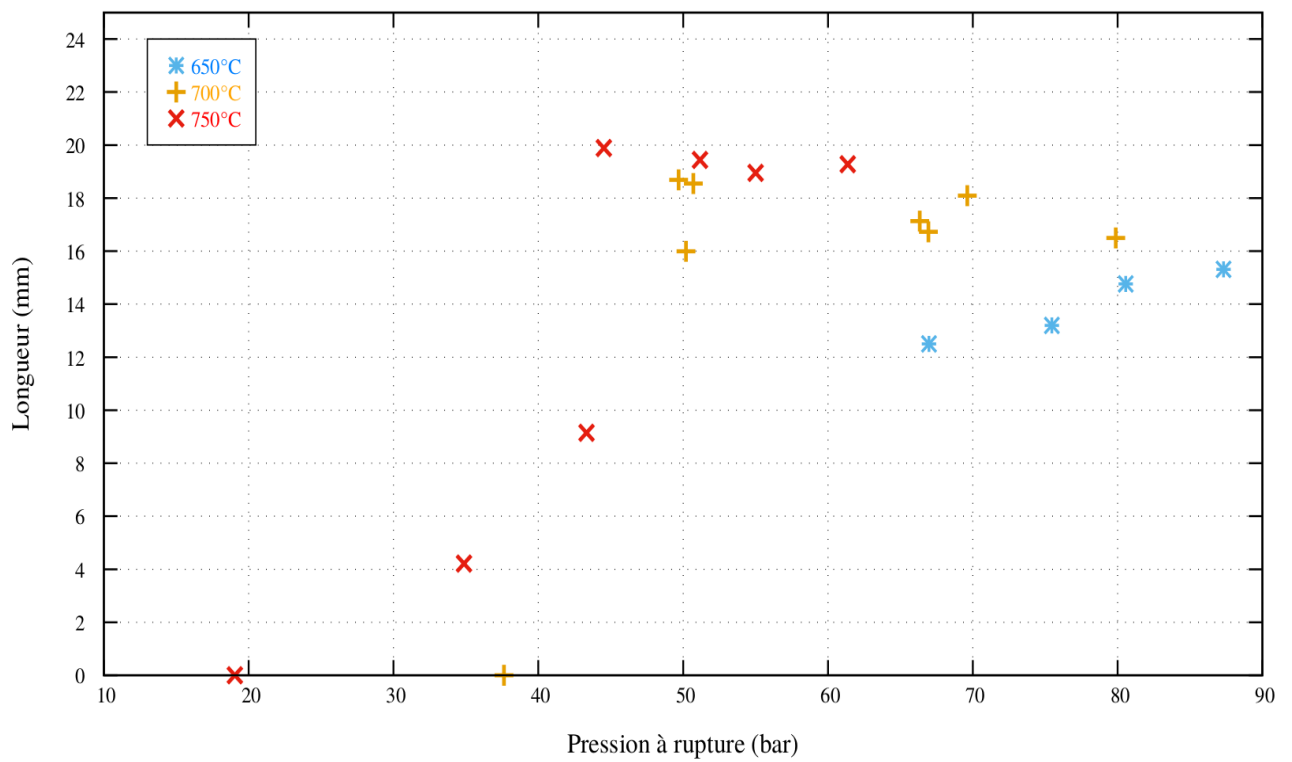
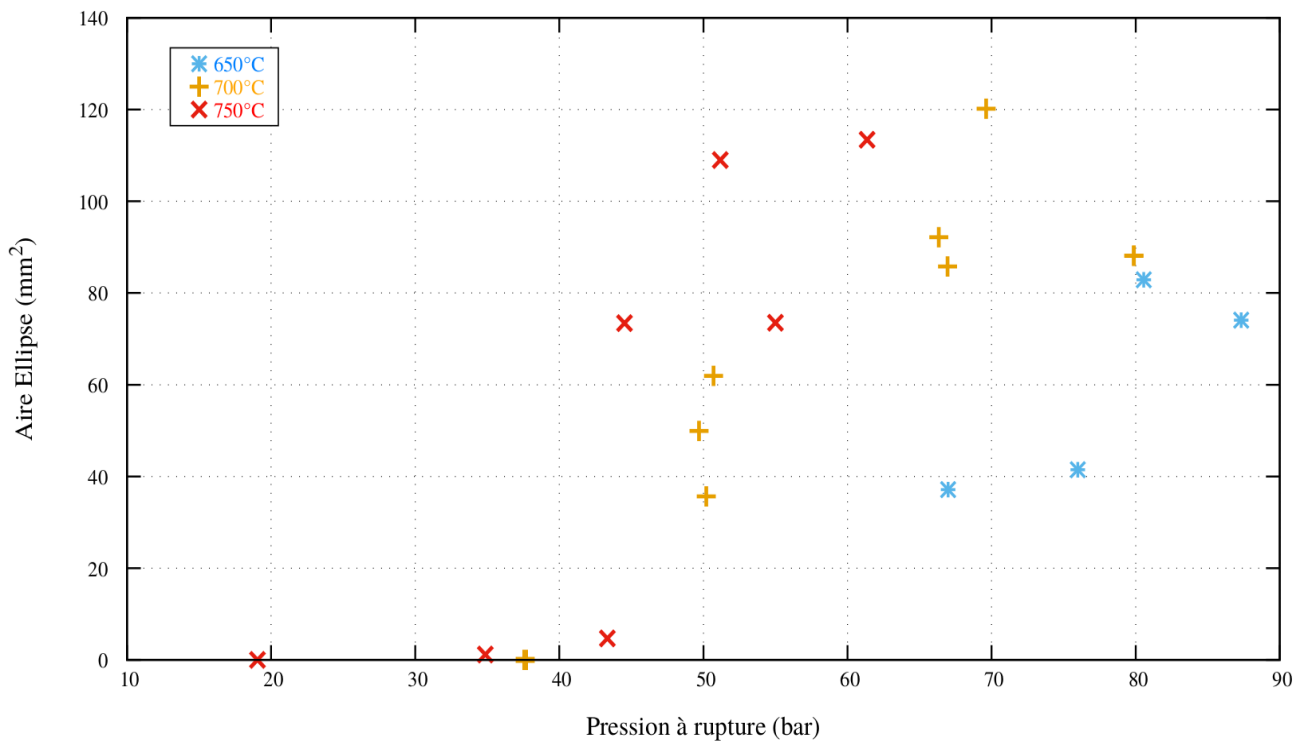


Figure II.2.12 – Surface d'ouverture de la fissure (haut) et longueur d'ouverture (bas) en fonction de la pression à rupture en fluage

On peut constater sur ces graphes que l'aire d'ouverture est une fonction croissante de la pression à rupture mesurée. On note un double effet de seuil :

- Pour une pression $P < P_{\text{seuil_min}}$, l'ouverture n'est pas détectable. Cette pression seuil diminue lorsque la température augmente en lien avec la baisse de résistance mécanique du Zircaloy4 avec la hausse de température,
- Pour une pression $P > P_{\text{seuil_max}}$, la dimension de l'ouverture semble atteindre une valeur au-delà de laquelle elle n'évolue plus. Cette valeur augmente avec la température et l'allure de la fonction a un aspect sigmoïdal.

Il est intéressant de remarquer que la longueur de la fissure atteint un plateau après une phase de croissance quasi-linéaire. L'évolution de l'aire de la fissure est donc image de celle de sa largeur jusqu'à ce que celle-ci atteigne aussi un plateau. La longueur critique de la fissure augmente avec la température ($\approx 16\text{mm}$ à 650°C , $\approx 18\text{mm}$ à 700°C et $\approx 20\text{mm}$ à 750°C).

Concernant la largeur d'éclatement, on peut supposer que l'éjection violente du gaz servant à la pressurisation de l'éprouvette induit aux pressions intermédiaires une déformation plastique supplémentaire sur les lèvres latérales de la fissure.

Le mécanisme qui induit une longueur, puis une largeur critique menant à une stagnation de l'aire d'ouverture résulte d'un phénomène lié à la dépressurisation de l'éprouvette. La pression fournit l'énergie nécessaire à la croissance de la fissure d'éclatement. Au moment où l'ouverture se forme, une onde de pression au sein du tube se crée dont la direction est orientée vers l'ouverture. On assiste donc à l'agrandissement de l'aire de la fissure pilotée par cette onde de pression qui dans le même temps induit une diminution de la pression au sein du tube et donc de la contrainte en pointe de fissure, *i.e.* de l'énergie disponible à sa propagation. D'après nos résultats, au sein de notre dispositif et pour une température donnée, il existe une pression seuil au-delà de laquelle la dépressurisation est telle que la longueur puis la largeur de la fissure atteignent des valeurs au-delà desquelles elles n'évoluent plus.

Nous pouvons donc conclure, que l'aire de la rupture est pilotée par un phénomène où pression et propagation sont étroitement liées, dans le cas d'un système fermé dont la pression évolue librement.

• Déformation à rupture

Comme évoqué dans le Chapitre I, on trouve généralement dans la littérature les résultats d'essais sous forme de courbes liants la déformation circonférentielle à rupture $At(\%)$ à la température ou à la pression appliquée. Des pics et creux de ductilité sont identifiables en fonction de la température d'éclatement mais le lien avec la pression d'essai n'est pas trivial et la relation $At(\%) = f(P)$ présente une grande dispersion. Bien que la déformation à rupture soit la grandeur communément utilisée, nous travaillerons, sur notre base d'essais avec les périmètres à rupture. En effet, en notant P_r et P_0 les périmètres à rupture et initiale :

$$At = \frac{P_r - P_0}{P_0} \quad (II.2.1)$$

On écrit la moyenne des At mesurés ainsi que celle des périmètres :

$$M_p = \frac{1}{n} \sum_n P_r$$

$$M_{At} = \frac{1}{n} \sum_n At = \frac{1}{nP_0} \sum_n P_r - \frac{1}{n} \sum_n 1 = \frac{M_p - P_0}{P_0}$$

Finalement en notant (δ_{At_i} , δ_{P_i}) l'écart à la moyenne de la grandeur mesurée pour l'essai i il vient :

$$\delta_{At_i} = \frac{At_i - M_{At}}{M_{At}}$$

$$\delta_{At_i} = \frac{P_{ri} - P_0 - (M_p - P_0)}{M_p - P_0}$$

$$\delta_{At_i} = \delta_{P_{ri}} * \left(\frac{1}{1 - \frac{P_0}{M_p}} \right) \quad (II.2.2)$$

La mesure de dispersion relative à l'At est liée à celle relative au périmètre par un facteur multiplicatif. Dans le cas où on atteint un périmètre en moyenne 50% plus important après éclatement (ce qui est toujours le cas dans nos essais), ce facteur vaut 3. Ainsi, nous travaillerons avec la mesure directe du périmètre par la suite, afin de ne pas ajouter à une grandeur intrinsèquement dispersée, un facteur mathématique de dispersion supplémentaire relatif au calcul de la déformation. On cherche à savoir si les données macroscopiques d'entrée des essais, à savoir pression et température peuvent être corrélées à la déformation circonférentielle à rupture en zone ballonnée. Pour rappel, le périmètre initial d'une gaine est de 29.845mm.

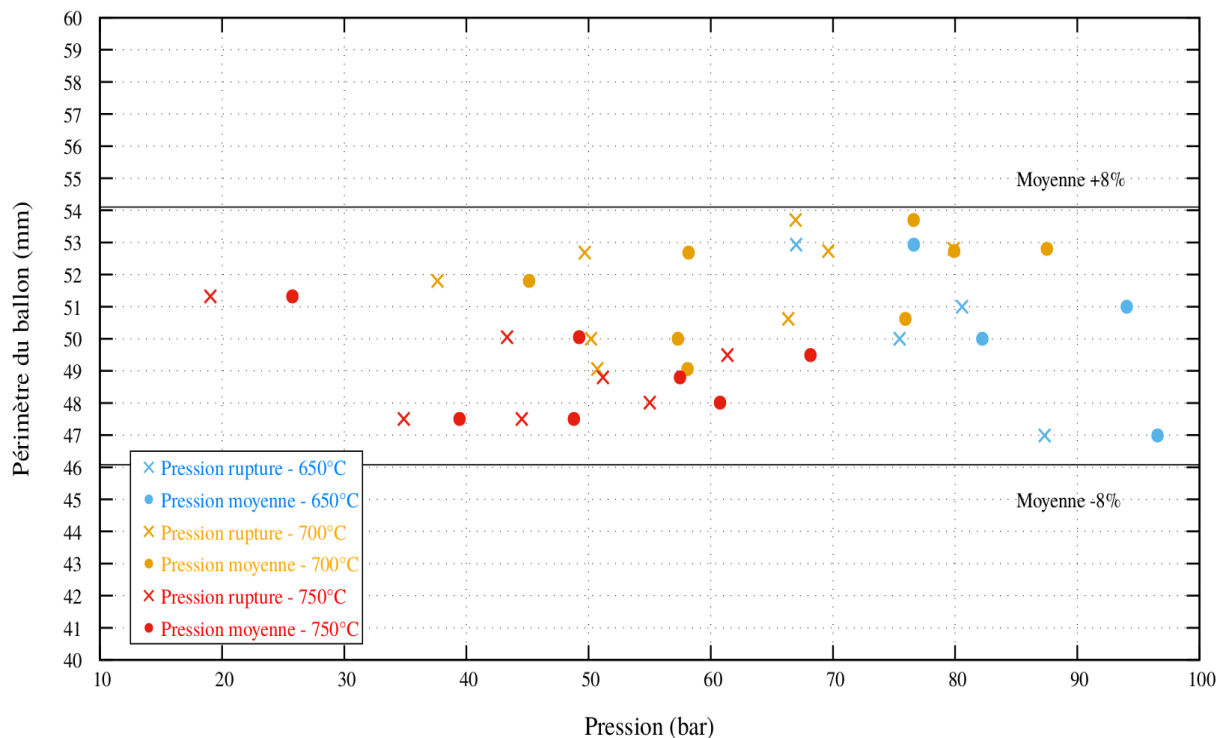


Figure II.2.13 – Périmètre du ballon après rupture en fonction de la pression d'essai de fluage

Tous les essais se trouvent dans une zone à $\pm 8\%$ de la moyenne globale des périmètres à rupture. On peut en conclure que le périmètre à rupture ne dépend que peu ou pas directement de la pression d'essai.

Etant données la reproductibilité de nos essais et la bonne constance du gradient thermique, on en déduit que la pression est un paramètre d'ordre 2 vis-à-vis du gradient thermique, pour la déformation circonférentielle à rupture, lorsque ce dernier présente des valeurs de différences de températures proches des nôtres. On souligne ici l'intérêt de ce résultat dans le cas des études APRP où les gradients thermiques réels sont importants.

On représente Figure II.2.14 le périmètre en fonction de la différence à la température consigne calculée en utilisant la fonction d'interpolation définie en II.1.3.a et en utilisant comme données d'entrées les positions axiales et azimutales d'éclatement mesurées post-mortem :

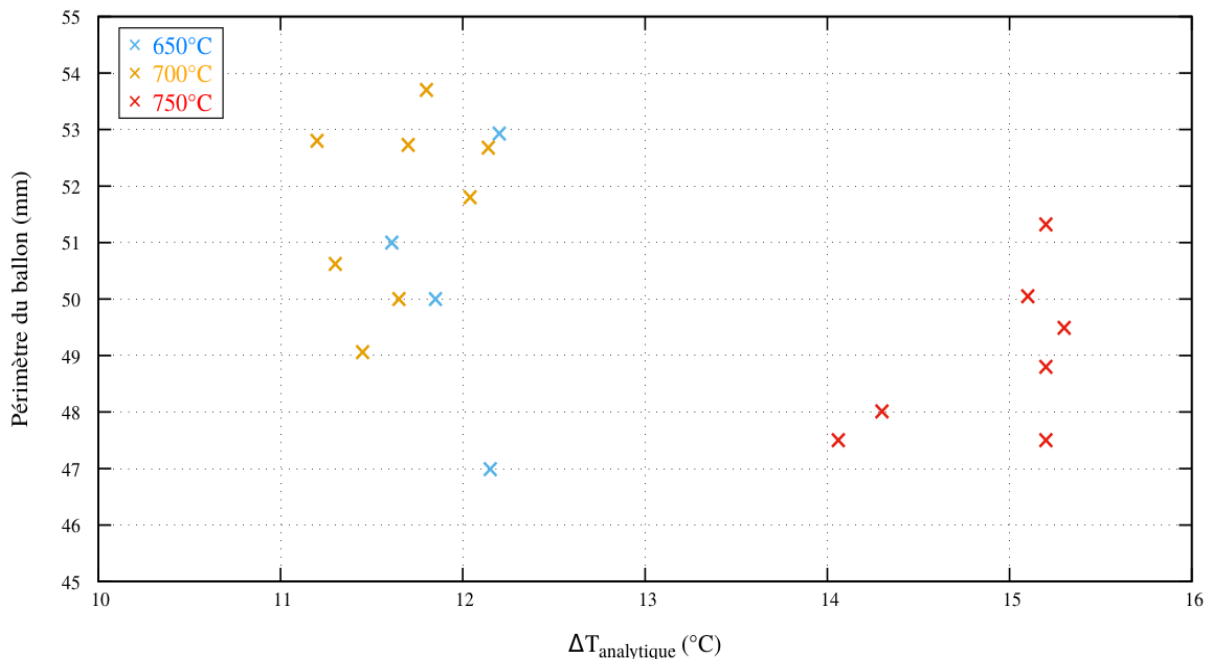


Figure II.2.14 – Périmètre du ballon après rupture en fonction du gradient absolu de température calculé par la fonction d'interpolation

On remarque une tendance entre la valeur du gradient et celle du périmètre à rupture. Pour un gradient plus prononcé à 750°C, les périmètres sont globalement moins importants. Il existe cependant une compétition entre le gradient et la valeur de la température médiane de l'essai. On peut voir que pour une même valeur de ΔT , les ballons sont globalement plus petits à 650°C qu'à 700°C.

On note aussi que lors de l'analyse des courbes de fluage Figures II.2.3 à II.2.6, les courbes à 750°C sont plus « plates ». La déformation circonférentielle totale à rupture moindre est peut-être uniquement due à un fluage homogène moins important avant la phase de ballonnement.

Au sein du dispositif semi-intégral APRP, la pression interne évolue en fonction de la température et de la déformation. Par ailleurs, on sait que, de par la loi de comportement du Zircaloy-4, la vitesse de fluage est fortement dépendante de la variation de pression. On trace sur la Figure II.2.15 l'évolution de la déformation circonférentielle à rupture en zone ballonnée en fonction de la différence mesurée entre la pression maximale atteinte au cours de l'essai avec la pression à rupture.

On constate sur cette figure une tendance claire entre les deux grandeurs. En effet le lien entre la variation de pression et la déformation est étroit. A mesure que la déformation augmente, la pression diminue, abaissant ainsi la vitesse de fluage. On sait que pour des vitesses de fluage moindres, les éprouvettes ont tendance à se montrer plus ductiles. Ainsi, comme des déformations plus importantes sont permises, la pression est d'autant plus libre de diminuer, amplifiant ainsi le phénomène.

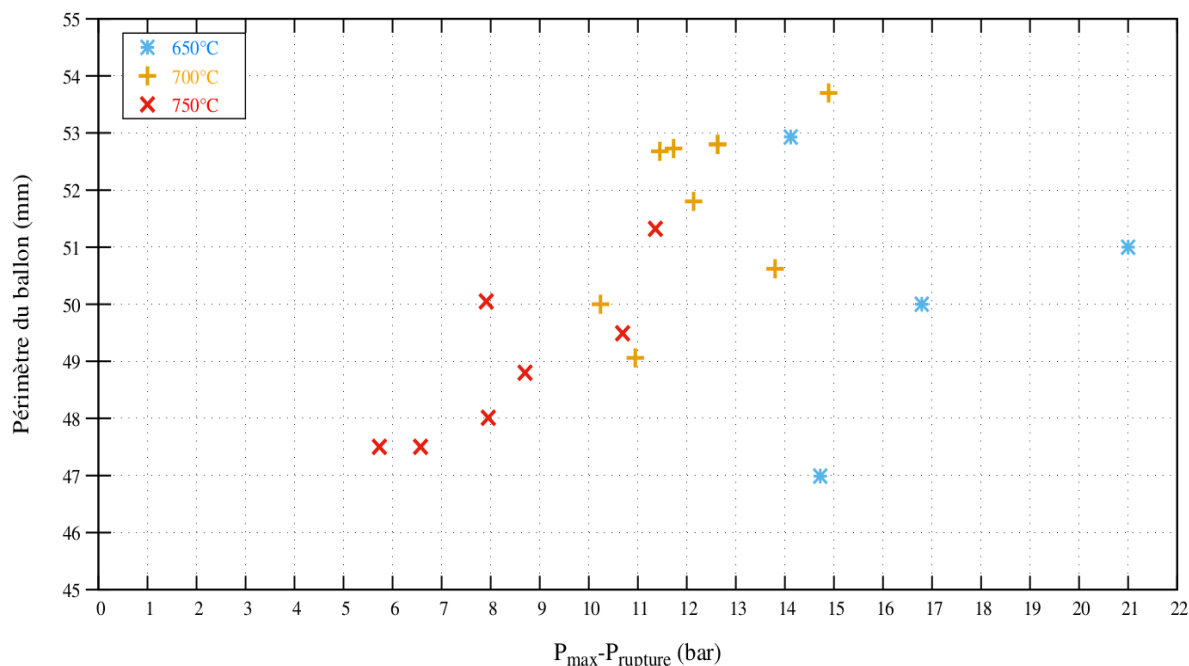


Figure II.2.15 – Périmètre du ballon après rupture en fonction de la variation de pression au cours de l’essai

Ce résultat permet de mieux comprendre le phénomène intrinsèque de ballonnement, en comparaison aux essais à pression constante où il est difficile d’étudier l’impact des grandeurs purement mécaniques pour dissocier le phénomène de déformation ductile et celui de la rupture.

d) Critère de rupture

Afin de prédire la rupture du tube de gainage [Brzoska et al., 1977] ont introduit de manière empirique un critère afin de savoir quelle sera la contrainte à rupture pour un essai de ballonnement-éclatement. Une partie des essais utilisés pour cette corrélation sont des essais de fluage sous air, sur des tubes de gainages chauffés par résistivité, pressurisés. Cette corrélation a été étudiée et développée par d’autres auteurs [Neitzel et Rosinger, 1980] [Erbacher et al., 1982] et sert de critère d’arrêt dans de nombreux calculs multiphysiques [Forgeron et al., 2000] [Manngard et Massih, 2012]. Ce critère stipule, dans le cadre du fluage, que la contrainte d’éclatement ne dépend que de la température :

$$\sigma_R = a e^{-b \cdot T} \quad (II.2.3)$$

avec

$$\sigma_R = \frac{P_R}{P_0} \sigma_0 \left(1 + \frac{\Delta D}{D_0}\right)^2 \quad (II.2.4)$$

où (σ_R, σ_0) sont les contraintes à rupture et initiale, (a, b) des constantes déterminées expérimentalement, T la température d’essai, (P_R, P_0) les pressions à rupture et initiale, D_0 le diamètre initial du tube et ΔD la variation de diamètre à rupture.

Généralement, la contrainte à rupture est calculée en utilisant la contrainte homogène *i.e.* celle calculée en utilisant la déformation post-mortem mesurée en dehors de la zone ballonnée. Dans notre cas, nous avons tracé les courbes avec :

$$\begin{cases} \sigma_R^{homogène} = \frac{P_R}{P_0} \sigma_0 (1 + A_r)^2 = f(T) \\ \sigma_R^{ballon} = \frac{P_R}{P_0} \sigma_0 (1 + A_t)^2 = f(T) \end{cases} \quad (II.2.5)$$

C'est-à-dire les courbes utilisant les contraintes calculées en fonction de l'allongement réparti (A_r , déformation post-mortem en zone non ballonnée) et de l'allongement circonférentiel total à rupture en zone ballonnée $A_t(\%)$, Figure II.2.16.

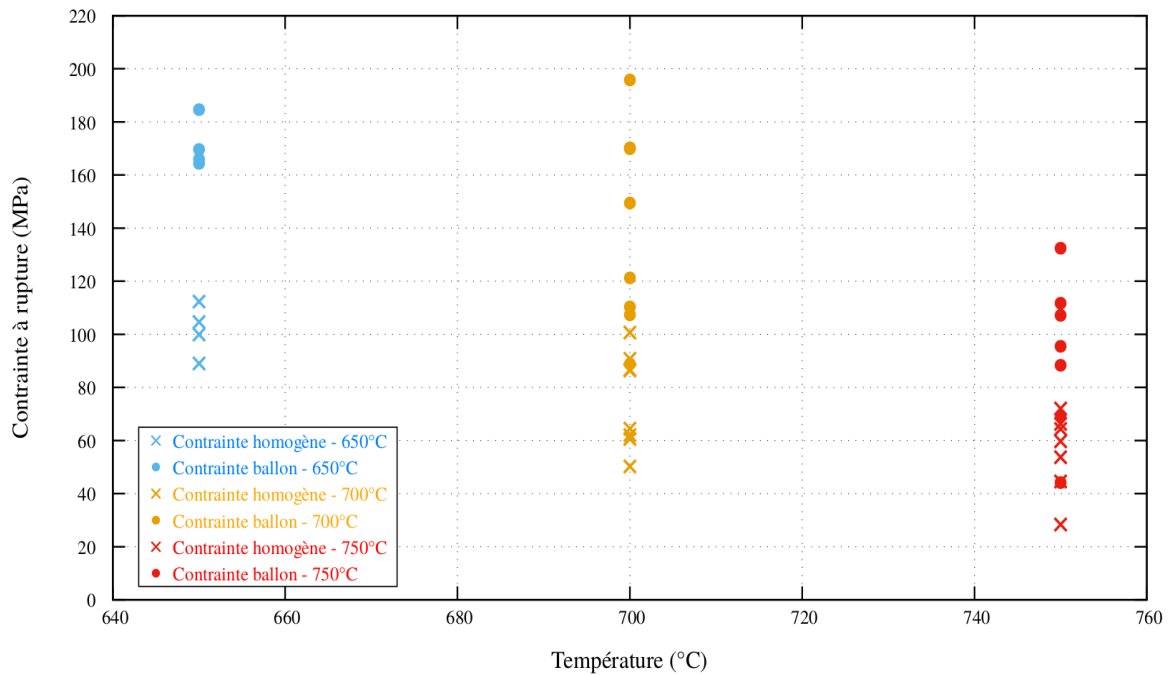


Figure II.2.16 – Contrainte à rupture calculée en fonction de l'allongement total et réparti en fonction de la température de l'essai de fluage

Nous pouvons constater sur cette courbe que les résultats présentent bien une dépendance à la température. Néanmoins, pour une température d'essai donnée, la contrainte à rupture peut varier du simple au double et ce, quelle que soit la méthode de calcul de la contrainte employée. Ceci est peu satisfaisant à la vue du critère mentionné précédemment qui stipule que pour une température donnée, la contrainte à rupture est une constante.

En étudiant les paramètres d'éclatement Figure II.2.12 nous avons vu que le phénomène d'éclatement est fortement dépendant de la pression à rupture. On trace alors l'évolution de la contrainte à rupture en fonction de la pression à rupture Figure II.2.17

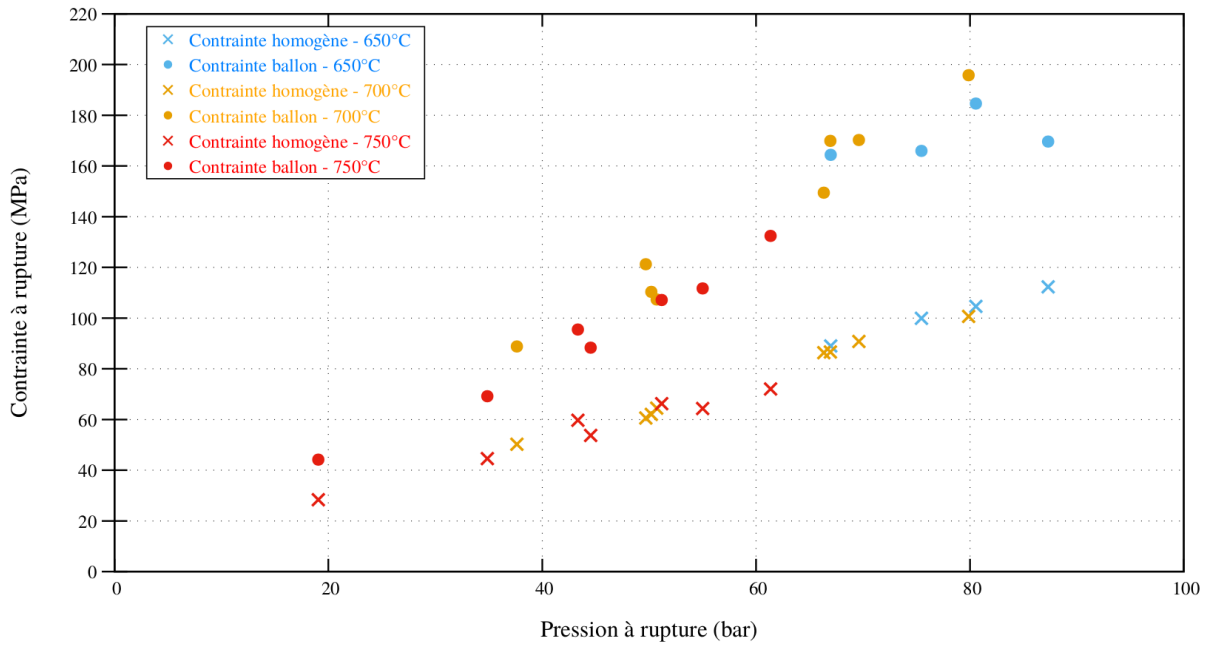


Figure II.2.17 – Contrainte à rupture calculée en fonction de l’allongement total et réparti en fonction de la pression à rupture de l’essai de fluage

Nous avons précédemment vu que le périmètre à rupture dépend peu de la pression à rupture. Sur la figure précédente, on remarque alors comme attendu une relation linéaire entre la contrainte à rupture et la pression à rupture, peu dépendante de la température. Il vient de la relation (II.2.4) et de cette linéarité que :

$$\sigma_R = \frac{P_R}{P_0} \sigma_0 \left(1 + \frac{\Delta D}{D_0}\right)^2 = \alpha * P_R + \beta$$

Soit :

$$\frac{P_R}{P_0} \sigma_0 \left(1 + \frac{\Delta D}{D_0}\right)^2 = \alpha * P_R + \beta \tag{II.2.6}$$

Après simplification on obtient la déformation circonférentielle à rupture :

$$\varepsilon_R^1 = A \sqrt{1 + \frac{B}{P_R}} - 1 \tag{II.2.7}$$

où $A = \sqrt{\alpha \frac{P_0}{\sigma_0}}$ et $B = \frac{\beta}{\alpha}$

tandis que pour le critère proposé par [Brzoska et al., 1977] la déformation à rupture est donnée par :

$$\varepsilon_R^2 = \sqrt{\frac{C}{P_R}} - 1 \tag{II.2.8}$$

où $C = \frac{P_0}{\sigma_0} a * e^{-b*T}$

Le coefficient directeur α des droites de la figure précédente étant positif on peut réaliser une analyse aux limites en notant que ces critères n'ont de sens que pour $P_R > 0$. Pour des pressions très faibles, un critère différent devrait être utilisé. En effet, pour de faibles pressions, les mécanismes de déformations sont différents, de nature diffusifs [Sargent et Ashby, 1982] :

- Quand $P_R \rightarrow 0$

$$\varepsilon_R^1 \rightarrow +\infty \quad \text{et} \quad \varepsilon_R^2 \rightarrow +\infty$$

Ce qui traduit, pour une pression quasi-nulle une ductilité infinie de la gaine dans le cas limite où le fluage est si lent que la gaine se déforme indéfiniment sans rupture.

- Quand $P_R \rightarrow +\infty$

$$\varepsilon_R^1 \rightarrow A - 1 \quad \text{et} \quad \varepsilon_R^2 \rightarrow -1$$

Etant donné le peu de points disponibles à 650°C, nous pouvons réaliser l'application numérique à 700°C et 750°C pour les courbes relatives à l'At. On obtient respectivement comme valeurs $A(700^\circ\text{C}) = 1,92$ et $A(750^\circ\text{C}) = 1,65$. Loin d'être représentatives étant donné la taille restreinte de l'échantillon, ce critère a pour intérêt de fournir une déformation à l'éclatement pour une pression infinie, c'est-à-dire pour des essais plus en lien avec la ténacité du tube, des déformations à rupture non nulles et positives. A contrario, le critère couramment utilisé possède une limite de -1 qui n'a aucun sens physique (rétractation du tube de 100%)

Comme pour l'ancien critère, la corrélation avec la grandeur A_r , en zone courante non ballonnée est meilleure que celle utilisant la déformation circonférentielle en zone ballonnée.

II.2.2. Dépouillement des essais en rampe

La procédure expérimentale de réalisation des essais de rampe est décrite dans la Partie II.1.2.b. De même que les essais de fluage, les éprouvettes sont pressurisées puis le système est fermé. La pression évolue en fonction des évolutions respectives du volume de la gaine et de la température.

Dans le cadre de cette thèse, les effets couplés de l'augmentation de température et des phénomènes mécaniques de fluage (qui sont thermiquement activés et dépendants), induisent une difficulté supplémentaire pour la compréhension du phénomène intrinsèque de ballonnement, en comparaison au fluage à température constante. Les analyses qui suivront se focaliseront sur la phénoménologie.

Les couples $\left(P, \frac{dT}{dt}\right)$ ont été choisis dans l'objectif de rester au maximum en phase cristalline α , et de pouvoir étudier indépendamment l'effet de la pression et de la vitesse de rampe. Pour plus de clarté les essais sont notés $P_i\text{-}\eta_j$ (i = pression initiale, j = vitesse de rampe). Le tableau suivant résume les conditions d'essais :

Référence de l'essai	Nom de l'essai	Vitesse de rampe visée (°C/s)	Vitesse de rampe réelle (°C/s)	Pression initiale (bar)	Pression à rupture (bar)
2283-Zy4-26	P55_1-η1	1	0.918	55.25	48.2
2283-Zy4-28	P55_2-η1	1	0.915	55.2	49.2
2283-Zy4-29	P65-η1	1	0.915	64.6	56.8
2283-Zy4-32	P76-η1	1	0.92	75.8	66.9
2283-Zy4-35	P86-η1	1	0.93	85.75	78.5
2283-Zy4-30	P55-η5	5	4.36	54.65	52.25
2283-Zy4-22	P66-η5	5	4.41	66.15	63.0
2283-Zy4-27	P65-η5	5	4.35	65.8	62.7
2283-Zy4-31	P76-η5	5	4.35	75.6	70.5
2283-Zy4-36	P85-η5	5	4.41	85.4	78.4
2283-Zy4-19	P110-η5	5	4.36	109.6	104.0
2283-Zy4-20	P107-η5	5	4.31	106.8	100.6
2283-Zy4-38	P55-η10	10	9.06	55.5	54.3
2283-Zy4-34	P65-η10	10	8.77	65.0	62.45
2283-Zy4-25	P75-η10	10	8.61	75.6	71.6
2283-Zy4-39	P76-η10	10	9.1	75.9	72.0
2283-Zy4-33	P86-η10	10	8.73	86.3	83.0
2283-Zy4-37	P96-η10	10	8.9	96.2	91.8

Tableau II.2.2 – Matrice d'essai de la campagne de rampes réalisée au sein du dispositif semi-intégral APRP

Comme pour les essais de fluage, pour chaque vitesse de rampe, au moins un des essais (pour une valeur donnée de pression) a été doublé afin d'étudier la reproductibilité des résultats.

a) Traitement vidéo et étude des courbes de déformation

La méthodologie et le déroulement des essais en rampe de température ont été décrit Partie II.1.2.b. Les sorties des essais sont les mêmes que précédemment :

- Un fichier issu du dispositif semi-intégral APRP qui donne l'évolution des différentes grandeurs physiques mesurées en cours d'essai. On peut donc calculer la vitesse de montée en température et étudier l'évolution de la pression en cours d'essai, soumise à une diminution du fait de l'augmentation du volume de l'éprouvette. Dans le même temps, elle augmente avec l'augmentation de la température de l'éprouvette au cours de la rampe.

Pour les essais en rampe, le dispositif ne nous permet pas de pressuriser en cours d'essai, avant la montée en température. On rappelle que l'éprouvette est mise sous pression en début d'essai et que la déformation durant le plateau d'homogénéisation de 600s à 350°C est négligeable.

Par la suite on dépouille les données d'essais comme suit (Figure II.2.19) :

- Début de la rampe de température lorsque la dérivée de la température s'annule/devient positive. On définit l'instant initial t_i et la pression initiale P_i ,

- Fin de la rampe lorsque la dérivée de la pression présente une valeur singulièrement négative. On définit l'instant de rupture t_R , la température à rupture T_R et la pression à rupture P_R . La durée de l'essai de rampe est $t_R - t_i$,
- Durant la rampe, on relève la pression maximale P_{max} , on calcule la pression moyenne P_m et la vitesse de rampe moyenne qui est le coefficient directeur de la courbe $T = f(t)$, $t \in [0.1 * t_R : 0.9 * t_R]$

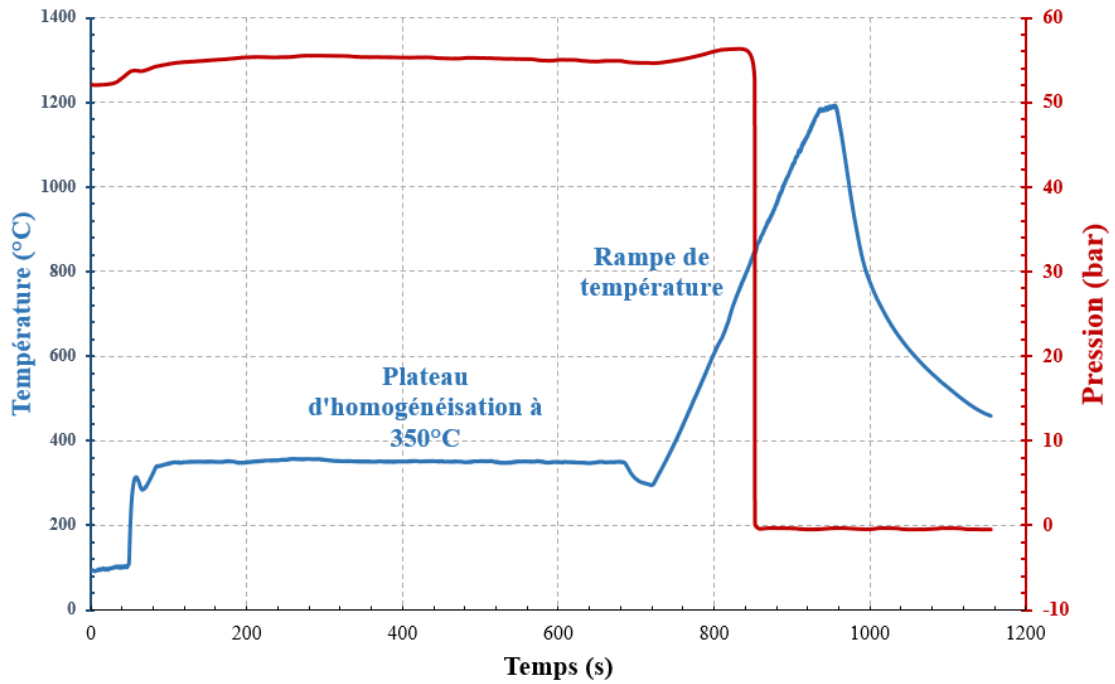


Figure II.2.18 – Courbe résultat complet d'un essai en rampe de température au sein du dispositif semi-intégral APRP

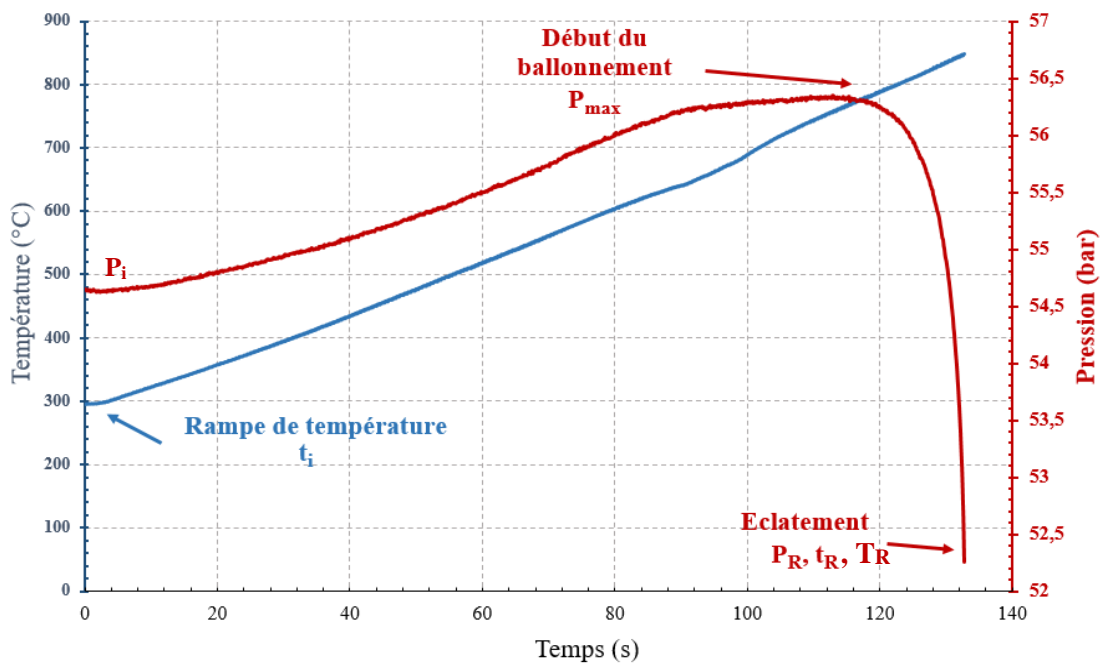


Figure II.2.19 – Courbe résultat d'un essai en rampe post-traité

- Le fichier issu du boîtier d'acquisition vidéo et son traitement sont les mêmes que pour les essais de fluage. Cependant, le traitement des images acquises par les caméras s'avère plus délicat que pour les essais de fluage, pour deux raisons. D'une part, entre 350°C et la température à rupture, du fait de la méthode de chauffage par lampes, les conditions de luminosité changent fortement. D'autre part, pour des températures inférieures à 500°C, la vapeur condense au contact du tube quartz. Cela provoque la présence de gouttelettes sur les images vidéo. La routine numérique de dépouillement et de calcul de déformation considère donc parfois ces gouttelettes comme le contour de l'éprouvette, rendant ainsi les mesures fausses. Il faut donc réaliser un tri manuel des images, diminuant le nombre d'images à traiter, et donc de points de calcul de la déformation.

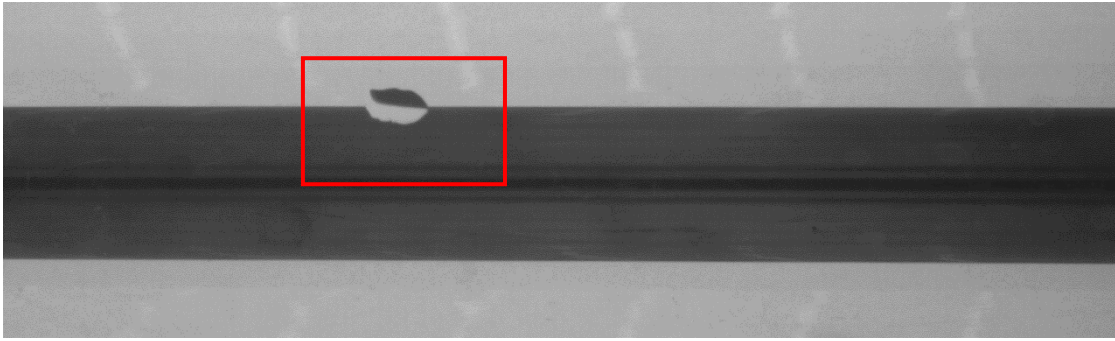


Figure II.2.20 – Présence d'une goutte d'eau issue de la condensation de la vapeur sur le tube quartz lors d'un essai en rampe de température

On trace les courbes de suivi de l'essai Figures II.2.21 à II.2.24 en utilisant la même méthode qu'en fluage pour obtenir la courbe représentant la fonction continue de la déformation :

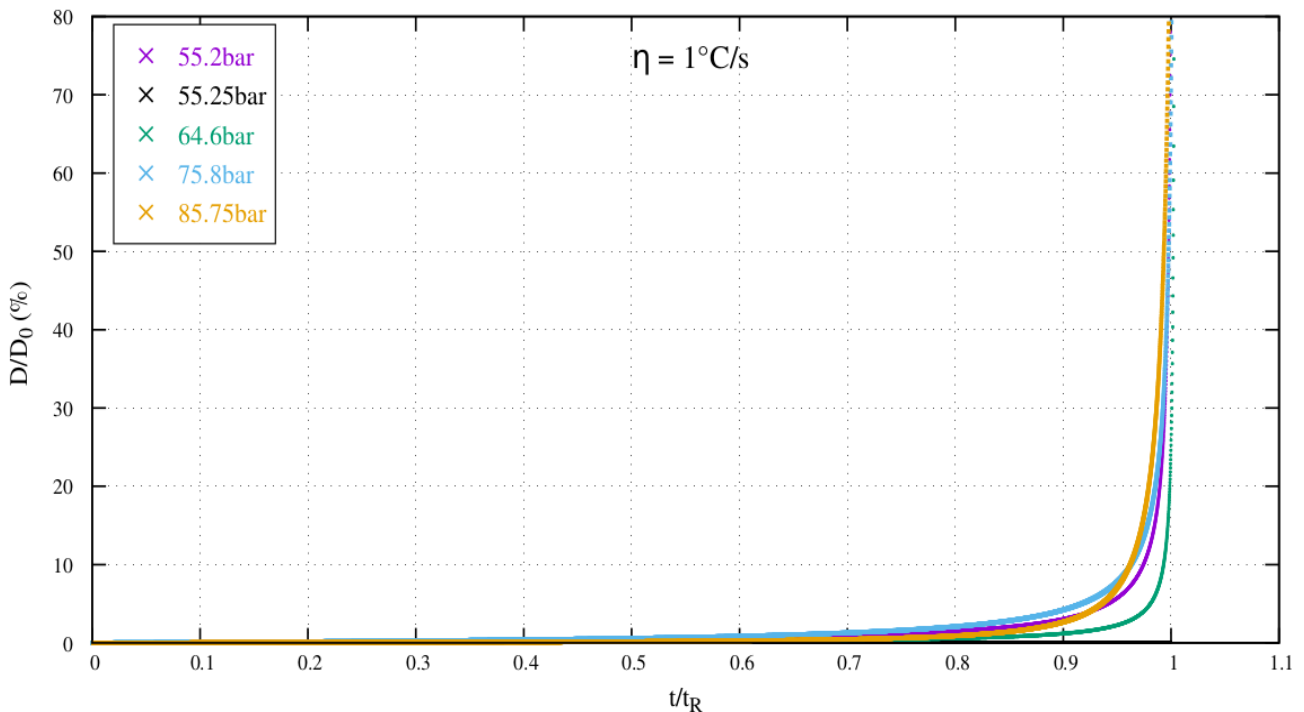


Figure II.2.21 – Déformation en fonction du temps adimensionné, rampes à 1°C/s

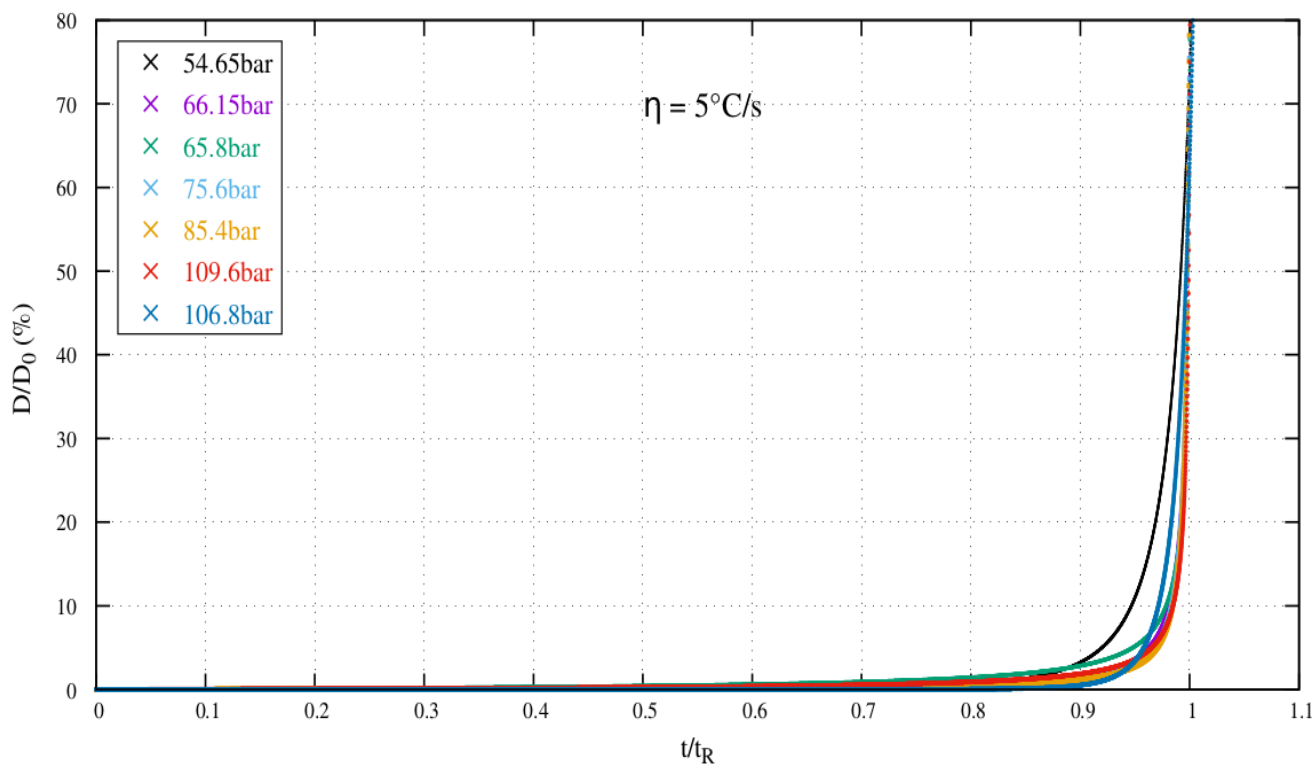


Figure II.2.22 – Déformation en fonction du temps adimensionné, rampes à 5°C/s

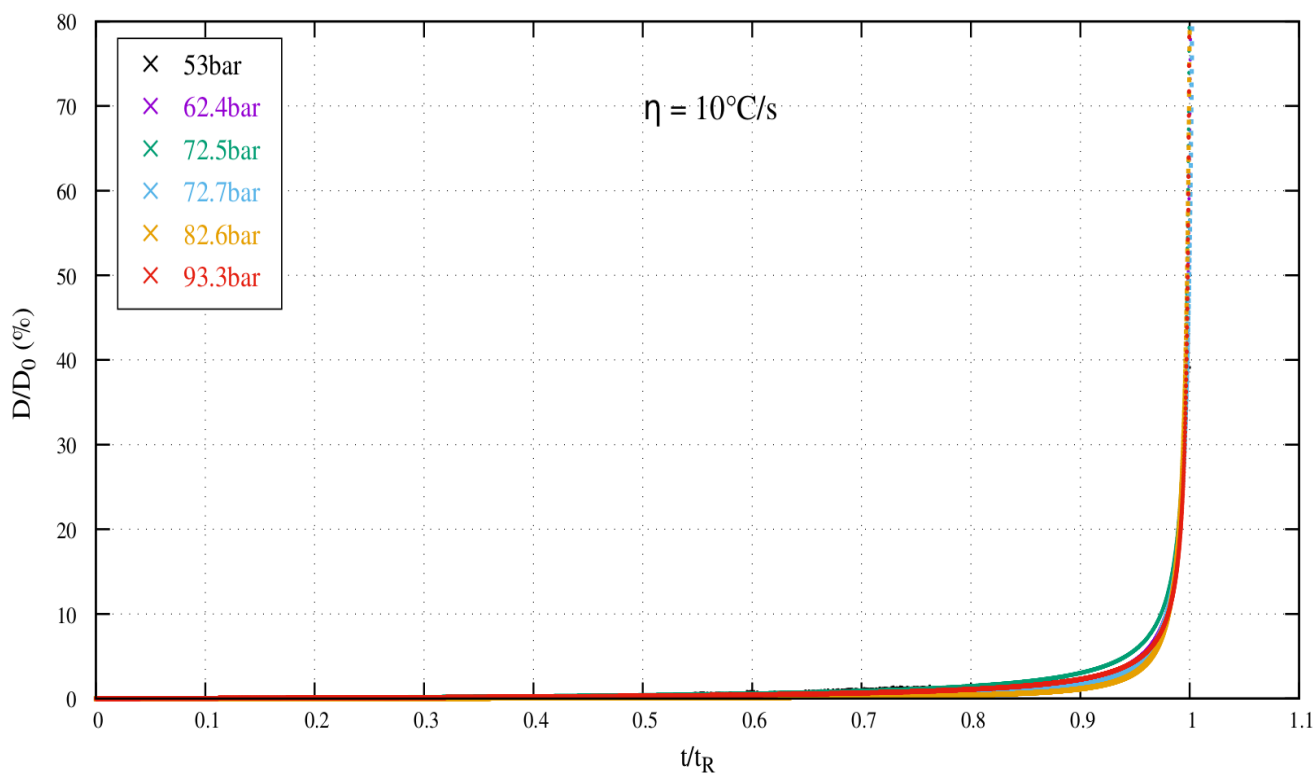


Figure II.2.23 – Déformation en fonction du temps adimensionné, rampes à 10°C/s

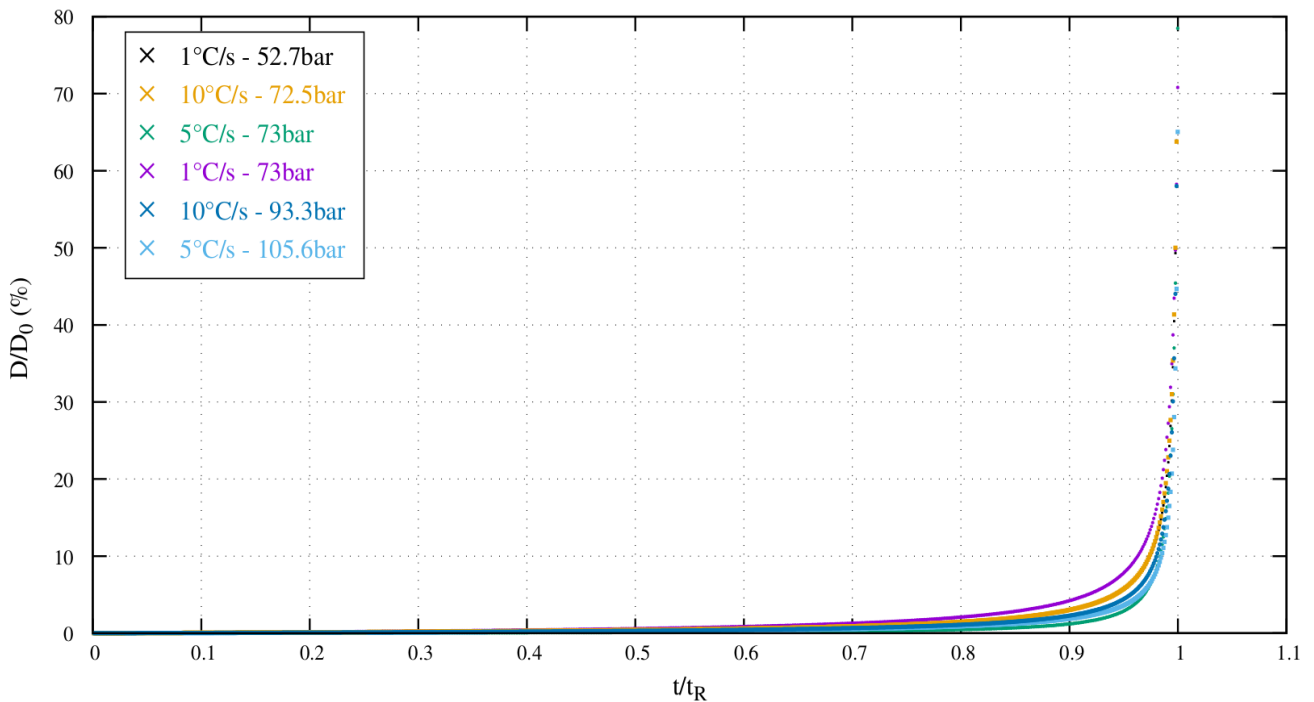


Figure II.2.24 – Déformation en fonction du temps adimensionné pour différents essais en rampe de température

La pression indiquée sur les courbes est celle en début de rampe de température pour chacun des essais.

On peut constater sur ces courbes que tout comme pour les essais de fluage, lorsque l'on représente la déformation en fonction du temps adimensionné, les courbes se superposent (hormis pour un essai à 1°C/s – 64.6bars et 5°C/s-54.65bars). On peut donc tracer une courbe maîtresse de déformation dans le plan $\left(\frac{t}{t_R}, \frac{\Delta D}{D_0}\right)$. La dernière courbe, qui présente les résultats pour différentes valeurs de pressions et de vitesses de rampe permet de conclure que cette courbe maîtresse est la même quelle que soit la vitesse de rampe considérée.

En comparant ces courbes à leurs homologues en fluage à température constante, on remarque que la première partie de la courbe est beaucoup plus « plate » pour les essais en rampes. Cela illustre bien l'effet de la température sur la vitesse de fluage. Au début d'un essai en rampe la température, autour de 350°C ne permet pas les phénomènes de déformation thermiquement activés. Nous reviendrons sur les différences pratiques, notamment en termes de déformations post-mortem au paragraphe suivant. Suite à nos conclusions précédentes sur les différents régimes de fluage, on trace la Figure II.2.25 $\left(\frac{\Delta D}{D_0}, \frac{\dot{D}}{D_0}\right)$ pour la comparer à la Figure II.2.10. En étudiant ces courbes, on constate plusieurs points :

- On observe, comme pour le fluage, deux zones qui correspondent au fluage secondaire avec une vitesse de déformation constante et une seconde zone de fluage tertiaire où la vitesse augmente rapidement suivant une asymptote qui mène à la rupture,
- La pression initiale seule ne permet pas de « classer » les vitesses de fluage secondaire. En effet, pour une vitesse de rampe plus importante, la température augmente plus rapidement et mène à des mécanismes de déformations plus rapides. Ce phénomène se voit très bien entre les courbes à 5°C/s-109.1bars et 10°C/s-96.2bars. De manière plus logique, pour une vitesse de rampe donnée, la vitesse initiale de fluage augmente lorsque la pression augmente.

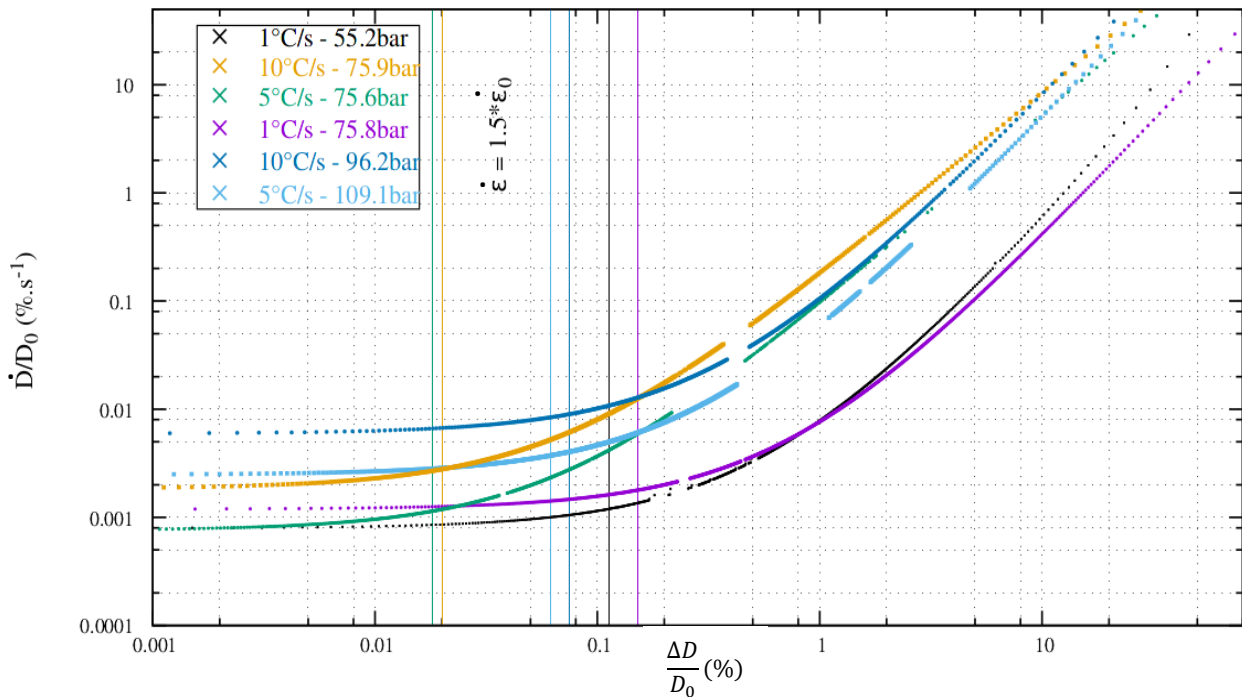


Figure II.2.25 – Vitesse de déformation en fonction de la déformation pour des essais à différentes vitesses de rampe de température

- Pour une vitesse de rampe donnée, on constate que les courbes se croisent en zone de fluage tertiaire, d'autant plus tard en déformation que la vitesse de rampe est élevée. Cela signifie que le coefficient directeur de l'asymptote est plus important pour une pression initiale plus faible. Si l'on étudie la quantité $P_{max} - P_r$ on remarque que plus la pression initiale est importante, plus la diminution de pression l'est aussi. Ainsi, la diminution de pression a un impact significatif sur la vitesse de fluage tertiaire et inversement. :

Vitesse de rampe	Pression initiale	$P_{max} - P_r$
1°C/s	55.2 bars	8 bars
1°C/s	75.8 bars	10.8 bars
5°C/s	75.6 bars	6.9 bars
5°C/s	109.1 bars	8.9 bars
10°C/s	75.9 bars	5.6 bars
10°C/s	96.2 bars	6.9 bars

- Pour une vitesse de rampe donnée, la déformation pour laquelle la vitesse de déformation atteint 1.5 fois la vitesse initiale (critère donné pour le début du fluage tertiaire) augmente lorsque la pression augmente. Pour une vitesse de rampe donnée, lorsque la température atteint des valeurs susceptibles de mener à de grandes déformations, la déformation homogène est d'autant plus importante que la pression est grande. De même la déformation pour laquelle la vitesse de fluage atteint 1.5 fois la vitesse initiale semble augmenter lorsque la vitesse de rampe diminue (1°C/s-75.8bars et 5°C/s-75.6bars ou 5°C/s-109.1bars et 10°C/s-75.9bars). En effet, pour une vitesse de rampe moindre, la gaine dispose de plus de temps pour se déformer, notamment pour la mise en œuvre de certains phénomènes thermiquement activés qui ne sont pas instantanés mais possèdent une cinétique propre.
- Pour finir, en comparant ces courbes en rampes à leurs homologues en fluage Figure II.2.26, le fluage tertiaire se déclenche pour des déformations au moins dix fois supérieures en fluage à

température constante. D'un point de vue du fluage homogène, les rampes favorisent une déformation uniforme des gaines moindre que pour une température constante.

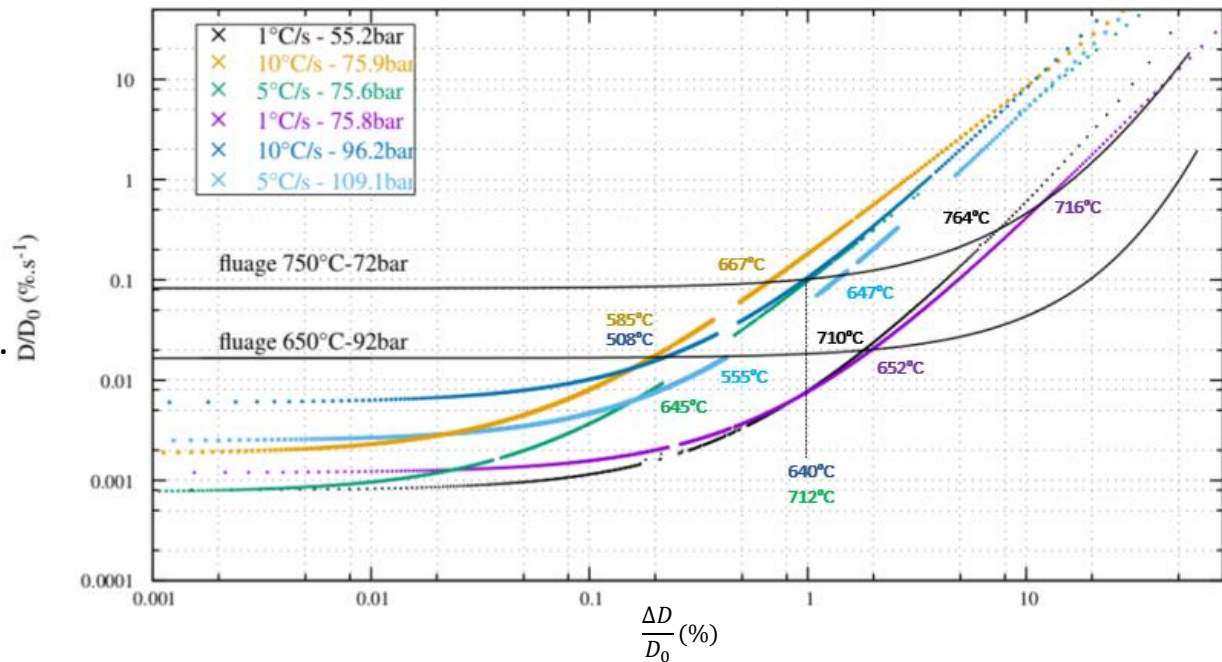


Figure II.2.26 – Vitesse de déformation en fonction de la déformation pour des essais de rampes et comparaison avec le fluage

On ajoute la température pour laquelle la courbe de rampe croise celle en fluage. On observe que pour une vitesse de rampe donnée cette température diminue si la pression d'essai augmente, et que pour une pression donnée elle diminue si la vitesse de rampe augmente. Ainsi, la zone de fluage tertiaire apparaît pour de plus faibles déformations en rampes qu'en fluage et ce d'autant plus que la pression et la vitesse de rampe sont importantes. Ceci implique que les essais en rampes augmentent la criticité et la localisation de la déformation, certainement en lien avec l'augmentation des gradients en rampes par rapport au fluage.

De plus, les pentes des courbes de fluage tertiaire ont le même coefficient directeur. Le phénomène de grandes déformations est donc intrinsèquement peu dépendant, sur la gamme d'essais, du fait qu'il ait lieu en rampe ou en plateau de température, d'un point de vue de la corrélation vitesse-déformation.

On comprend ainsi mieux pourquoi les modèles numériques en rampes de température sont plus précis et décrivent mieux le ballonnement. Pour un essai de fluage à température constante, le poids de la zone de fluage secondaire est importante et peut donc mener à des modélisations assez éloignées de la réalité expérimentale, d'autant plus pour des essais longs ou à haute température. En revanche, pour les essais de rampes, cette zone se cantonne à de faibles déformations et la majeure partie du fluage se concentre en zone tertiaire. Etant donnée la diminution de la résistance mécanique avec la hausse de température et la rapidité du ballonnement (ainsi que sa faible dépendance au fait que l'essai se fasse à température constante ou en rampe), une simple modélisation mécanique de cylindre parfait, utilisant une loi qui présente une bonne dépendance des coefficients à la température, peut permettre une modélisation assez précise des rampes. Ce phénomène démontré expérimentalement sera discuté dans le Chapitre IV.

b) Compréhension et modélisation de l'évolution de la pression en rampe de température

Comme pour le fluage, on étudie la variation de pression au cours de l'essai. Cette analyse est plus complexe car l'évolution de la pression dépend, en rampe, de deux phénomènes bien distincts. D'une part, de l'augmentation de température qui induit une augmentation de la pression et d'autre part de l'augmentation du volume libre de gaz, impliquant une diminution de la pression.

On trace l'évolution de la pression en fonction de la déformation Figure II.2.27. Pour de faibles déformations, la pression augmente. Lorsque les déformations sont faibles, le volume change peu et l'augmentation de température est le facteur pilotant la variation de pression au sein de l'éprouvette. Lorsque les déformations deviennent plus importantes, au fur et à mesure que la vitesse de fluage croît, l'augmentation du volume libre devient le phénomène dominant et la pression diminue avec la déformation. En comparaison avec un essai de fluage, la chute de pression est moins rapide en cours d'essai.

On souhaite comprendre et quantifier les mécanismes physiques derrière cette évolution. L'intérêt est la compréhension de l'évolution de la pression interne de nos éprouvettes soumises à une rampe de température, qui se rapproche des conditions réelles d'un APRP, pour en permettre une meilleure modélisation.

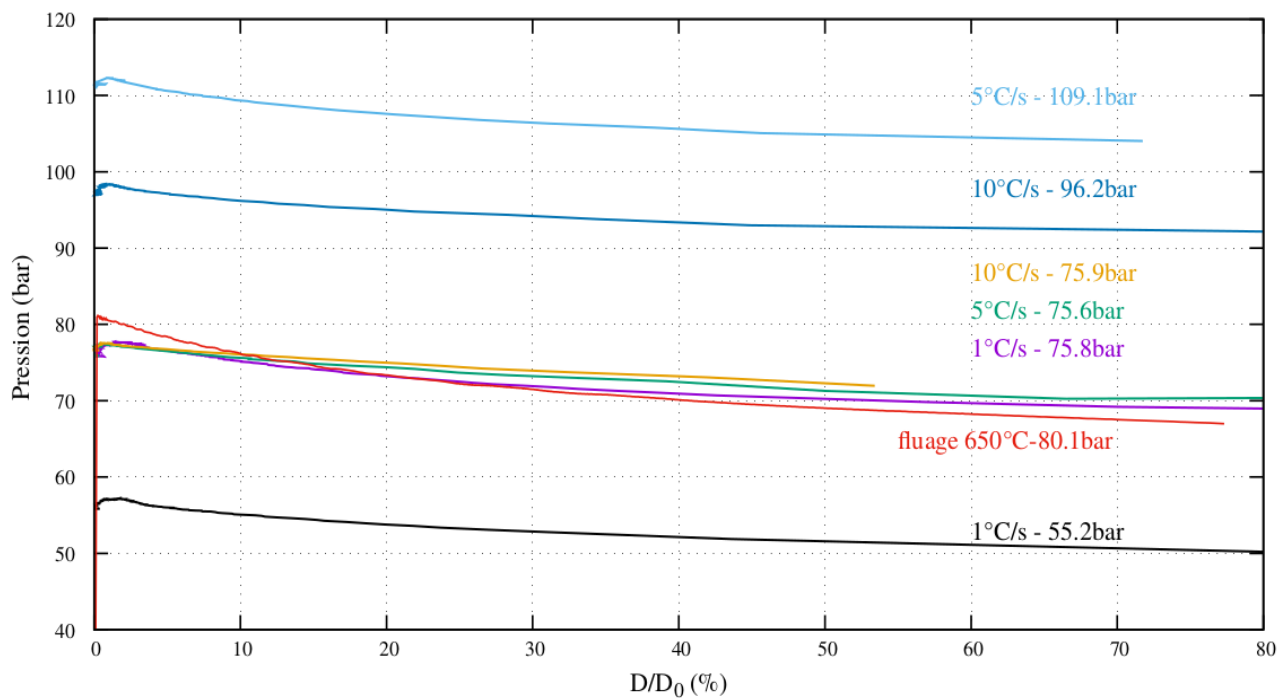


Figure II.2.27 – Evolution de la pression interne en fonction de la déformation pour des essais de rampes et comparaison avec le fluage

La Figure II.2.28, qui montre l'évolution de la pression en fonction de la température d'essai représente bien les phénomènes dominants l'évolution de la pression interne en rampe de température. On souhaite décrire cette courbe en se basant sur une analyse physique des phénomènes :

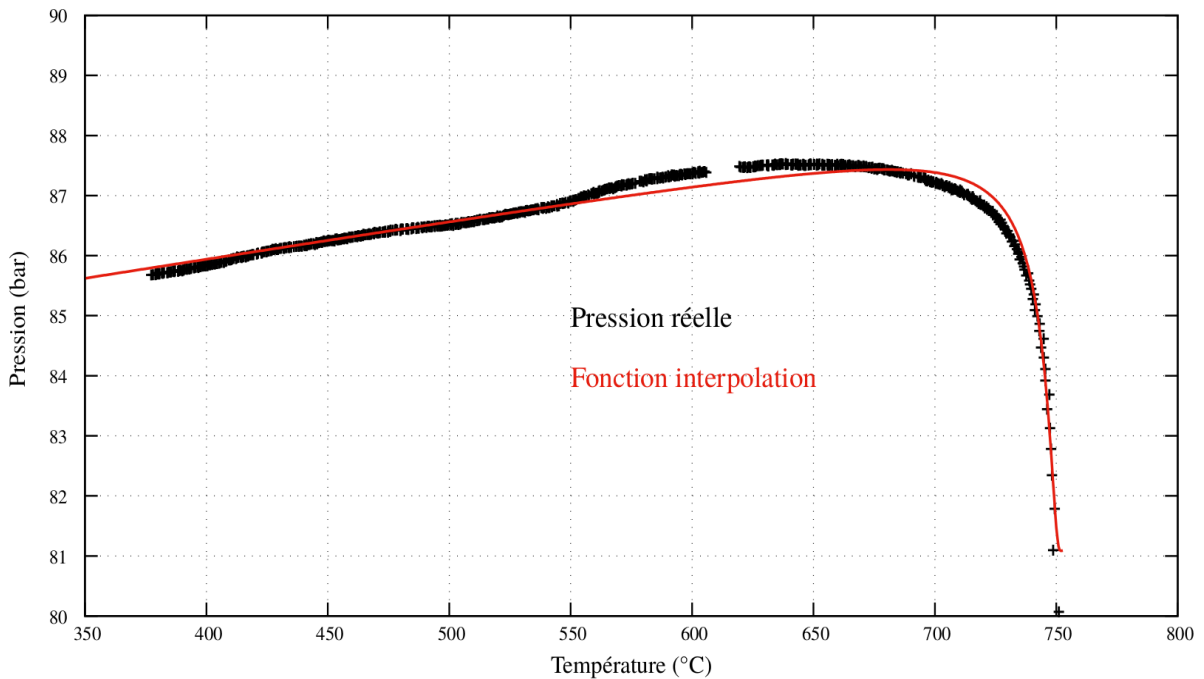


Figure II.2.28– Evolution de la pression interne en fonction de la température – rampe 5°C/s - 85.7bars

- En première partie de courbe, lorsque les déformations restent faibles aux températures « basses », la pression augmente avec la température. En s’inspirant d’une loi des gaz parfaits où le volume est considéré constant du fait des petites déformations, la pression augmente linéairement avec la température :

$$P(T) = a_1 * T + b_1 \quad (II.2.9)$$

- En seconde partie de courbe, lorsque les déformations ne sont plus négligeables, c’est la déformation qui pilote l’évolution de la pression. On procède en deux temps. On notera par la suite $\varepsilon = \frac{\Delta D}{D_0}$:

- La Figure II.2.27 évoque une évolution exponentielle de la pression avec la déformation de la forme :

$$P(\varepsilon) = a_2 + b_2 e^{-\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_i}\right)} \quad (II.2.10)$$

où ε_i est la déformation pour laquelle le ballonnement débute.

- En se basant sur l’analyse mécanique de l’évolution de la déformation d’un cylindre parfait (voir III.1.1) et sur le fait que la température est linéairement liée au temps, on obtient l’évolution de la déformation en fonction de la température avec T_i la température à partir de laquelle la déformation est assez grande pour être mesurée par les caméras :

$$\varepsilon(T) = a_3 * \left(\frac{1}{(1-b_3*(T-T_i))^{c_3}} - 1 \right) \quad (II.2.11)$$

- Finalement, on obtient l’évolution de la pression en fonction de la température pour le fluage tertiaire :

$$P(T) = a_2 + b_2 e^{-\left(\frac{\varepsilon(T)}{\varepsilon_i}\right)} \quad (II.2.12)$$

En se basant sur cette analyse physique des phénomènes influents sur la pression, on cherche une fonction de la forme :

$$P(T) = a * T + b + c * \exp \left[-\frac{\left(\frac{1}{(1 - e^{-(T - T_i)})^f} - 1 \right)}{d} \right] \quad (II.2.13)$$

Cette courbe est tracée en rouge pour notre essai avec $a = 6,5 \cdot 10^{-3} \text{bars} \cdot \text{°C}^{-1}$, $b = 76.198 \text{ bars}$,
 $c = 7.145 \text{ bars}$, $d = 140.168$, $e = 0.00266 \text{°C}^{-1}$, $f = 1.242$, et $T_i = 377.27 \text{°C}$

Le bon accord entre la courbe expérimentale et l'interpolation permet de valider l'analyse physique et d'amener à une meilleure modélisation et une meilleure compréhension de l'évolution de la pression pour un essai en rampe, notamment sur les phénomènes prépondérants.

c) Paramètres post-mortem liés à la rupture

Comme pour les essais à température constante, on étudie les paramètres liés à la rupture pour les essais en rampes. On trace la position axiale de l'éclatement en fonction de la position azimutale Figure II.2.29.

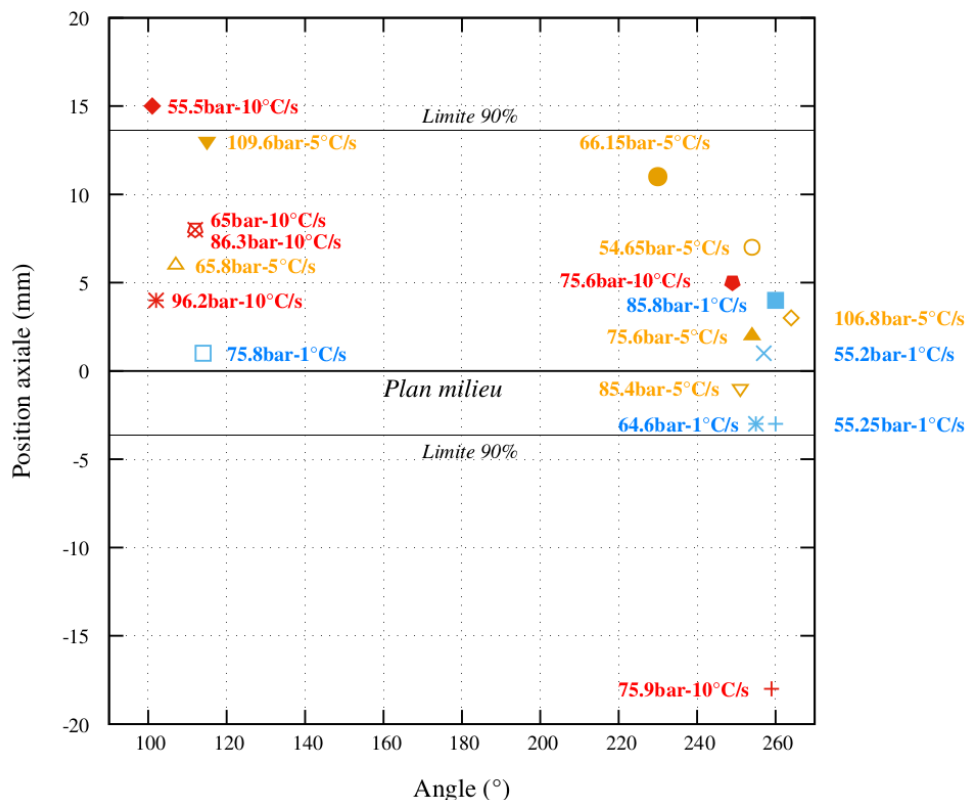


Figure II.2.29 – Localisation axiale et azimutale de l'éclatement lors des essais en rampes

La localisation des éclatements semble différente que pour les essais de fluage. 90% des essais se situent entre [-3mm,13mm] soit une zone de 1,6cm (contre une localisation entre [-7mm, +7mm] soit une zone de 1,4cm en fluage). Cette zone est de dimension réduite et renforce la certitude de localiser les

éclatements dans le dispositif semi-intégral APRP. En fluage on constatait une équirépartition entre gauche/droite et haut/bas. Ici 80% des ballons éclatent au-dessus du plan milieu ce qui s'explique par des températures plus élevées en zone haute du four en rampe. Ceci est certainement dû au fait que lors des rampes de température, la vapeur, injectée par le bas de la chambre d'essai, n'a pas le temps de jouer son rôle d'homogénéisation de la température haut-bas. On note que 60% des essais rompent côté gauche et 40% côté droit, ce qui ne permet pas de tirer de tendances étant donné le faible nombre d'essais réalisés

- **Courbes de ductilité**

On souhaite en premier lieux, étudier les résultats sous la forme $At(\%) = f(T_{rupture})$ qui est une courbe classiquement étudiée [Chung et al., 1977] [Erbacher et al., 1982] [Forgeron et al., 2000]. Cette courbe est d'un intérêt majeur puisqu'elle permet de tracer des courbes enveloppes qui permettent de déterminer la déformation circonférentielle à rupture en fonction de la température d'éclatement. Comme nous l'avons vu en II.2.1.d, un des critères de rupture les plus communément utilisé postule que la contrainte à rupture ne dépend que de la température. D'un point de vue numérique, étant donné que l'At(%) n'est pas calculé, ce critère d'arrêt est réalisé sur la déformation homogène à rupture. Les calculs fournissent ainsi une température d'éclatement. Le lien avec la déformation en zone ballonnée est obtenu grâce à ces courbes de ductilité.

Afin de situer les résultats de notre propre campagne expérimentale, on trace sur une même figure les résultats de :

- La campagne expérimentale réalisée au cours de cette thèse au sein du dispositif semi-intégral. En se basant sur la Figure II.2.29 qui donne les lieux d'éclatements des essais et la Partie II.1.3.b qui concerne l'identification du gradient en rampe, on peut évaluer le gradient circonférentiel pour les différentes vitesses de rampes :
 - Pour $\frac{dT}{dt} = 1^\circ\text{C/s}$ la totalité des éclatements se situe entre $\pm 5\text{mm}$ ce qui correspond à la zone des thermocouples 4 et 5. D'après la Figure II.1.16 le gradient azimutal maximal est compris entre 7 et 10°C ,
 - Pour $\frac{dT}{dt} = 5^\circ\text{C/s}$ la totalité des éclatements se situe entre 0 et 15mm ce qui correspond à la zone des thermocouples 3, 4 et 5. D'après les Figures II.1.15 et II.1.16 le gradient azimutal maximal est compris entre 5 et 11°C ,
 - Pour $\frac{dT}{dt} = 10^\circ\text{C/s}$ la majorité des éclatements se situe entre 0 et 15mm ce qui correspond à la zone des thermocouples 3, 4 et 5. D'après les Figures II.1.15 et II.1.16, bien que les rampes ne soient pas réalisées aux hautes températures, on peut supposer que le gradient azimutal maximal est compris entre 8 et $\approx 18^\circ\text{C}$,

On retiendra cependant que la canne thermique instrumentée, par sa structure, mêle composante axiale et azimutale. Pour une côte axiale fixée on s'attend donc à avoir des gradients azimutaux un peu plus faibles que ceux précédemment cités.

- La base d'essais issue de [Erbacher et al., 1982] du projet REBEKA, pour des vitesses de rampes de $0.8\text{-}1.6^\circ\text{C/s}$ et $9.5\text{-}10.7^\circ\text{C/s}$. Le chauffage est réalisé grâce à un élément chauffant intégré de 325mm de long utilisé pour simuler les pastilles de combustible. Le gradient azimutal est tel que

$0^{\circ}\text{C} < \Delta T < 15^{\circ}\text{C}$ pour chacun des essais et inférieur à 10°C axialement sur une zone de 130mm [Erbacher et al., 1979].

Tous ces essais sont réalisés sous atmosphère vapeur. Pour les essais REBEKA, la pression est maintenue constante au cours de l'essai de rampe. Pour nos essais, la gaine est pressurisée en début d'essai et la pression évolue librement.

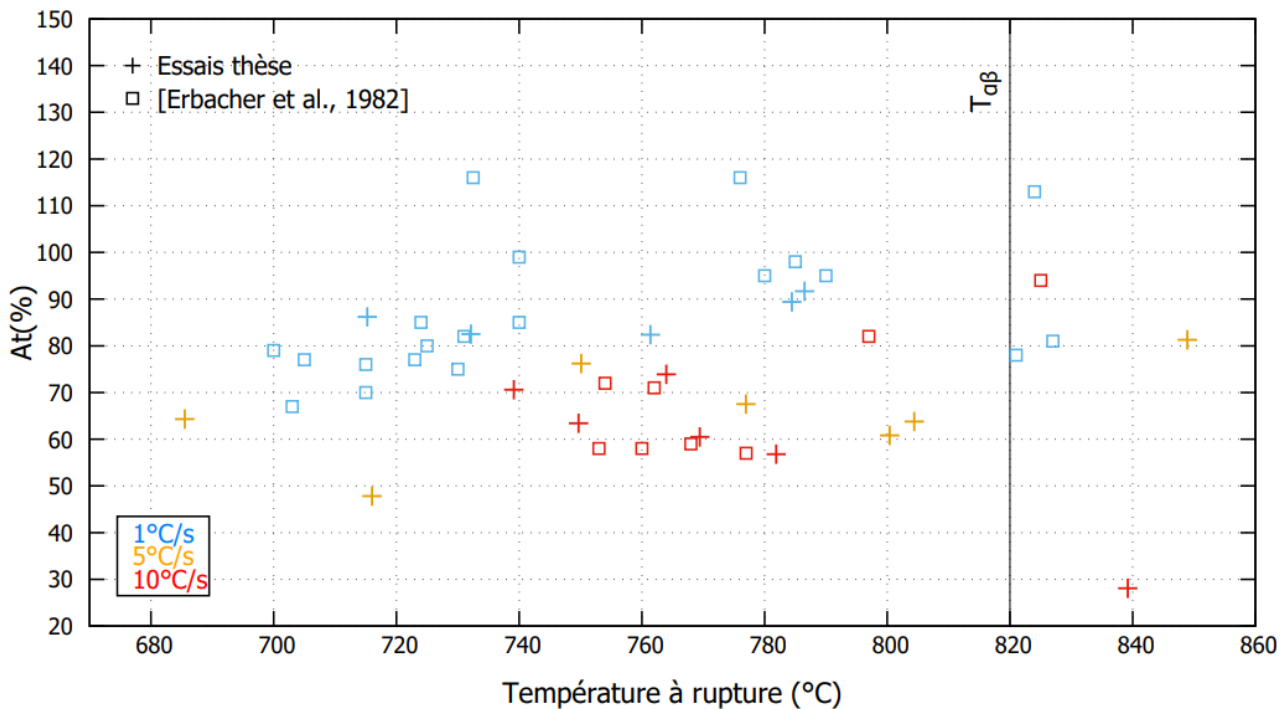


Figure II.2.30 – Déformation circonférentielle à rupture en fonction de la température de rupture pour différentes vitesses de rampes de température

Sur la Figure II.2.30, où l'on a tracé à titre indicatif la température de changement de phase à l'équilibre, on peut noter que :

- Les résultats de notre campagne expérimentale présentent peu de dispersion sur la base des éprouvettes testées (hormis pour l'essai à 10°C/s - 839°C qui exhibe un résultat singulier). Cela appuie la bonne reproductibilité du gradient de température entre chaque essai et donc la représentativité des résultats malgré le faible nombre d'essais. Notre base ne dispose cependant pas d'essais permettant une étude du pic de ductilité proche du changement de phase,
- Pour une même température à rupture, on observe bien une diminution de la ductilité lorsque la vitesse de rampe augmente,
- On peut remarquer que pour les essais en rampe à 1°C/s , l'augmentation de la déformation avec la température pour les essais de notre base et de la base REBEKA (par exemple 730°C -82% et 785°C -95%) est similaire. On peut supposer que le gradient impacte la valeur de déformation mais pas son évolution. Plus de données seraient nécessaires pour vérifier cette hypothèse,
- Les résultats de nos essais sont en majeure partie proches des résultats d'essais REBEKA. Cela confirme la pertinence de notre mesure de gradient thermique qui est proche, pour certains essais, de celui des essais REBEKA représentés sur cette courbe. Néanmoins, certains résultats de la base REBEKA présentent des déformations à rupture plus importantes. [Erbacher et al., 1979]

soulignent que lorsque la flexion de la gaine est faible, diminuant les différences de jeux entre l'éprouvette et l'élément chauffant, certains essais peuvent présenter des gradients circonférentiels faibles ($\approx 3^\circ\text{C}$). A ce sujet, [Erbacher et Leistikow, 1985] ont étudié l'effet du gradient thermique azimutal pour des essais en rampe à 1°C/s . On reporte les résultats Figure II.2.31. Il en résulte une décroissance exponentielle de la déformation avec l'augmentation du gradient. Ainsi, pour un passage d'un gradient d'environ 5°C à un gradient d'environ 15°C , la déformation circonférentielle à rupture passe de 85% à 65%. Cette diminution d'environ 20% de la ductilité à rupture peut être rapprochée des essais de la base APRP dont le gradient azimutal à 1°C/s est sûrement inférieur à 9°C (on rappelle que les mesures par canne thermique induisent une prise en compte supplémentaire de la composante axiale) et de certains essais REBEKA pour lesquels le gradient se rapproche d'environ 15°C (par exemple entre 700 et 730°C). A l'inverse, les résultats Figure II.2.30 d'essais REBEKA présentant une déformation circonférentielle à rupture comprise en 100% et 120% est cohérente avec de faibles gradients mesurés au sein de ce dispositif (d'environ 3°C [Erbacher et al., 1979]).

Ainsi, bien que cela puisse sembler peu intuitif, la dépendance à la valeur absolue du gradient circonférentiel de température sera d'autant plus importante que le gradient est faible. Le phénomène de ballonnement est très sensible au gradient de température, même pour des variations en apparence anodines.

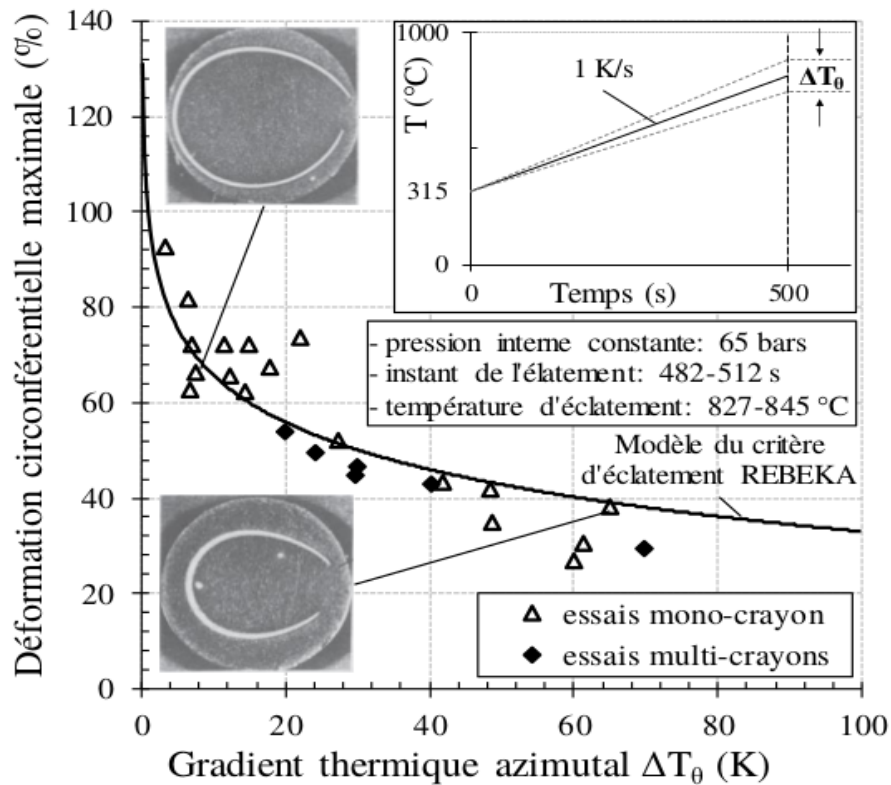


Figure II.2.31 – Influence du gradient thermique azimutal sur la déformation circonférentielle à rupture, identifiée lors d'essais mono et multi-crayons REBEKA sur Zy-4 d'après [Erbacher et Leistikow, 1985]

On étudie Figure II.2.32 la contrainte à rupture $\sigma_R = P_R \left(\frac{D_0}{2 \cdot e_0} \right) * \left(1 + \frac{\Delta D}{D_0} \right)^2$ (avec P_R la pression à rupture, ΔD la variation de diamètre à rupture en zone ballonnée et (D_0, e_0) le diamètre et l'épaisseur initiale de la gaine) en fonction de la température d'éclatement pour les deux bases d'essais suscitées.

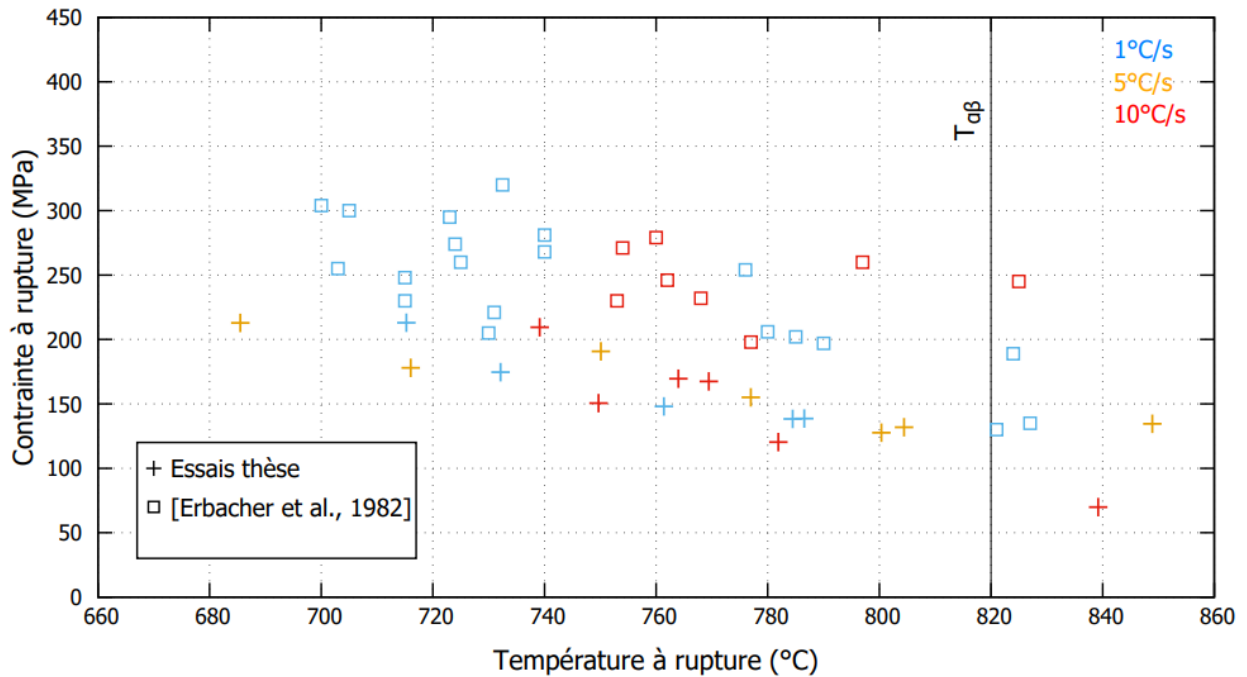


Figure II.2.32 - Contrainte à rupture en fonction de la température de rupture pour différentes vitesses de rampes de température

Quelle que soit la base d'essai considérée, la vitesse de rampe n'a pas d'impact significatif sur la contrainte à rupture pour une température d'éclatement et un dispositif donné. Dans le domaine α et pour cette gamme de vitesses de rampe cette tendance se retrouve dans différentes études qui proposent des critères d'éclatement, par exemple [Suman et al., 2016] qui mettent eux aussi en regard différentes bases d'essais.

De même pour une contrainte à rupture donnée, on ne peut conclure sur l'influence de la vitesse de rampe sur la température d'éclatement. Ceci est dû au double effet de la pression d'essai et de la déformation à rupture. Pour une température d'éclatement donnée, si la vitesse de rampe augmente, la pression à rupture augmente et la déformation circonférentielle à rupture diminue.

Le dispositif d'essai semble avoir une influence notable sur la contrainte circonférentielle à rupture. En effet, pour une température et une vitesse de rampe donnée, on a $\sigma_{REBEKA} > \sigma_{thèse}$.

Deux facteurs pourraient permettre d'expliquer ce phénomène :

- Pour les essais REBEKA, la pression interne est maintenue constante au cours de l'essai. Or, au sein du dispositif semi-intégrale APRP, la pression évolue librement et diminue avec la déformation lorsque celle-ci devient grande. Les ruptures se font donc à contrainte plus importante pour le premier dispositif,
- Au sein du dispositif REBEKA, le rapport rayon sur épaisseur des tubes est égal à 6.9 contre 7.8 pour notre base d'essais. Ainsi, pour des déformations à rupture proches Figure II.2.30, la pression à rupture est plus importante au sein du dispositif REBEKA. On retiendra que hormis l'effet de structure, le gradient thermique occupe une importance majeure pour l'étude de la contrainte à rupture puisqu'il conditionne la valeur de déformation.

- La Figure II.2.33 montre une influence notable de la vitesse de rampe sur la pression à rupture pour une température à rupture donnée. Ainsi, lorsque la vitesse de montée en température augmente, la pression à rupture augmente de manière significative, notamment entre 1°C/s et 5°C/s (par exemple pour $T_r \approx 720^\circ\text{C}$, $P_R(1^\circ\text{C/s}) = 78.5\text{bars}$ et $P_R(5^\circ\text{C/s}) = 104\text{bars}$). Les valeurs moyennes de nos rampes sont 0.92°C/s, 4.36°C/s et 8.86°C/s. Les vitesses de rampe des essais REBEKA sont comprises entre 0.8-1.6°C/s et 9.5-10.7°C/s. Ce facteur permet de mieux comprendre pourquoi les pressions à rupture peuvent être plus importantes dans le dispositif REBEKA.

L'approche qui consiste à étudier la contrainte à rupture calculée avec la déformation circonférentielle à rupture et la pression à rupture est une approche macroscopique. Cependant, comme on peut le voir sur les fractographies Figure II.2.31, on observe un fort gradient d'épaisseur sur la circonférence de la gaine au moment de la rupture, d'autant plus que le gradient circonférentiel de température augmente. La contrainte n'est donc pas homogène au sein du ballon. Comme décrit par [Campello et al., 2017] lorsque le phénomène de ballonnement débute, l'approche mécanique du cylindre parfait n'est plus suffisante pour expliquer par exemple les phénomènes de flexion. De plus, lorsque les gradients thermiques sont importants, la localisation de la déformation menant à la rupture implique que l'analyse en contraintes planes n'est plus possible. Ainsi, bien que certaines hypothèses et conclusions sont réalisables d'après les figures types (Figure II.2.32), on ne peut pas conclure sur un « véritable » critère de rupture. En effet, une analyse tridimensionnelle est nécessaire pour évaluer l'état de contraintes au moment de la rupture et pourrait amener à des conclusions différentes (on peut imaginer que pour de forts gradients de température et donc de déformation au sein de la zone de ballonnement, la contrainte locale, au sens de Von Mises ou de Hill, à l'endroit de l'éclatement soit supérieure ou égale à celle d'un essai avec une température quasi-homogène).

Sur la Figure II.2.33 on observe la décroissance quasi-exponentielle de la pression à rupture avec la température de manière nette en rampe [Chung et al., 1977] [Suman et al., 2016]. Cette évolution est bien plus visible qu'en fluage. En fluage, pour une température donnée, une pression moindre est nécessaire à la rupture par rapport à un essai de rampe. En effet, la totalité de la déformation se produit à la température de fluage tandis que pour un essai de rampe la déformation se déroule à des températures inférieures à la température de rupture. Cependant certains des essais en rampe ayant rompus à une température proche de celle d'un essai de fluage ont des pressions proches de celles de la pression de fluage, principalement pour une vitesse de 1°C/s et des températures élevées. Cela rappelle que le fluage est thermiquement activé et d'autre part que pour une rampe, lorsque le ballonnement débute, sur une durée très courte où la température n'évolue que très peu, notamment à faible vitesse de rampe, l'instabilité ne dépend au premier ordre que de la pression et de la température d'éclatement. Le gradient thermique pourrait avoir un rôle dans ce phénomène.

L'effet de la vitesse de rampes est peu marqué entre 5°C/s et 10°C/s pour la gamme de températures étudiées.

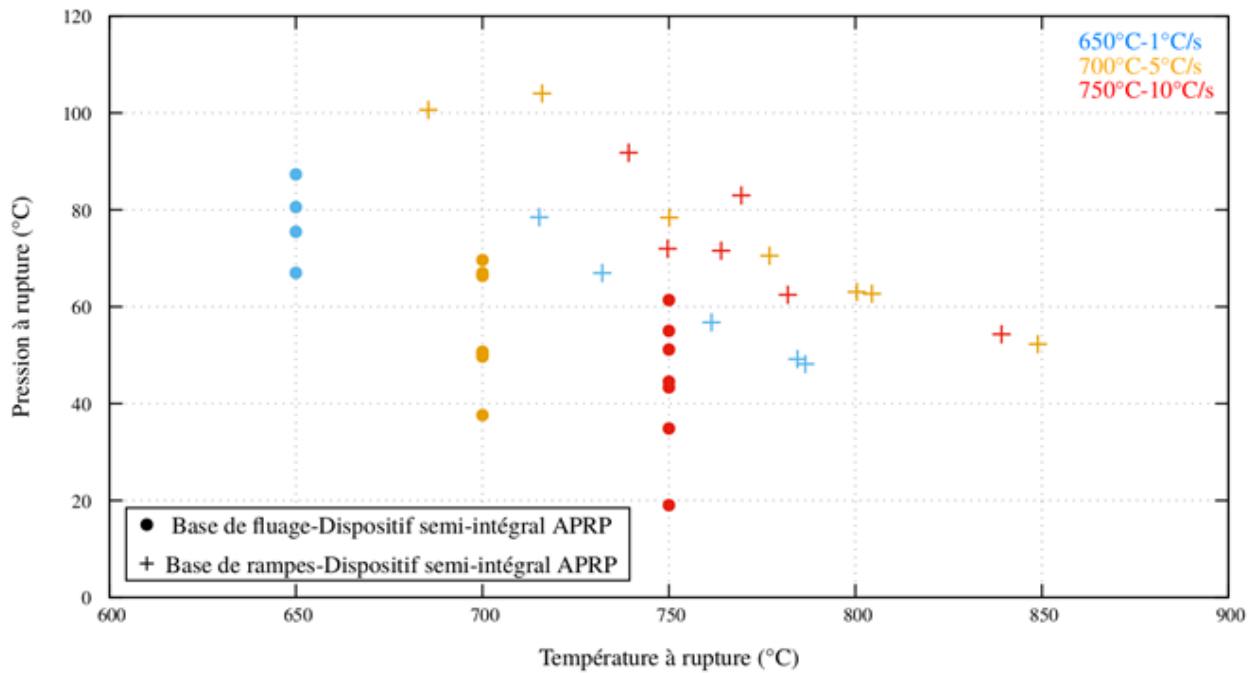


Figure II.2.33 – Comparaison de la pression à rupture en fonction de la température à rupture pour les bases de fluage et de rampes au sein du dispositif semi-intégral APRP

Pour terminer on trace Figure II.2.34 l'allongement réparti Ar telle que définie par [Forgeron et al., 2000] en fonction de la pression initiale de l'essai. On note qu'outre la mesure de déformation, c'est une mesure fortement liée au dispositif expérimental par le gradient axial de température. Par exemple pour un gradient axial plus faible, les mesures à $\pm 20\text{mm}$ seront plus proches des valeurs d'At(%). Les ballons présentent une morphologie plus allongée axialement et moins localisés.

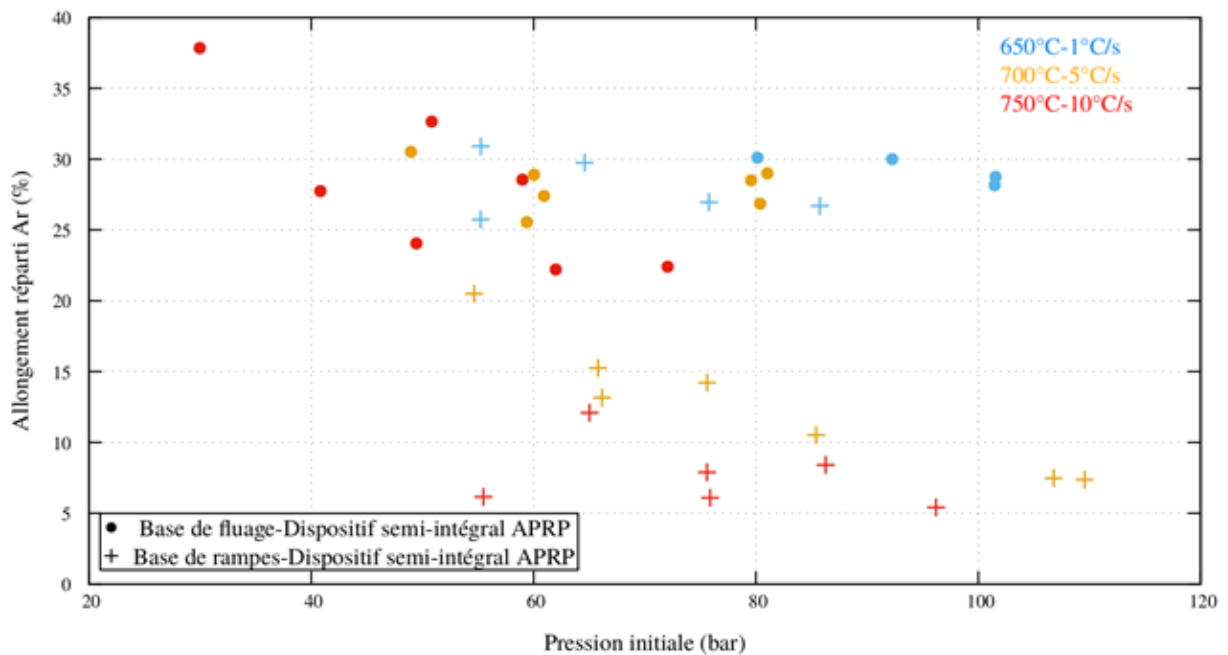


Figure II.2.34 – Comparaison de l'allongement réparti Ar($\pm 20\text{mm}$) en fonction de la pression initiale pour les bases de fluage et de rampes au sein du dispositif semi-intégral APRP

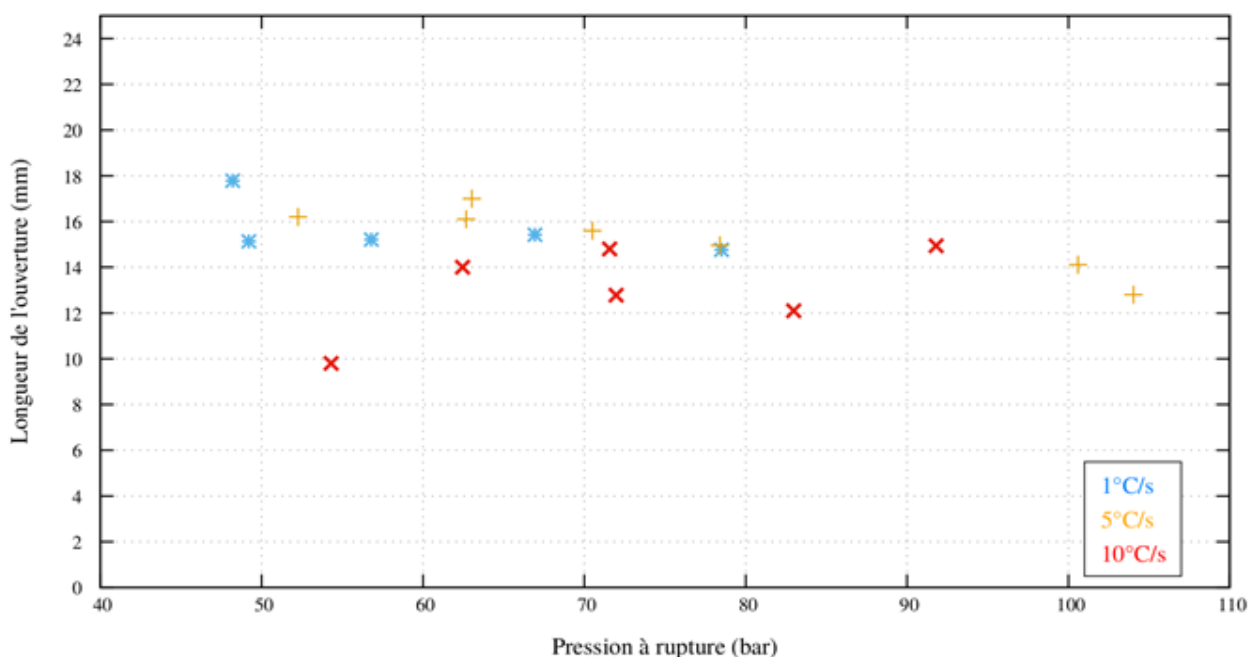
L'allongement réparti A_r est inférieur en rampe par rapport au fluage, ce qui appuie que l'instabilité de ballonnement débute pour de plus faibles déformations « homogènes » en rampe (Figure II.2.26) hormis pour la vitesse de 1°C/s au sein du dispositif APRP. On note aussi un impact de la vitesse de rampe sur les valeurs d' A_r ce qui est aussi cohérent avec un départ plus tardif en déformation de la zone de fluage tertiaire Figure II.2.25. Les valeurs de périmètre à rupture au sein du dispositif APRP étant proches en rampes et en fluage, on peut conclure que l'instabilité de ballonnement et la déformation circonférentielle totale à rupture ne dépend que peu de l'allongement réparti au premier ordre. Le ballonnement est donc une phase de déformation peu dépendante de la déformation homogène dans nos conditions d'essais.

- **Etude de l'éclatement**

La morphologie de l'éclatement étant une ellipse quasi-parfaite, on étudie la longueur de l'éclatement et la largeur maximale de l'ouverture suivant la description faite Figure II.1.7. Encore une fois, bien que les mécanismes de rupture soient complexes et dépassent le scope de cette thèse on se propose d'en faire une étude succincte, pour les ouvertures obtenues au cours de notre campagne d'essais. Tout comme pour le fluage Figure II.2.12 la longueur d'ouverture de l'éclatement semble constante au-delà de 50 bars pour des longueurs proches de celles observées en fluage. On pourra se référer à ce paragraphe pour une proposition d'explication de cette constatation expérimentale. L'évolution de la largeur d'ouverture est plus complexe pour les phénomènes dynamiques de rampe de température. Figure II.2.35 on trace la longueur et la largeur d'ouverture en fonction de la pression à rupture.

Tout comme pour le fluage Figure II.2.12 la longueur d'ouverture de l'éclatement semble constante au-delà de 50 bars pour des longueurs proches de celles observées en fluage. On pourra se référer à ce paragraphe pour une proposition d'explication de cette constatation expérimentale.

L'évolution de la largeur d'ouverture est plus complexe pour les phénomènes dynamiques de rampe de température. On observe une augmentation de celle-ci lorsque la pression à rupture augmente, tout comme en fluage. De plus, pour une pression donnée, les rampes avec une vitesse plus importante produisent des ouvertures moins larges. On rappelle, d'après la Figure II.2.33, que pour une pression à rupture donnée, la température à rupture augmente lorsque la vitesse de rampe augmente.



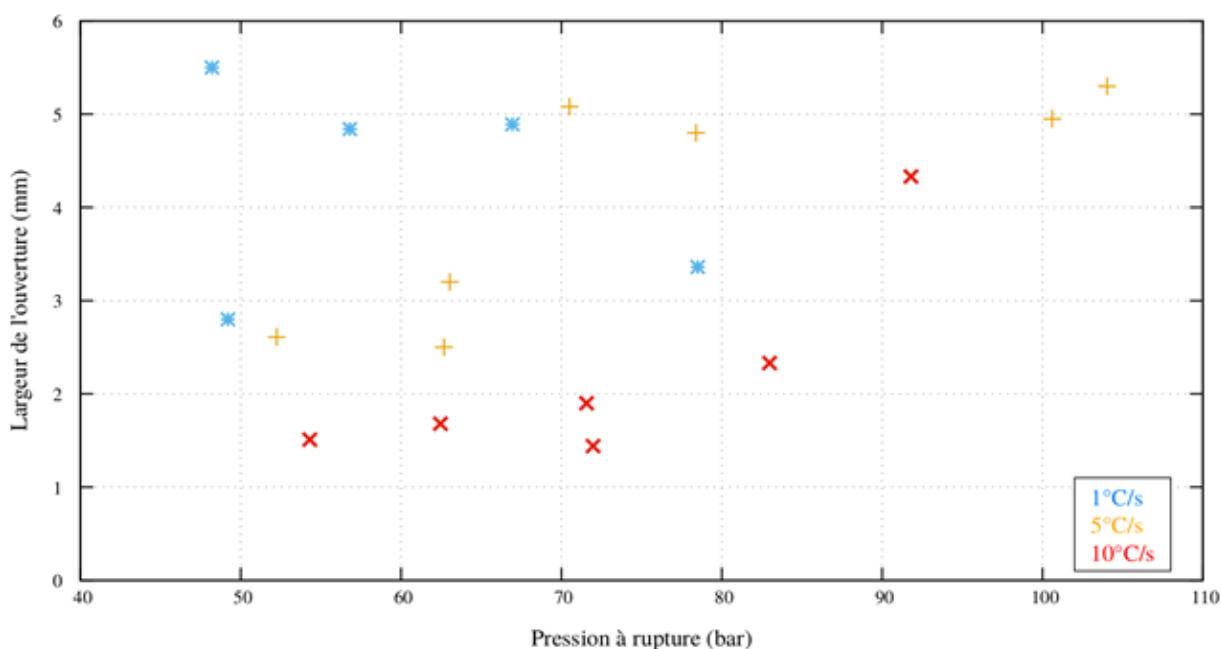


Figure II.2. 35 – Longueur et largeur de l'éclatement en fonction de la pression à rupture pour les essais en rampe au sein du dispositif semi-intégral APRP

D'une part on sait que la ductilité des gaines augmente avec la température, notamment proche de la température de transition de phase $\alpha \rightarrow \alpha + \beta$. Cette température se situe environ à 820°C en conditions d'équilibre et peut atteindre 860°C pour une rampe à 10°C/s [Forgeron et al., 2000]. D'autre part, [Hindle et Worswick, 1984] en étudiant les propriétés du Zircaloy-2 en traction sur éprouvettes cylindriques, ont mis en lumière qu'entre 20°C et 880°C, la rupture passe d'un mécanisme ductile de cavitation (à 20°C) à un mécanisme de rupture par épuisement de ductilité locale (à 880°C). La rupture à 725°C semble un intermédiaire avec une composante majoritaire de rupture par épuisement de ductilité (Figure II.2.36). Nos vitesses de fluage durant le ballonnement étant plus élevées que dans cette étude, on peut supposer que l'endommagement est moindre à 725°C, par manque de temps pour le développement et la coalescence des cavités par exemple, pour nos essais.

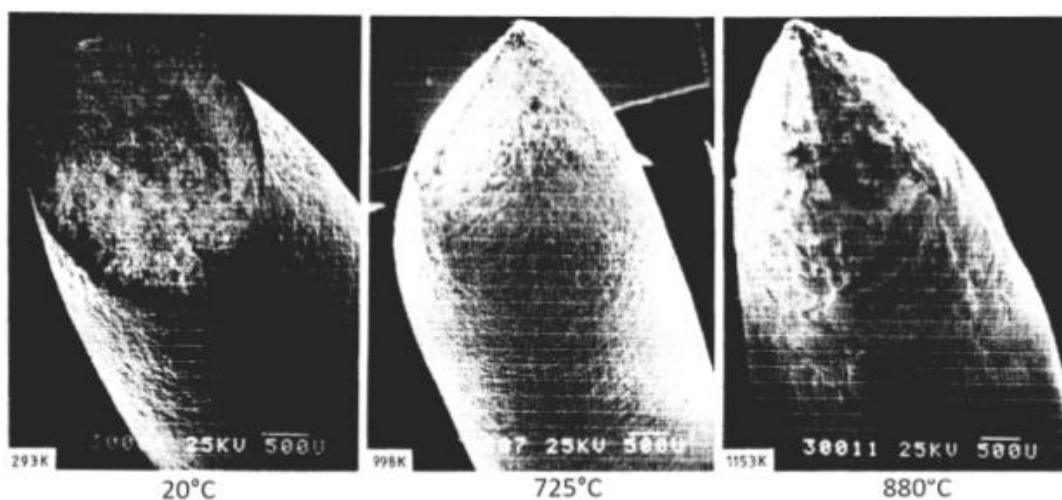


Figure II.2.36 – Faciès de rupture d'éprouvettes cylindriques en Zircaloy-2 testées en traction à 20°C et 725°C ($2,73 \cdot 10^{-3}/s$) et à 880°C ($3 \cdot 10^{-2}/s$) d'après [Hindle et Worswick, 1984]

Ainsi, lorsque la température augmente et la ductilité de la gaine avec, la largeur de l'ouverture diminue. On peut émettre l'hypothèse que pour des ductilités importantes, la rupture par épuisement de ductilité se concentre en une zone de dimension très faible, quasi ponctuelle autour du point chaud menant à une largeur d'ouverture faible et une déformation locale très importante, tout comme la surface de rupture d'une éprouvette testée en fluage à haute température. Lorsque la gaine est moins ductile, des phénomènes de rupture différents sont à l'œuvre et produisent une rupture et une éjection du gaz plus 'violentes' avec des déformations locales plus faibles menant à des ouvertures de taille plus importantes.

Des études métallographiques poussées pour la mesure de déformation locale à rupture devraient être entreprise afin de valider ou non cette hypothèse.

Pour des valeurs de pression élevées, cette dernière semble être le paramètre pilotant la largeur de l'ouverture avec un effet de seuil autour de 5-6mm (proche de valeurs en fluage de 6-7mm).

Afin d'étudier la rupture une étude multiparamétrique prenant en compte la pression, la vitesse de rampe, la température d'éclatement et la dynamique du gaz interne permettrait de proposer un modèle définissant les paramètres pilotant dans des zones [Pression, Température, V_{rampe}] données. L'analyse précédente permet toutefois de donner une piste d'interprétation en montrant l'influence de la température d'éclatement et un phénomène de seuil qui apparaît aux fortes pressions. Ce seuil apparaît pour des pressions d'autant plus faibles que la vitesse de rampe diminue car pour une pression de rupture donnée, la gaine éclate pour une température moindre lorsque la vitesse de rampe est moindre.

II.3 – Conclusion

L'objectif de ce chapitre est la conduite d'une campagne expérimentale au sein du dispositif semi-intégral APRP afin d'apporter des éléments de compréhension sur le phénomène de ballonnement-éclatement et notamment de faire le lien entre les conditions expérimentales et les résultats d'essais.

Le premier pan de ce travail expérimental est l'adaptation du dispositif semi-intégral APRP, conçu afin de réaliser des transitoires APRP complets, pour étudier plus en détails la phase I de l'APRP qui consiste en un phénomène de fluage menant à de grandes déformations puis à la rupture. Pour ce faire, un four à lampes à ouverture a été utilisé afin de pouvoir suivre la déformation de la gaine au cours de l'essai grâce à une instrumentation dédiée. D'après le constat Partie 1.2.3.c, le gradient thermique propre au dispositif expérimental utilisé, est un paramètre d'ordre un afin de comprendre le phénomène de ballonnement-éclatement. Cependant, malgré la multiplicité des bases d'essais, il n'est que très rarement caractérisé. Cela peut conduire à une dispersion apparente importante d'un dispositif à un autre mais aussi à un manque d'information pour mieux comprendre les résultats d'une base donnée. Une attention particulière a été portée à la caractérisation du gradient thermique produit au sein du four. Cette caractérisation a été réalisée à l'aide d'une canne thermique instrumentée de thermocouples, tant en conditions stationnaires qu'en conditions dynamiques, pour les températures et les vitesses de rampes utilisées lors de la campagne expérimentale. Afin de s'assurer de la validité de ces mesures une caméra thermographique a été utilisée. Une bonne concordance entre ces deux techniques permet de valider la pertinence des mesures. Par la suite, une fonction analytique a été définie afin de décrire le champ température de manière continue.

Une campagne de fluage a été conduite, afin de s'affranchir de la dynamique thermique. Les conditions ont été choisies afin de juger de la reproductibilité des essais mais aussi pour balayer une gamme étendue de pressions (30 à 100 bars) sur une plage de température (600°C-700°C-750°C) permettant de ne pas rencontrer de changement de phase. Les résultats permettent de conclure à une bonne reproductibilité des essais, avec des éclatements systématiquement situés à environ $\pm 120^\circ$ et sur une zone entre ± 7 mm du plan milieu. De plus, les courbes de déformations, lorsqu'elles sont tracées en fonction du temps

adimensionné (par le temps à rupture) se superposent en une unique courbe maîtresse. La rupture, qui en fluage semble être le fruit d'un épuisement de ductilité, est ensuite étudiée. La dépendance de l'aire d'ouverture de la fissure semble suivre une loi d'allure sigmoïdale en fonction de la pression à rupture. En effet, en deçà d'une pression seuil, aucun éclatement n'est détectable. A l'inverse, passée une certaine pression la taille de l'ouverture n'évolue plus. Ce phénomène semble être expliqué par une compétition entre énergie nécessaire afin de propager l'ouverture et énergie perdue lors de la dépressurisation. De plus, les périmètres à rupture semblent dépendre au premier ordre du gradient thermique. Aucune dépendance claire à la pression n'est détectable. Pour finir, dans le cas du fluage, les critères de rupture en contrainte usuels avec une contrainte à rupture dépendant uniquement de la température ne semblent plus pertinents.

Dans un second temps, une campagne de rampes de température a été menée afin de se rapprocher des conditions d'un transitoire APRP (vitesses de rampes de 1°C/s-5°C/s-10°C/s et pressions comprises entre 55 et 110 bars). La reproductibilité est, de même que pour le fluage, très bonne, ce qui permet de conclure quant à la bonne stabilité des conditions d'un essai à l'autre et notamment du gradient thermique. La comparaison des courbes typiques de fluage permet de conclure que dans le cas des rampes, la déformation homogène est très faible. La majeure partie de la déformation est thermiquement activée et se produit lors du ballonnement. Ainsi, la zone de fluage tertiaire apparaît pour de plus faibles déformations en rampes qu'en fluage et ce d'autant plus que la pression et la vitesse de rampe sont importantes. Ceci implique que les essais en rampes augmentent la criticité et la localisation de la déformation, certainement en lien avec l'augmentation des gradients en rampes par rapport au fluage. Concernant la rupture, les phénomènes semblent différents de ceux en fluage. Les tailles d'ouvertures sont plus importantes lorsque la vitesse de rampe diminue, pour une pression donnée. Ce phénomène semble être lié aux températures à rupture qui, pour une pression à rupture donnée, augmentent lorsque la vitesse de rampe augmente. Pour finir, une comparaison approfondie avec la base d'essais REBEKA permet d'une part de conclure quant à la pertinence de notre mesure de gradient et d'autre part d'étayer la dépendance de la déformation circonférentielle totale à rupture à la vitesse de rampe et au gradient. Il apparaît clairement que la déformation dépend fortement du gradient, d'autant plus que l'amplitude de ce dernier est faible (la plus forte variation de la déformation est observée pour une variation du gradient azimutal entre 0 et 15°C).

Chapitre III : Développement de modèles semi-analytiques pour la modélisation du ballonnement

La modélisation de la déformation de la gaine lors d'un transitoire APRP est un volet majeur des études relatives à ce scénario. La déformation de ballonnement joue un rôle central dans les phénomènes de bouchage des canaux de refroidissement au sein des assemblages nucléaires. Il a en outre un impact significatif sur la tenue de la première barrière de sûreté comme expliqué au Chapitre I.

Plusieurs méthodes permettent de modéliser la déformation de la gaine durant le transitoire. Le calcul aux éléments finis est le moyen le plus complet et le plus précis. Cependant, le temps de calcul, qui est un enjeu industriel important, peut être conséquent, notamment pour des études thermomécaniques 3D. D'un point de vue du chercheur, malgré sa richesse, le calcul aux éléments finis permet moins facilement, par rapport à des calculs analytiques, de voir le rôle de certains paramètres à travers des équations qui intègrent plus simplement les caractéristiques essentielles du ballonnement.

Des modélisations plus simples sont utilisées dans le cadre des études multiphysiques relatives à l'APRP. Des codes intégraux sont développés afin de décrire la déformation des gaines en conditions normales et accidentelles. Néanmoins, devant la complexité de tels codes, les équations mécaniques à résoudre doivent être simples et se basent généralement sur des modèles 1D de tube parfait [Chatelard et al., 2006] [Van Uffelen et al., 2008]. Des approches plus sophistiquées sont développées par exemple dans le cadre du code BALON2 [Geelhood et al., 2004] [Hagrman, 1981] en se basant sur la théorie des perturbations de [Kramer et Deitrich, 1977]. Néanmoins ce genre d'approche implique, comme pour les codes éléments finis, des équations lourdes, difficiles à interpréter et coûteuses à résoudre.

Dans ce chapitre, on cherche donc à étudier et développer des modèles physiques qui remplissent plusieurs critères :

- Modèle simple basé sur une analyse physique,
- Prise en compte de la géométrie ballonnée,
- Temps de résolution court,
- Bonne précision par rapport à la méthode aux éléments finis

L'objectif est de gagner en compréhension sur le phénomène de ballonnement mais aussi en temps de calcul afin de pouvoir réaliser des études paramétriques pour étudier l'influence des différents facteurs sur le phénomène de ballonnement.

III.1 – Présentation des modèles analytiques

Notations

(e_0, r_0, l_0)	<i>épaisseur, rayon et longueur du tronçon de gaine à l'instant initial (mm)</i>
(e, r, l)	<i>épaisseur, rayon et longueur du tronçon de gaine à l'instant t (mm)</i>
$(\varepsilon_r, \varepsilon_\theta, \varepsilon_z)$	<i>déformation radiale, circonférentielle et axiale vraies</i>
$(\dot{\varepsilon}_r, \dot{\varepsilon}_\theta, \dot{\varepsilon}_z)$	<i>vitesse de déformation radiale, circonférentielle et axiale vraies (s^{-1})</i>
$(\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z)$	<i>contrainte radiale, circonférentielle et axiale vraies (MPa)</i>
$(\sigma_e, \varepsilon_e, \dot{\varepsilon}_e)$	<i>contrainte, déformation et vitesse équivalentes de Hill ou de Von Mises (MPa - s^{-1})</i>
$(\bar{\sigma}, \bar{\varepsilon})$	<i>tenseurs des contraintes et déformations</i>
$(\sigma_0, \dot{\varepsilon}_0)$	<i>contrainte et vitesse initiales (MPa - s^{-1})</i>
$(\sigma_R, \dot{\varepsilon}_R)$	<i>contrainte et vitesse de référence pour l'écriture de la loi de comportement (MPa - s^{-1})</i>
P_0	<i>Pression interne initiale (MPa)</i>
P	<i>Pression interne à l'instant t (MPa)</i>
F, G, H	<i>coefficients d'anisotropie de la matrice de Hill</i>
R	<i>constante des gaz parfaits ($8.314 \text{ J.mol}^{-1}\text{K}^{-1}$)</i>
T	<i>température (K)</i>
Q	<i>énergie d'activation (J.mol^{-1})</i>
n	<i>coefficient de Norton</i>

III.1.1. Modèle du cylindre parfait

Ce modèle [Matthews, 1984] [Shewfelt, 1988] est utilisé par un grand nombre d'auteurs pour la modélisation numérique, du fait de sa simplicité de mise en œuvre. Il s'intéresse au fluage d'un tube mince anisotrope sous pression interne avec deux types de conditions aux limites : axialement contraint ou non contraint. Classiquement, les hypothèses utilisées sont :

- i. On se place dans l'hypothèse du tube mince,
- ii. Le matériau considéré est orthotrope. Plus particulièrement, les directions des sollicitations sont confondues avec les axes d'orthotropie,
- iii. La géométrie cylindrique est conservée lors de la déformation, pas d'effets de bord,
- iv. Le matériau obéit au critère de plasticité de Hill, à la loi de normalité, et son comportement mécanique est représenté par une loi de fluage de type Norton.

La mise en équation se fait comme suit, en utilisant les hypothèses précédentes :

- Les déformations vraies sont liées aux paramètres géométriques par les relations :

$$\begin{cases} \epsilon_r = \ln\left(\frac{e}{e_0}\right) \\ \epsilon_\theta = \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) \\ \epsilon_z = \ln\left(\frac{l}{l_0}\right) \end{cases}$$

- La loi de normalité s'écrit : $\dot{\bar{\epsilon}} = \dot{\epsilon}_e \frac{\partial \sigma_e}{\partial \bar{\sigma}}$
- La contrainte équivalente de Hill est : $\sigma_e = \sqrt{F(\sigma_\theta - \sigma_z)^2 + G(\sigma_z - \sigma_r)^2 + H(\sigma_r - \sigma_\theta)^2}$
F=G=H=0.5 dans le cas isotrope (Critère de von Mises)
- La contrainte équivalente est liée à la vitesse de déformation équivalente suivant :

$$\dot{\epsilon}_e = \dot{\epsilon}_{eR} \left(\frac{\sigma_e}{\sigma_R}\right)^n \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) = \dot{\epsilon}_R \left(\frac{\sigma_e}{\sigma_R}\right)^n$$

- En considérant l'hypothèse du tube mince ($\sigma_r \approx 0$) la loi de normalité implique :

$$\begin{cases} \dot{\epsilon}_r = \frac{\dot{\epsilon}_R}{\sigma_R^n} [-H\sigma_\theta - G\sigma_z] \sigma_e^{n-1} \\ \dot{\epsilon}_\theta = \frac{\dot{\epsilon}_R}{\sigma_R^n} [(F+H)\sigma_\theta - F\sigma_z] \sigma_e^{n-1} \\ \dot{\epsilon}_z = \frac{\dot{\epsilon}_R}{\sigma_R^n} [(F+G)\sigma_z - F\sigma_\theta] \sigma_e^{n-1} \end{cases} \quad (III.1.1)$$

- La contrainte circonférentielle est donnée en écrivant l'équilibre mécanique par :

$$\sigma_{\theta} = \frac{Pr}{e} = \frac{Pr_0}{e_0} \exp(\varepsilon_{\theta} - \varepsilon_r) = \sigma_0 \left(\frac{P}{P_0} \right) \exp(\varepsilon_{\theta} - \varepsilon_r) \quad (III.1.2)$$

Par la suite, on différencie deux cas possibles selon que le tube est ou non axialement contraint :

- Cas non contraint (effet de fond) : $\dot{\varepsilon}_z \neq 0$ et $\sigma_z = \frac{\sigma_{\theta}}{2}$

En écrivant la contrainte de Hill et l'équation (III.1.1) sous cette hypothèse, on obtient :

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_{\theta} = \dot{\varepsilon}_1 \left(\frac{\sigma_{\theta}}{\sigma_R} \right)^n \\ \dot{\varepsilon}_z = \lambda \dot{\varepsilon}_{\theta} \\ \dot{\varepsilon}_r = -(1 + \lambda) \dot{\varepsilon}_{\theta} \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \dot{\varepsilon}_1 = \dot{\varepsilon}_R (H + 0.5F) \left[H + \frac{F+G}{4} \right]^{\frac{n-1}{2}} \\ \lambda = \frac{G-F}{F+2H} \end{cases}$$

En injectant (III.1.2) dans l'équation précédente :

$$\dot{\varepsilon}_{\theta} = \dot{\varepsilon}_1 \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_R} \right)^n \left(\frac{P}{P_0} \right)^n \exp \left[2n \left(1 + \frac{\lambda}{2} \right) \varepsilon_{\theta} \right] \quad (III.1.3)$$

- Cas contraint : $\dot{\varepsilon}_z = 0$ et $\sigma_z = \frac{F}{F+G} \sigma_{\theta}$

$$\dot{\varepsilon}_{\theta} = -\dot{\varepsilon}_r = \dot{\varepsilon}_R \left(\frac{\sigma_{\theta}}{\sigma_R} \right)^n \left[H + \frac{FG}{F+G} \right]^{\frac{n+1}{2}} = \dot{\varepsilon}_2 \left(\frac{\sigma_{\theta}}{\sigma_R} \right)^n$$

On obtient donc la vitesse de déformation en injectant (III.1.2) :

$$\dot{\varepsilon}_{\theta} = \dot{\varepsilon}_2 \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_R} \right)^n \left(\frac{P}{P_0} \right)^n \exp [2n\varepsilon_{\theta}] \quad (III.1.4)$$

Dans le cas isotrope où $F=G=H=0.5$, les équations (III.1.3) et (III.1.4) sont identiques : La gaine, qu'elle soit encastree ou non, se comporte de manière similaire.

Les équations (III.1.3) et (III.1.4) peuvent ensuite être intégrées (analytiquement ou numériquement) selon l'historique de pression et de température, en supposant les coefficients matériau constants :

$$\varepsilon_{\theta} = -\frac{1}{2n\beta} \ln \left[1 - 2n\beta \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_R} \right)^n \int_0^t \left(\frac{P}{P_0} \right)^n \dot{\varepsilon}_i(T) dt \right] \quad (III.1.5)$$

$$i=1 \text{ ou } 2 \text{ et } \beta = 1 \text{ ou } \left(1 + \frac{\lambda}{2}\right)$$

Typiquement, pour modéliser les essais de fluage EDGAR à (T, P) constantes, on obtient l'expression analytique :

$$\varepsilon_{\theta} = -\frac{1}{2n\beta} \ln \left(1 - 2n\beta \dot{\varepsilon}_i \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_R}\right)^n t\right) \quad \Leftrightarrow \quad t = \frac{1 - e^{-2n\beta \varepsilon_{\theta}}}{2n\beta \dot{\varepsilon}_i \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_R}\right)^n} \quad (III.1.6)$$

On peut obtenir le temps à rupture t_R de la gaine lorsque la déformation tend vers l'infini :

$$t_R = \frac{1}{2n\beta \dot{\varepsilon}_i \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_R}\right)^n}$$

Ce résultat est cohérent avec le résultat obtenu par [Vivier et al., 2010] dans le cas de la traction pure isotrope

Pour conclure, ce modèle permet d'étudier le fluage d'un tube sous pression dans le cas d'un écoulement viscoplastique. Néanmoins, dans le cas présent, l'instabilité se produit par agrandissement du diamètre et réduction simultanée de l'épaisseur. Le ballon n'est pas représenté par ce modèle. Nous étudierons sa pertinence par rapport au modèle Éléments Finis dans la suite du manuscrit.

Ces calculs permettent cependant une mise en équation afin d'étudier physiquement le phénomène et l'impact des différentes grandeurs physiques sur l'instabilité. De plus, comme nous avons pu le voir dans le Chapitre II, le phénomène de ballonnement n'intervient qu'à la fin du transitoire, pour une durée faible. La pertinence de ce modèle tient donc au fait qu'il permet de représenter la majeure partie du dit transitoire. Pour terminer, cette théorie fournit un cadre simple pour valider la méthode éléments finis Code_Aster.

III.1.2. Modèle avec géométrie ballonnée

a) Mise en équation

Ce modèle [Khan et Pathak, 2014] [Lin, 1977] est une évolution du précédent, dans la mesure où il prend en compte la géométrie du ballon et son impact sur l'état de contrainte et de déformation. Il peut être utilisé pour affiner l'étude précédente, notamment dans les derniers instants du calcul, en passant d'un modèle à l'autre après déclenchement du ballon. La stratégie est de décrire le fluage homogène qui se produit avant ballonnement par le modèle précédent, puis au déclenchement du gonflement inhomogène d'utiliser le modèle suivant afin d'affiner la description du phénomène.

On présente sur la Figure III.1.1 les grandeurs utilisées pour la mise en équation.

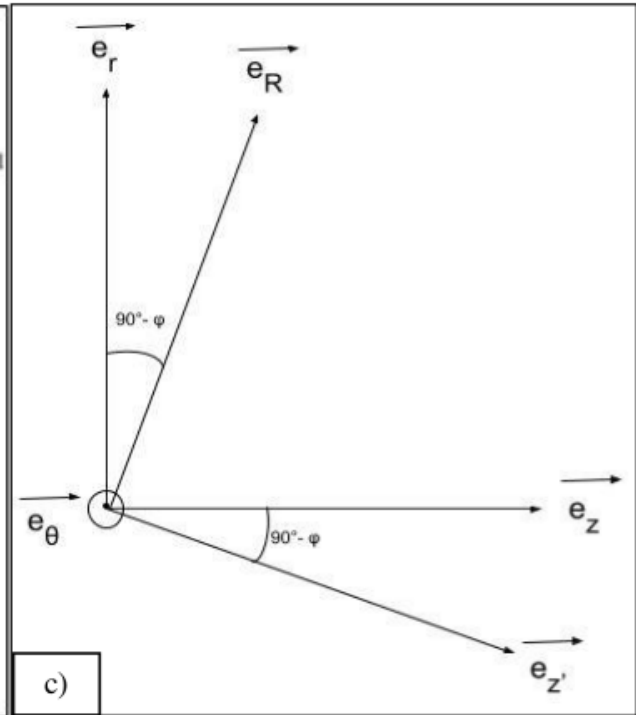
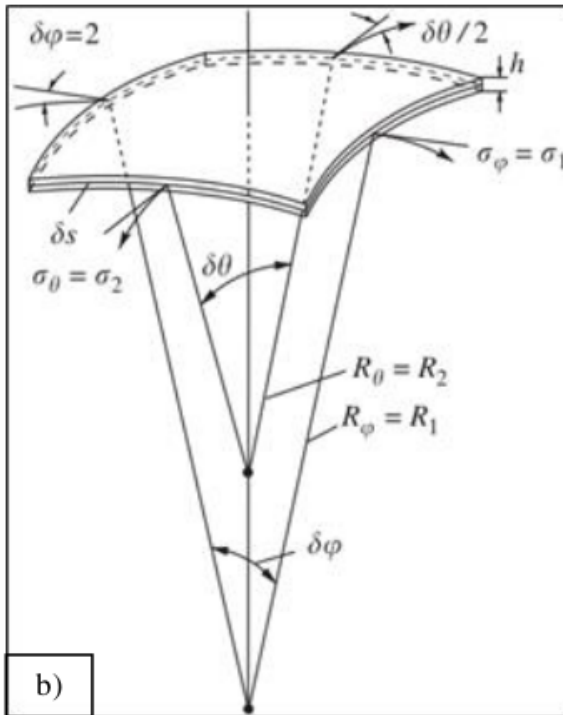
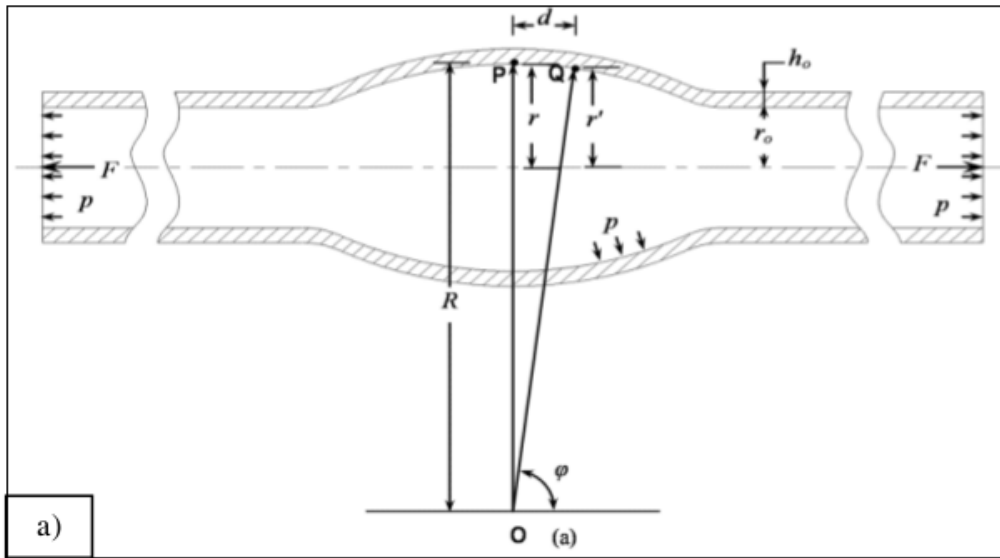


Figure III.1-1 a) Modèle géométrique de la gaine ballonnée b) Élément de volume considéré pour l'équilibre mécanique [Khan et Pathak, 2014] c) Repère cylindrique local et repère principal

Notations au point P

$(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$	repère cylindrique local au point P
(r, e)	rayon et épaisseur de la gaine au point P (mm)
$(\varepsilon_\theta^e, \varepsilon_r^e)$	déformations élastiques au point P
$(\varepsilon_\theta^{vp}, \varepsilon_r^{vp})$	déformations viscoplastiques au point P
$\varepsilon_\theta^{th} = \varepsilon_r^{th}$	déformations thermiques au point P
$(\sigma_\theta, \sigma_z)$	contraintes principales au point P (MPa)
$\gamma = \frac{r}{R}$	courbure au point P
$(\sigma_e, \varepsilon_e, \dot{\varepsilon}_e)$	contrainte, déformation, vitesse équivalentes au sens de Hill ou de Von Mises (MPa - s ⁻¹)

Notations au point Q

$(\vec{e}_R, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$	repère principal au point Q
(r', e')	rayon et épaisseur de la gaine au point Q (mm)
$(\varepsilon_\theta^{e'}, \varepsilon_r^{e'})$	déformations élastiques au point Q
$(\varepsilon_\theta^{vp'}, \varepsilon_r^{vp'})$	déformations viscoplastiques au point Q
$\varepsilon_\theta^{th'} = \varepsilon_r^{th'}$	déformations thermiques au point Q
$(\sigma'_\theta, \sigma'_z)$	contraintes principales au point P (MPa)
$\gamma' = \frac{r'}{R}$	courbure au point Q
$(\sigma'_e, \varepsilon'_e, \dot{\varepsilon}'_e)$	contrainte, déformation, vitesse équivalentes au sens de Hill ou de Von Mises (MPa - s ⁻¹)

Notations générales

$\delta(t_0)$	profondeur initiale du ballon (mm)
$L(t_0)$	longueur initiale du ballon (mm)
$d(t_0) = d_0$	distance initiale entre les points P et Q (mm)
d	distance entre les points P et Q (mm)
$R(t)$	rayon de courbure du ballon à l'instant t (mm)
φ	angle entre la normale au point Q et l'axe du cylindre
F_z	Force axiale imposée au tube (N)

Dans le cadre de ce modèle, nous ferons les hypothèses simplificatrices suivantes :

- i. Tube mince, pas d'effets de bord. On considère un état plan de contraintes dans le repère principal au point considéré (En P $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$ et en Q $(\vec{e}_R, \vec{e}_\theta, \vec{e}_{z'})$),
- ii. La déformation est supposée axisymétrique jusqu'à ce que la rupture soit imminente. De plus le ballon est considéré symétrique par rapport au plan $(O, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$, de rayon de courbure $R(t)$,
- iii. Le matériau est isotrope et incompressible. On utilise le critère de plasticité de von Mises,

La mise en œuvre de ce modèle repose sur le calcul des efforts et des déformations en deux points du ballon notés P et Q, distants de d . Par symétrie (Hypothèse ii) on connaît la géométrie du ballon à chaque instant.

La mise en équation du problème se fait comme suit :

- **Au point P :**

- On écrit l'équilibre mécanique en P sur un élément de tube en projection sur les axes \vec{e}_r et \vec{e}_z :

$$P * (R\delta\varphi) * (r\delta\theta) = 2 * \sigma_\theta * e * (R\delta\varphi) \sin\left(\frac{\delta\theta}{2}\right) + 2 * \sigma_z * e * (r\delta\theta) * \sin\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right) \quad / \vec{e}_r$$

$$2\pi r e \sigma_z = F_z + P\pi r^2 \quad / \vec{e}_z$$

Ce qui donne, dans l'hypothèse du tube mince :

$$\begin{cases} \sigma_r \simeq 0 \\ \sigma_z = \frac{pr}{2e} + \frac{F_z}{2\pi r e} \\ \sigma_\theta = \frac{pr}{e} - \gamma \left(\frac{pr}{2e} + \frac{F_z}{2\pi r e} \right) \end{cases} \quad \text{avec } \gamma = \frac{r}{R} \quad (III.1.7)$$

- Loi de normalité (Critère de Von Mises) :

$$\begin{cases} \dot{\epsilon}_r^{vp} = \frac{\dot{\epsilon}_e}{2\sigma_e} [2\sigma_r - (\sigma_\theta + \sigma_z)] \\ \dot{\epsilon}_\theta^{vp} = \frac{\dot{\epsilon}_e}{2\sigma_e} [2\sigma_\theta - (\sigma_r + \sigma_z)] \\ \dot{\epsilon}_z^{vp} = \frac{\dot{\epsilon}_e}{2\sigma_e} [2\sigma_z - (\sigma_\theta + \sigma_r)] \end{cases} \quad (III.1.8)$$

- En injectant (III.1.7) dans (III.1.8), on obtient le set d'équations différentielles suivant (III.1.9) :

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_r^{vp} = -\frac{\dot{\varepsilon}_e}{2\sigma_e} \left[(3-\gamma) \frac{pr_0}{2e_0} \exp(\varepsilon_\theta^e - \varepsilon_r^e) \exp(\varepsilon_\theta^{vp} - \varepsilon_r^{vp}) + (1-\gamma) \frac{F_z}{2\pi r_0 e_0} \exp(-\varepsilon_\theta^e - \varepsilon_r^e - 2\varepsilon_\theta^{th}) \exp(-\varepsilon_\theta^{vp} - \varepsilon_r^{vp}) \right] \\ \dot{\varepsilon}_\theta^{vp} = \frac{\dot{\varepsilon}_e}{2\sigma_e} \left[\left(\frac{3}{2} - \gamma \right) \frac{pr_0}{e_0} \exp(\varepsilon_\theta^e - \varepsilon_r^e) \exp(\varepsilon_\theta^{vp} - \varepsilon_r^{vp}) - (1+2\gamma) \frac{F_z}{2\pi r_0 e_0} \exp(-\varepsilon_\theta^e - \varepsilon_r^e - 2\varepsilon_\theta^{th}) \exp(-\varepsilon_\theta^{vp} - \varepsilon_r^{vp}) \right] \\ \dot{\varepsilon}_z^{vp} = -\dot{\varepsilon}_r^{vp} - \dot{\varepsilon}_\theta^{vp} \end{cases}$$

• **Au point Q**

- On écrit l'équilibre mécanique en Q sur un élément de tube en projection sur les axes \vec{e}_R et \vec{e}_z' :

$$p * (R\delta\varphi) * (r'\delta\theta) = 2 * \sigma'_\theta * e' * (R\delta\varphi) \sin\left(\frac{\delta\theta}{2}\right) * \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) + 2 * \sigma'_z * e' * (r'\delta\theta) * \sin\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)$$

$$2\pi r' e' \sigma'_z \sin(\varphi) = F_z + P\pi r'^2 \quad /e_z'$$

Ce qui donne dans l'hypothèse du tube mince :

$$\begin{cases} \sigma_r \simeq 0 \\ \sigma'_z = \frac{1}{\sin(\varphi)} \left(\frac{pr'}{2e} + \frac{F_z}{2\pi r' e'} \right) \\ \sigma'_\theta = \frac{pr'}{e' \sin(\varphi)} - \frac{\gamma'}{\sin(\varphi)^2} \left(\frac{pr'}{2e'} + \frac{F_z}{2\pi r' e'} \right) \end{cases} \quad \text{avec } \gamma' = \frac{r'}{R} \quad (III.1.10)$$

- Loi de normalité (Critère de Von Mises) :

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_r^{vp'} = \frac{\dot{\varepsilon}'_e}{2\sigma'_e} [2\sigma'_r - (\sigma'_\theta + \sigma'_z)] \\ \dot{\varepsilon}_\theta^{vp'} = \frac{\dot{\varepsilon}'_e}{2\sigma'_e} [2\sigma'_\theta - (\sigma'_r + \sigma'_z)] \\ \dot{\varepsilon}_z^{vp'} = \frac{\dot{\varepsilon}'_e}{2\sigma'_e} [2\sigma'_z - (\sigma'_\theta + \sigma'_r)] \end{cases} \quad (III.1.11)$$

- On injecte (III.1.10) dans (III.1.11), on obtient le set d'équations différentielles suivant¹⁰ (III.1.12):

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_r^{vp'} = -\frac{\dot{\varepsilon}'_e}{2\sigma'_e \sin(\varphi)} \left[\left(3 - \frac{\gamma'}{\sin(\varphi)} \right) \frac{pr_0}{2e_0} \exp(\varepsilon_\theta^{e'} - \varepsilon_r^{e'}) \exp(\varepsilon_\theta^{vp'} - \varepsilon_r^{vp'}) + \left(1 - \frac{\gamma'}{\sin(\varphi)} \right) \frac{F_z}{2\pi r_0 e_0} \exp(-\varepsilon_\theta^{e'} - \varepsilon_r^{e'} - \varepsilon_\theta^{th}) \exp(-\varepsilon_\theta^{vp'} - \varepsilon_r^{vp'}) \right] \\ \dot{\varepsilon}_\theta^{vp'} = \frac{\dot{\varepsilon}'_e}{2\sigma'_e \sin(\varphi)} \left[\left(\frac{3}{2} - \frac{\gamma'}{\sin(\varphi)} \right) \frac{pr_0}{e_0} \exp(\varepsilon_\theta^{e'} - \varepsilon_r^{e'}) \exp(\varepsilon_\theta^{vp'} - \varepsilon_r^{vp'}) - \left(1 + \frac{2\gamma'}{\sin(\varphi)} \right) \frac{F_z}{2\pi r_0 e_0} \exp(-\varepsilon_\theta^{e'} - \varepsilon_r^{e'} - \varepsilon_\theta^{th}) \exp(-\varepsilon_\theta^{vp'} - \varepsilon_r^{vp'}) \right] \\ \dot{\varepsilon}_z^{vp'} = -\dot{\varepsilon}_r^{vp'} - \dot{\varepsilon}_\theta^{vp'} \end{cases}$$

Un rapide calcul permet de transposer ce modèle au cas anisotrope : L'équilibre mécanique étant inchangé les équations (III.1.7) et (III.1.10) ne sont pas modifiées. On utilise la contrainte équivalente de Hill [Hill, 1950] puis on injecte les équations (III.1.7) et (III.1.10) dans (III.1.8) et (III.1.11). Pour plus de lisibilité, on néglige ici les déformations thermiques et élastiques. On fait de plus l'hypothèse

¹⁰ On retiendra que ce set d'équations est différent de celui de [Khan et Pathak, 2014], corrigé d'un facteur $\frac{1}{2}$

que comme les contraintes sont exprimées dans un repère local qui « suit » les axes initiaux, les coefficients de la matrice de Hill restent identiques :

- **Au point P :**

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_r^{vp} = -\frac{\dot{\varepsilon}_e}{2\sigma_e} \left[(G + H(2 - \gamma)) \frac{pr_0}{2e_0} \exp(\varepsilon_\theta^{vp} - \varepsilon_r^{vp}) + (G - \gamma H) \frac{F_z}{2\pi r_0 e_0} \exp(-\varepsilon_\theta^{vp} - \varepsilon_r^{vp}) \right] \\ \dot{\varepsilon}_\theta^{vp} = \frac{\dot{\varepsilon}_e}{2\sigma_e} \left[\left(\frac{F}{2}(1 - \gamma) + H(1 - \frac{\gamma}{2}) \right) \frac{pr_0}{e_0} \exp(\varepsilon_\theta^e - \varepsilon_r^e) - (F(1 + \gamma) + H\gamma) \frac{F_z}{2\pi r_0 e_0} \exp(-\varepsilon_\theta^{vp} - \varepsilon_r^{vp}) \right] \\ \dot{\varepsilon}_z^{vp} = -\dot{\varepsilon}_r^{vp} - \dot{\varepsilon}_\theta^{vp} \end{cases}$$

- **Au point Q :**

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_r^{vp'} = -\frac{\dot{\varepsilon}'_e}{2\sigma'_e \sin(\varphi)} \left[\left(G + H \left(2 - \frac{\gamma'}{\sin(\varphi)} \right) \right) \frac{pr_0}{2e_0} \exp(\varepsilon_\theta^{vp'} - \varepsilon_r^{vp'}) + \left(G - \frac{\gamma'}{\sin(\varphi)} H \right) \frac{F_z}{2\pi r_0 e_0} \exp(-\varepsilon_\theta^{vp'} - \varepsilon_r^{vp'}) \right] \\ \dot{\varepsilon}_\theta^{vp'} = \frac{\dot{\varepsilon}'_e}{2\sigma'_e \sin(\varphi)} \left[\left(\frac{F}{2} \left(1 - \frac{\gamma'}{\sin(\varphi)} \right) + H \left(1 - \frac{\gamma'}{2\sin(\varphi)} \right) \right) \frac{pr_0}{e_0} \exp(\varepsilon_\theta^e - \varepsilon_r^e) - \left(F \left(1 + \frac{\gamma'}{\sin(\varphi)} \right) + H \frac{\gamma'}{\sin(\varphi)} \right) \frac{F_z}{2\pi r_0 e_0} \exp(-\varepsilon_\theta^{vp'} - \varepsilon_r^{vp'}) \right] \\ \dot{\varepsilon}_z^{vp'} = -\dot{\varepsilon}_r^{vp'} - \dot{\varepsilon}_\theta^{vp'} \end{cases}$$

Remarque :

Dans le cas isotrope, on voit que du fait de la prise en compte de la géométrie réelle du ballon, les équations sont modifiées par rapport au modèle du cylindre parfait. En particulier, si on s'intéresse au point P on a les relations suivantes, dans le cas où $F_z = 0$:

$$\begin{cases} \sigma_z^B = \sigma_z^P \\ \sigma_\theta^B = \sigma_\theta^P \left(1 - \frac{\gamma}{2} \right) \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \sigma_i^P : \text{Contrainte modèle cylindre parfait} \\ \sigma_i^B : \text{Contrainte modèle ballonné} \end{cases}$$

Le facteur γ qui traduit la courbure du ballon induit que la contrainte circonférentielle qui reprenait tous les efforts de pression normaux à la surface dans le modèle du cylindre parfait est plus faible pour le modèle présent. Ici la pression normale à la surface est aussi équilibrée grâce à la contrainte axiale normale au point considéré (bilan menant à (III.1.7)). Ceci traduit un effet de « renfort » venant du tronçon de gaine voisin moins déformé, pour l'adaptation des déformations au sein du ballon. On peut donc s'attendre à une augmentation plus lente de la déformation circonférentielle pour ce modèle que pour le modèle du cylindre parfait de rayon $\mathbf{r_0} = \mathbf{r_P(t=0)} = \mathbf{r_{P0}}$, c'est-à-dire le rayon max du cylindre ballonné. On peut vérifier analytiquement que :

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_r^B = -\frac{\dot{\varepsilon}_R}{2\sigma_R^n} (\sigma_\theta^B + \sigma_z^B) \sigma_e^{Bn-1} \\ \dot{\varepsilon}_\theta^B = \frac{\dot{\varepsilon}_R}{2\sigma_R^n} (2\sigma_\theta^B - \sigma_z^B) \sigma_e^{Bn-1} \\ \dot{\varepsilon}_z^B = \frac{\dot{\varepsilon}_R}{2\sigma_R^n} (2\sigma_z^B - \sigma_\theta^B) \sigma_e^{Bn-1} \end{cases} \quad (III.1.13)$$

Le lien entre la contrainte équivalente du modèle ballonné et celle du cylindre parfait est :

$$\begin{aligned}
\sigma_e^B &= \sqrt{\sigma_\theta^{B^2} + \sigma_z^{B^2} - \sigma_\theta^B \sigma_z^B} \\
&= \sqrt{\left(1 - \frac{\gamma}{2}\right)^2 \sigma_\theta^{P^2} + \frac{\sigma_\theta^{P^2}}{4} - \left(\frac{1}{2} - \frac{\gamma}{4}\right) \sigma_\theta^{P^2}} \\
&= \sigma_\theta^P \sqrt{1 - \frac{\gamma^2}{4} - \gamma + \frac{1}{4} + \frac{\gamma}{4} - \frac{1}{2}} \\
&= \frac{\sigma_\theta^P}{2} \sqrt{\gamma^2 + 3(1 - \gamma)} \\
&= \sigma_e^P \sqrt{1 - \gamma + \frac{\gamma^2}{3}} \tag{III.1.14}
\end{aligned}$$

Et en injectant (III.1.14) dans (III.1.13) on obtient :

$$\begin{cases}
\dot{\varepsilon}_r^B = -\frac{\dot{\varepsilon}_R}{2\sigma_R^n} \left(\left(1 - \frac{\gamma}{2}\right) \sigma_\theta^P + \frac{\sigma_\theta^P}{2} \right) \sigma_\theta^{P^{n-1}} \left(\frac{3}{4}(1 - \gamma) + \frac{\gamma^2}{4} \right)^{\frac{n-1}{2}} \\
\dot{\varepsilon}_\theta^B = \frac{\dot{\varepsilon}_R}{2\sigma_R^n} \left(2 \left(1 - \frac{\gamma}{2}\right) \sigma_\theta^P - \frac{\sigma_\theta^P}{2} \right) \sigma_\theta^{P^{n-1}} \left(\frac{3}{4}(1 - \gamma) + \frac{\gamma^2}{4} \right)^{\frac{n-1}{2}} \\
\dot{\varepsilon}_z^B = \frac{\dot{\varepsilon}_R}{2\sigma_R^n} \left(\sigma_\theta^P - \left(1 - \frac{\gamma}{2}\right) \sigma_\theta^P \right) \sigma_\theta^{P^{n-1}} \left(\frac{3}{4}(1 - \gamma) + \frac{\gamma^2}{4} \right)^{\frac{n-1}{2}}
\end{cases}$$

Les rapports de vitesses entre le modèle ballonné et le modèle du cylindre parfait sont donc donnés par :

$$\begin{cases}
\frac{\dot{\varepsilon}_r^B}{\dot{\varepsilon}_r^P} = \left(1 - \frac{\gamma}{3}\right) \left((1 - \gamma) + \frac{\gamma^2}{3} \right)^{\frac{n-1}{2}} \\
\frac{\dot{\varepsilon}_\theta^B}{\dot{\varepsilon}_\theta^P} = \left(1 - \frac{2}{3}\gamma\right) \left((1 - \gamma) + \frac{\gamma^2}{3} \right)^{\frac{n-1}{2}}
\end{cases} \tag{III.1.15}$$

Pour que le rapport des vitesses circonférentielles reste positif, on a la condition $\gamma < \frac{3}{2}$. Celui-ci est extrême et aucun ballon réel n'atteint ce rapport traduisant une géométrie peu physique.

On trace les fonctions de γ obtenues précédemment en considérant une valeur usuelle de $n=5.85$ dans le domaine α et pour $n=1$ qui traduit les phénomènes de superplasticité. On constate donc que pour une géométrie de ballon, les rapports de vitesses de fluage entre le modèle prenant en compte le ballon et le modèle d'un cylindre parfait de rayon initial $r_0 = r_{P0}$ sont inférieurs à 1 pour tout γ . **Le modèle de cylindre parfait de rayon initial $r_0 = r_{P0}$ donne donc une borne inférieure du temps à rupture.**

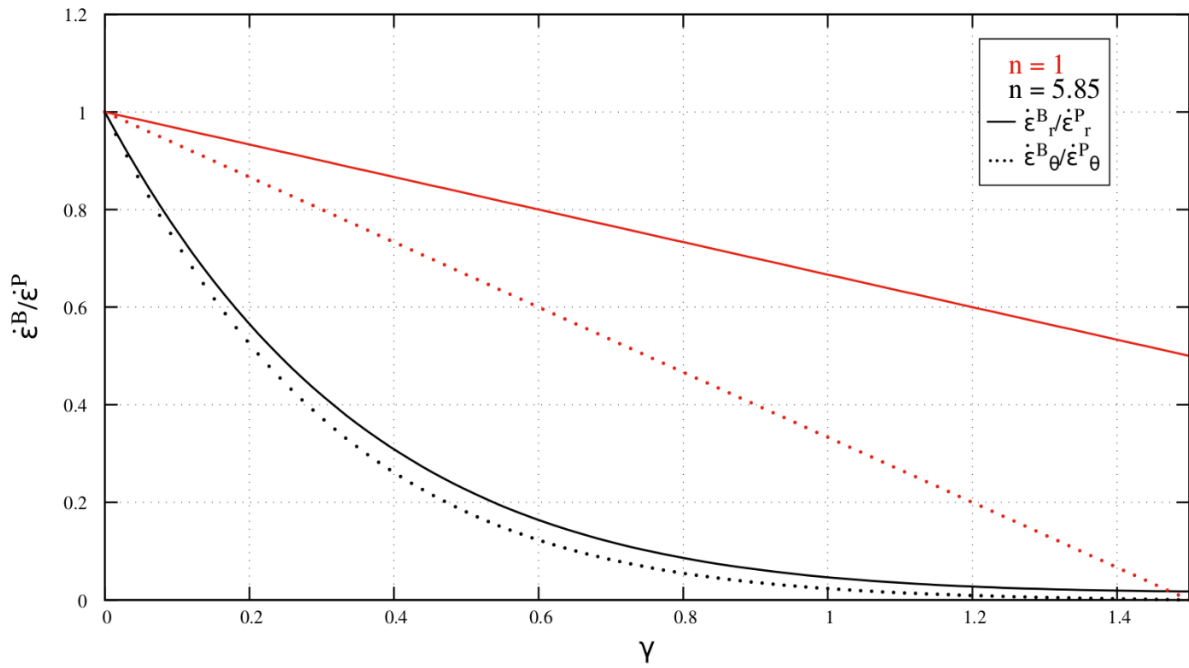


Figure III.1.2 – Courbe montrant l'évolution du rapport des vitesses de fluage entre le modèle de cylindre parfait et celui prenant en compte le ballon en fonction du paramètre $\gamma = \frac{r}{R}$

Pour $n=1$, le rapport des vitesses augmente. Ceci peut expliquer le pic de ductilité lié à la superplasticité au début du domaine $\alpha+\beta$ et ce même en présence d'un ballon [Kaddour, et al., 2004] [Massih, 2012].

De même si l'on suit la même démarche au point Q, avec un cylindre parfait de rayon $r_0 = r_{Q0}$ i.e. le rayon en zone courante, on obtient les équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\dot{\epsilon}_r^B}{\dot{\epsilon}_r^P} = \left(\frac{1}{\sin^n(\varphi)} \right) \left(1 - \frac{\gamma'}{3\sin(\varphi)} \right) \left(\left(1 - \frac{\gamma'}{\sin(\varphi)} \right) + \frac{\gamma'^2}{3\sin^2(\varphi)} \right)^{\frac{n-1}{2}} \\ \frac{\dot{\epsilon}_\theta^B}{\dot{\epsilon}_\theta^P} = \left(\frac{1}{\sin^n(\varphi)} \right) \left(1 - \frac{2\gamma'}{3\sin(\varphi)} \right) \left(\left(1 - \frac{\gamma'}{\sin(\varphi)} \right) + \frac{\gamma'^2}{3\sin^2(\varphi)} \right)^{\frac{n-1}{2}} \end{cases} \quad (III.1.16)$$

L'angle φ dépendant du rayon de courbure et de l'évolution de la distance entre les points P et Q, ces fonctions dépendent de la cinématique du problème. Néanmoins, on peut décrire l'évolution des vitesses de déformations en fonction de celle du cylindre parfait. D'un point de vue physique, le cylindre parfait de rayon $r_0=r_{Q0}$ représente la condition limite de la zone ballonnée. Nous avons vu au cours du chapitre expérimental que la zone de fluage homogène présente une déformation lors de la rupture plus faible que la déformation mesurée en zone ballonnée. **Le modèle de cylindre parfait de rayon $r_0 = r_{Q0}$ donne donc une borne supérieure du temps à rupture.**

En utilisant la formule donnant le temps à rupture d'un cylindre parfait, on peut en déduire que le temps à rupture du modèle ballonné est tel que :

$$\frac{1}{2n\beta\dot{\epsilon}_i \left(\frac{\sigma_0(r_0 + \delta(t_0))}{\sigma_R} \right)^n} \leq t_R \leq \frac{1}{2n\beta\dot{\epsilon}_i \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_R} \right)^n}$$

- **Évolution des paramètres géométriques :**

Les hypothèses du problème permettent de déduire des relations simples entre les différents paramètres géométriques du problème (r, r', R, d, φ) valables à tout instant :

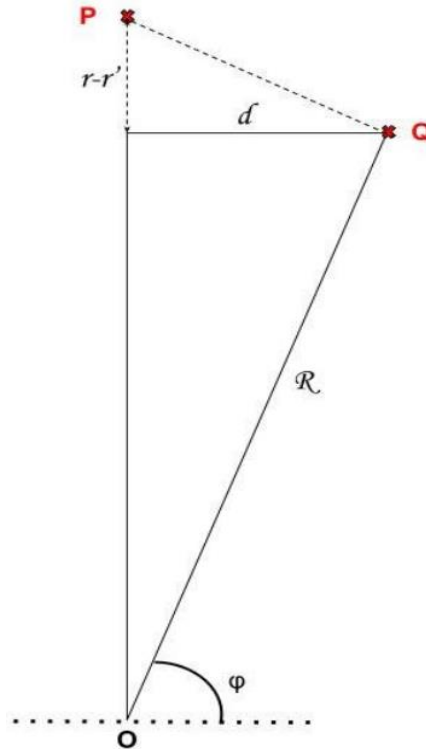


Figure III.1.3 - Schéma montrant les relations géométriques entre les différentes grandeurs du problème

En posant $\Delta r = r - r'$ on obtient :

$$\begin{cases} R^2 = d^2 + (R - \Delta r)^2 \\ \sin(\varphi) = 1 - \frac{\Delta r}{R} \end{cases} \quad (III.1.17)$$

- **Déformations**

On suppose que les déformations sont liées au rayon et à l'épaisseur par les relations :

$$\begin{cases} r = r_0 \exp(\varepsilon_\theta) \\ e = e_0 \exp(\varepsilon_r) \end{cases} \quad (III.1.18) \quad \text{et} \quad \begin{cases} r' = r_0 \exp(\varepsilon'_\theta) \\ e' = e_0 \exp(\varepsilon'_r) \end{cases} \quad (III.1.19)$$

Le choix de ces relations entre déformations et paramètres géométriques mène à un bilan de 7 inconnues $[r, r', h, h', R, d, \varphi]$ pour 6 équations (III.1.9), (III.1.12) et (III.1.17).

En effet, au point Q, les relations usuelles utilisées dans les cylindres pour lier rayon, épaisseur et déformations (III.1.19) ne sont plus valables et dépendent aussi de l'angle φ . Ce sont les équations du mouvement, non linéaires, qui permettent de lier les paramètres d et φ . Cette approximation est la plus limitante du modèle présent. On aura donc à faire une hypothèse de résolution, objet du paragraphe suivant.

Pour résoudre le problème on intègre numériquement en procédant comme suit (Figure III.1.4) :

- On initialise le ballon tel que $0 < \frac{r(Q)_{t=0}-r_0}{r_0} < \frac{r(P)_{t=0}-r_0}{r_0} \ll 1$ i.e $\frac{\delta(t_0)}{r_0} \ll 1$ (avec $\delta(t_0)$ la profondeur du ballon) et on choisit la longueur initiale du ballon $L(t_0)$. On choisit la distance $d(t_0)$ entre les points P et Q. Ces deux grandeurs fixent les valeurs à l'instant initial de $R(t_0)$ et $\varphi(t_0)$,
- On calcule les contraintes ($\sigma_\theta, \sigma_z, \sigma'_\theta, \sigma'_z$) avec les équations (III.1.7) et (III.1.10)
- Le schéma d'intégration permet ensuite de calculer ($\varepsilon_r, \varepsilon_\theta, \varepsilon_z, \varepsilon'_r, \varepsilon'_\theta, \varepsilon'_z$) $_{t_0+\Delta t}$ au pas de temps suivant (équations (III.1.9) et (III.1.12)), en utilisant la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 [Roussel, 2001] pour un pas de temps Δt fixé,
- On actualise la géométrie du ballon grâce aux relations (III.1.18) et (III.1.19) puis on calcule les grandeurs ($R, d, \sin(\varphi)$) $_{t+\Delta t}$ (Figure III.1.3) aux points P et Q avec (III.1.17),
- On itère jusqu'à un critère d'arrêt donné par une déformation maximale traduisant l'éclatement du ballon.

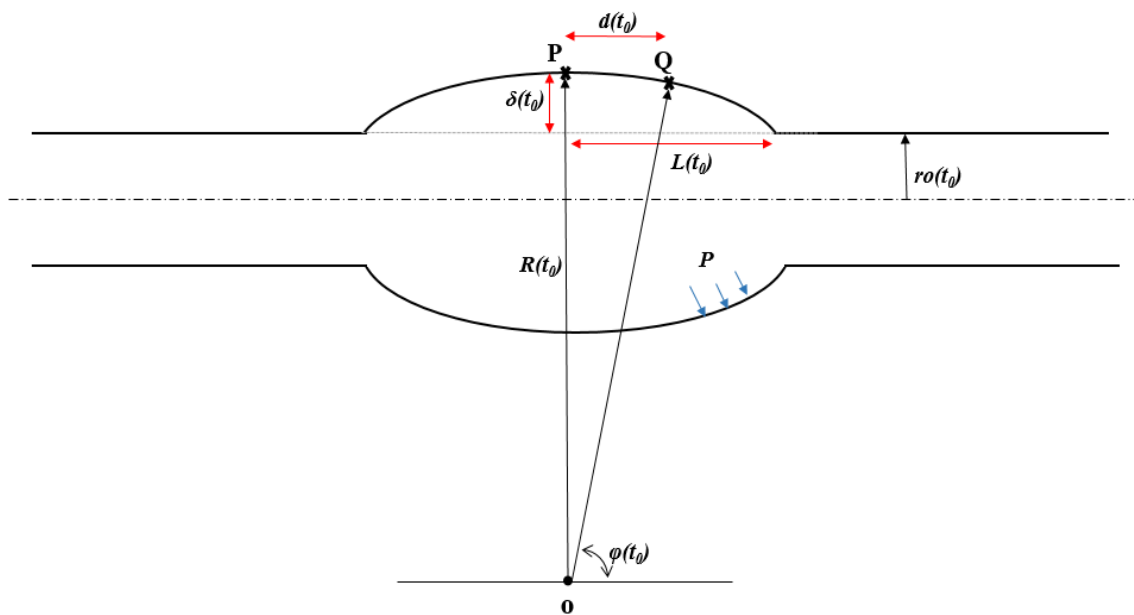


Figure III.1.4 - Schéma expliquant l'initialisation de la résolution numérique du problème

b) Description des méthodes de résolution numérique

- **Méthode à distance fixe :**

La première méthode, utilisée par [Khan et Pathak, 2014], consiste à choisir et garder constante la distance d entre les deux points d'intégration P et Q. Dans ce cas, les inconnues du calcul sont les

grandeurs (r, h, r', h') déduites de l'intégration des équations différentielles sur les déformations et ($R, \sin(\varphi)$) que l'on calcule grâce aux relations géométriques suivantes :

$$\begin{cases} R = \frac{(d)^2 + (\Delta r)^2}{2\Delta r} \\ \sin(\varphi) = \frac{(d)^2 - (\Delta r)^2}{(d)^2 + (\Delta r)^2} \end{cases} \quad (III.1.20)$$

D'un point de vue mécanistique, on comprend que la grandeur $\Delta r = r - r' = r_0 (e^{\varepsilon_\theta} - e^{\varepsilon'_\theta})$ est croissante lors du ballonnement. Ainsi :

- Le rayon de courbure R est une fonction décroissante de Δr sur $[0, d]$ et $R(\Delta r) \in [d, +\infty]$ (Figure III.1.5) et croissante sur $[d, +\infty]$ vers $[d, +\infty]$. Physiquement $\Delta r > d$ n'a pas de sens,
- Le $\sin(\varphi)$ est une fonction strictement décroissante de Δr sur $[0, +\infty]$ vers $[-1, 1]$ et prend la valeur de 0 en $\Delta r = d$ (Figure III.1.6)

Les résultats évoqués dans le Chapitre II montrent qu'en se basant sur les mesures de $\Delta r (\pm 20\text{mm})$ et $At(\%)$, la différence de rayon Δr entre le centre du ballon et un point à $|20|\text{mm}$ ne dépasse jamais 2.5mm. On tracera donc les Figures III.1.5 et III.1.6 pour $\Delta r \in [0, 2.5]$

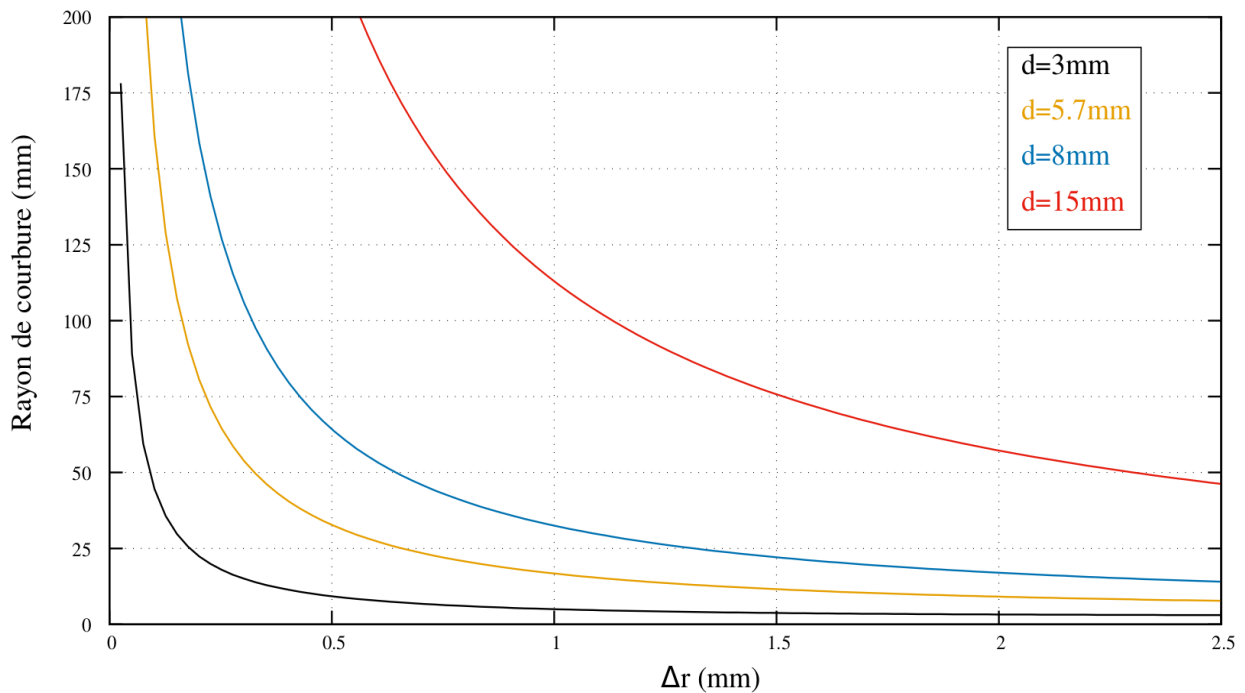


Figure III.1.5 – Évolution du rayon de courbure en fonction de Δr pour l'hypothèse d =fixe

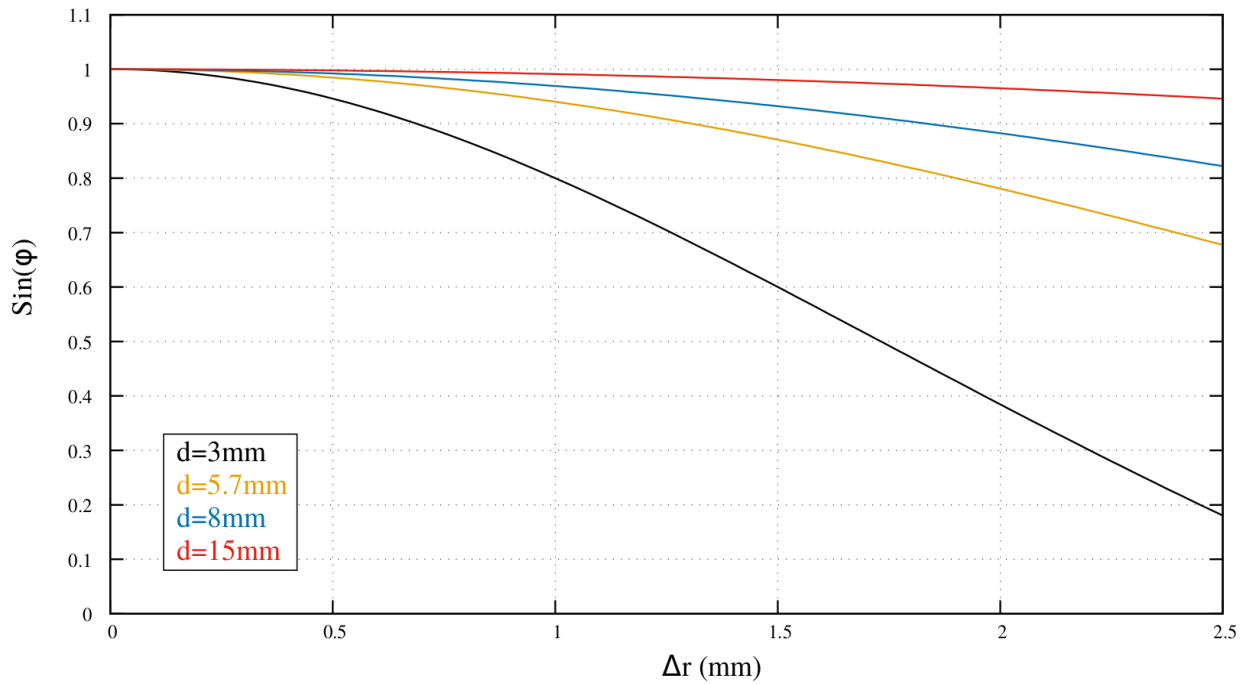


Figure III.1.6 – Évolution de $\sin(\varphi)$ en fonction de Δr pour l'hypothèse $d=\text{fixe}$

- **Méthode à angle fixe :**

La première méthode développée au cours de la thèse se base sur le choix d'un angle φ maintenu constant. Dans ce cas, les inconnues du calcul sont les grandeurs (r, h, r', h') déduites de l'intégration des équations différentielles sur les déformations et (R, d) que l'on calcule grâce aux relations géométriques suivantes :

$$\begin{cases} R = \frac{\Delta r}{1 - \sin(\varphi)} \\ d = \frac{\Delta r}{1 - \sin(\varphi)} \cos(\varphi) \end{cases} \quad (III.1.21)$$

- Le rayon de courbure R est une fonction strictement croissante de Δr (Figure III.1.7),
- La distance entre les points P et Q est aussi une fonction strictement croissante de Δr et $d(t) = R(t)\cos(\varphi)$ (Figure III.1.8). La distance entre P et Q augmente linéairement avec le rayon de courbure R , avec un coefficient directeur de $\cos(\varphi)$.

On trace l'évolution de ces grandeurs pour des valeurs d'angles qui seront utilisés par la suite (distance entre les points P et Q comprise entre 5.7mm et 12mm et profondeur du ballon comprise entre 0.04465mm et 0.22325mm) :

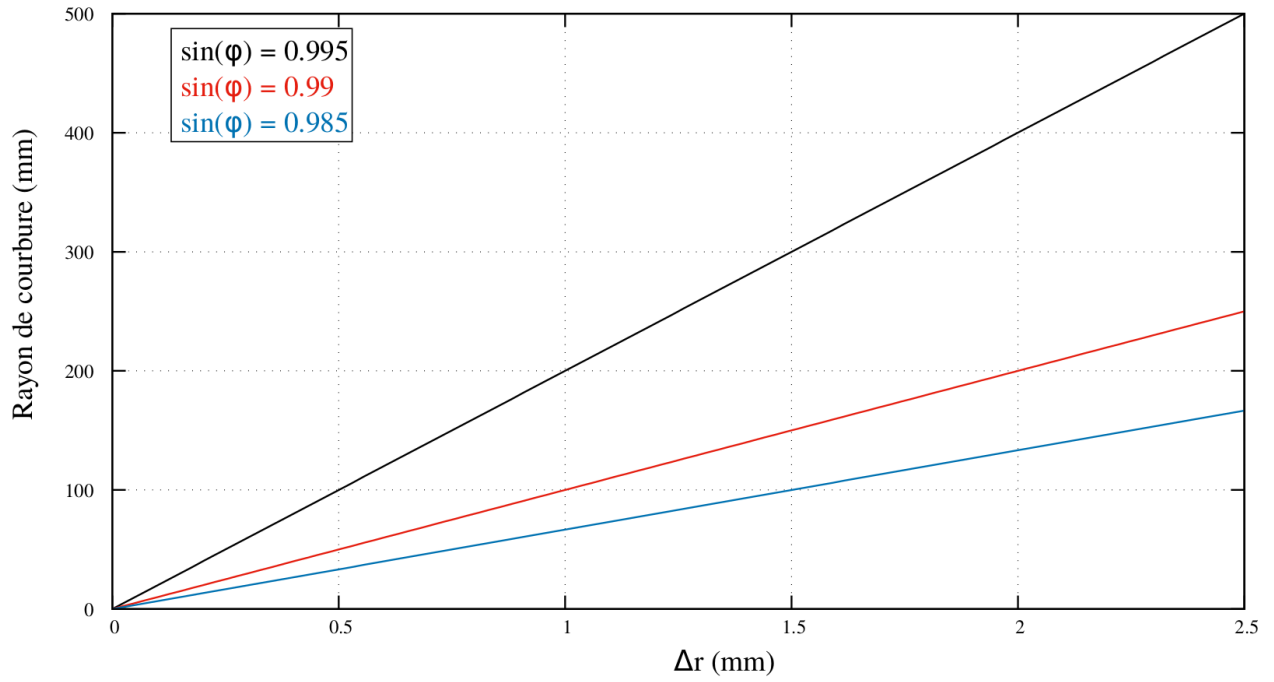


Figure III.1.7 – Évolution du rayon de courbure en fonction de Δr pour l'hypothèse φ =fixe

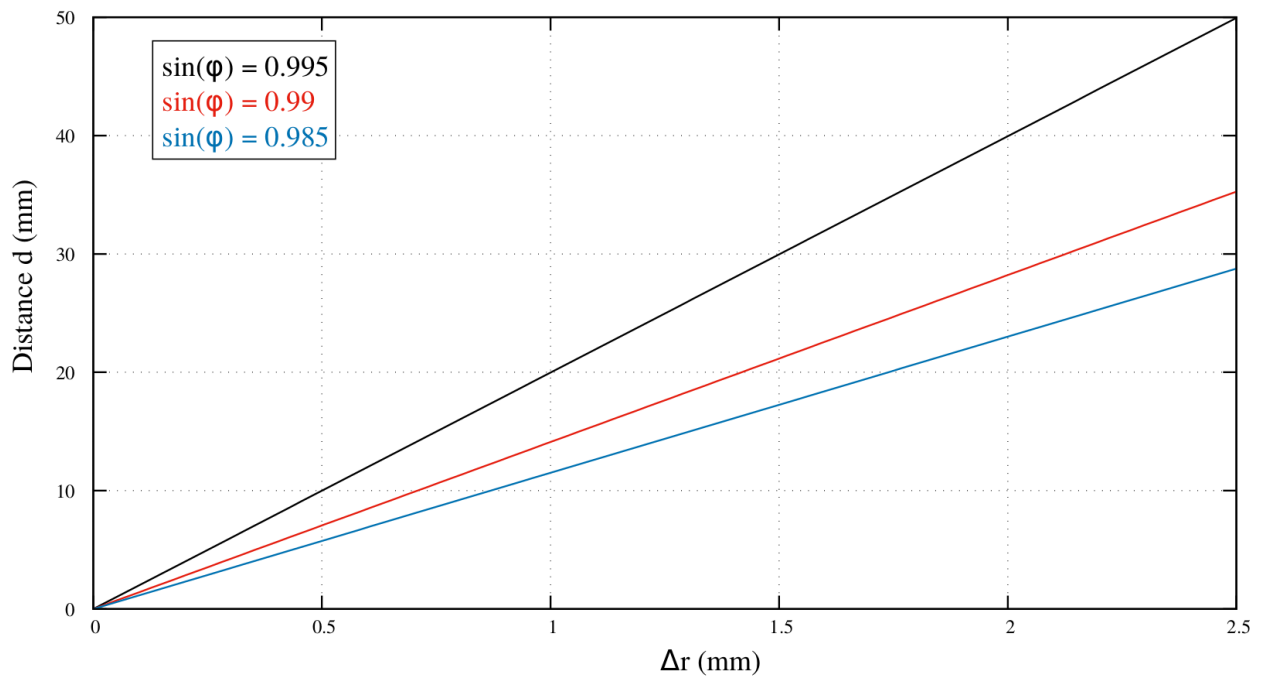


Figure III.1.8 – Évolution de la distance d en fonction de Δr pour l'hypothèse φ =fixe

Physiquement, la première hypothèse revient à supposer que le mouvement du point Q est purement radial dans le repère cylindrique local, tandis que la trajectoire du point Q dans l'hypothèse d'un angle fixe est plus complexe. Le centre du rayon de courbure se déplace au cours de la déformation et on sait que :

$$R(t) = \alpha \Delta r(t) \quad \text{avec } \alpha \gg 1 \quad \forall t$$

$$R(t + dt) - R(t) > \Delta r(t + dt) - \Delta r(t) \quad \Leftrightarrow \quad dR > d\Delta r$$

Ainsi, la trajectoire du point Q possède une composante dans la direction radiale et une composante dans la direction orthogonale de valeur $u = dR \cos(\varphi)$. On trace ces trajectoires Figure III.1.9 :

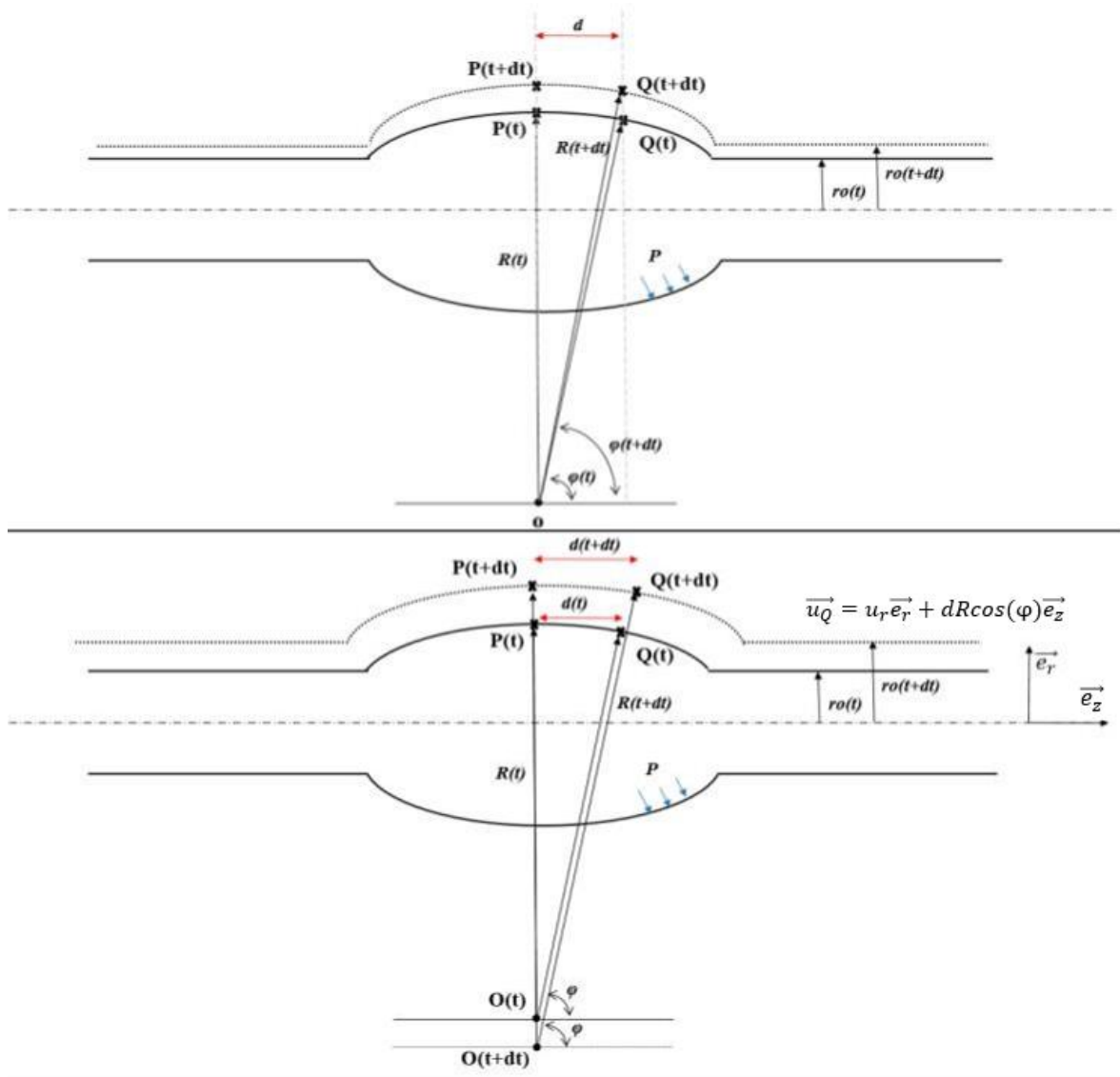


Figure III.1.9 – Trajectoire du point Q et évolution de la géométrie en fonction de l'hypothèse de résolution : pour $d=\text{fixe}$ (en haut) et pour $\varphi=\text{fixe}$ (en bas)

On trace Figure III.1.10 le bilan pour la résolution numérique des méthodes à distance/angle fixe :

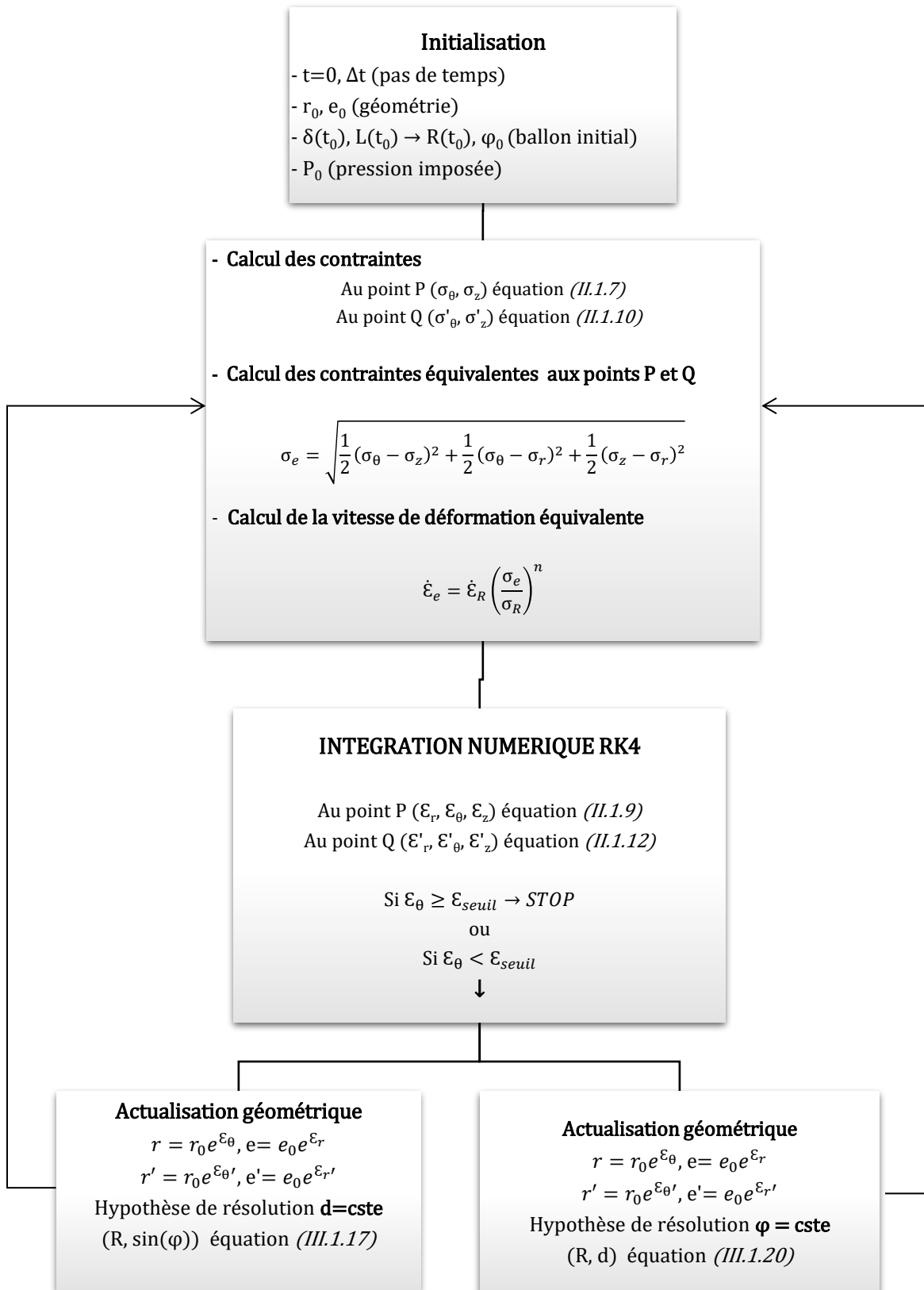


Figure III.1.10 – Schéma logique pour la résolution des modèles à distance/angle fixe

- **Méthode mixte :**

Les hypothèses précédentes contraignent fortement la cinématique de développement du ballon. La déformation suivant \vec{e}_z , n'est pas utilisée pour l'actualisation de la géométrie. Pour finir, ces méthodes ne prennent pas en compte la zone de transition « zone ballonnée/non ballonnée » puisque les hypothèses simplificatrices de calcul nous placent dans l'hypothèse de Saint-Venant afin de ne pas prendre en compte les changements de signe du rayon de courbure et la modification de l'état de contraintes dans la zone de transition. On propose une nouvelle méthode pour pallier en partie ces limitations.

L'objectif est d'actualiser la distance et l'angle en se basant sur la déformation axiale obtenue. L'épaisseur de la gaine est alors calculée en respectant l'hypothèse d'incompressibilité plastique [Oudin, 2009]. On ajoute, si nécessaire, une correction en cours de calcul. Elle repose sur la démonstration précédente que le calcul par la théorie du cylindre parfait est une borne supérieure du temps à rupture. On peut alors supposer que, en zone non ballonnée, cette théorie décrit bien le fluage homogène de la gaine. On se propose donc de respecter la déformation en zone de transition en passant des calculs avec géométrie ballonnée aux calculs avec géométrie cylindrique parfaite [Shewfelt, 1988]. Le calcul se déroule comme pour les méthodes précédentes en ce qui concerne le calcul des contraintes et l'intégration par la méthode RK4 des équations différentielles relatives aux déformations. A un instant donné, **suite à l'intégration**, la méthode appliquée est la suivante :

- Actualisation du rayon et de l'épaisseur au point P avec (III.1.18),
- Pour chaque instant, on calcule le rayon utilisant le modèle du cylindre parfait r_{parfait} en zone non ballonnée avec (III.1.6). En utilisant les résultats de l'intégration, on calcul aussi le rayon r' au point Q en utilisant (III.1.19). Par la suite deux possibilités de calculs s'offrent à nous :
 - Si $r' > r_{\text{parfait}}$ alors le rayon au point Q est $r_Q = r'$
 - $r' < r_{\text{parfait}}$ alors le rayon au point Q est $r_Q = r_{\text{parfait}}$ car le point Q se trouve en zone ballonnée et que le rayon de ce point ne peut être inférieur à celui en zone de fluage homogène décrite par le calcul du cylindre parfait
- Actualisation de l'épaisseur au point Q en respectant la condition isochore après détermination du rayon au point Q :

$$e' = e_0 * \exp(-\varepsilon'_\theta - \varepsilon'_z) \text{ avec } \varepsilon'_\theta = \ln\left(\frac{r'}{r_0}\right) \quad (\text{III.1.22})$$

- On actualise la distance d entre les points P et Q. On suppose pour cela que :

$$u_{z'} = \int_P^Q \varepsilon_z dz \approx \frac{\varepsilon_z + \varepsilon'_z}{2} d_0 \Rightarrow d \approx d_0 * \exp\left(\frac{\varepsilon_z + \varepsilon'_z}{2}\right) \quad (\text{III.1.23})$$

Différentes méthodes prenant en compte l'allongement réel de la corde en utilisant les coordonnées curvilignes ou un calcul et une intégration de la déformation le long du ballon ont aussi été testées. L'amélioration par rapport à l'hypothèse précédente est quasiment négligeable et le temps de calcul s'en trouve fortement rallongé. Nous choisissons donc cette hypothèses plus simple et efficace.

- Actualisation du rayon de courbure R et de l'angle φ avec (III.1.20)

Contrairement aux deux méthodes précédentes, aucun paramètre n'est contraint de rester constant pour la résolution. De plus la méthode mixte se base sur une résolution plus physique. La cinématique des grandeurs R et φ n'est pas contrainte par l'hypothèse de résolution comme décrit précédemment pour les deux autres méthodes Figures III.1.5 à III.1.8.

On trace Figure III.1.11 le bilan pour la résolution numérique de la méthode mixte :

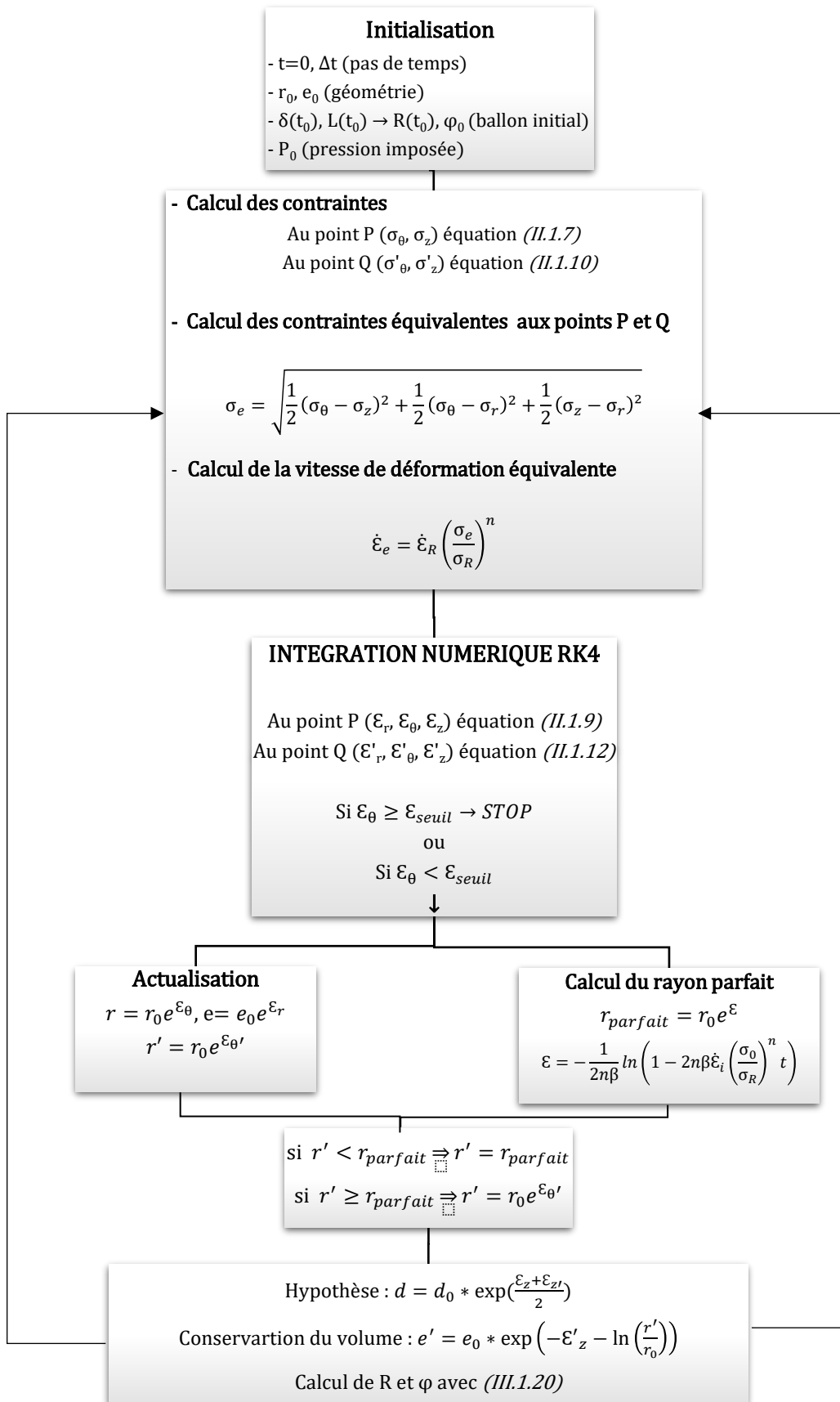


Figure III.1.11 – Schéma logique pour la résolution du modèle mixte

III.2 - Comparaison des modèles avec le calcul aux éléments finis Code_Aster

L'objectif de cette partie est double. Nous souhaitons mettre en regard les calculs réalisés grâce à l'implémentation de nos méthodes semi-analytiques et les calculs réalisés par la méthode éléments finis. Ceci afin de valider la cohérence des résultats obtenus grâce à Code_Aster (www.code-aster.org) et de se baser sur les calculs aux éléments finis pour juger de la pertinence de nos méthodes semi-analytiques.

L'apport principal de la méthode semi-analytique est la réduction drastique des temps de calcul par rapport à un calcul aux éléments finis. Elle permet donc de réaliser des études paramétriques rapides afin d'étudier l'impact de différents paramètres (matériaux, géométriques...) sur le ballonnement. Selon la pertinence du modèle, plutôt que fournir des résultats exacts, les modèles peuvent permettre de dégager des tendances sur le phénomène de manière simple et très rapide, pour des études comme [Bono et al., 2018] sans recourir à la modélisation et au calcul éléments finis.

III.2.1. Calculs éléments finis avec Code_Aster

Les calculs semi-analytiques réalisés ont été comparés à des calculs aux éléments finis en utilisant le code de calcul EDF Code_Aster. Les hypothèses de modélisation sont les suivantes :

- Géométrie identique à celle de la Figure III.1.4. On introduit le ballon initial $(\delta(t_0), L(t_0))$ au niveau du plan de symétrie $(0, \vec{e}_x, \vec{e}_z)$,
- L'effet de fond est directement pris en compte en utilisant une modélisation simple du bouchon, avec un congé afin d'éviter toute concentration de contraintes au passage bouchon-gaine,
- Modélisation axisymétrique, mailles quadratiques. On place 10 mailles dans l'épaisseur de la gaine (largeur de maille=0.057mm). La longueur de la gaine est choisie assez grande pour éviter tout effet de bord sur la zone du ballon. On choisit une longueur de 15cm (30cm pour la gaine complète) qui est la longueur des gaines utilisées pour nos essais APRP. La longueur de maille en zone courante est de 0.175mm et de 0.125mm dans la zone avec ballon (Figure III.2.1).
- Les calculs sont réalisés en grandes déformations avec un comportement viscoplastique de Norton du type :

$$\dot{\epsilon}_e = \dot{\epsilon}_R \left(\frac{\sigma_e}{\sigma_R} \right)^n$$

- Conditions aux limites :
 - o $U_x = 0$ pour tout point appartenant à l'axe de révolution de la gaine, $U_y = 0$ pour tout point du plan de symétrie $(0, \vec{e}_x, \vec{e}_z)$ au centre du ballon,
 - o Pression suivieuse en face interne, normales intérieures des mailles orientées.

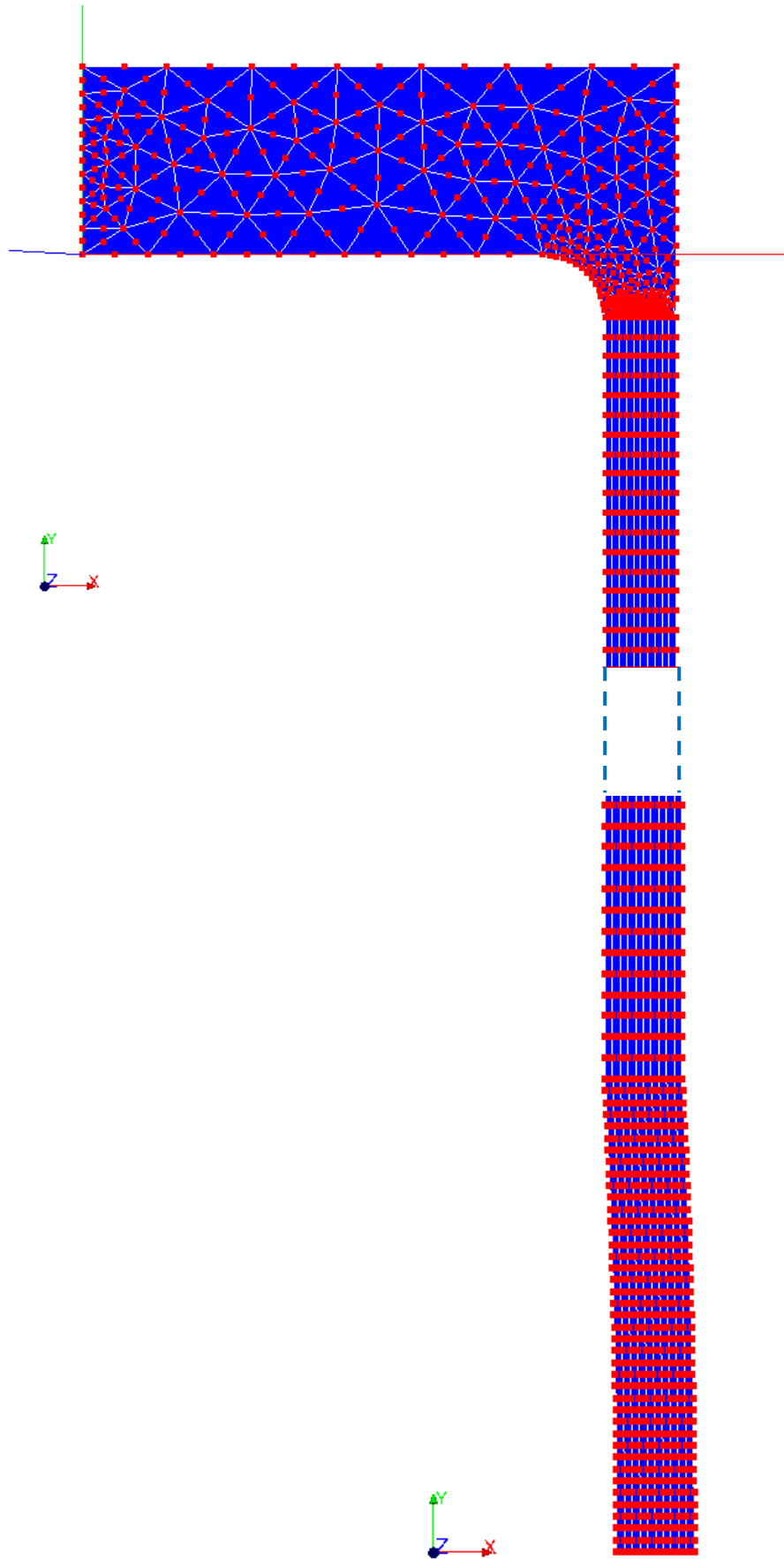


Figure III.2.1 – Géométrie et maillage utilisés pour la modélisation par éléments finis sous Code_Aster

III.2.2. Influence de la distance PQ pour les calculs semi-analytiques

Dans ce qui suivra, la pression interne imposée est de 80 bars. On choisit $r_0=r_m=4.465\text{mm}^{11}$ et $e_0=0.57\text{mm}$. La loi de comportement est celle implémentée dans Code_Aster et identifiée par EDF sur la base d'essais EDGAR-Zy4-vierge de façon similaire aux travaux de [Fréchet, 2001] [Chosson, 2014]. La profondeur initiale $\delta(t_0) = 0.0893\text{mm}$ correspond à une déformation circonférentielle de 1% au point P.

On choisit trois longueurs initiales de ballons :

- $L(t_0) = 5.7\text{mm} = 10 * e_0$ comme utilisée par [Khan et Pathak, 2014],
- $L(t_0) = 8\text{mm}$ qui correspond à la moitié des longueurs d'ouverture de fissures mesurées lors de nos campagnes de fluage et de rampes (Chapitre II),
- $L(t_0) = 12\text{mm}$ qui correspond à une longueur moyenne d'étendue axiale des ballons obtenues lors de nos campagnes de fluage et de rampes.

Pour la réalisation des calculs via la méthode semi-analytique, outre le choix des paramètres matériaux et de la forme du ballon initial ($\delta(t_0), L(t_0)$), on fixe la distance entre les deux points d'intégration P et Q, notée $d(t_0)$ Figure III.1.4. Cette grandeur doit remplir la condition $0 < d(t_0) \leq L(t_0)$.

a) Modèle à distance constante

Dans ce modèle, la non-linéarité des relations $R=f(\Delta r(d))$ et $\sin(\varphi)=g(\Delta r(d))$ laisse présager un impact du choix de la distance $d(t_0)$ sur les résultats de calcul.

Afin de ne pas alourdir le manuscrit, nous présentons les résultats pour les deux longueurs initiales $L(t_0) = 5.7\text{mm}$ et $L(t_0) = 12\text{mm}$. Les résultats pour $L(t_0) = 8\text{mm}$ étant un intermédiaire entre les deux cas précédents, les conclusions restent inchangées.

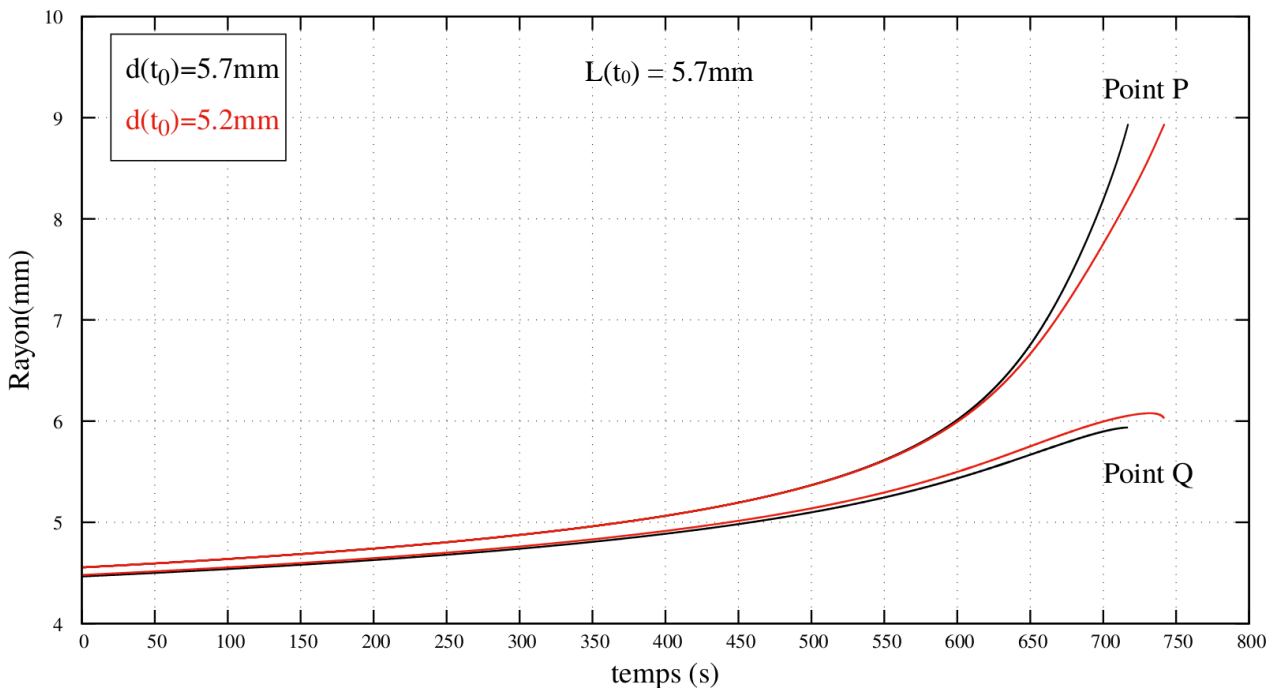


Figure III.2.2 – Evolution des rayons aux points P et Q pour $L(t_0) = 5.7\text{mm}$ et $d(t_0) \in [5.2\text{mm}, 5.7\text{mm}]$

Modèle $d=\text{constante}$

¹¹ On choisit le rayon moyen qui donne des résultats plus cohérents avec la méthode éléments finis. De plus la loi de comportement implémentée a été identifiée en utilisant un module point matériel qui considère le rayon moyen pour l'identification.

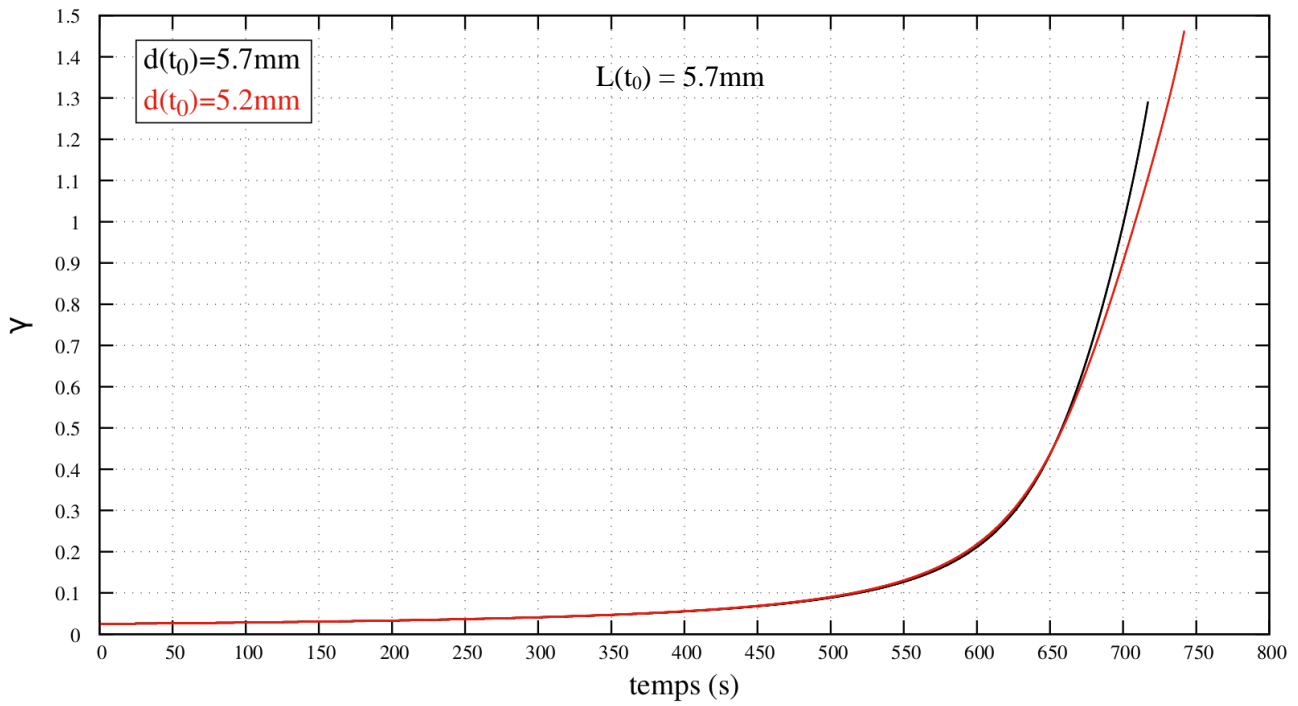


Figure III.2.3 – Evolution de $\gamma = \frac{r}{R}$ pour $L(t_0) = 5.7\text{mm}$ et $d(t_0) \in [5.2\text{mm}, 5.7\text{mm}]$

Modèle $d=\text{constante}$

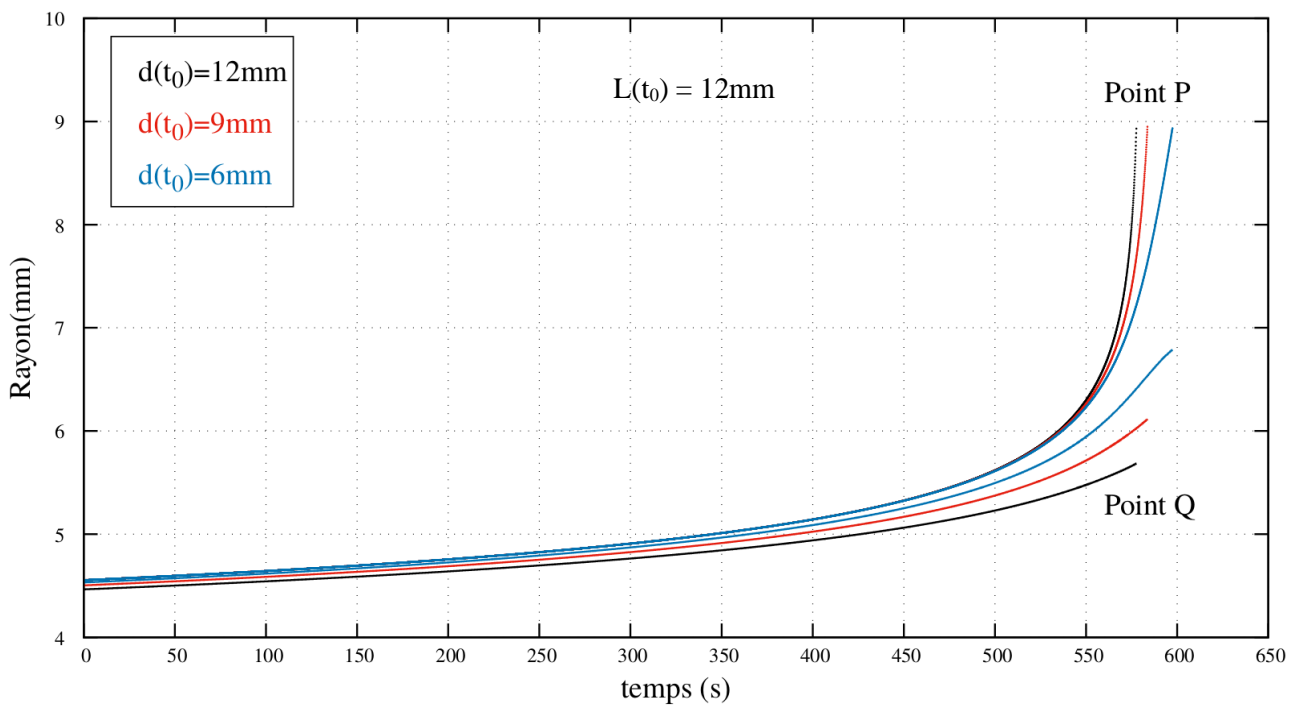


Figure III.2.4 – Evolution des rayons aux points P et Q pour $L(t_0) = 12\text{mm}$ et $d(t_0) \in [6\text{mm}, 9\text{mm}, 12\text{mm}]$

Modèle $d=\text{constante}$

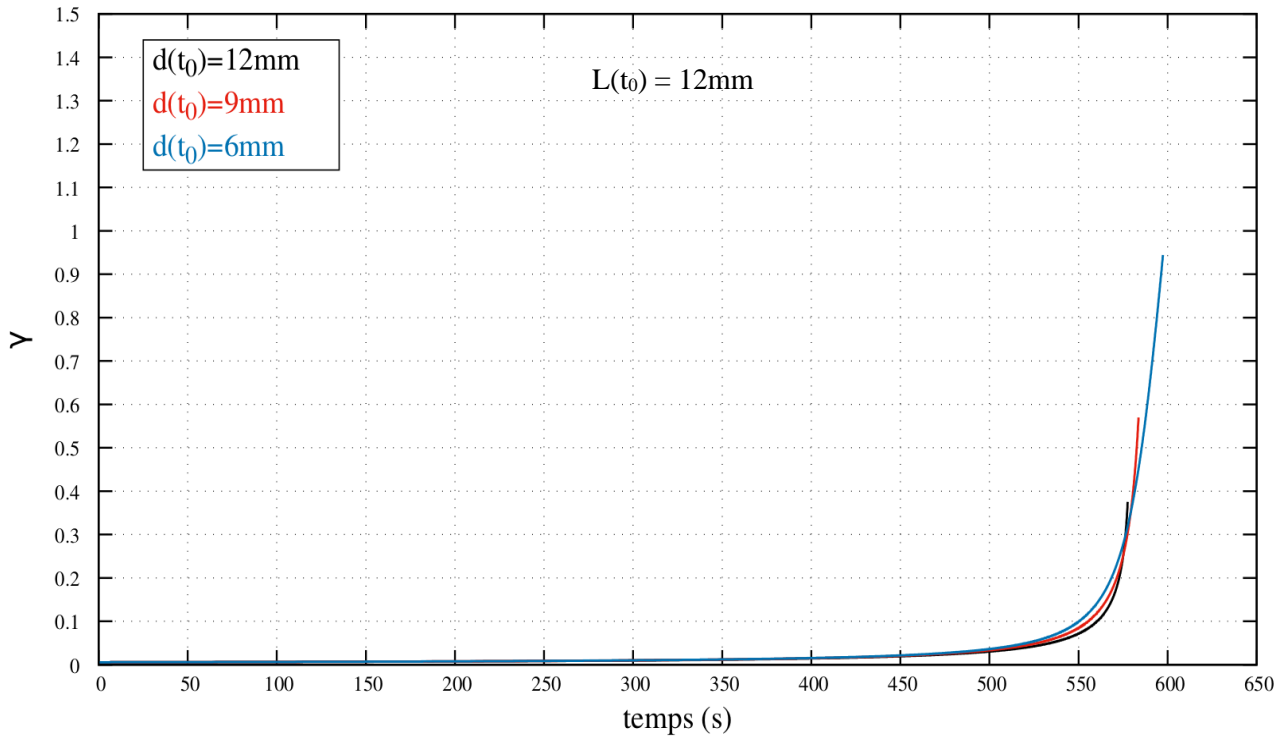


Figure III.2.5 – Evolution de $\gamma = \frac{r}{R}$ pour $L(t_0) = 12\text{mm}$ et $d(t_0) \in [6\text{mm}, 9\text{mm}, 12\text{mm}]$

Modèle $d = \text{constante}$

Qu’importe la valeur de $L(t_0)$, le choix de $d(t_0)$ a un impact non négligeable sur la cinématique du ballon, en particulier lorsque la vitesse de déformation devient importante. On constate que plus $L(t_0)$ est faible, plus l’effet de $d(t_0)$ est important.

Comme le montre la Figure III.1.5, l’évolution du rayon de courbure en fonction de Δr dépend fortement de d . Cette tendance est intrinsèque à l’hypothèse de résolution stipulant que la distance entre deux points n’évolue pas. Ainsi, lorsque l’on parcourt le ballon, les Δr restent proches et le rayon de courbure sera d’autant plus faible que d sera faible. Or la courbure possède un effet de ralentissement non négligeable sur la cinétique de déformation (équation (III.1.15) et Figure III.1.2).

Ainsi plus le rayon de courbure R est faible, plus les courbures (γ, γ') sont importantes et plus les vitesses de fluage sont faibles. On rappelle que lorsque $\gamma \rightarrow \frac{3}{2}$ le calcul n’a plus de sens physique. On comprend ainsi pourquoi le phénomène est exacerbé lorsque $L(t_0)$ diminue, car $R(t_0)$ est de fait plus faible.

On voit Figure III.2.2 que $\dot{\xi}'_{\theta}$ peut venir à s’annuler à la fin du calcul.

b) Modèle à angle fixe

Dans ce modèle, les relations $R=f(\Delta r(\varphi))$ et $d=g(\Delta r(\varphi))$ sont linéaires et l'hypothèse de modélisation est supposée palier, en partie, le problème de calcul soulevé par la méthode précédente. On trace l'évolution des rayons aux points P et Q comme précédemment.

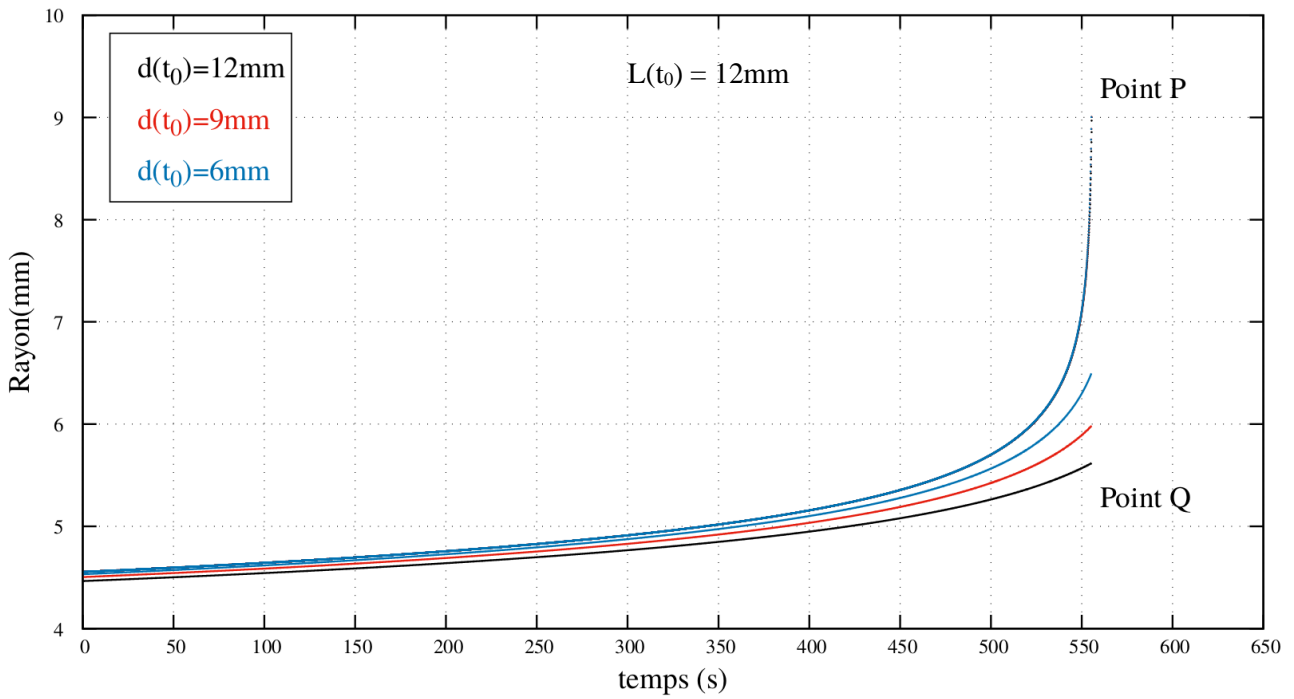


Figure III.2.6 – Evolution des rayons aux points P et Q pour $L(t_0) = 12\text{mm}$ et $d(t_0) \in [6\text{mm}, 9\text{mm}, 12\text{mm}]$
Modèle à angle fixe

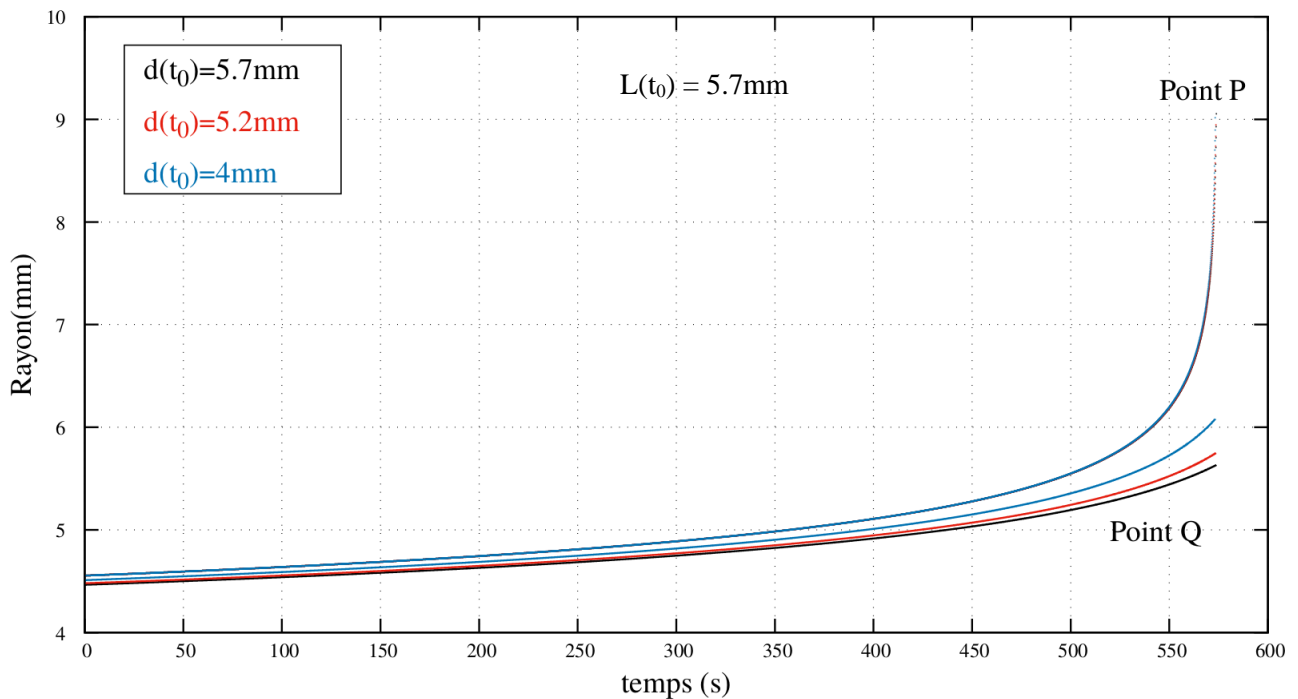


Figure III.2.7 – Evolution des rayons aux points P et Q pour $L(t_0) = 5.7\text{mm}$ et $d(t_0) \in [4\text{mm}, 5.2\text{mm}, 5.7\text{mm}]$
Modèle à angle fixe

L'évolution du rayon au point P (*i.e.* au centre de symétrie de la gaine) est prédite de manière identique indépendamment du choix de $d(t_0)$. On ne constate pas d'effet de ralentissement ou d'annulation de la vitesse de fluage (qui est un artefact de calcul numérique mais qui n'aurait pas de réel sens physique) en Q.

En tenant compte des résultats précédents, **nous choisisons par la suite, indépendamment de la méthode d'intégration, une distance initiale entre les points P et Q telle que $d(t_0) = L(t_0)$ pour les méthodes $d=constante$ et $\varphi=constante$ qui offre les résultats les plus cohérents pour n'importe laquelle des deux méthodes.**

c) Méthode mixte

La méthode a été décrite dans la partie précédente. On trace deux grandeurs d'intérêts pour juger de la pertinence des calculs :

- La grandeur $r' - r_{parfait}$. Elle représente la différence entre le rayon calculé au point Q et celui calculé grâce à la méthode du cylindre parfait, au même instant Figure III.2.9,
- Le rayon de courbure R actualisé grâce aux rayons et à la distance actualisée Figure III.2.8.

Comme précédemment, afin d'être représentatif sans alourdir le manuscrit, on trace les résultats pour une longueur de ballon $L(t_0) = 5.7\text{mm}$.

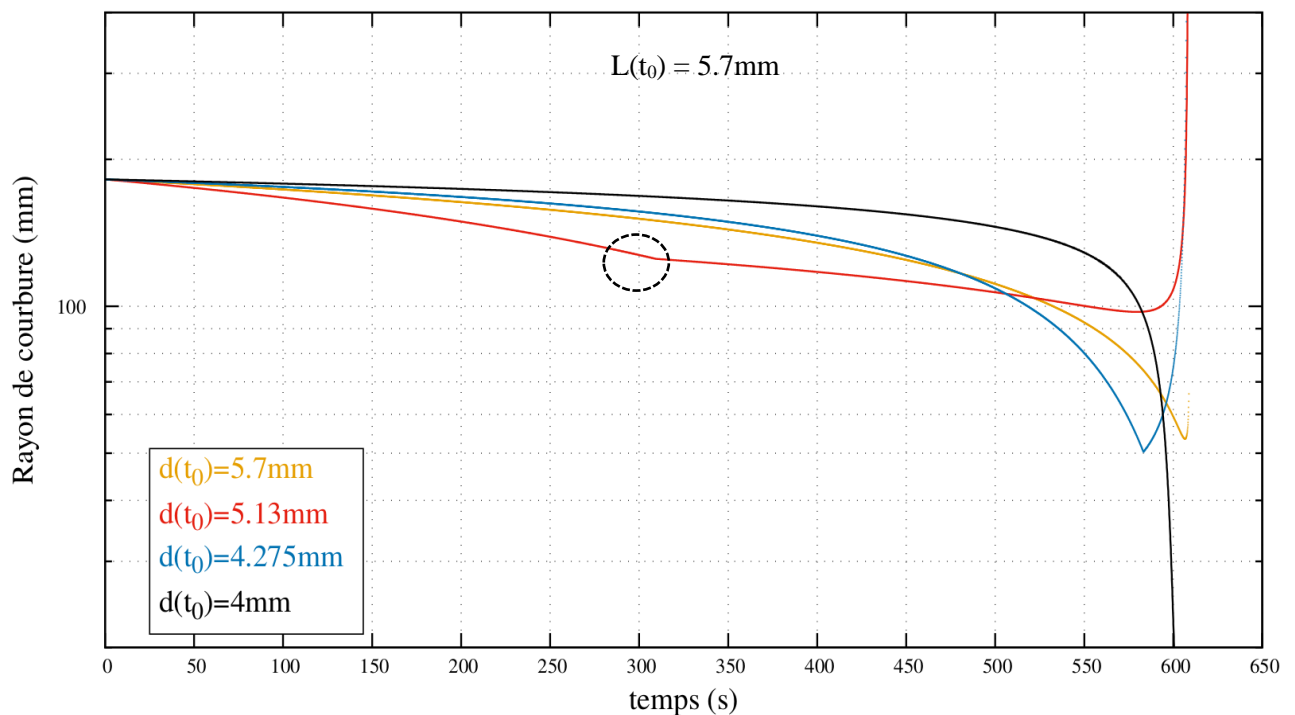


Figure III.2.8 – Evolution du rayon de courbure pour $L(t_0) = 5.7\text{mm}$ et $d(t_0) \in [4\text{mm}, 4.275\text{mm}, 5.13\text{mm}, 5.7\text{mm}]$
Modèle mixte

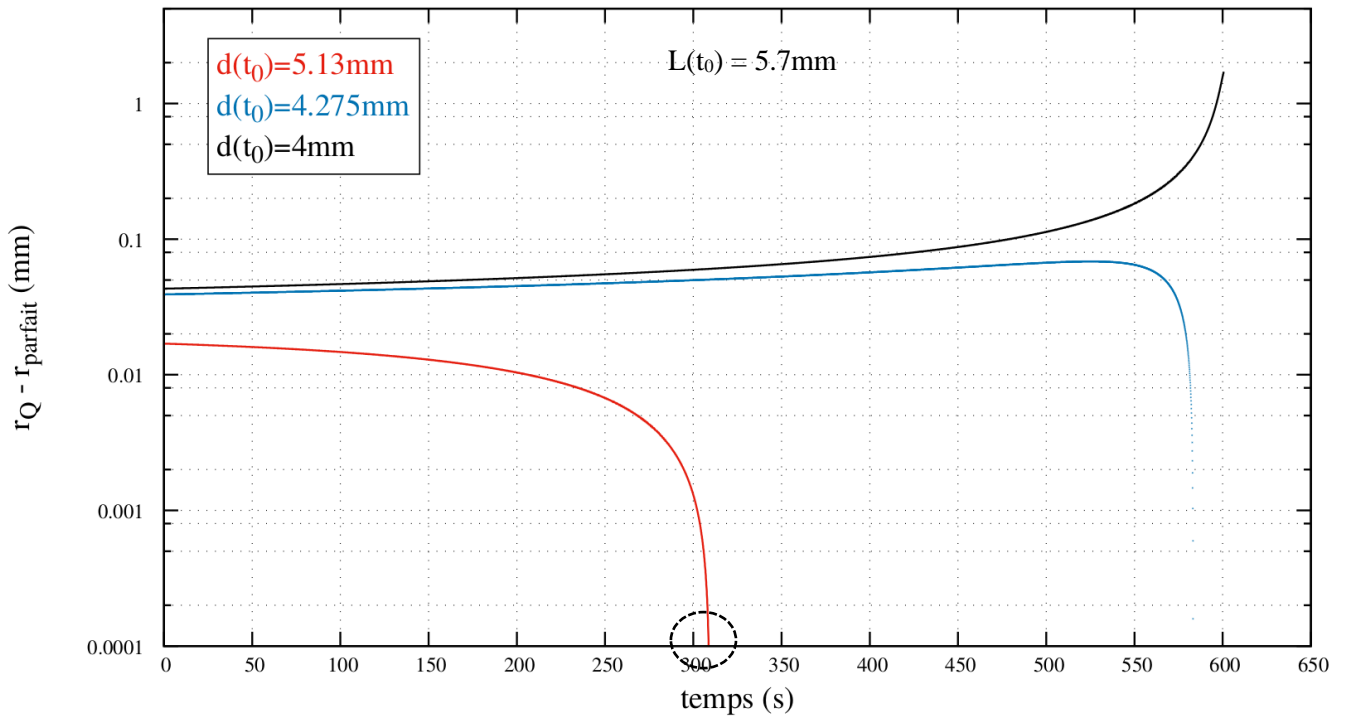


Figure III.2.9 – Evolution de $r' - r_{\text{parfait}}$ pour $L(t_0) = 5.7\text{mm}$ et $d(t_0) \in [4\text{mm}, 4.275\text{mm}, 5.13\text{mm}]$

Modèle mixte

Sur les figures précédentes on remarque trois cas possibles. Le calcul du rayon parfait expliqué lors de la description du modèle mixte permet de conclure sur la validité des différents résultats.

- Lorsque $L(t_0) = d(t_0)$ alors pour chaque instant de calcul on a $r' = r_{\text{parfait}}$:

Bien que physiquement acceptable, ce cas ne présente que peu d'intérêt car les équations qui prennent en compte la géométrie du ballon au point Q ne sont plus utilisées pour l'actualisation de la géométrie. De plus, le modèle ne prend pas en compte le changement de signe du rayon de courbure à la zone de transition et la description des contraintes ne se base pas sur la géométrie de cette zone par [Lin, 1977]. On s'attend à ce que la description de cette zone soit peu précise.

- Lorsque $d(t_0)$ diminue et que $\exists t_i ; \forall t < t_i, r' > r_{\text{parfait}}$ et $\forall t \geq t_i, r' = r_{\text{parfait}}$:

Physiquement, le second cas n'est pas représentatif. La déformation débute avec un point Q dans la zone du ballon où le rayon est supérieur au rayon parfait (*resp.* l'épaisseur inférieure). On comprend que, lors du ballonnement réel, le rayon parfait doit toujours rester inférieur au rayon calculé en Q. Dans le cas contraire cela signifierait que la déformation homogène est supérieure à la déformation en certains points de la zone du ballon, ce qui n'est pas observé. De plus, d'un point de vue numérique, on observe un changement dans l'évolution de la courbure avec une dérivée non définie en ce point, avant l'éclatement. Cette condition de raccordement est encadrée en noir sur les figures précédentes.

- **Lorsque $d(t_0)$ diminue encore et $\forall t \ r' > r_{\text{parfait}}$:**

Ce résultat, suite aux arguments avancés précédemment, est le plus représentatif de la réalité physique du ballonnement. Un point en zone ballonnée se déforme plus vite qu'un point en zone non ballonnée et la dérivée du rayon de courbure ne présente pas de discontinuité. On note que lorsque l'on diminue $d(t_0)$ on atteint le seuil où $\forall t \ r' > r_{\text{parfait}}$ et que les calculs cessent de converger rapidement à mesure que l'on continue de diminuer $d(t_0)$ car le gradient de déformation devient de plus en plus faible entre les points P et Q et que certaines grandeurs comme le $\sin(\varphi)$ tendent vers des valeurs limites. Cette non-convergence est donc purement numérique, du fait du degré de précision de la description des nombres non entiers [Swinnen, 2005].

Suite à l'analyse précédente, on conclut que pour le modèle mixte, nous choisirons une distance $d(t_0)$ suffisamment faible pour se placer dans le troisième cas de figure. Ainsi, nous utiliserons le modèle actualisé ayant le meilleur sens physique, qui prend en compte la géométrie du ballon pour le calcul des contraintes et déformations et qui fournit des résultats, notamment pour la fonction $R(t)$ continu et dérivables en tout point.

Comme expliqué, il existe une zone dans laquelle $d(t_0)$ est assez faible pour se placer dans le troisième cas et pour obtenir la convergence du calcul. Cette zone étant restreinte, le choix de $d(t_0)$ en son sein n'induit pas de changement dans les résultats obtenus.

Nous choisirons $d(t_0)$ comme la distance initiale maximale pour laquelle :

$$f(t) = r' - r_{\text{parfait}} \text{ vérifie } \frac{df}{dt} > 0 \quad (III.2.1)$$

III.2.3. Confrontation des modèles avec le calcul par éléments finis

Dans la suite de ce chapitre nous investiguons la cohérence des résultats obtenus avec les méthodes semi-analytiques aux calculs éléments finis Code_Aster. Par la suite :

- Le modèle éléments finis correspond à celui présenté en III.2.1 et les dimensions du tube, la morphologie initiale du ballon, la loi de comportement et les conditions limites sont les mêmes que celles décrites dans ce même paragraphe,
- En plus des trois méthodes semi-analytiques qui prennent en compte la géométrie ballonnée, le modèle du cylindre parfait est implémenté pour deux cas de figure : le premier noté « Shewfelt parfait » correspond à un cylindre de rayon égal à celui de la zone courante du cylindre du modèle ballonné (noté r_0). Le second noté « Shewfelt défaut » correspond à un cylindre parfait de rayon égal à celui du rayon au point $P(r_0 + \delta(t_0))$

On rappelle que l'objectif de cette approche est de décrire l'évolution du ballon juste après son apparition, en fonction de ses caractéristiques initiales.

a) Influence de la morphologie du ballon initial

- **Longueur initiale du ballon $L(t_0)$**

On étudie l'influence de la longueur initiale du ballon. Pour cela on garde les paramètres matériaux constants, et on choisit une profondeur de ballon $\delta(t_0)=0.0893\text{mm}$ correspondant à une déformation circonférentielle de 1% au point P. On s'intéresse à différentes longueurs $L(t_0) \in [5.7\text{mm}, 8\text{mm}, 12\text{mm}]$ pour modéliser la géométrie initiale juste après apparition du ballon et étudier son influence sur la description de l'évolution qui s'en suit. Le choix de ces longueurs a été discuté en III.2.2.

On souligne ici qu'au-delà d'une étude purement numérique, les longueurs initiales du ballon présentent un réel sens physique. Elles représentent l'étendue axiale initiale du ballon et sont donc représentatives du gradient thermique axial. Une longueur faible est représentative d'un gradient fort et localisé tandis qu'une longueur initiale plus importante est représentative d'un gradient thermique axial moins sévère [Adroguer et al., 1983] [Grandjean, 2005].

On trace pour les trois cas les grandeurs suivantes :

- **Rayon au point P** : Nœud au centre de l'épaisseur de la gaine du plan de symétrie $(O, \vec{e}_x, \vec{e}_z)$ pour le calcul éléments finis, évolution du rayon pour le modèle du cylindre parfait (« Shewfelt parfait » $r_0 + \delta(t_0)$) et rayon calculé au point P pour le modèle avec ballon,
- **Rayon au point Q** : On choisit le rayon du point placé initialement en $d(t_0) = L(t_0)$ pour le modèle éléments finis et utilisant l'hypothèse $\varphi = \text{constante}$. Pour le modèle utilisant l'hypothèse $d = \text{constante}$, ce rayon est directement calculé dans l'hypothèse de résolution. Pour le modèle mixte, le rayon est donné pour le point de calcul tel que $d(t_0) < L(t_0)$.
- **Rayon de courbure** : Pour le cylindre parfait il est infini, pour le modèle avec ballon il constitue un résultat du calcul. Pour le modèle éléments finis, on choisit à l'instant courant du calcul le point P du maillage et le point situé à $d(t_0)$ que l'on suit. Connaissant les déplacements de ces points, on calcule le rayon de courbure avec (III.1.20)

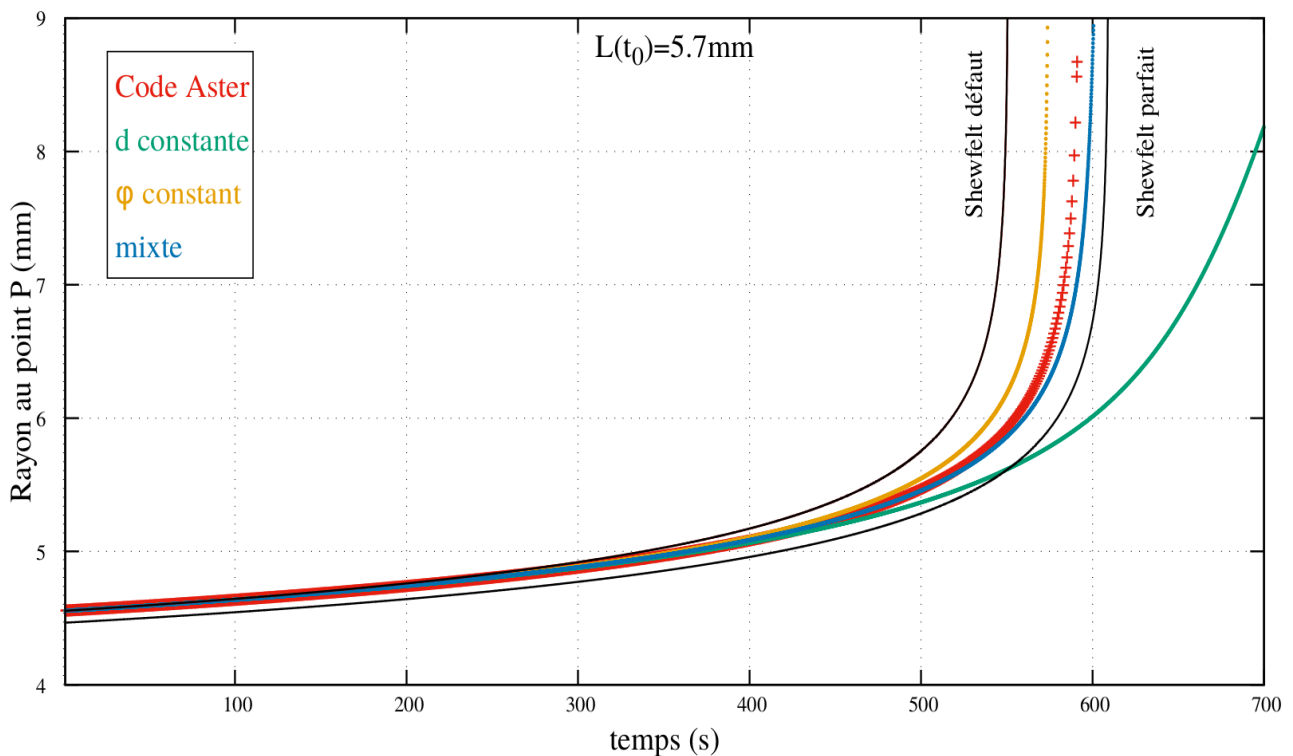


Figure III.2.10 – Evolution du rayon au point P pour $L(t_0) = 5.7\text{mm}$

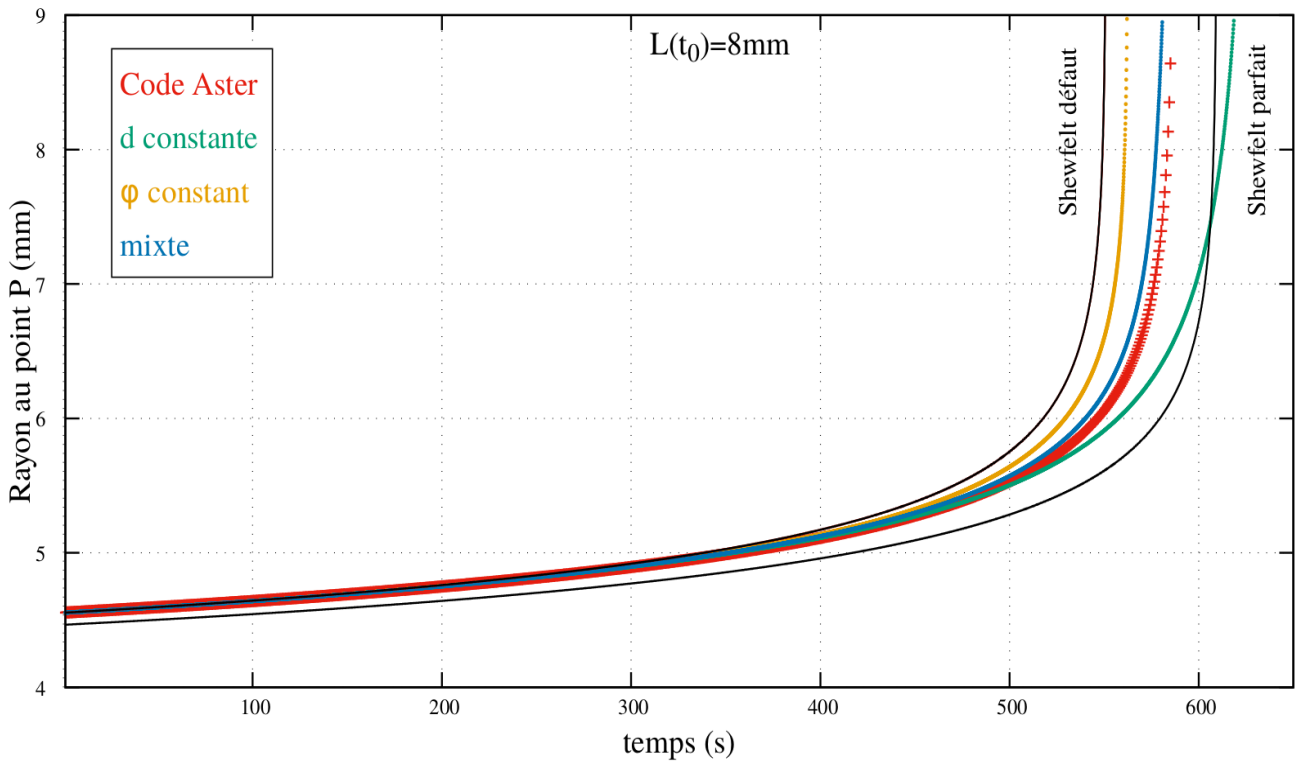


Figure III.2.11 – Evolution du rayon au point P pour $L(t_0) = 8\text{mm}$

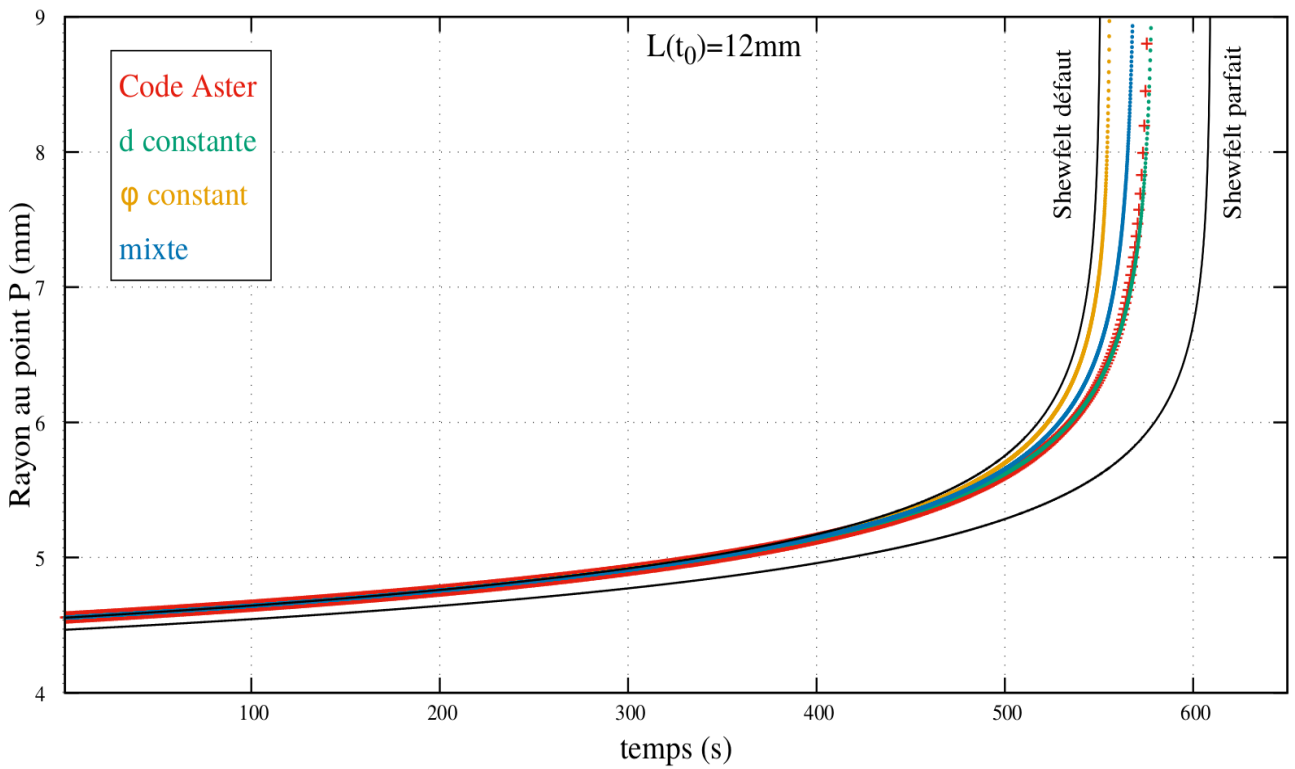


Figure III.2.12 – Evolution du rayon au point P pour $L(t_0) = 12\text{mm}$

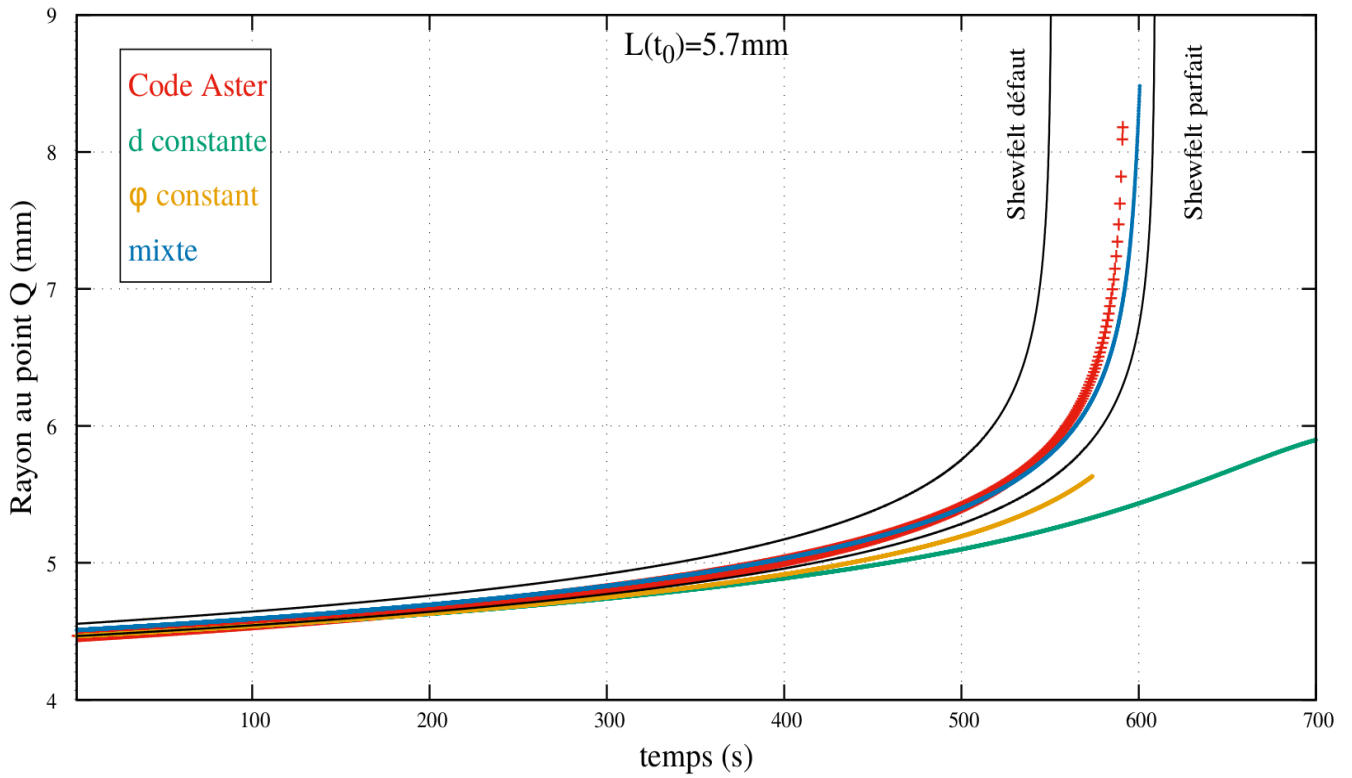


Figure III.2.13 – Evolution du rayon au point Q pour $L(t_0) = 5.7\text{mm}$

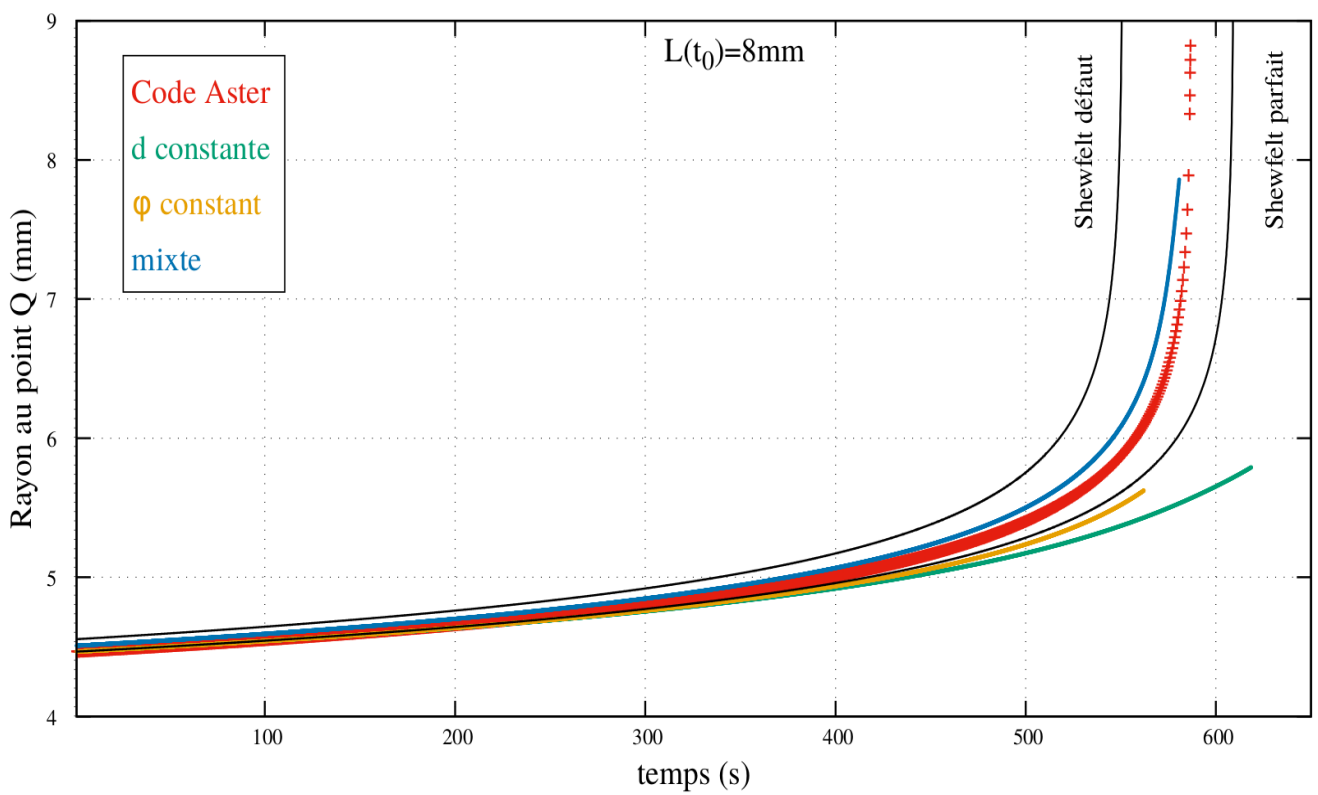


Figure III.2.14 – Evolution du rayon au point Q pour $L(t_0) = 8\text{mm}$

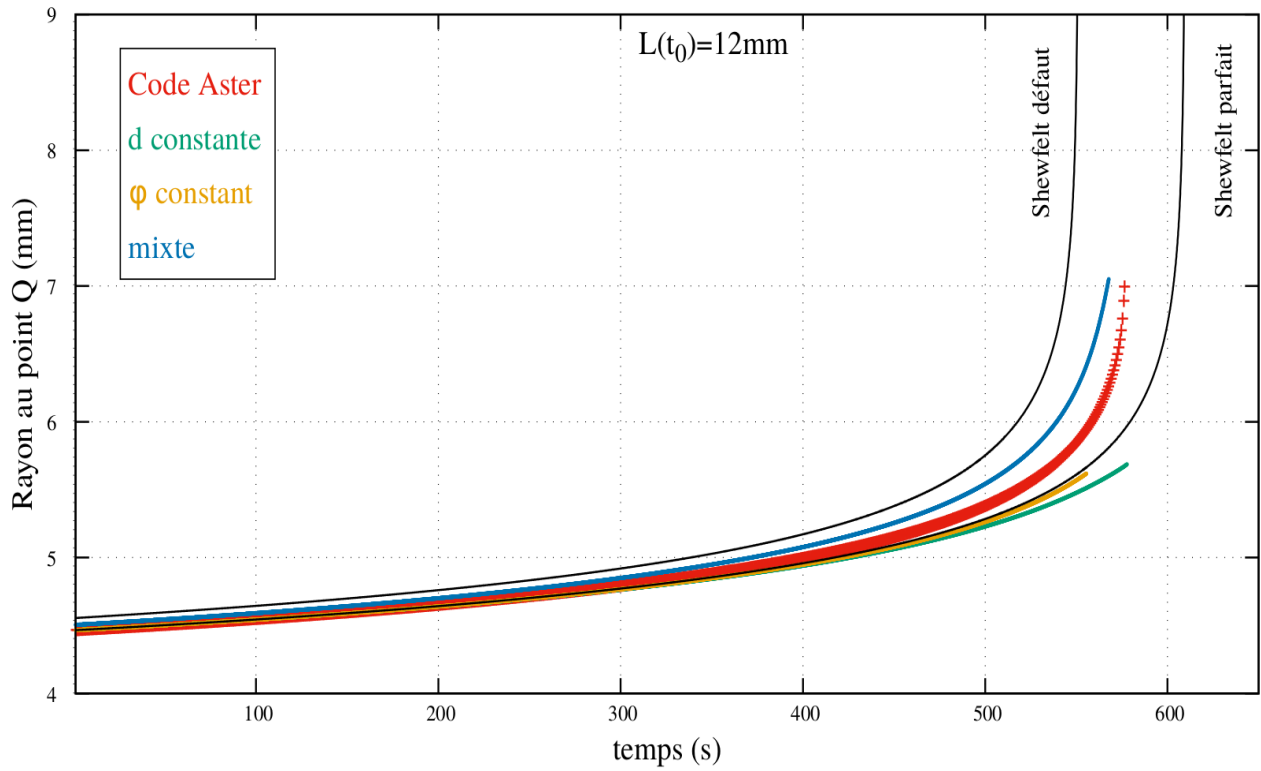


Figure III.2.15 – Evolution du rayon au point Q pour $L(t_0) = 12\text{mm}$

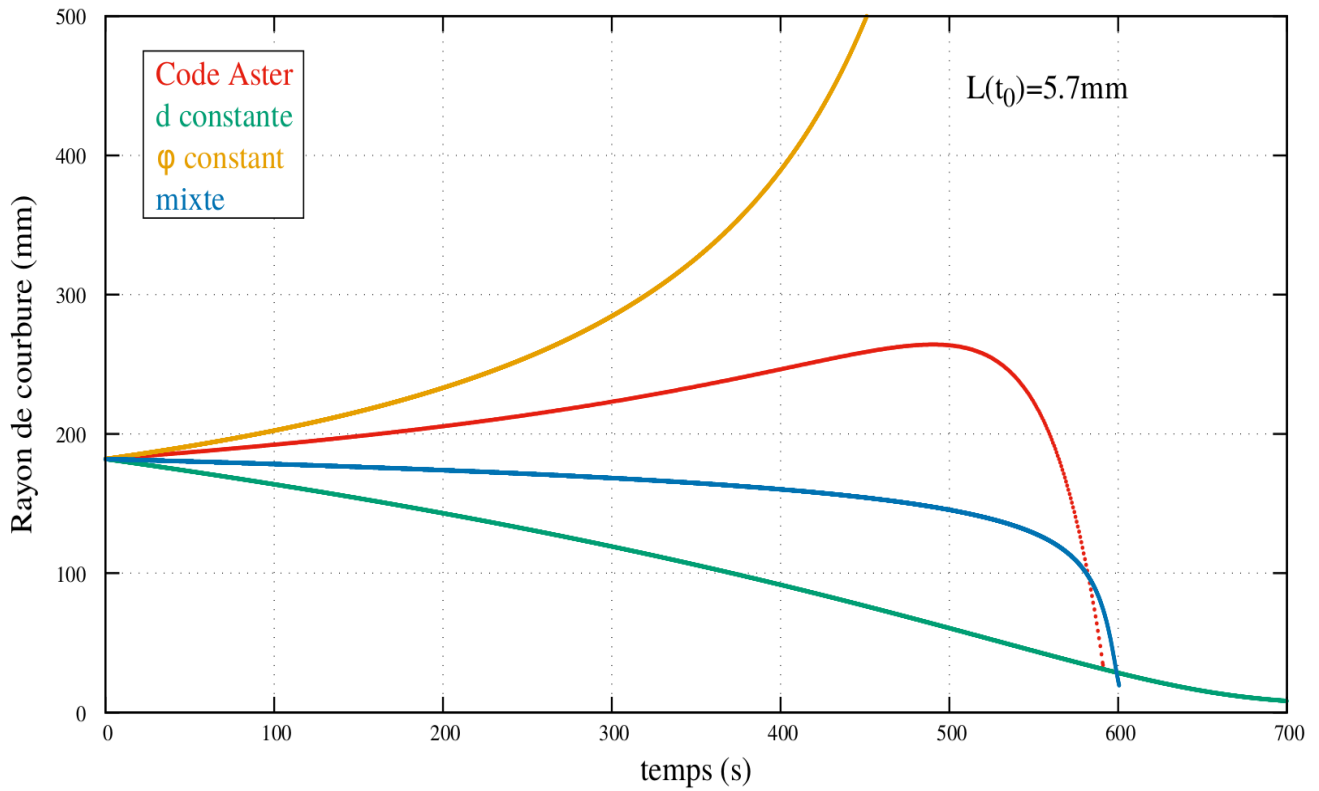


Figure III.2.16 – Evolution du rayon de courbure pour $L(t_0) = 5.7\text{mm}$

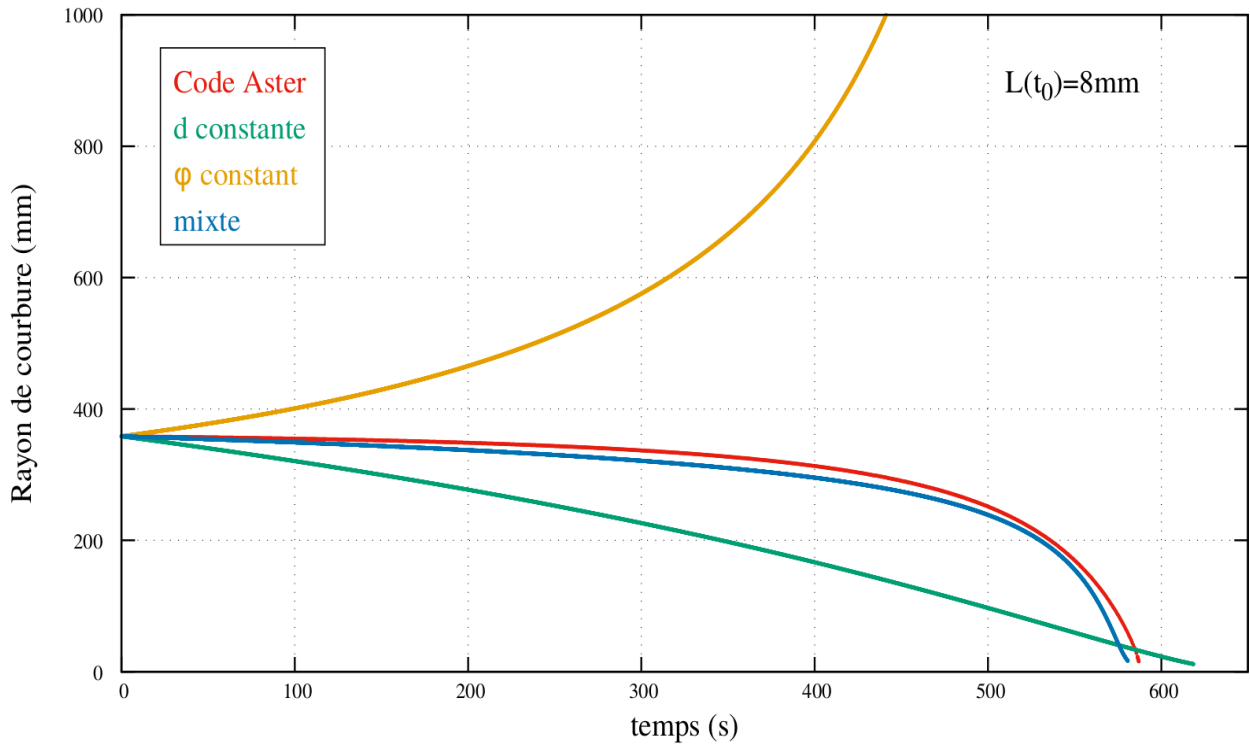


Figure III.2.17 – Evolution du rayon de courbure pour $L(t_0) = 8\text{mm}$

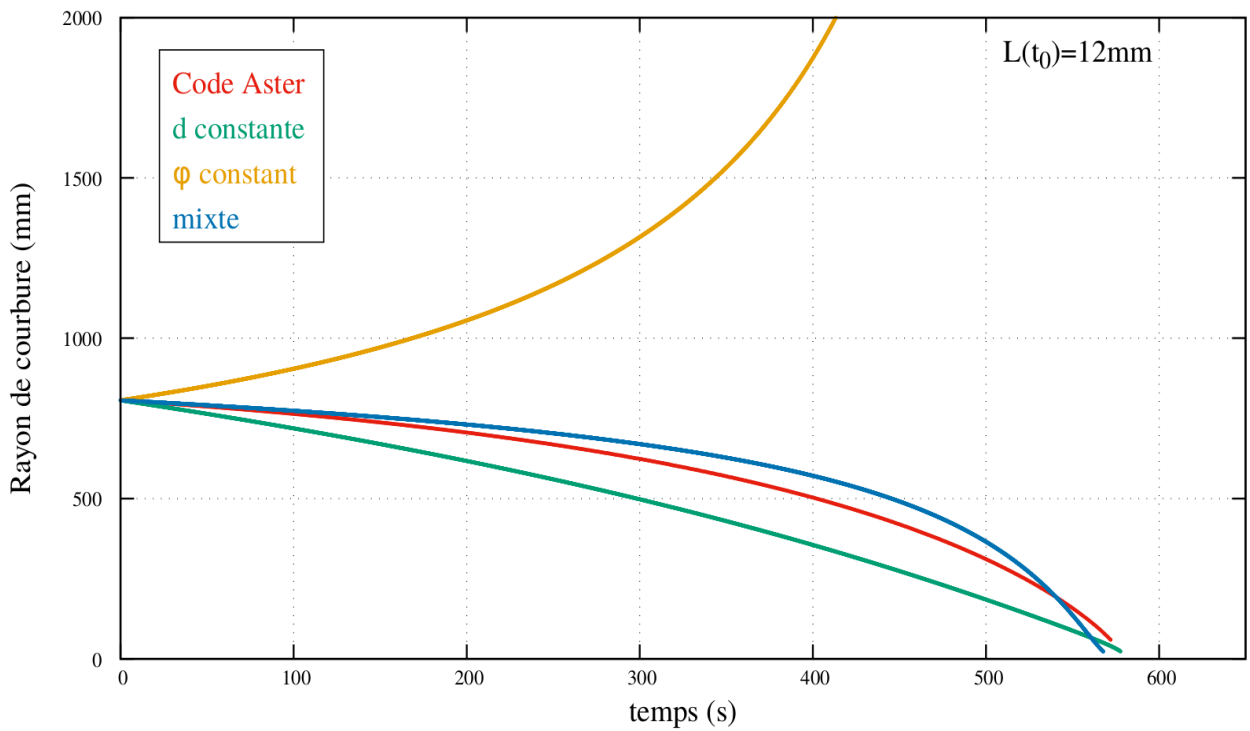


Figure III.2.18 – Evolution du rayon de courbure pour $L(t_0) = 12\text{mm}$

- Comme attendu, le modèle du cylindre parfait fournit des résultats proches de ceux du calcul Aster, et permet d'obtenir des bornes supérieure et inférieure du phénomène réel. A l'intérieur de ces bornes le modèle mixte permet d'affiner fortement la prédiction,

- Le modèle utilisant l'hypothèse $d=constante$ prédit une augmentation du rayon bien trop lente du ballon, notamment lorsque $L(t_0)$ diminue. Comme décrit en III.2.2.a, si $L(t_0)$ diminue, le rayon de courbure devient faible et l'effet de ralentissement dû à la courbure important, pouvant même mener à une inversion des vitesses de fluage Figure III.2.2. Lorsque $L(t_0)$ augmente et que les gradients de déformation diminuent au sein du ballon, cette hypothèse donne de meilleurs résultats,
- Le modèle utilisant l'hypothèse $\varphi=constante$ fournit de meilleurs résultats lorsque $L(t_0)$ diminue concernant l'évolution du rayon maximal au point P. Il est plus « rapide » que les autres simulations. Cela s'explique par le fait que dans ce modèle, le rayon de courbure est contraint d'augmenter. Ainsi les courbures (γ, γ') sont faibles et l'effet de ralentissement moindre que pour le modèle à $d=constante$,

Pour ces deux modèles, la difficulté à représenter fidèlement l'évolution du rayon de courbure du ballon Figures III.2.16 à III.2.18 induit une mauvaise description des courbures (γ, γ') qui possèdent un impact significatif sur le calcul subséquent des contraintes et déformations. On peut ajouter que Figures III.2.13 à III.2.15 le rayon au point Q devient inférieur au rayon du cylindre parfait de rayon initial r_0 . En se basant sur les arguments avancés Partie III.2.2.c pour le choix de $d(t_0)$ de la méthode mixte, un point initialement dans le ballon ne peut avoir un rayon inférieur au rayon « *Shewfelt parfait* ».

- La méthode *mixte* développée permet de pallier les défauts des précédents modèles pour toute la gamme de longueurs initiales de ballon $L(t_0)$. D'une part le rayon au point P est très précisément décrit. D'autre part, le rayon au point Q reste inclus dans les bornes données par les modèles cylindriques parfaits. Pour finir, la cinématique d'évolution du rayon de courbure n'est pas contrainte par une hypothèse géométrique quelconque et permet de mieux prédire son évolution. Ce résultat est le fruit de trois améliorations conjuguées :
 - Comme expliqué en Partie III.2.2.c, la méthode utilise une correction qui permet d'affiner le choix de $d(t_0)$ afin d'obtenir un modèle physiquement acceptable tout au long du calcul,
 - L'actualisation combinée de la distance et de l'angle entre les points P et Q,
 - Le respect de la déformation isochore, notamment pour l'actualisation de l'épaisseur et plus particulièrement lorsque les déformations deviennent importantes. Les contraintes dépendant de l'inverse de l'épaisseur, son effet sur la cinétique de déformation est ainsi plus important que celle du rayon au point considéré. Une description fine de l'évolution de l'épaisseur est donc un levier décisif pour gagner en précision.

Globalement, lorsque $L(t_0)$ augmente, le temps à rupture diminue. Pour $L(t_0)$ faible, le rayon de courbure calculé par la méthode éléments finis augmente puis diminue. Pour une même profondeur de ballon initiale $\delta(t_0) = 0.0893\text{mm}$, si $L(t_0)$ diminue, alors $\left|\frac{dr}{dz}\right|$ augmente. On comprend alors l'augmentation du rayon de courbure pour un ballon de longueur restreinte d'après l'équation (III.1.21) dans la gamme de déformation où l'angle $\varphi \approx \frac{\pi}{2}$.

L'apport réel se situe lorsque la longueur initiale du ballon diminue, par exemple pour un gradient de température très localisé. A ce sujet, en se basant sur la théorie développée par Timoshenko, [Darchis et Forgeron, 1987] précisent que pour un tube encasté, l'état de contrainte redevient homogène à $5\sqrt{r} * \bar{e} = 8\text{mm}$ de la zone d'encastement. Si l'on considère la zone de transition comme un encastement « dégénéré », plus la longueur initiale du ballon augmente, plus l'état de contrainte sera homogène au centre du ballon, impliquant une modélisation analytique simple. De plus, dans le cadre

de l'analyse d'instabilités plastiques de tubes sous pressions dans le cas de l'hydroformage [Boumaiza et al., 2006] proposent deux critères de striction locale selon la longueur du tube. L'hypothèse des contraintes planes n'étant plus pertinente lorsque la zone de formage diminue, la prise en compte de la déformation axiale avec la méthode mixte permet d'apporter une amélioration à ce niveau.

- **Profondeur initiale du ballon $\delta(t_0)$**

On souhaite à présent étudier l'influence de la profondeur initiale du ballon. Pour ce faire, toutes choses égales par ailleurs, on choisit une longueur initiale du ballon $L(t_0) = 8\text{mm}$ (qui correspond à la moitié des longueurs d'ouverture de fissures mesurées lors de nos campagnes de fluage et de rampes) et on s'intéresse à différentes profondeurs initiales de ballon :

- $\delta(t_0)=0.04465\text{mm}$ correspondant à une déformation initiale au centre du ballon de 1%
- $\delta(t_0)=0.0893\text{mm}$ correspondant à une déformation initiale au centre du ballon de 2%
- $\delta(t_0)=0.22325\text{mm}$ correspondant à une déformation initiale au centre du ballon de 5%

Ces choix permettent de modéliser la géométrie initiale juste après apparition du ballon en étudiant le rapport de forme $L(t_0)/\delta(t_0)$ et d'analyser son impact sur la description numérique qui s'en suit. On trace les mêmes grandeurs que celles au paragraphe précédent. Les courbes concernant le ballon de dimensions initiales ($L(t_0)=8\text{mm}$, $\delta(t_0)=0.0893$) sont disponibles Figures III.2.11, III.2.14 et III.2.17.

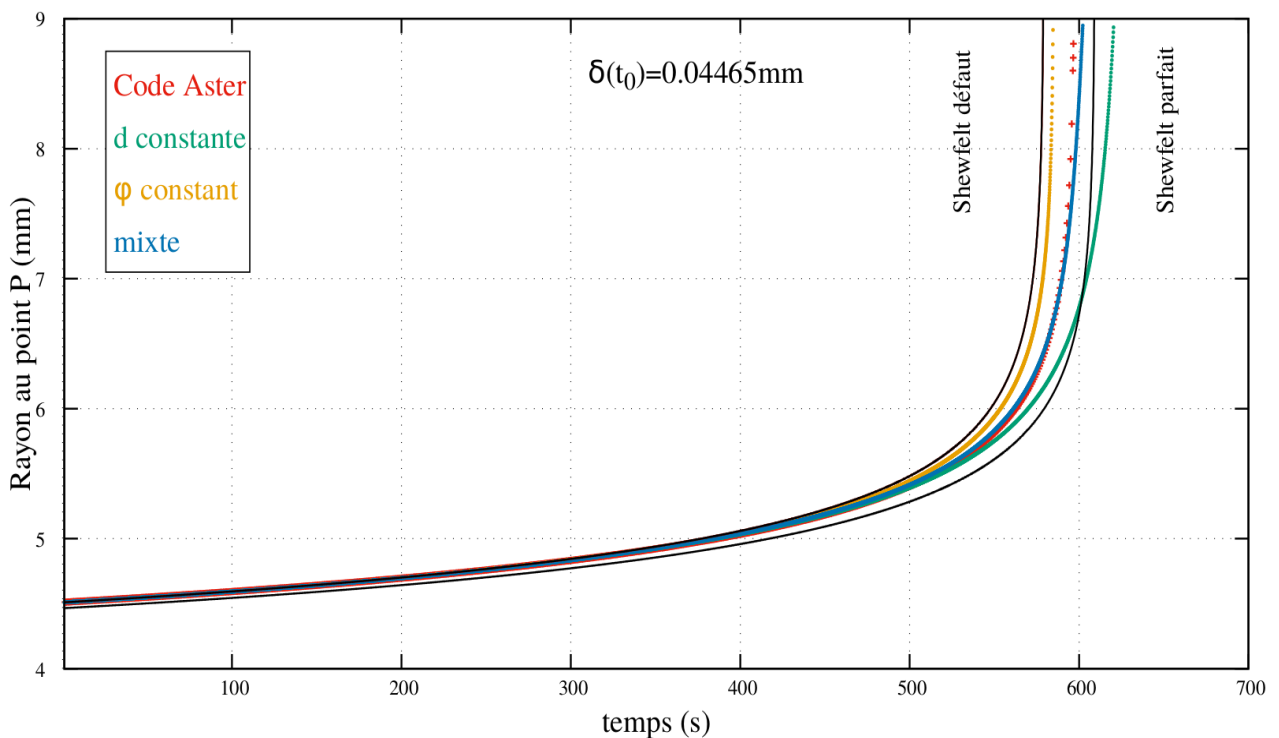


Figure III.2.19 – Evolution du rayon au point P pour $\delta(t_0) = 0.04465\text{mm}$

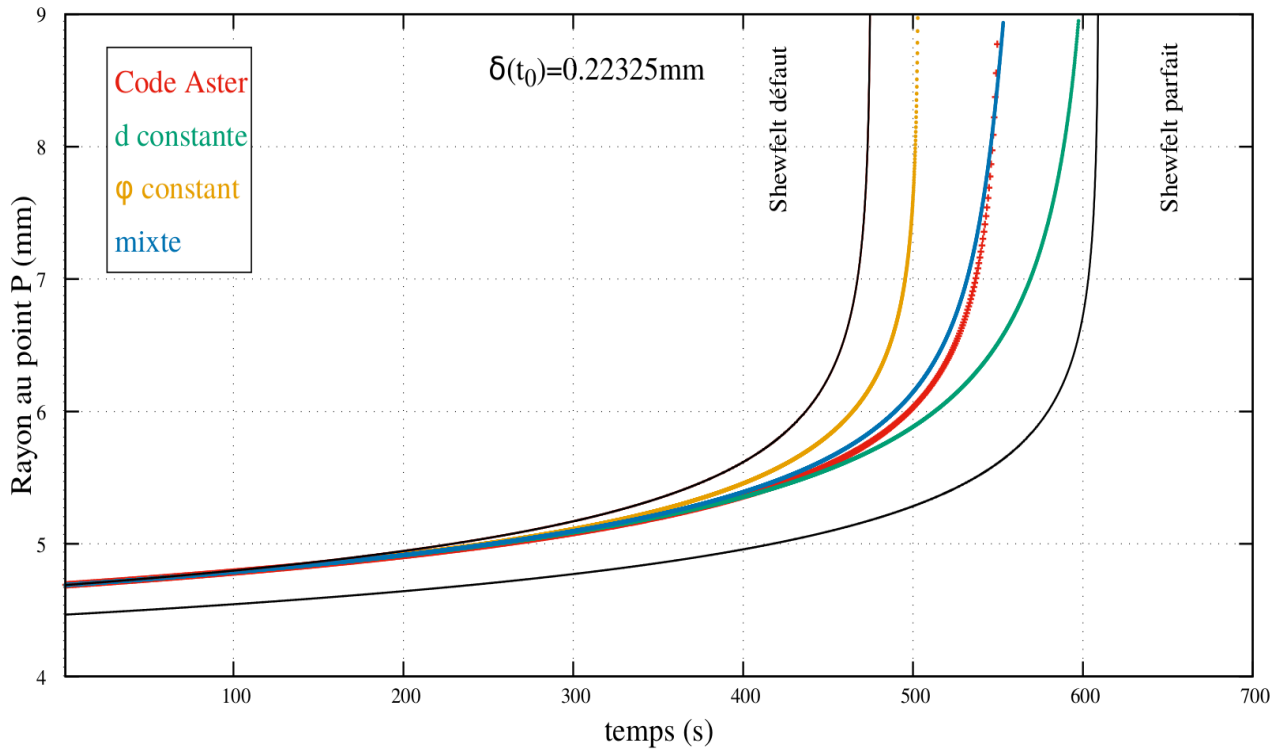


Figure III.2.20 – Evolution du rayon au point P pour $\delta(t_0) = 0.22325\text{mm}$

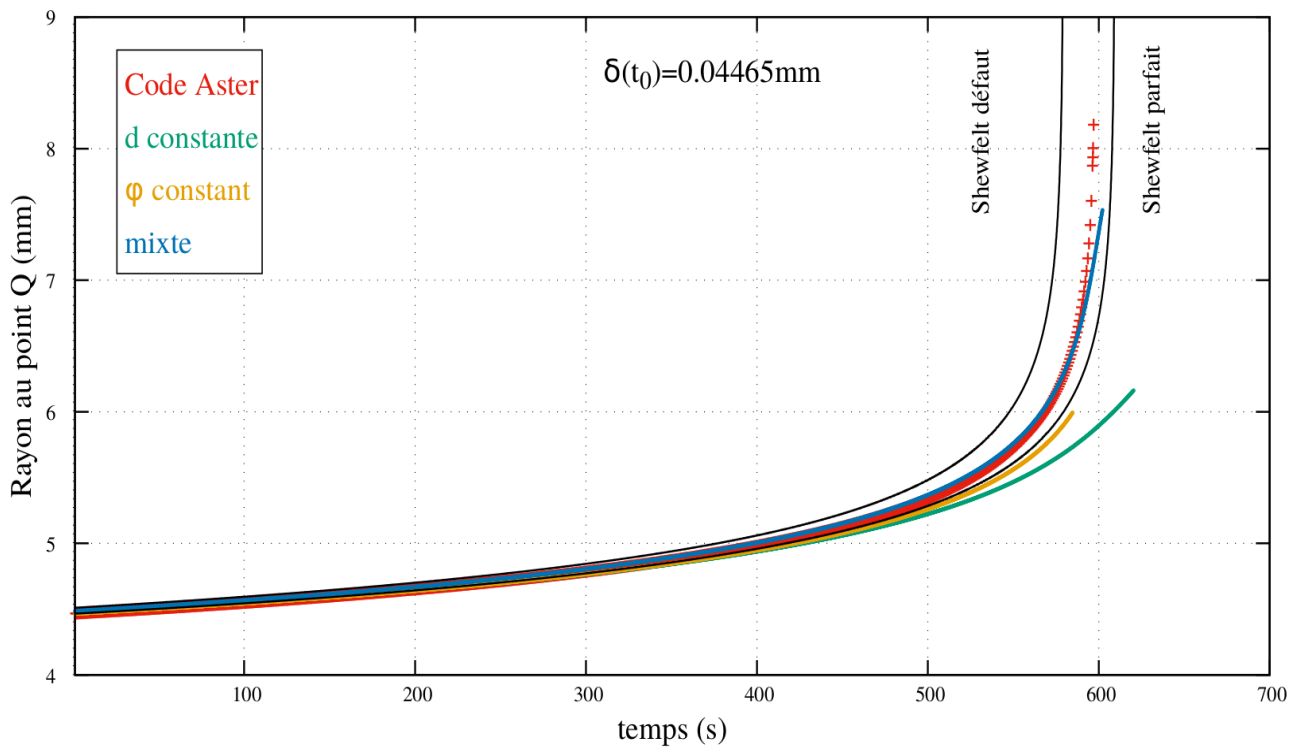


Figure III.2.21 – Evolution du rayon au point Q pour $\delta(t_0) = 0.04465\text{mm}$

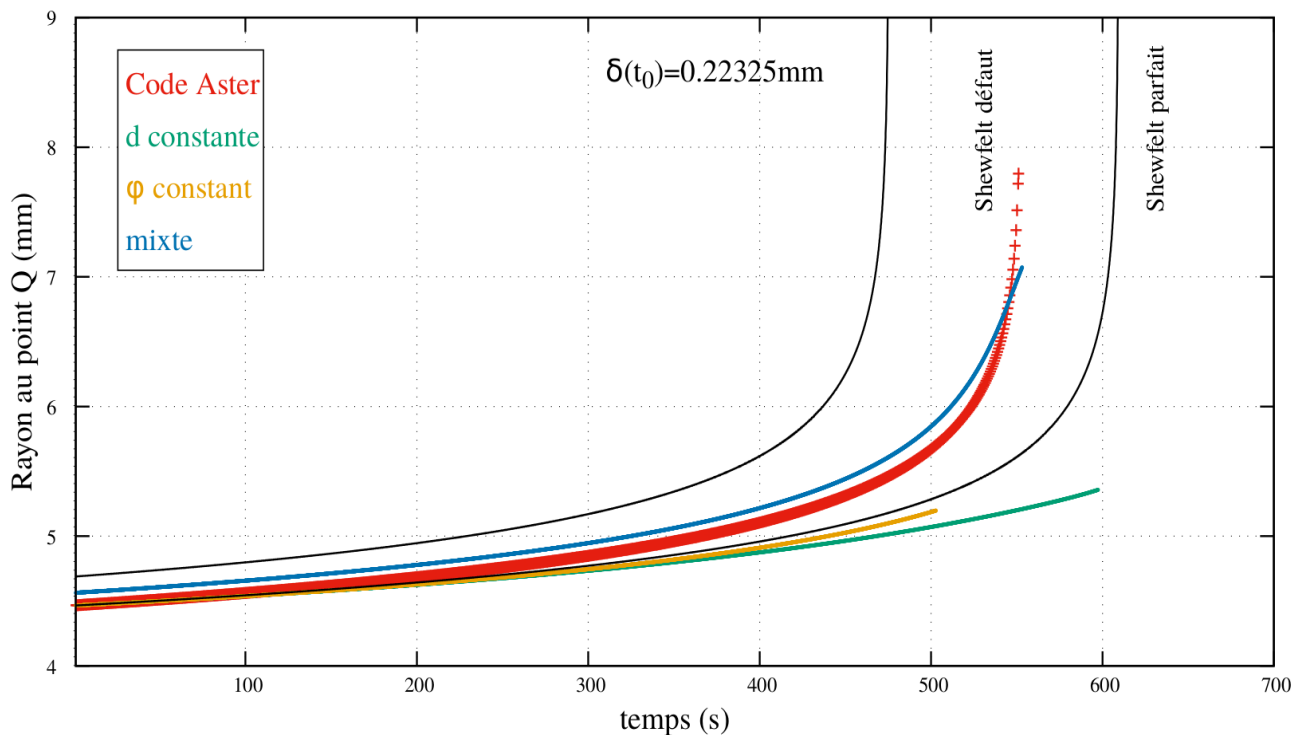


Figure III.2.22 – Evolution du rayon au point Q pour $\delta(t_0) = 0.22325\text{mm}$

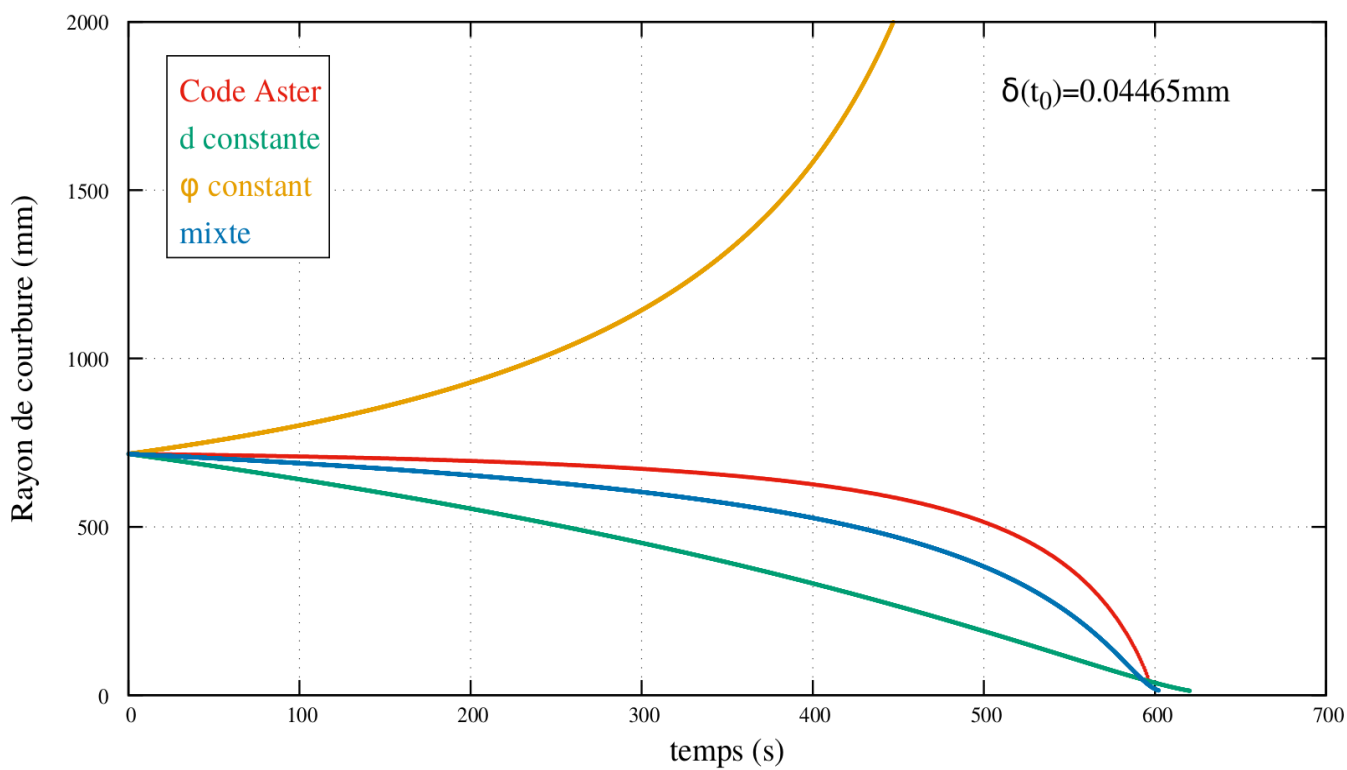


Figure III.2.23 – Evolution du rayon de courbure pour $\delta(t_0) = 0.04465\text{mm}$

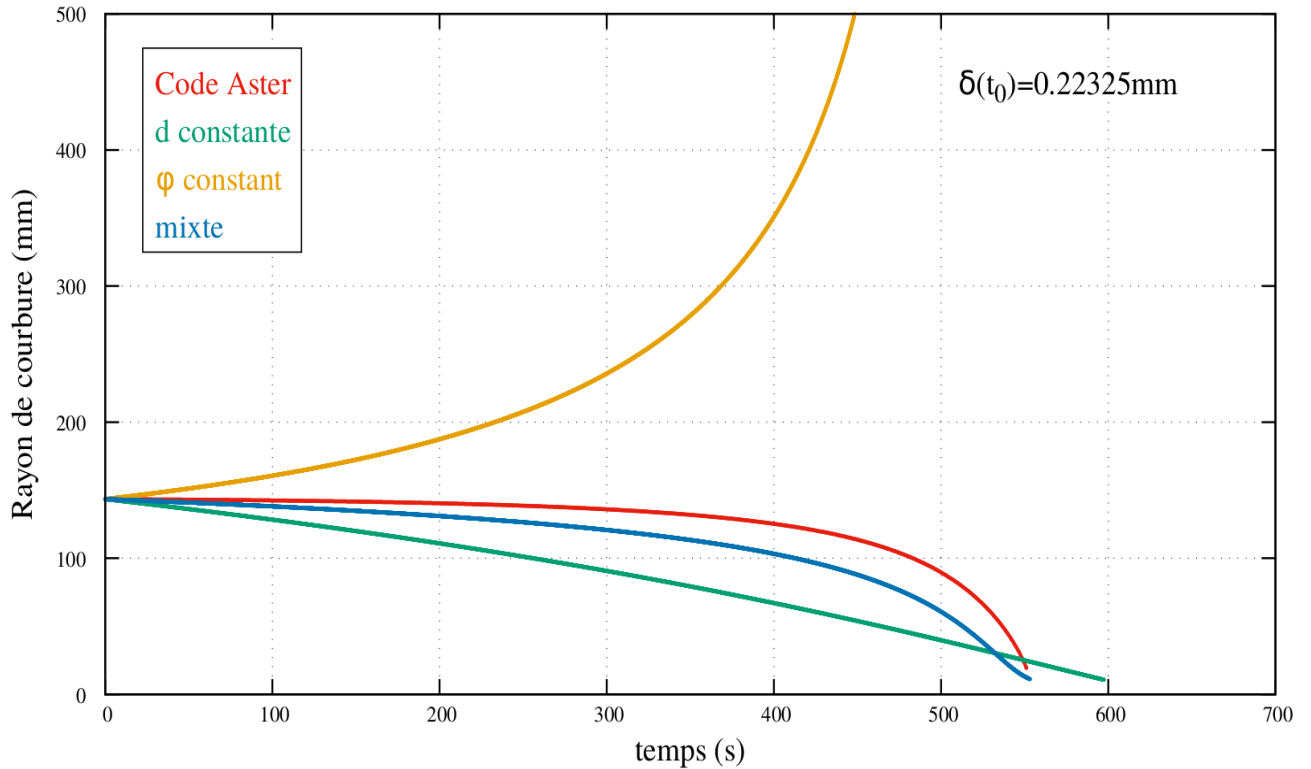


Figure III.2.24 – Evolution du rayon de courbure pour $\delta(t_0) = 0.22325\text{mm}$

Les causes de l'influence de la profondeur initiale du ballon $\delta(t_0)$ sur les résultats fournis par les différents modèles présentent d'importantes similitudes avec celles décrites au paragraphe précédent :

- Les modèles de cylindres parfaits bornent la cinétique réelle du ballonnement, d'autant plus précisément que la profondeur initiale $\delta(t_0)$ est faible,
- Comme précédemment lorsque $L(t_0)$ diminuait, on constate que le modèle utilisant l'hypothèse de résolution ***d=constante*** prédit une augmentation trop lente des rayons, et ce d'autant plus que $\delta(t_0)$ augmente. Ce phénomène est expliqué par le phénomène de ralentissement intrinsèque à ce modèle lorsque les rayons de courbures diminuent pour des $\delta(t_0)$ croissants,
- Le modèle utilisant l'hypothèse ***phi=constante*** présente des résultats légèrement plus cohérents sur l'évolution des rayons, hormis pour le rayon de courbure, contraint d'augmenter. Ce phénomène est exacerbé lorsque $\delta(t_0)$ diminue.
- La méthode ***mixte*** offre une représentation précise de l'évolution des paramètres du ballon, notamment du rayon de courbure qui est un paramètre clé de ce modèle. Les raisons précises sont explicitées en détails au paragraphe précédent.

b) Etude de l'état de contrainte

Afin de mieux comprendre nos modèles et vérifier la cohérence des calculs aux éléments finis, nous nous intéressons à l'état de contrainte. On calcule en utilisant les équations (III.1.7) et (III.1.10) les contraintes aux points P et Q pour un ballon de profondeur initiale $\delta(t_0) = 0.0893\text{mm}$ et de longueurs initiales $L(t_0) \in [5.7\text{mm}, 8\text{mm}, 12\text{mm}]$. On extrait les valeurs correspondantes aux nœuds du maillage pour les modélisations avec Code_Aster. Les résultats en MPa sont donnés dans le Tableau III.2.1 :

	$\sigma_{\theta}^{théorique}$	σ_{θ}^{Aster}	$\sigma_z^{théorique}$	σ_z^{Aster}	$\sigma_r^{théorique}$	σ_r^{Aster}
Point P $L(t_0) = 5.7\text{mm}$	63.12	60.1	31.96	28.13	0	-3.76
Point Q $L(t_0) = 5.7\text{mm}$	61.93	59.13	31.35	27.38	0	-3.78
Point P $L(t_0) = 8\text{mm}$	63.51	59.81	31.96	28.14	0	-3.75
Point Q $L(t_0) = 8\text{mm}$	62.9	59.61	31.34	27.43	0	-3.77
Point P $L(t_0) = 12\text{mm}$	63.74	59.84	31.96	27.46	0	-3.75
Point Q $L(t_0) = 12\text{mm}$	62.5	59.5	31.33	28.14	0	-3.76

Tableau III.2.1 – Comparaison des valeurs de contraintes initiales théoriques et obtenues par calcul aux éléments finis

Les valeurs de contraintes initiales entre le calcul théorique et le calcul éléments finis présentent une bonne cohérence. On note que les valeurs données par le modèle théorique prédit des contraintes axiale et circonférentielle légèrement supérieures à celles données par le calcul éléments finis. L'hypothèse $\sigma_r \approx 0$ dans le modèle théorique peut se justifier par le fait que la contrainte radiale est inférieure d'un ordre de grandeur par rapport aux contraintes dans les deux autres directions pour le calcul éléments finis.

Après avoir validé la cohérence des valeurs de contraintes initiales calculées en deux points de contrôle, on souhaite étudier l'évolution de ces contraintes au cours de la déformation de ballonnement. On rappelle que le point *Q* mentionné est le point se situant initialement à $d(t_0) = L(t_0)$ pour le modèle éléments finis Code_Aster et pour les modèles semi-analytiques utilisant les hypothèses $d=constante$ et $\varphi=constante$. Pour le modèle mixte, nous avons vu précédemment que le point se situe initialement à une distance $d(t_0) < L(t_0)$. Cela n'a cependant pas d'impact sur le profil d'évolution de la contrainte au point *Q*.

On trace l'évolution de la contrainte circonférentielle pour les différentes morphologies initiales de ballon. Le cas $L(t_0) = 8\text{mm}$ n'est pas tracé et se trouve à mi-chemin entre les deux autres cas.

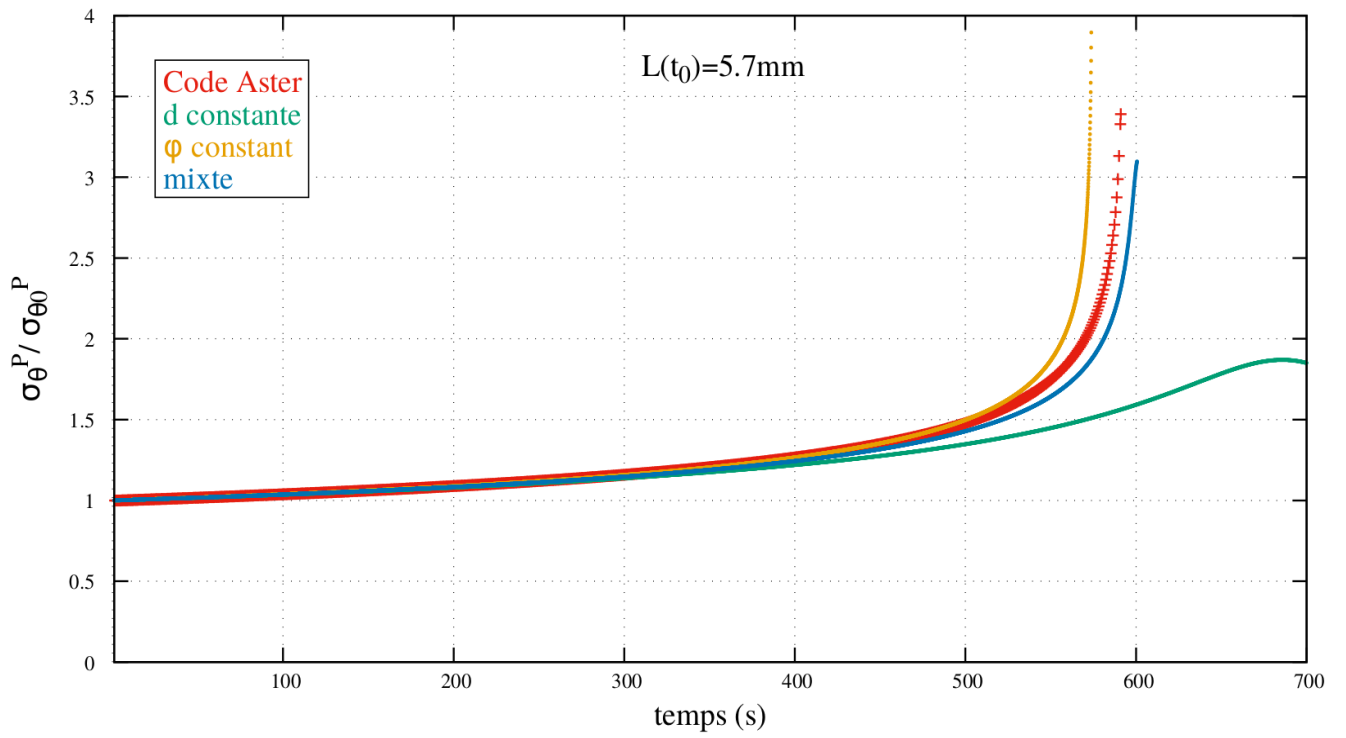


Figure III.2.25 – Evolution de la contrainte circonférentielle au point P pour $L(t_0) = 5.7\text{mm}$

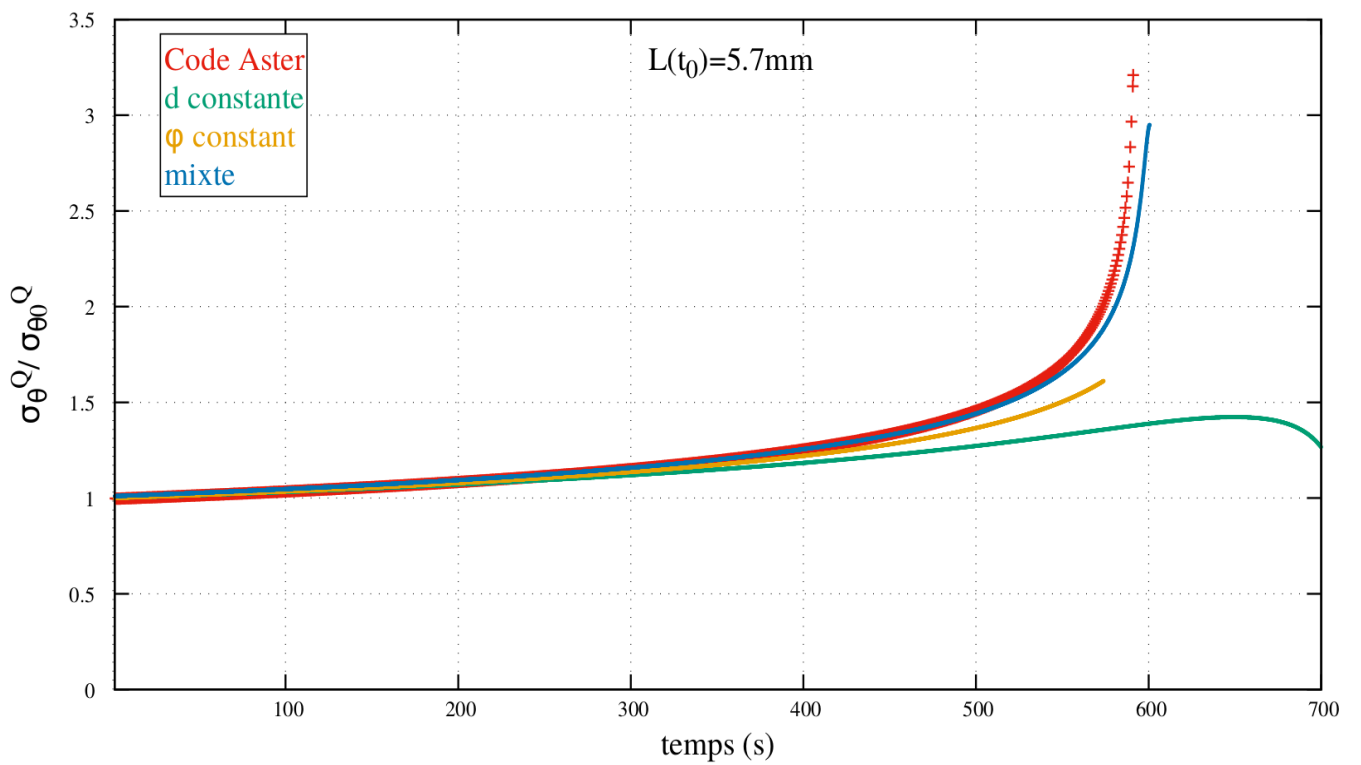


Figure III.2.26 – Evolution de la contrainte circonférentielle au point Q pour $L(t_0) = 5.7\text{mm}$

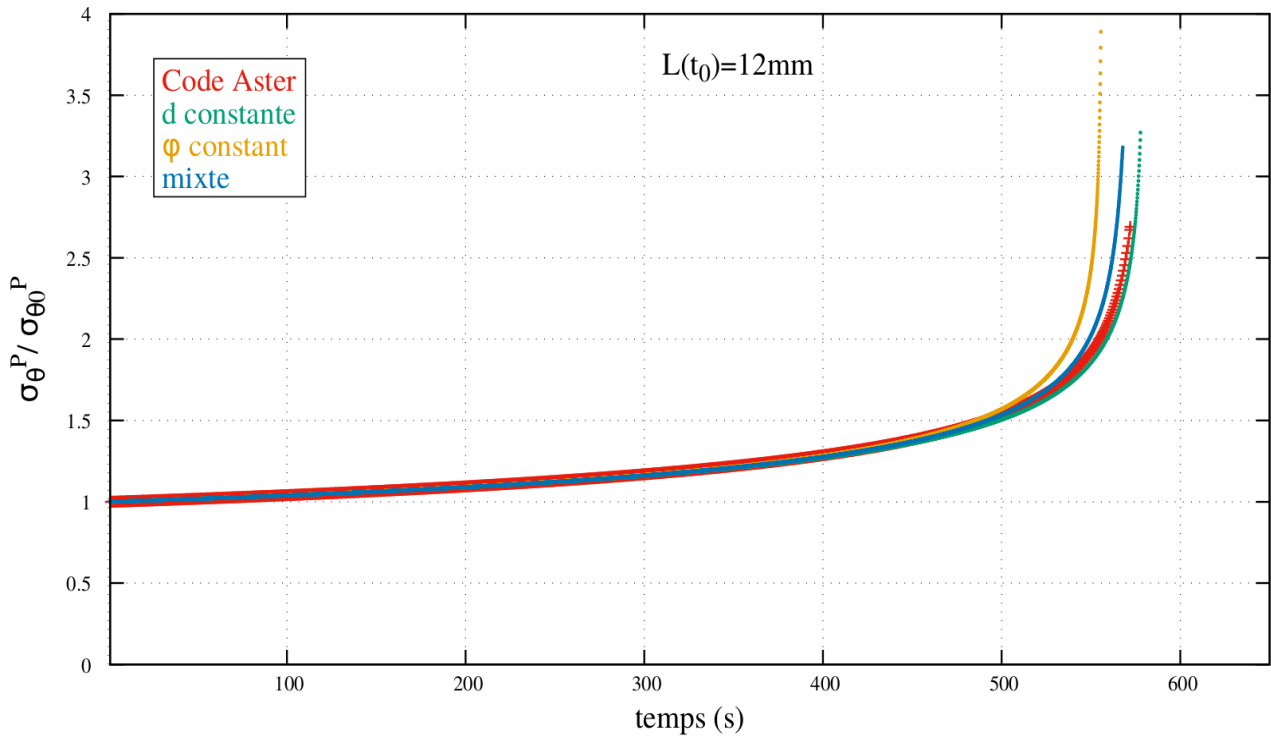


Figure III.2.27 – Evolution de la contrainte circonférentielle au point P pour $L(t_0) = 12\text{mm}$

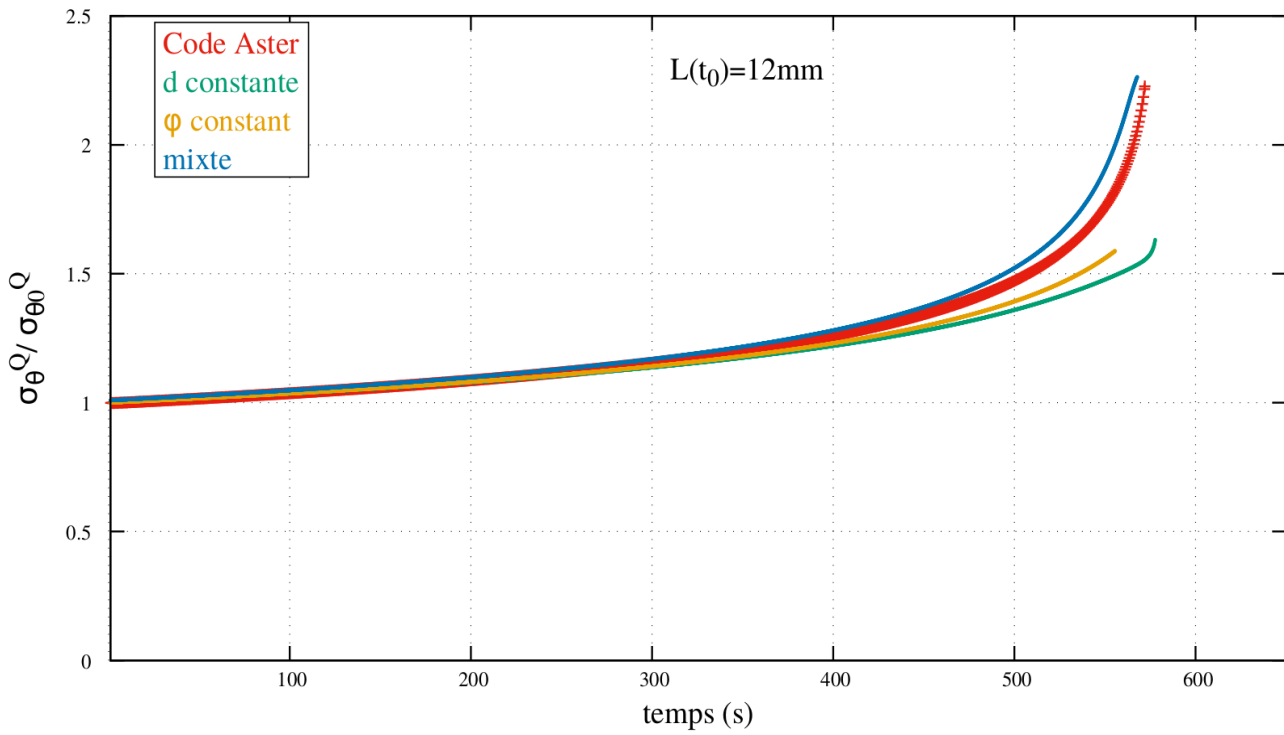


Figure III.2.28 – Evolution de la contrainte circonférentielle au point Q pour $L(t_0) = 12\text{mm}$

L'évolution de la contrainte circonférentielle permet de tirer plusieurs conclusions :

- Au point P, l'évolution de la contrainte obtenue par le calcul éléments finis évoque bien une augmentation exponentielle, image du déplacement. On retrouve cette tendance au point Q avec une augmentation qui suit la même courbe maîtresse mais une valeur finale moindre du fait de déformations circonférentielle et radiale moindres,
- Pour le modèle semi-analytique utilisant l'hypothèse de résolution $d=constante$ on observe que lorsque $L(t_0)$ diminue, la contrainte subit un ralentissement aux fortes déformations du fait d'une réduction importante du rayon de courbure. L'effet de ralentissement de la déformation évoqué à la partie précédente est directement lié à ce ralentissement et cette diminution des contraintes en fin de ballonnement,
- Pour le modèle semi-analytique utilisant l'hypothèse de résolution $\varphi=constant$, la contrainte au point P est supérieure à celle donnée par le modèle éléments finis, et celle au point Q est inférieure. Une fois de plus, cela provient de l'hypothèse de résolution qui implique une croissance du rayon de courbure (induisant une contrainte supérieure au point P) et un éloignement simultané des points P et Q (qui induit une contrainte au point Q inférieure à la contrainte réelle). La fin du calcul se basant sur le point où l'état de contrainte-déformation est maximum, c'est le point P qui pilote l'arrêt du calcul. Cet argument fournit une explication à la « rupture » prématurée du ballon pour le modèle à $\varphi=constant$,
- La méthode *mixte* offre une bonne prédiction des contraintes circonférentielles évaluées aux deux points de contrôle.

Nous avons étudié les différences entre le modèle éléments finis et les modèles semi-analytiques. La précision des modèles semi-analytiques dépend des hypothèses de modélisation et de résolution. Ces hypothèses permettent de simplifier le problème afin de le résoudre grâce à une routine numérique simple et infiniment plus rapide qu'un calcul éléments finis. Cependant, l'intérêt industriel réside aussi dans les derniers instants du ballonnement qui joueront un rôle important dans le taux de bouchage des canaux de refroidissement [Grandjean, 2007]. De plus, du point de vue du chercheur, ces mécanismes fournissent une meilleure piste pour la compréhension de la ruine et une explication du phénomène de rupture. En effet, les études liées à la rupture nécessitent une meilleure connaissance de l'état de contrainte en fin de phénomène [Kramer et Deitrich, 1977] [Tugcu, 1995] [Zhou et al., 2004].

Dans la suite, les contraintes seront tracées jusqu'à l'instant du calcul où la déformation circonférentielle maximale atteint 100%.

- **Contrainte radiale**

Nous avons vu au paragraphe précédent que la contrainte radiale initiale est inférieure d'une décade par rapport aux deux autres contraintes principales. Au fur et à mesure que la déformation et les contraintes augmentent, la contrainte radiale calculée avec la modélisation éléments finis ne varie que très peu (Figure III.2.29). Les autres contraintes augmentant, le rapport entre ces dernières et la contrainte radiale devient supérieur à deux ordres de grandeur.

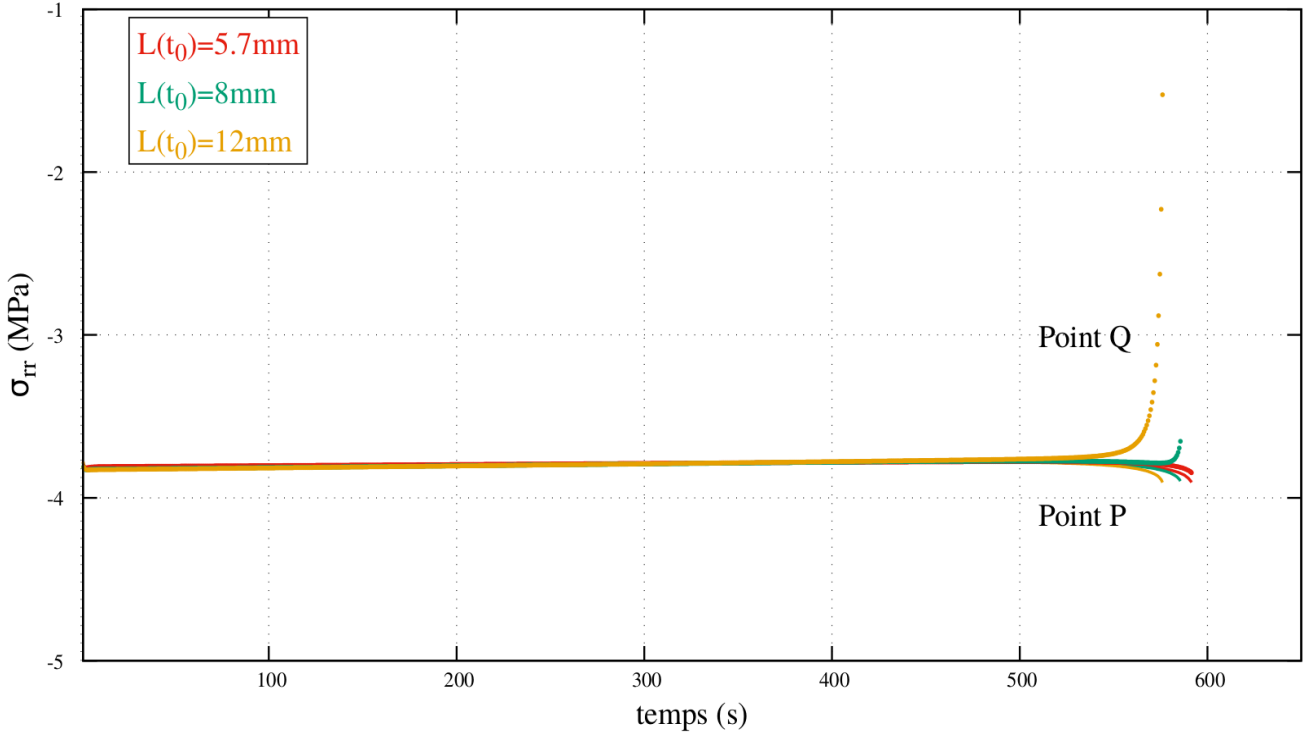


Figure III.2.29 – Evolution de la contrainte radiale obtenue par calcul aux éléments finis

- **Biaxialité des contraintes**

Dans le cas isotrope, les modélisations 0D et 1D de type cylindre parfait présentent un rapport de biaxialité $b = \frac{\sigma_{\theta}}{\sigma_z} = 2$ [Shewfelt, 1988] [Forgeron et al., 2000]. Outre la description de l'état de contrainte pour la modélisation du ballon, cette grandeur est d'un intérêt majeur dans le cadre de la rupture de gaines fragilisées par l'hydruration. En effet, ces hydrures sont orientés selon l'historique de la gaine durant sa durée de vie et durant la phase de montée en température du transitoire APRP [Glendening et al., 2005]. L'orientation de ces hydrures, combinés à la biaxialité des contraintes est un facteur clés de rupture par fragilisation des hydrures [Yunchang et Koss, 1985].

Avec la modélisation analytique du ballon, les équations (III.1.7) et (III.1.10) impliquent que le rapport de biaxialité vaut :

$$\begin{cases} \frac{\sigma_{\theta}}{\sigma_z} = 2 - \gamma & \text{au point P} \\ \frac{\sigma'_{\theta}}{\sigma'_z} = 2 - \frac{\gamma'}{\sin(\varphi)} & \text{au point Q} \end{cases} \quad (III.2.2)$$

Ainsi, le rapport de biaxialité est inférieur à 2 et n'est pas constant au cours de la déformation. Plus précisément, il diminue lorsque la courbure augmente *i.e.* que le ballon se localise.

On rappelle que la contrainte axiale est donnée au point Q dans le repère orthonormé suivant la normale à la surface du cylindre déformé. On applique donc un changement de base pour obtenir la contrainte au point Q dans ce repère pour la contrainte obtenue par le modèle éléments finis. Celle-ci étant donnée dans le repère liée à l'axe du cylindre on effectue la transformation suivante en s'appuyant sur la Figure III.1.1 en notant $\alpha = \frac{\pi}{2} - \varphi$:

La matrice de passage du repère global $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$ au repère local $(\vec{e}_R, \vec{e}_\theta, \vec{e}_Z)$ est :

$$P = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & 0 & -\sin(\alpha) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\alpha) & 0 & \cos(\alpha) \end{pmatrix}$$

Finalement en notant $\bar{\sigma}$ la matrice des contraintes dans la base locale en fonction des contraintes fournies par le calcul éléments finis dans la base globale, on obtient :

$$\bar{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_r \cos^2(\alpha) + \sigma_z \sin^2(\alpha) + 2\sigma_{rz} \sin(\alpha) \cos(\alpha) & 0 & \sigma_{rz}(\cos^2(\alpha) - \sin^2(\alpha)) + (\sigma_z - \sigma_r) \cos(\alpha) \sin(\alpha) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sigma_{rz}(\cos^2(\alpha) - \sin^2(\alpha)) + (\sigma_z - \sigma_r) \cos(\alpha) \sin(\alpha) & 0 & \sigma_r \sin^2(\alpha) + \sigma_z \cos^2(\alpha) - 2\sigma_{rz} \sin(\alpha) \cos(\alpha) \end{pmatrix}$$

On trace Figure III.2.30 le rapport de biaxialité pour la méthode éléments finis et les trois méthodes de résolutions semi-analytiques. L'évolution de ce rapport étant quasiment identique selon la forme initiale du ballon, on donne l'exemple pour un ballon de dimensions initiales $(L(t_0) = 8\text{mm}, \delta(t_0) = 0.0893)$.

Pour chaque type de modélisation on peut observer que :

- Pour le modèle utilisant l'hypothèse ***d=constante***, le rapport de biaxialité diminue fortement durant le dernier tiers du ballonnement. Cela est dû à la forte localisation provenant de la réduction du rayon de courbure pour deux points distants de $d(t_0) = L(t_0)$. L'étendue axiale du ballon n'évoluant pas c'est l'augmentation de la profondeur du ballon qui pilote le phénomène. La contrainte axiale augmente plus vite que la contrainte circonférentielle. La limite, non atteinte, $b=1$ correspond à l'état de contrainte parfaitement biaxié d'une sphère sous pression interne [Forest et Amestoy, 2020]
- Pour le modèle utilisant l'hypothèse ***φ=constante***, le rapport de biaxialité reste constant et proche de 2. Inversement au cas précédent, étant donné que le rayon de courbure augmente fortement au cours du calcul (Figures III.2.16 à III.2.18) les courbures (γ, γ') restent faibles et l'angle $\varphi \approx \frac{\pi}{2}$. Les équations (III.2.2) ne modifient que peu le rapport de biaxialité durant la déformation
- La méthode ***mixte*** représente mieux l'évolution du rapport de biaxialité en regard de celui donné par le code éléments finis. Etant donné que la zone de transition n'est pas représentée à proprement parler et que le choix est fait d'utiliser $d(t_0) < L(t_0)$, on ne peut pas représenter ce rapport au point Q initialement placé en $L(t_0)$ comme pour Code_Aster.
- Le modèle **éléments finis Code_Aster** présente un rapport de biaxialité quelque peu supérieur aux modèles semi-analytiques. Cela vient de la contribution de la contrainte radiale qui est non nulle pour le calcul éléments finis tandis qu'elle est négligée dans les modèles analytiques. Plus particulièrement si on écrit les relations en utilisant une approximation du second ordre [Limon et Lehmann, 2004] :

$$\begin{cases} \sigma_\theta - \sigma_r = 2 * (\sigma_z - \sigma_r) \Leftrightarrow b = 2 - \frac{\sigma_r}{\sigma_z} \\ \sigma_\theta - \sigma_r = p * \frac{r}{e} \end{cases} \quad (III.2.3)$$

En prenant en compte la contrainte radiale qui est négative, le rapport de biaxialité b augmente et devient supérieur à 2. On souligne qu'en peau externe, la contrainte radiale est nulle.

On note que le rapport de biaxialité diminue au cours de la déformation, traduisant la reprise des efforts circonférentiels qui équilibrent la pression par la contrainte axiale lorsque la profondeur du ballon augmente et que son rayon de courbure diminue (Figures III.2.16 à III.2.18).

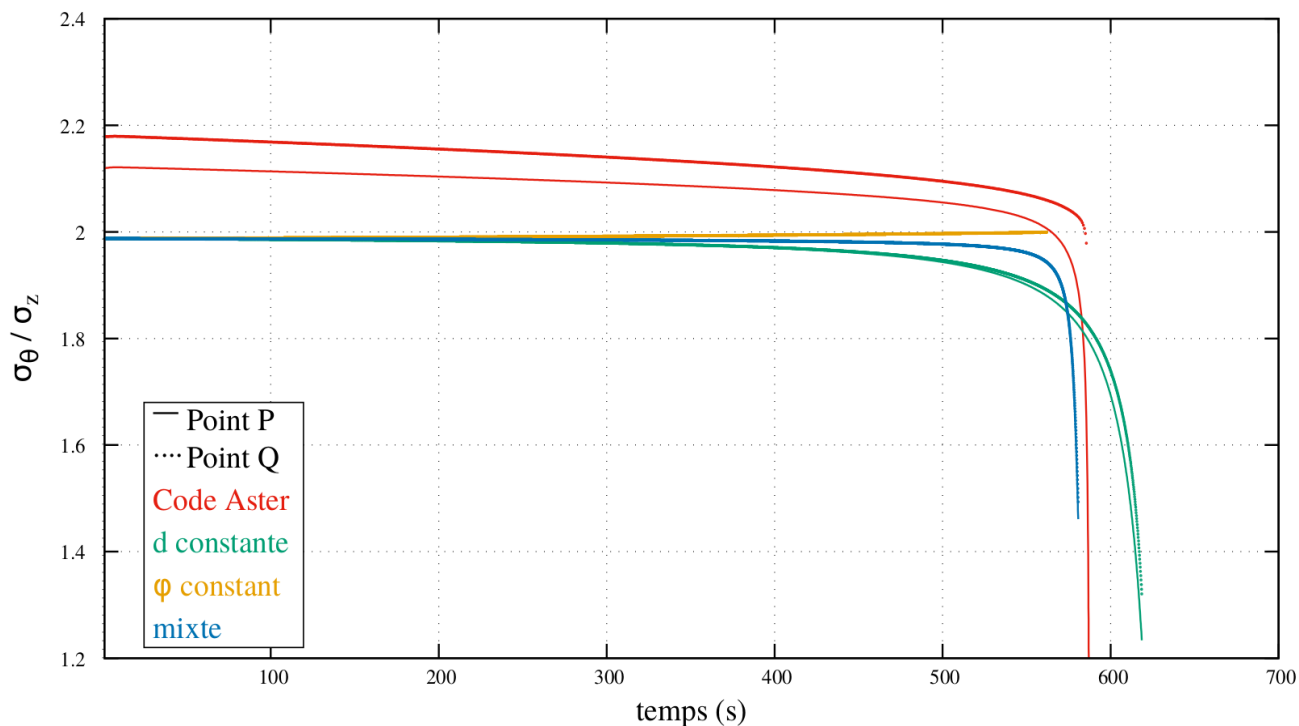


Figure III.2.30 – Evolution du rapport de biaxialité pour les modélisations aux éléments finis et les modèles semi-analytiques ($L(t_0) = 8\text{mm}$, $\delta(t_0) = 0.0893$)

- **Flexion**

Lors du développement des modèles semi-analytiques, nous avons considéré que la base locale est aussi la base principale des contraintes *i.e.* que les contraintes de flexion sont nulles dans cette base.

On souhaite vérifier cette hypothèse en s'appuyant sur le résultat du calcul éléments finis. La contrainte de flexion est calculée dans la base locale en utilisant les résultats fournis par Code_Aster et la matrice de changement de base décrite plus haut.

La contrainte de flexion au point P reste inférieure à 10^{-4} MPa pour les géométries de ballon considérées ce qui est cohérent d'un point de vue mécanique du fait de la symétrie en ce point. On trace le rapport $\frac{\sigma_{rz}}{\sigma_\theta}$ au point Q, Figure III.2.31.

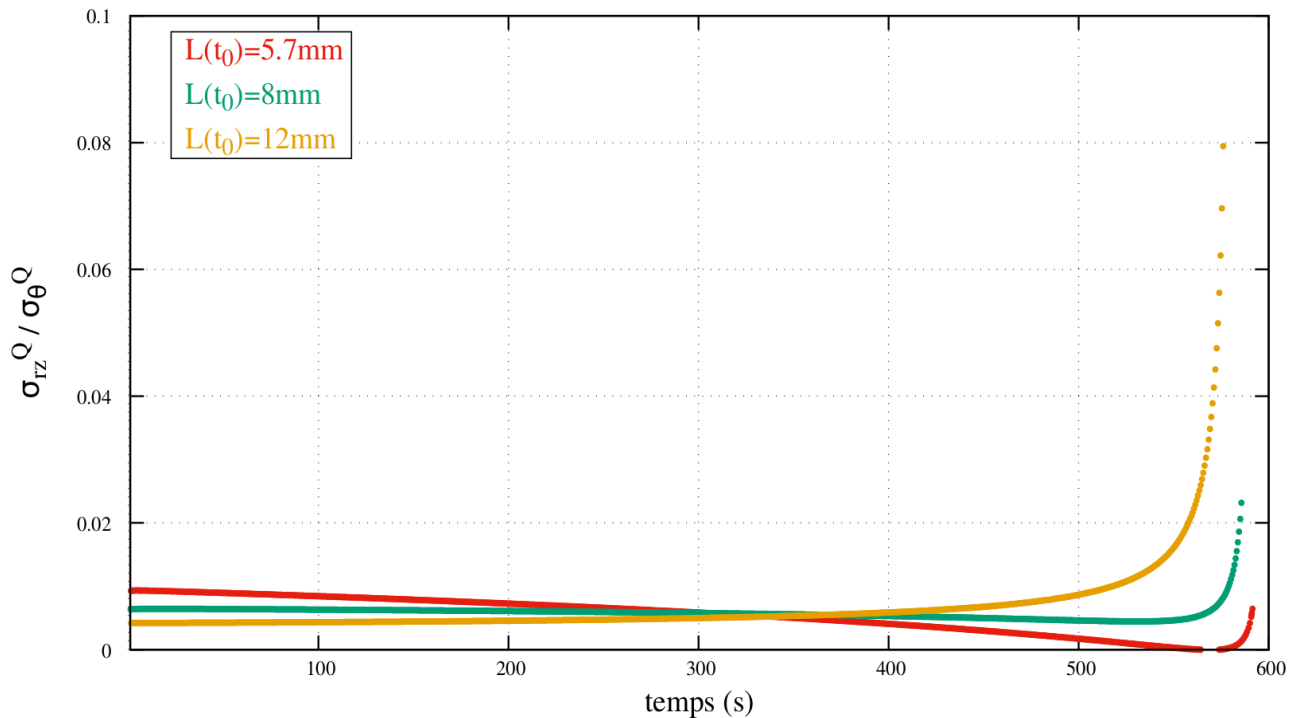


Figure III.2.31 – Evolution du rapport des contraintes de flexion et circonférentielle pour la modélisation aux éléments finis ($\delta(t_0) = 0.0893$)

On constate sur ce graphique que les contraintes de flexion restent faibles. Plus particulièrement, jusqu’aux derniers instants elles restent inférieures à 2% de la contrainte circonférentielle. Ainsi, le repère local reste le repère principal des contraintes durant la quasi-totalité du ballonnement.

On assiste à une augmentation rapide sur un temps très court de la contrainte de flexion pour une longueur initiale de ballon de $L(t_0) = 12\text{mm}$, certainement due à une déformation excessive du maillage lorsque le rayon de courbure tend vers une valeur très faible pour un ballon de longueur plus importante Figure III.2.18.

c) Analyse de la méthode de résolution initiale

Afin de mieux comprendre le calcul utilisant l’hypothèse de résolution $d=\text{constante}$ utilisée dans les premiers articles proposant cette approche [Khan et Pathak, 2014] [Lin, 1977] on se propose de réaliser avec Code_Aster un calcul éléments finis. En partant du constat que le modèle théorique ne prend pas en compte la zone de transition ‘cylindre parfait-ballon’, on adopte la géométrie Figure III.2.32 afin d’obtenir un **effet de fond** identique à celui du cylindre ballonné sous pression interne, avec $L(t_0) = 8\text{mm}$, $\delta(t_0) = 0.0893$.

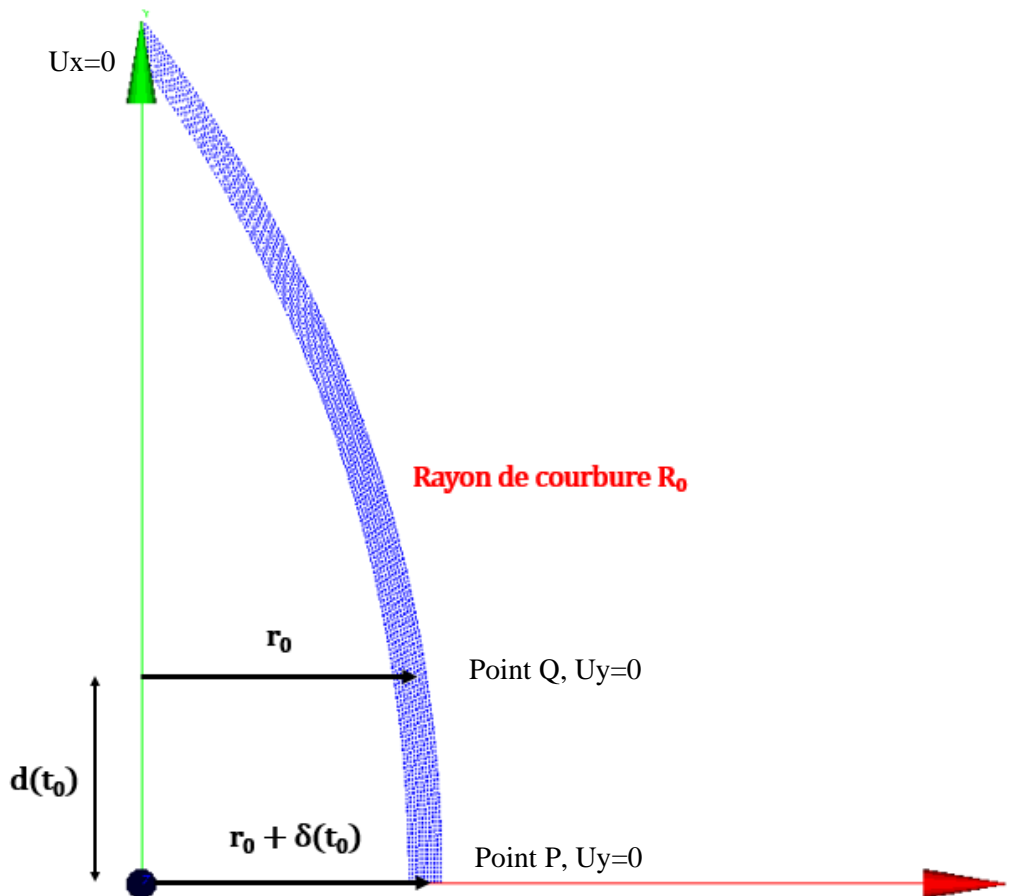


Figure III.2.32 – Maillage Code_Aster pour représenter l'hypothèse de calcul $d=\text{constante}$

Les données du modèle sont les suivantes :

- Le rayon au point O est $r_0 + \delta(t_0)$ et à une distance $L(t_0) = d(t_0) = d$ le rayon initial est r_0 ,
- Le rayon de courbure est identique à celui obtenu par calcul semi-analytique à l'instant initial du calcul, soit $R_0 = 358.387\text{mm}$,
- Les conditions limites sont
 - Pour tout point de l'axe Ox : $U_y=0$, au point Q : $U_y=0$
 - Pour tout point de l'axe Oy : $U_x=0$
- La loi de comportement, la pression interne et les paramètres du calcul éléments finis sont par ailleurs les mêmes que ceux indiqués au paragraphe III.2.1

On trace l'évolution du rayon aux points P et Q Figure III.2.33 et l'évolution du rayon de courbure Figure III.2.34. On ajoute sur ces graphes les résultats du modèle semi-analytique utilisant l'hypothèse de résolution $d = \text{constante}$.

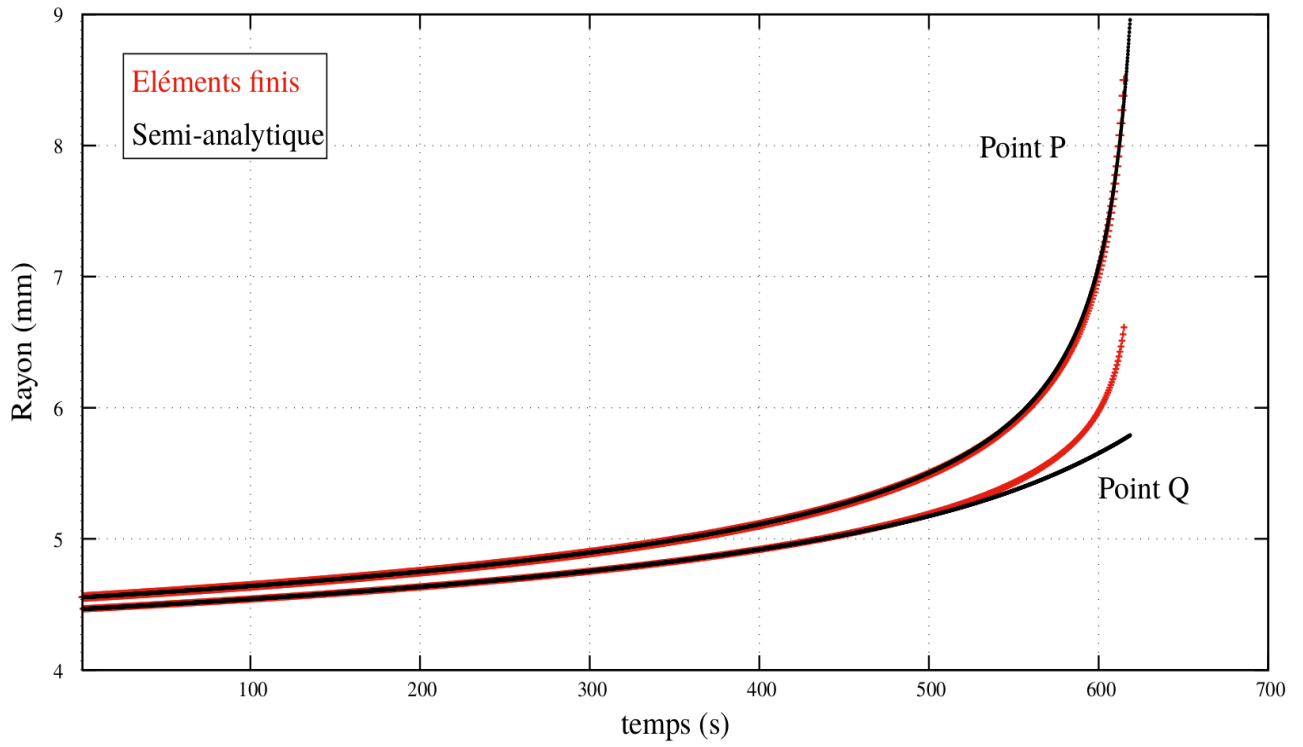


Figure III.2.33 – Evolution des rayons pour le modèle aux éléments finis et le modèle semi-analytique à $d=constante$

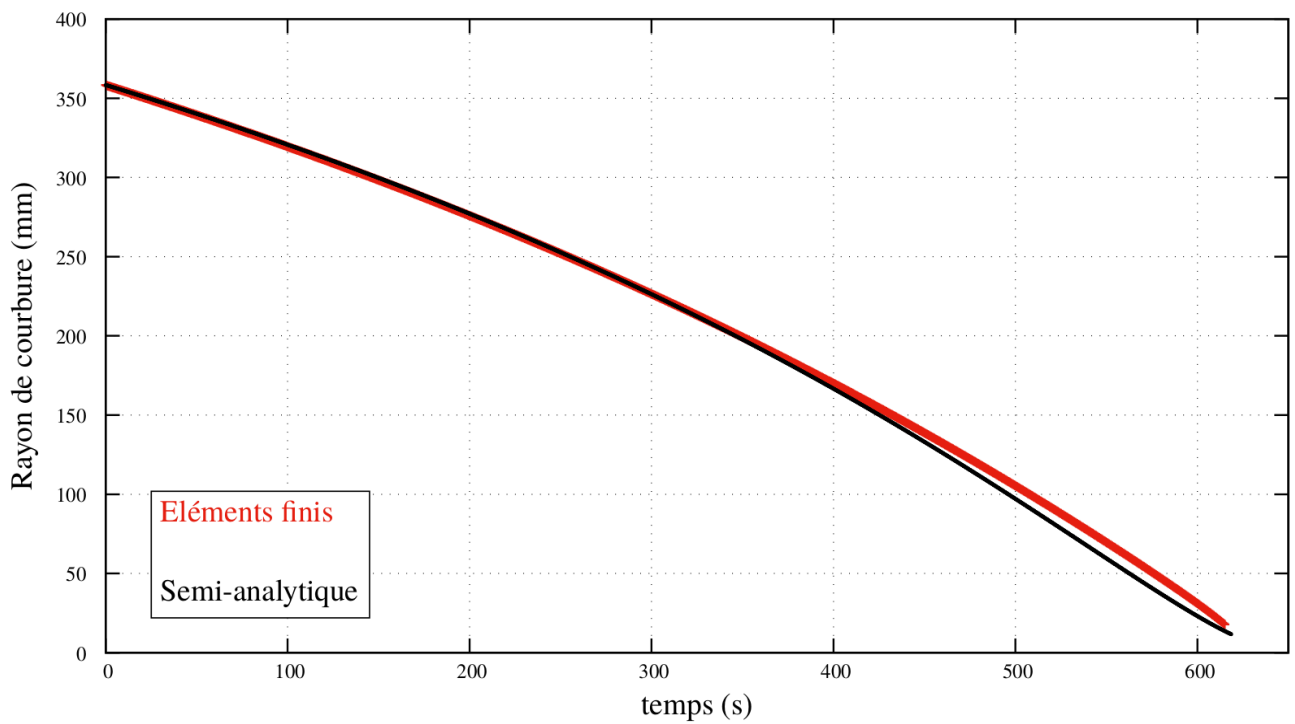


Figure III.2.34 – Evolution du rayon de courbure pour le modèle aux éléments finis et le modèle semi-analytique à $d=constante$

D'après les courbes précédentes, on observe une très bonne concordance dans l'évolution des rayons et du rayon de courbure pour les deux modélisations. La modélisation aux éléments finis correspond mieux aux résultats donnés par l'intégration du modèle analytique en utilisant l'hypothèse $d=constante$.

Cette modélisation simple permet de mieux comprendre le modèle à distance fixe. Il correspond à un modèle de coque ne prenant pas en compte la zone de transition 'cylindre parfait-ballon'. Sa « lenteur » relative par rapport aux autres modèles peut être expliquée par le fait que tout se passe comme si, à une distance supérieure à $d(t_0)$, la cinématique n'est pas celle d'un cylindre de rayon r_0 soumis à une pression interne. En effet, pour $d > d(t_0)$, le rayon est inférieur à r_0 et la cinématique est plus 'lente' que celle du cylindre parfait, contraignant aussi la zone représentant le ballon.

Des développements sont réalisés dans le cadre de l'hydroformage de tubes par injection interne de fluide pour décrire la zone de transition en utilisant un modèle géométrique de cette zone. Le matériau est considéré comme plastique. Un modèle se basant sur une analyse en déformations permettant de calculer l'évolution de la pression interne pendant l'hydroformage est développé par [Hwang et Lin, 2002]. Les conditions dans la zone de transition sont cependant contraintes par un moule qui agit par encastrement et friction de cette partie tube. De plus, l'approche est faite par une hypothèse d'évolution quadratique de l'épaisseur au sein du ballon tandis que notre approche, de par les conditions limites, se base sur une analyse en contraintes. Des approches énergétiques sont aussi réalisées dans le cadre d'identification de lois de comportement, qui prennent en compte une géométrie plus complète du ballon [Strano et Altan, 2004].

Ces analyses peuvent fournir un cadre pour une description globale semi-analytique du ballonnement, en vue de décrire totalement le phénomène, de manière précise et rapide.

III.3 - Applications

Après avoir étudié en détails les modèles semi-analytiques et comparé les résultats à la modélisation aux éléments finis pour le fluage simple dans la partie précédente, nous souhaitons vérifier l'applicabilité de ces modèles dans des conditions plus représentatives d'un transitoire APRP.

On propose de mettre ces modèles en œuvre pour deux cas :

- En rampe homogène de montée en température,
- Pour une gaine « saine » sans ballon mais présentant une différence de température entre les deux points de calcul.

III.3.1. Rampe de température

Dans le cadre de l'étude d'un transitoire APRP, bien que les parties précédentes permettent de mettre en place nos modèles de développement du ballon, la prise en compte de l'augmentation de la température est un facteur central. D'un point de vue industriel, c'est le ballonnement en rampe de température qui permet de juger de la bonne tenue et de la refroidissabilité des gaines de combustible en situation d'APRP [Hache et Chung, 2001]. Dans le cadre du référentiel APRP, on souhaite étudier la possibilité d'effectuer une modélisation en rampe de température en utilisant la méthode de modélisation mixte développée précédemment.

Afin de juger de la pertinence de la modélisation semi-analytique, nous comparerons les résultats avec ceux obtenus par modélisation éléments finis avec Code_Aster. Les hypothèses de modélisation sont les suivantes :

- La température aux nœuds de la gaine augmente linéairement à une vitesse de rampe de 5K/s en cohérence avec les valeurs du référentiel APRP et APRP BI [Pettersson, 2009] et des vitesses utilisées lors de la campagne expérimentale de cette thèse. La température initiale est, comme en situation APRP ou lors de notre campagne d'essais de 623K (soit 350°C) :

$$T(t) = T_0 + v_{rampe} * t$$

avec $T_0=623K$ et $v_{rampe} = 5K/s$

- La modélisation éléments finis ainsi que le modèle semi-analytique sont les mêmes que décrit paragraphes III.2.1 et III.2.3 avec $L(t_0) = 8mm$ et $\delta(t_0) = 0.0893mm$,
- La distance $d(t_0)$ du modèle semi-analytique utilisant la méthode de résolution mixte est choisie égale à 5.6mm en utilisant la condition (III.2.1),
- La dépendance à la température est prise en compte via la loi de comportement grâce à une dépendance exponentielle par le biais d'une loi d'Arrhenius bien documentée pour le fluage secondaire du Zircaloy-4 [Rosinger et al., 1979] [Hayes et Kassner, 2006] :

$$\dot{\epsilon}_e = \dot{\epsilon}_{eR} \left(\frac{\sigma_e}{\sigma_R} \right)^n \exp \left(-\frac{Q}{RT} \right)$$

Les paramètres $\dot{\epsilon}_{e0}$, Q et n sont comme auparavant ceux identifiés par EDF R&D sur la campagne d'essais EDGAR Zy-4 vierge.

On trace les grandeurs usuelles en fonction de la température Figures III.3.1 à III.3.3. L'éclatement est choisi sur l'asymptote verticale représentant la déformation pour une valeur de 80%.

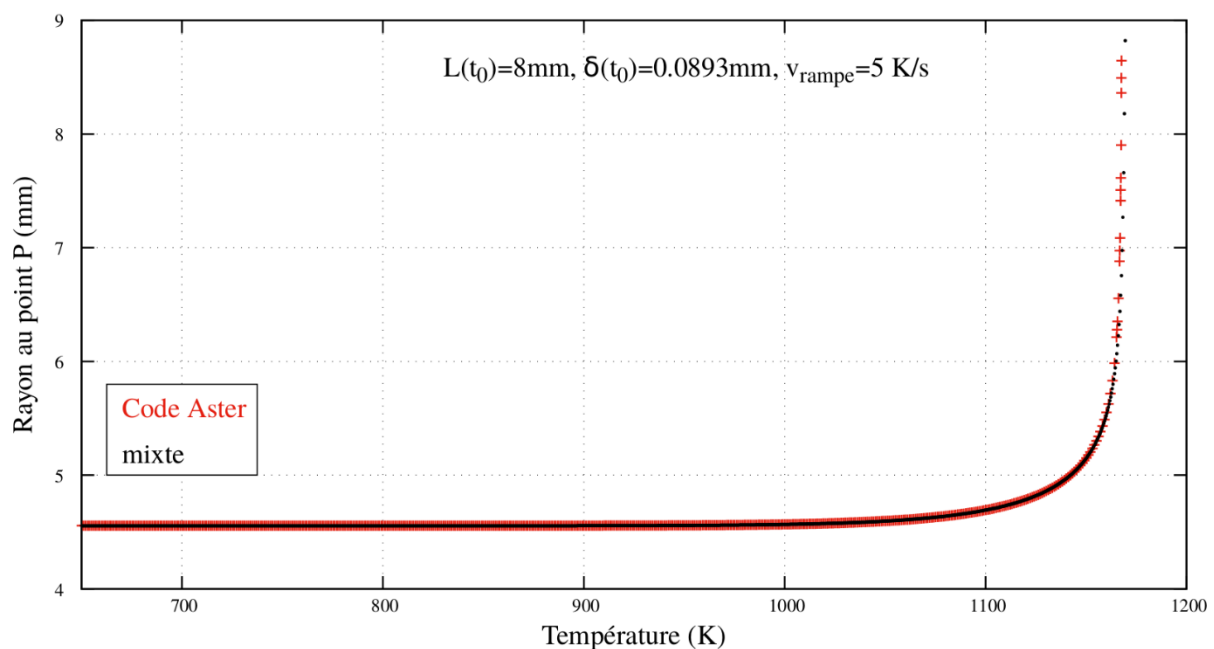


Figure III.3.1 – Evolution du rayon au point P en rampe de température de 5K/s pour la méthode éléments finis et la méthode mixte

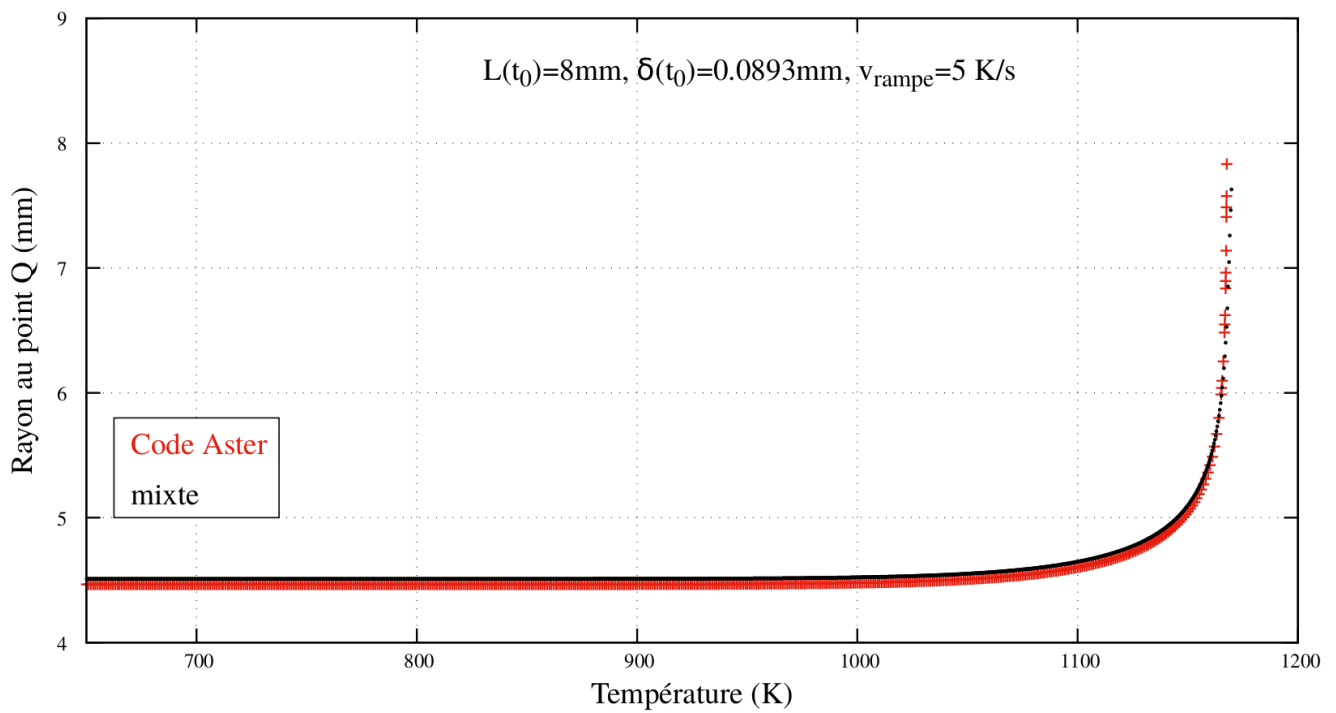


Figure III.3.2 – Evolution du rayon au point Q en rampe de température de 5K/s pour la méthode éléments finis et la méthode mixte

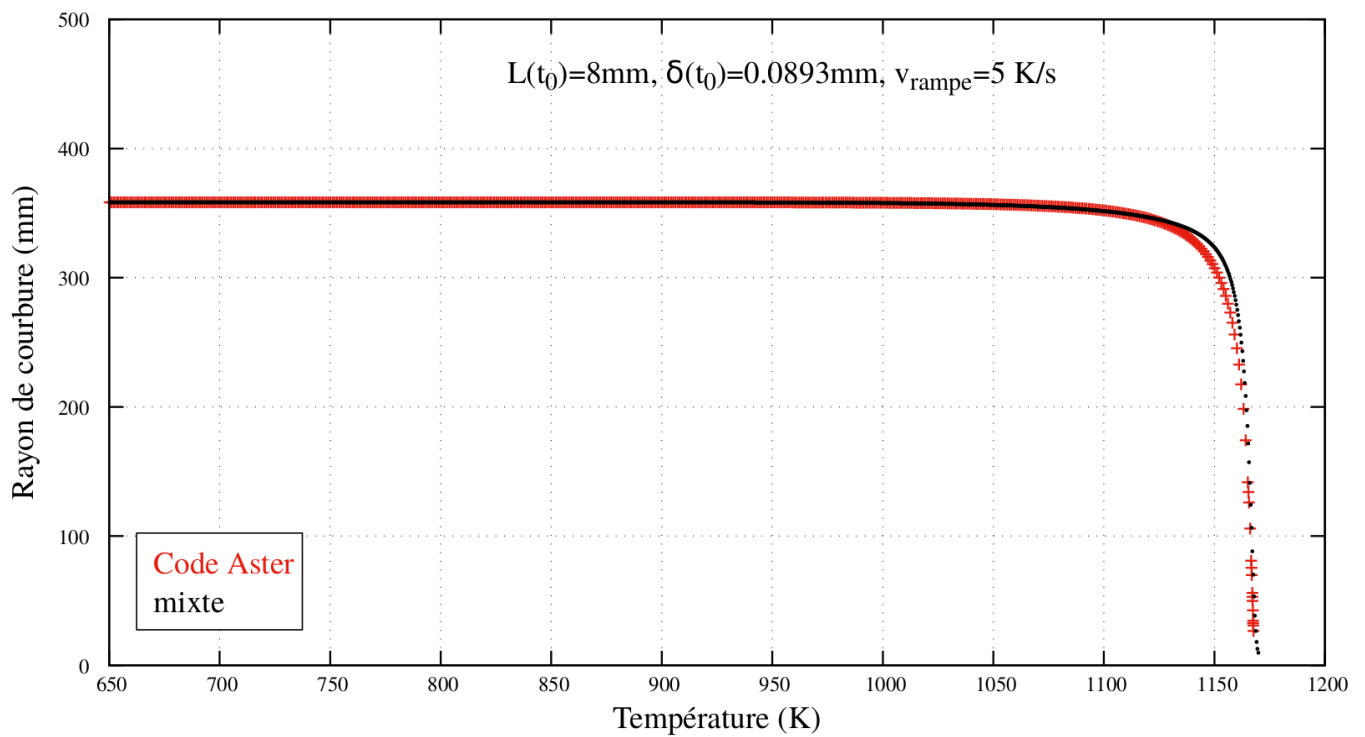


Figure III.3.3 – Evolution du rayon de courbure en rampe de température de 5K/s pour la méthode éléments finis et la méthode mixte

On peut constater que les deux modélisations fournissent des résultats très similaires. La déformation reste quasiment nulle durant la majorité de la montée en température. Une fois une température d'environ 1100K atteinte, la déformation augmente rapidement et la courbure diminue du fait de l'augmentation de Δr . Nous reviendrons dans le Chapitre IV sur la plus grande facilité de modéliser les essais en rampe de température plutôt qu'en fluage à température constante. Notre loi de comportement se basant sur des phénomènes thermiquement activés, il existe de manière intrinsèque au modèle, de par la loi de comportement, une température seuil à partir de laquelle la vitesse de fluage passe d'une valeur quasi-stationnaire à une augmentation rapide et importante. Ce phénomène représente bien l'instabilité constaté expérimentalement pour des essais en rampes de température (Chapitre II, Figure II.2.21 à II.2.24).

Bien que cette modélisation ne prenne pas certains aspects en compte, notamment le changement de phase, elle permet de valider la faisabilité de calculs utilisant le modèle semi-analytique avec la méthode de résolution mixte. Le résultat est quasiment identique à celui utilisant les mêmes hypothèses de modélisation et réalisé grâce à la méthode éléments finis. **On peut en conclure que le modèle mixte est capable de modéliser le phénomène de fluage en rampe de température.**

III.3.2. Présence d'un gradient axial de température

Lors d'un APRP réel, les sources de gradient thermique sont nombreuses. Comme pour le cas des rampes de température, nous souhaitons évaluer la pertinence du modèle semi-analytique dans un cas plus représentatif d'un transitoire APRP réel. Les gradients axiaux dépendent des conditions de renoyage, des interactions avec les autres gaines du cœur, de la déformation/fragmentation des pastilles d' UO_2 . Il a un impact direct sur le ballonnement crayons [Erbacher et Leistikow, 1985].

De plus, dans le cadre du développement de nos modèles, une hypothèse de base consiste à donner la géométrie d'un ballon nouvellement formé. Cependant, dans le cadre d'un phénomène de ballonnement réel, la gaine est initialement considérée sans ballon. Au cours du transitoire, c'est la présence d'un champ de température irrégulier au sein de la gaine qui produit un fluage inhomogène entre les différents points du tube. Les premiers instants du phénomène de ballonnement consistent donc en une déformation issue d'un gradient de déplacement. La géométrie initiale du ballon, postulée pour la mise en équation du modèle semi-analytique est donc le résultat de ce phénomène.

D'un point de vue expérimental, il est difficile de connaître la géométrie initiale du ballon. Il en est de même pour les études APRP. Généralement, un gradient thermique est mesuré ou calculé par des codes intégraux. On cherche alors à calculer la déformation en partant d'une gaine « saine », jusqu'à l'éclatement. Suite à ces constatations, on souhaite étudier la faisabilité d'un calcul utilisant les développements précédemment réalisés, avec pour point de départ une gaine non ballonnée présentant un gradient axial de température. Les hypothèses de modélisation sont les suivantes :

- Le calcul éléments finis adopte une géométrie sans ballon initial. On ajoute un gradient thermique axial de 10K sur une zone de 8mm comme suit, en notant $z=0$ le centre de la gaine :

La température maximale au centre de la gaine est de 710°C (983.15K) et décroît linéairement sur une distance de 8mm telle que :

$$\forall z \in [0\text{mm}, 8\text{mm}] \quad T(z) = 983.15 - 1.25z$$

La température est constante et égale à 700°C (973.15K) sur le reste de la gaine.

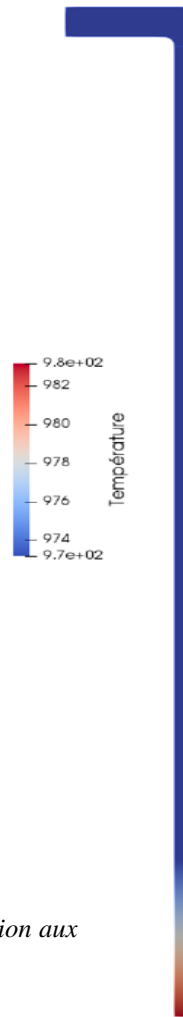


Figure III.3.4 – Champ de température pour la modélisation aux éléments finis avec gradient de température

Les hypothèses de modélisation, les conditions limites et la loi de comportement restent par ailleurs identiques à celle décrites au paragraphe III.3.1.

- Le calcul semi-analytique est identique au précédent. On ajoute uniquement une première étape pour laquelle la gaine est parfaite :
 - Les déplacements aux points P et Q obéissent aux équations du modèle du cylindre parfait Partie III.1.1 équation (III.1.6). Les paramètres de la loi de comportement sont calculés en chaque point par rapport à leurs températures respectives.
 - On utilise les déformations calculées au pas de temps précédent pour initialiser la géométrie du ballon Figure III.1.4 et on résout le problème en utilisant le modèle semi-analytique pour la suite du calcul. La distance $d(t_0)$ entre les points P et Q est de 6mm, la température en ce point est 702.5°C

On trace comme précédemment les grandeurs d'intérêt issues des deux modélisations Figures III.3.5 et III.3.6 :

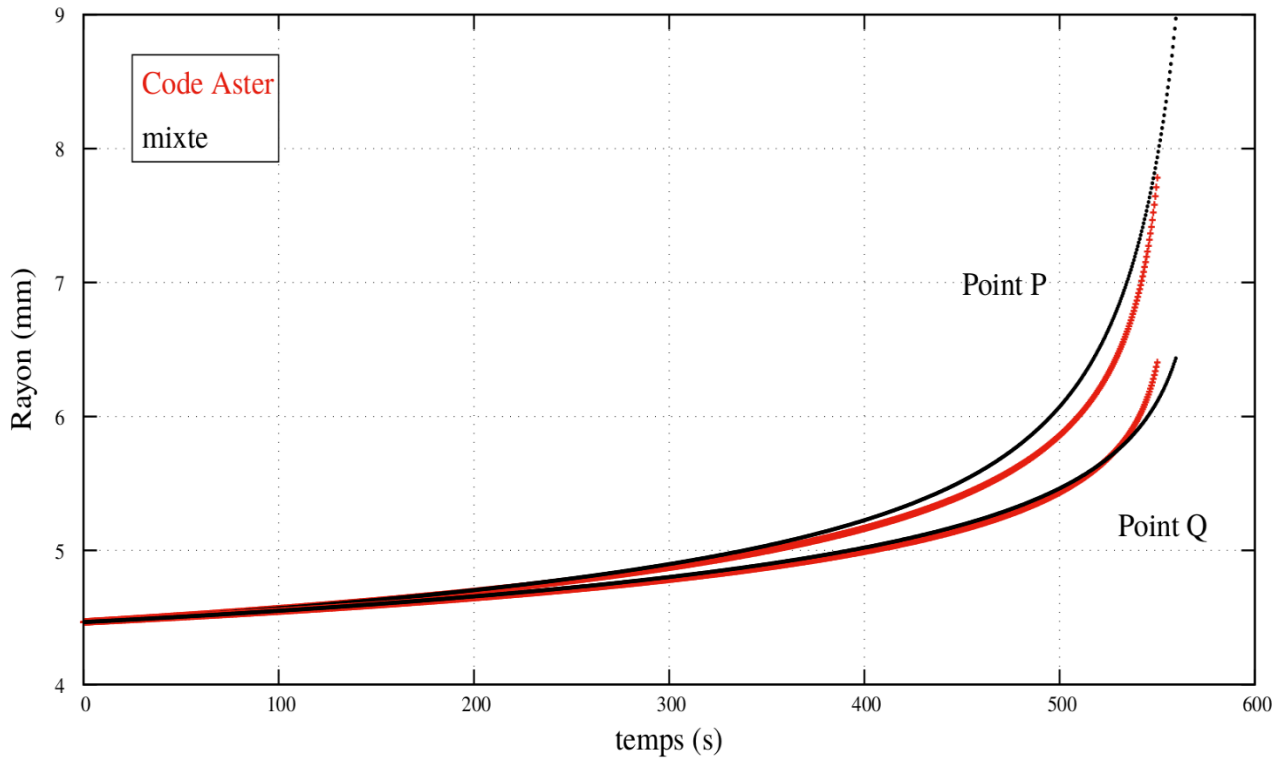


Figure III.3.5 – Evolution des rayons aux points P et Q en présence d'un gradient de température pour la méthode aux éléments finis et la méthode mixte

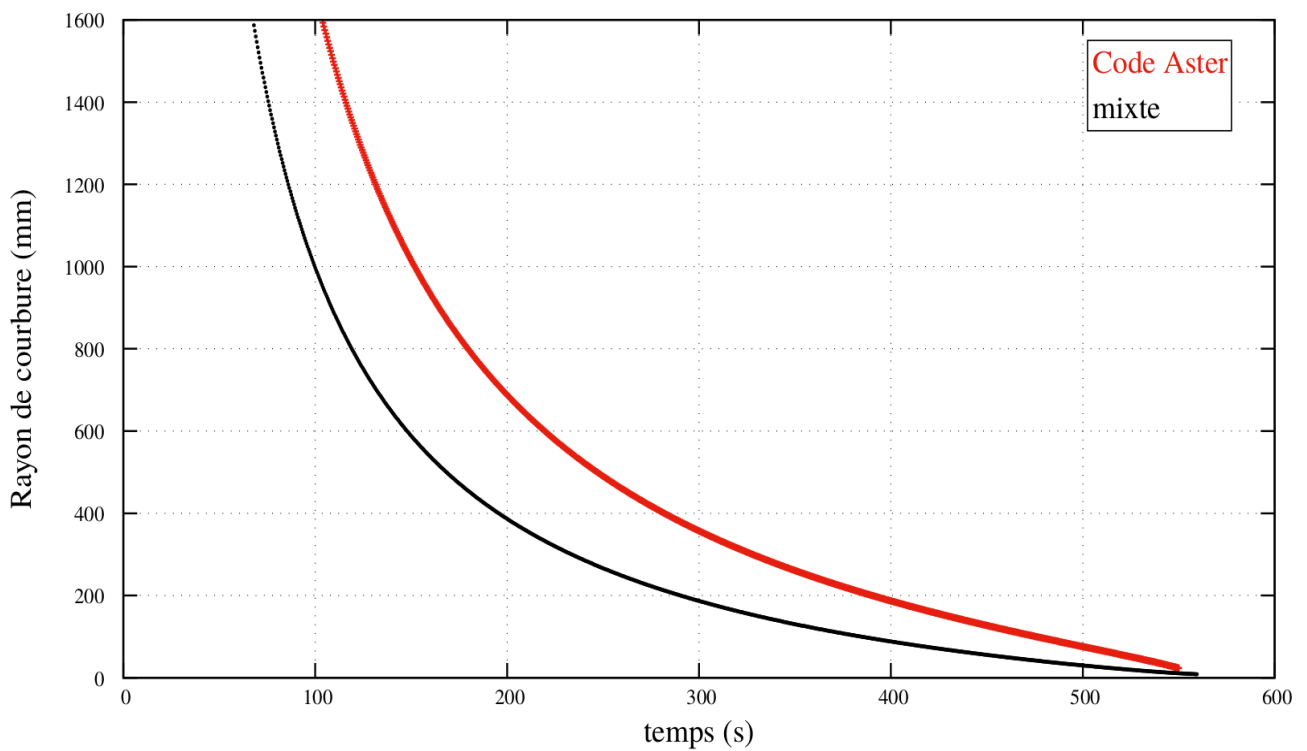


Figure III.3.6 – Evolution du rayon de courbure en présence d'un gradient de température pour la méthode aux éléments finis et la méthode mixte

Dans un premier temps on peut constater que l'évolution du rayon de courbure du ballon est différente de celle obtenue pour une gaine de température homogène Figures III.2.16 à III.2.18 ou en rampe de température Figure III.3.3. La gaine étant parfaitement cylindrique initialement, le rayon de courbure présente une asymptote verticale et tend vers l'infini pour $t=0$. Par la suite, la décroissance est rapide. Ce phénomène s'explique par l'augmentation plus importante de $\Delta r = r_p - r_Q$ que dans un modèle où la température est homogène. L'augmentation de Δr est exacerbée par la loi de comportement qui rend le matériau moins résistant au fluage au point où la température est plus importante.

On voit Figure III.3.5 qu'en toute fin de transitoire, la vitesse de déformation au point Q devient plus faible que celle obtenue par le modèle éléments finis. Cet effet a été décrit plus en détail dans la partie précédente. Les équations du modèle semi-analytique induisent de manière intrinsèque un ralentissement du phénomène de fluage lorsque le rayon de courbure diminue et devient très faible *i.e.* que la courbure augmente. Dans les derniers instants du phénomène la vitesse de fluage diminue sans pour autant amoindrir la modélisation et permet une très bonne description jusque 80% de déformation.

Globalement, le modèle semi-analytique représente assez fidèlement la cinématique de développement du ballon. De plus, en partant d'un cylindre parfait présentant une température différente aux points P et Q, il est possible d'initier le ballonnement et d'en décrire son évolution de manière très satisfaisante.

On peut conclure que le modèle semi-analytique permet en partant d'un cylindre parfait en présence d'un gradient de température de décrire tout le transitoire en partant de la formation du ballon jusqu'à la rupture suite à la déformation. Ce modèle présente donc un intérêt dans le cadre de l'étude d'un APRP en conditions réelles.

Pour terminer, on s'intéresse à l'état de contraintes obtenu par calcul éléments finis Code_Aster :

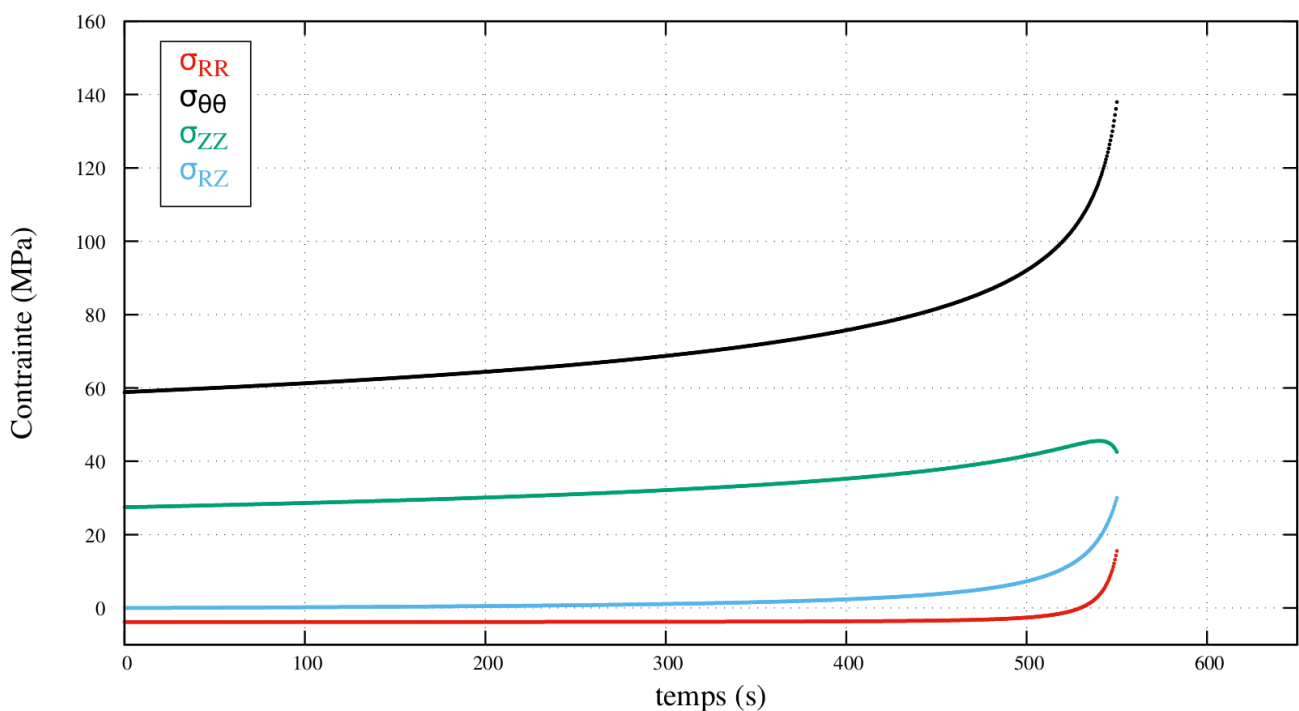


Figure III.3.7 – Evolution des contraintes en présence d'un gradient de température pour la méthode aux éléments finis au point P (point chaud)

Ces courbes permettent de montrer que dans le cadre d'un ballonnement avec un gradient thermique de température, contrairement à une gaine de température homogène Figures III.2.29 et III.2.31 les contraintes radiales et de flexion évoluent dans les 30 dernières secondes du transitoire et deviennent

comparables en ordre de grandeur à la contrainte axiale. Cette durée est similaire à celle pour laquelle notre modèle présente un ralentissement de la vitesse de fluage au point Q . Dans ce cadre, des modifications aux équations du modèle semi-analytique pourraient être nécessaires afin de prendre ces contraintes en compte pour mieux représenter le phénomène en toute fin de transitoire, notamment pour une description future du phénomène de rupture.

III.4 – Conclusion

Dans ce chapitre nous avons cherché à étudier la possibilité de modéliser la partie du transitoire APRP correspondant aux mécanismes de déformation ductiles. Dans ce cadre, les modélisations aux éléments finis 3D peuvent fournir des résultats précis, objet du chapitre suivant. Cependant, dans le cadre industriel, le temps de calcul est un enjeu important, notamment lors d'études multiphysiques. De plus, la complexité des codes éléments finis implique que l'on perd de vue la physique du phénomène derrière la méthode de résolution propre aux éléments finis.

Nous avons commencé par présenter un cadre d'étude simple de déformation d'un cylindre parfait sous pression interne ayant un comportement viscoplastique isotrope ou anisotrope. Bien que ce modèle ne prenne pas en compte la géométrie ballonnée, il permet dans une certaine mesure de modéliser la première partie du fluage global du tube ainsi que le fluage homogène, d'autant mieux que les gradients thermiques au sein du tube seront faibles. Il permet aussi de borner, en connaissance de certaines données physiques, le temps à rupture d'un tube. Pour finir, il permet de comprendre ou du moins de ressentir, l'effet de certains paramètres influents tels que les conditions limites, les paramètres de la loi de comportement ou la contrainte initiale.

Par la suite, un modèle plus évolué est proposé pour prendre en compte la géométrie du ballon pour la description du fluage. Sous certaines hypothèses de résolution, on obtient les équations différentielles du mouvement en deux points du ballon choisis. Ces équations peuvent ensuite être intégrées numériquement. Cependant, le choix du repère pour la description de la géométrie, qui entremêle repère cylindrique et sphérique, rend très compliquées l'écriture et la résolution des équations d'équilibre cinématique, ce qui conduit à proposer une hypothèse supplémentaire pour la résolution du problème. Une des hypothèses avait déjà été utilisée dans la littérature, tandis que deux autres ont été proposées dans ce travail de thèse, notamment une plus physique nommée méthode mixte. Ces méthodes de résolution ont été testées et mises en regard avec la méthode éléments finis, en se fixant différentes géométries de ballon initiales. Le modèle mixte permet une représentation très précise de la cinématique du ballonnement pour un temps de calcul de moins de 5s.

L'étude de l'état de contrainte obtenu par la méthode éléments finis permet de gagner encore en compréhension sur le phénomène et sur la validité ou non des hypothèses réalisées pour la mise en équation des modèles semi-analytiques.

Pour terminer, deux cas de mise en application de la méthode développée ont été réalisés : ballonnement en rampe de température et possibilité de décrire l'ensemble du phénomène en présence d'un gradient thermique de température. La modélisation en rampe s'avère extrêmement précise du fait d'un seuil de température au-delà de laquelle la déformation est thermiquement activée. Concernant la modélisation d'un tube non ballonné présentant un gradient axial de température, nous avons démontré la faisabilité de l'initiation d'un ballon et de la description de son développement avec le modèle semi-analytique. Ces applications montrent l'intérêt de celui-ci dans des conditions représentatives d'un APRP réel.

On souligne ici que la mise au point du modèle a été réalisée sans tenir compte de l'amincissement local de la gaine pour la géométrie initiale du ballon. D'un point de vue calculatoire, cela ne change absolument pas la démarche ou les méthodes de calcul et de résolution. De plus, la modélisation avec

gradient implique qu'au premier pas de temps, l'épaisseur de la gaine n'est plus homogène et valide la méthode de modélisation dans ce cadre.

Ces modèles pourront être utilisés pour des études paramétriques afin de mieux comprendre l'influence de différents paramètres sur le ballonnement, de manière très rapide. De plus ils permettent de gagner en compréhension sur la phénoménologie du ballonnement. Pour terminer, dans le cadre d'études intégrales, ils pourraient conduire à une amélioration de la description du ballonnement.

Chapitre IV : Comportement du gainage combustible en Zircaloy-4 en fluage sous pression interne

IV.1 – Identification d’une loi de comportement

Nous souhaitons dans cette partie réaliser une identification de la loi de comportement. Le Zircaloy-4 possède désormais un comportement relativement bien connu. Deux méthodes pour établir une loi de comportement apte à modéliser les essais à haute température sont alors possibles :

- Utiliser une approche micromécanique prenant en compte les différents modes et systèmes de glissement ainsi que leurs interactions, le maclage ou la texture. L’objectif est d’utiliser les connaissances acquises sur la microstructure et les micromécanismes pour en déduire un modèle de comportement du matériau. Cependant, ces approches nécessitent de nombreux essais et des observations rigoureuses aux moyen par exemple de la Microscopie Electronique à Balayage [Geyer, 1999]. De plus, il est indispensable, afin de passer de la microstructure à la structure polycristalline, de mettre en place de méthodes d’essais et d’homogénéisation mathématique complexes, souvent partie intégrante de travaux de thèse [Brenner, 2001] [Onimus, 2003]. Pour finir, dans le cadre d’essais de fluage ou de rampes sur gainage combustible, des aspects supplémentaires sont à prendre en compte comme la recristallisation et le grossissement des grains au chauffage ou le changement de phase et les phénomènes de plasticité de transformation associés [Sills et Holt, 1979].
- La seconde approche consiste à identifier une loi de comportement macroscopique. Cette identification ne s’intéresse pas aux effets simultanés des différents paramètres cités ci-dessus. Une approche globale est réalisée et l’identification se base sur le comportement des éprouvettes en utilisant les données des essais considérés. Ainsi, les lois de comportement sont plus à même de représenter l’ensemble des phénomènes en jeux. Il est toutefois nécessaire de garder à l’esprit que ce type de loi est valable pour le domaine de conditions dans lequel elle est identifiée.

L’objectif de cette thèse n’est pas l’étude du comportement du Zircaloy-4 et l’identification d’une loi de comportement générale de ce matériau. Néanmoins, le comportement identifié varie d’un dispositif à un autre et les données de la littérature ne permettent pas de modéliser fidèlement les résultats des essais du dispositif semi-intégral APRP, et ce d’autant plus pour les essais de fluage à température constante. Dans le cadre de ce travail de thèse, on souhaite vérifier la faisabilité des calculs de ballonnement, en utilisant les méthodes semi-analytiques et le calcul aux éléments finis. Afin de modéliser le plus fidèlement possible les essais en utilisant ces méthodes, le choix est fait d’identifier une loi de comportement du Zircaloy-4 en utilisant une approche macroscopique en se basant sur notre campagne d’essais. Cette approche permettra par la suite de s’intéresser à la phénoménologie du ballonnement et à sa modélisation, cœur du sujet de cette thèse.

IV.1.1. Etude bibliographique du comportement mécanique du Zircaloy-4

Cette étude bibliographique vise à dégager les axes principaux de l’étude du comportement mécanique du Zircaloy-4 appliqué aux conditions des essais de ce travail. Ainsi, elle se voudra concise et ciblée. Pour des études plus poussées, le lecteur pourra se référer à des thèses axées sur ce sujet telles que [Fréchet, 2001] [Chosson, 2014]. Nous ne rentrerons intentionnellement pas dans les détails de la mécanique cristalline ou de la micromécanique et de l’étude de certains paramètres comme l’hydruration

ou le comportement à basse température (<600°C). La logique de cette bibliographie est la connaissance de la structure du matériau étudié et de son comportement afin de comprendre et d'analyser les résultats et la pertinence de notre propre identification.

Le matériau de l'étude, le gainage en Zircaloy-4, a été présenté au Chapitre I, ainsi que sa structure cristallographique. La texture induite par le procédé de fabrication et la microstructure résultante ont aussi été décrites. Nous souhaitons analyser les paramètres à prendre en compte pour l'identification d'une loi de comportement représentative de notre base d'essais. Nous étudierons en premier lieu les mécanismes de déformation et les lois de comportement associées au fluage en température du Zircaloy-4. Par la suite nous nous intéresserons au comportement thermoélastique puis aux évolutions microstructurales (recristallisation et grossissement de grains) pour les transitoires thermiques de nos essais de fluage et de rampes. Au sein du dispositif semi-intégral APRP, les essais se passent sous atmosphère vapeur. Nous nous intéresserons donc à l'impact de cet environnement sur le comportement des gaines. Pour finir, nous évaluerons s'il est nécessaire ou non de prendre en compte l'anisotropie résultante de l'anisotropie intrinsèque de la maille hexagonale compacte et de la texture issue du procédé de fabrication.

a) Mécanismes de déformation et loi de comportement

Pour modéliser fidèlement le comportement viscoplastique des gaines, on cherche à relier la contrainte à la vitesse de déformation. Dans le cadre de nos essais, nous avons vu dans le Chapitre II que la zone de fluage primaire est négligeable voir absente. A ce sujet, [Fréchet, 2001] constate que le fluage primaire peut apparaître jusque 2 à 3% de déformation uniquement pour les faibles contraintes et disparaître par la suite. Dans le domaine de contrainte et de température typiquement utilisé pour les études APRP, de nombreuses études appuient que le comportement en fluage secondaire et tertiaire est bien décrit par une loi de type Norton [Norton, 1929]. Ces études sont valables tant pour le zirconium pur [Sargent et Ashby, 1982], que pour le Zircaloy-4 testé dans différents dispositifs et sous différentes sollicitations (traction, torsion, pression interne) [Hayes et Kassner, 2006]. L'écriture 1D de la loi de type Norton s'écrit :

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_R \left(\frac{\sigma}{\sigma_R} \right)^n e^{-\frac{Q}{RT}} \quad (IV.1.1)$$

- $\dot{\epsilon}$ la vitesse de déformation (s⁻¹)
- σ la contrainte (MPa)
- n l'exposant de fluage
- $\dot{\epsilon}_R$ la vitesse déformation de référence (s⁻¹)
- σ_R la contrainte de référence (MPa)
- Q l'énergie d'activation (J.mol⁻¹)
- T la température (K)
- R la constante des gaz parfaits (8.314 J.mol⁻¹.K⁻¹)

Dans la phase α du zirconium, les mécanismes de fluage dépendent de la contrainte appliquée et de la température à laquelle le matériau est soumis. Deux régimes de fluage peuvent prendre place lors de la déformation plastique :

- Pour les faibles contraintes, le mécanisme se base sur la diffusion des lacunes afin de maintenir la répartition locale de ces dernières. Ce mécanisme se produit soit par diffusion aux joints de

grains comme le propose [Coble, 1963] soit par diffusion en volume comme proposé par [Nabarro, 1948] et [Herring, 1950]. L'exposant de fluage vaut classiquement $n \approx 1$,

- Pour des contraintes plus importantes, lorsque les joints de grains ne peuvent émettre ou capter des lacunes assez rapidement, la diffusion n'est plus le phénomène contrôlant. Le fluage est alors contrôlé par le glissement et la montée des dislocations [Saint-Antonin, 1995]. Il peut s'agir aux contraintes intermédiaires, de fluage dislocation par diffusion de lacunes dans le réseau ($n \approx 5$) ou aux contraintes élevées de fluage par montée de dislocations avec diffusion au cœur des dislocations ($n \approx 7$) [Murty, 1999].

Les mécanismes de déformation dans le zirconium pur et ses alliages sont très proches. En lien avec le changement du phénomène pilotant la déformation avec le niveau de contrainte et de température, certains auteurs proposent des cartes de déformation qui lient les paramètres d'essais au mécanisme de déformation prépondérant. On note que ces cartes constituent principalement un support visuel, les limites des domaines étant propres au matériau, à sa texture et sa taille de grain, au moyen d'essai etc... Historiquement, [Ashby et Frost, 1982] proposent une carte de déformation du zirconium pur ayant une taille de grain moyenne de $100 \mu\text{m}$ Figure IV.1.1.

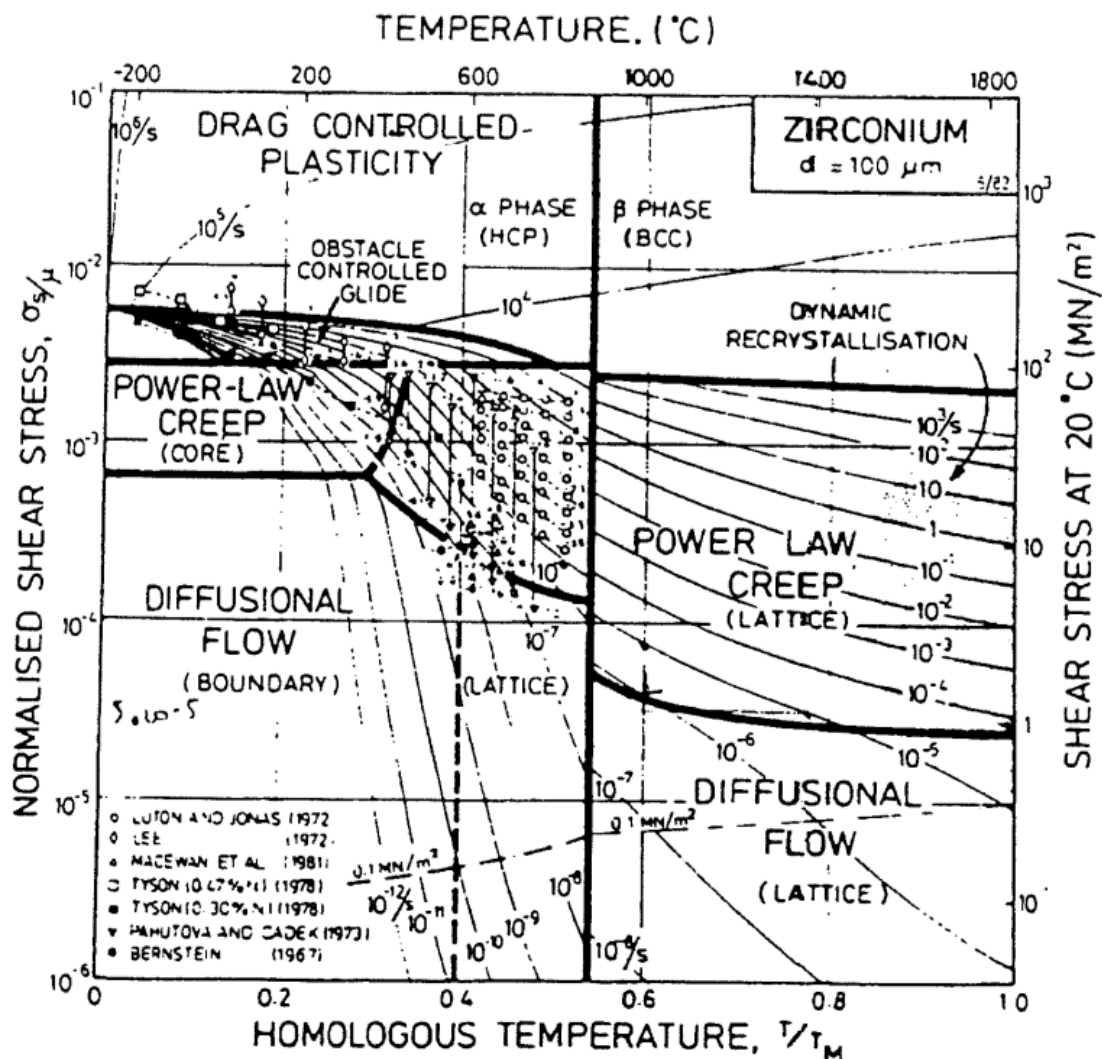


Figure IV.1.1 – Carte de déformation du zirconium pur [Ashby et Frost, 1982]

Afin de fournir un outil plus simple et exploitable, [Fréchet, 2001] propose une carte Figure IV.1.2, dans le plan (T, σ) en se basant sur les résultats de sa campagne d'essais de fluage axial sous vide sur des tronçons de gaines en Zircaloy-4 entre 700°C-1100°C. L'auteur souligne que les mécanismes pour des températures inférieures à 500°C sont à considérer avec précaution. De plus, la limite concernant les fortes contraintes dans le domaine α n'est pas totalement explorée. On note de plus que la direction de sollicitation n'est pas la même que lors d'essais de pression interne sur gaine. Cependant cette carte fait apparaître les principaux mécanismes de déformation dans le Zircaloy-4 pour des domaines de température et de contrainte représentatifs de nos conditions d'essais. On reporte en rouge le domaine de contraintes étudié au cours de cette thèse. Celui-ci est la limite obtenue par calcul des contraintes initiales et à rupture. Cette dernière est calculée en prenant en compte la déformation circonférentielle totale $At(\%)$. On garde à l'esprit que localement, notamment au point de rupture, la contrainte peut potentiellement être plus importante. Par la suite, [Kaddour et al., 2004] ont étendu et amélioré cette carte pour des températures plus élevées et proposent un modèle permettant de décrire les frontières des différents mécanismes. Cette dernière est présentée Figure IV.1.3.

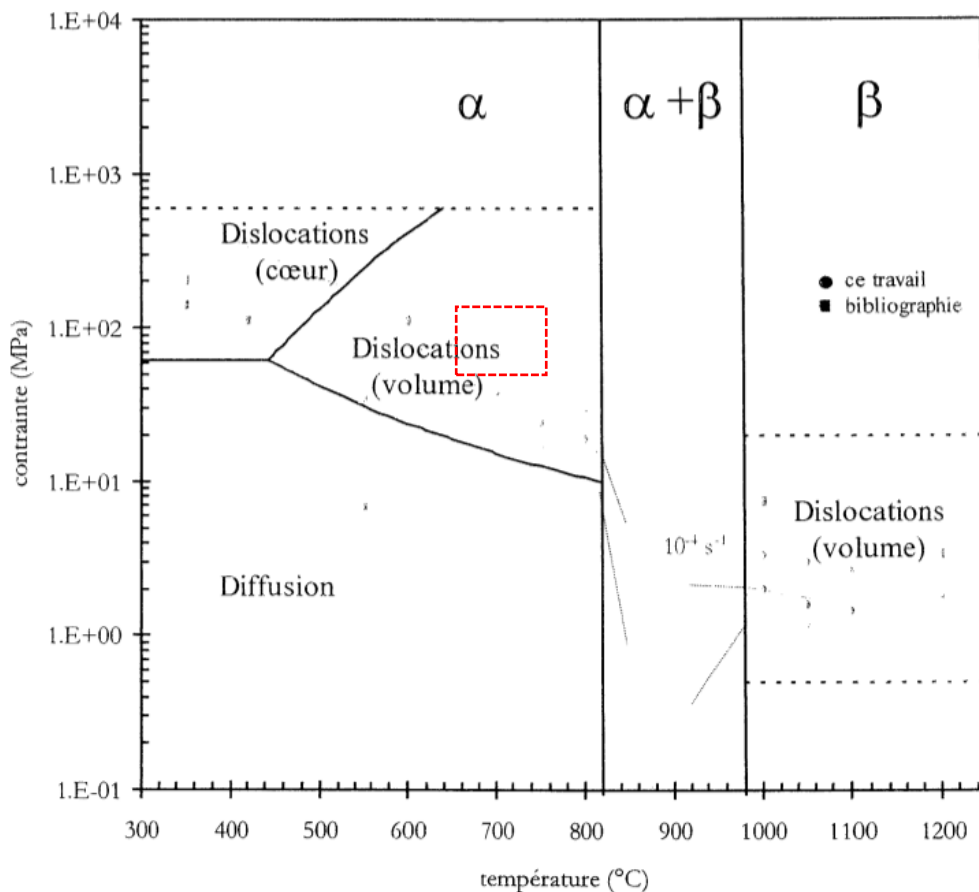


Figure IV.1.2 – Carte de déformation du Zircaloy-4, gaines testées en fluage axial sous vide lors de la thèse de [Fréchet, 2001]

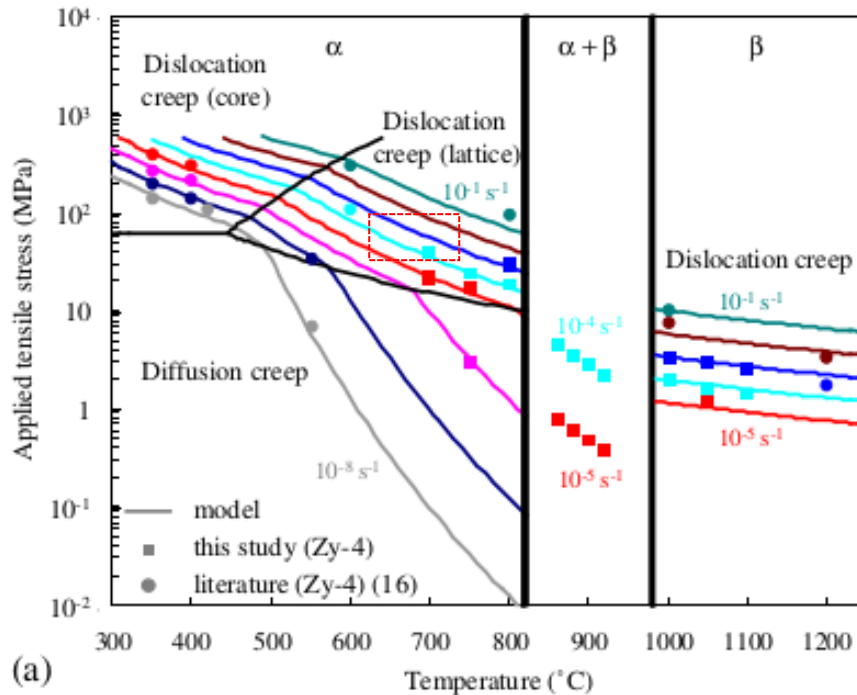


Figure IV.1.3 – Carte de déformation du Zircaloy-4, gaines testées en fluage axial sous vide [Kaddour et al., 2004]

Afin de connaître les valeurs des paramètres de la loi de Norton, de nombreuses identifications ont été réalisées, au sein de différents dispositifs et pour de multiples conditions d'essais. On s'intéresse principalement à l'exposant de fluage n et à l'énergie d'activation Q .

Bien qu'ils dépendent de nombreux paramètres (microstructure, oxydation...) les coefficients de fluage n et Q sont fonctions au premier ordre de la température et de la contrainte. Dans le zirconium pur d'après les travaux de [Ashby et Frost, 1982] et [Hayes et Kassner, 2006], pour des faibles contraintes correspondant au domaine diffusionnel l'exposant de fluage n est proche de 1 et l'énergie d'activation vaut 60% de l'énergie d'autodiffusion du zirconium. Pour des contraintes plus importantes, dans le domaine dislocations, l'exposant de fluage n est proche de 5-6 et l'énergie d'activation proche de l'énergie d'autodiffusion du zirconium (200-300 kJ.mol⁻¹). Ces résultats sont cohérents avec ceux de [Bernstein, 1967]. Au sein du domaine de fluage diffusionnel, bien que l'exposant de fluage reste proche de 1, l'énergie d'activation peut varier en fonction du mécanisme de fluage (Coble ou Nabarro-Herring) [Chosson, 2014]. La dispersion des essais, les différences de microstructure et de taille de grains, de conditions d'essais et de chargement rendent difficile la généralisation de l'évolution de l'énergie d'activation sans une étude au cas par cas.

Concernant le comportement de l'alliage, [Sills et Holt, 1979] montrent qu'un modèle décrivant le fluage secondaire par montée/glisement de dislocation avec des valeurs de $n=5.3$ et $Q=290$ kJ.mol⁻¹ décrit bien les données d'essais entre 600°C et 1400°C pour des vitesses de déformation comprises entre 10⁻⁴s⁻¹ et 10⁻²s⁻¹. La cohérence de ces valeurs est corroborée par de nombreux travaux comme ceux de [Rosinger et al., 1979] qui trouve un exposant de fluage de 5.32 et une énergie d'activation de 284.6 kJ.mol⁻¹ lors d'essais de traction sur gaines en Zircaloy-4. Plus récemment, [Fréchet, 2001] détermine une loi de fluage pour chacun des mécanismes de déformation avec une valeur de $n=1.3$ et $Q=190$ kJ.mol⁻¹ pour le régime diffusionnel et $n=5$ et $Q=316$ kJ.mol⁻¹ pour le régime de fluage dislocation. Ces valeurs ont été identifiées pour des essais entre 700 et 800°C et pour des contraintes de 1 à 50MPa. De plus, l'auteur a validé l'extrapolation de cette loi pour des températures comprises entre 600 et 700°C et des contraintes

de 50 à 100MPa. Ces résultats sont proches de ceux de [Chosson, 2014] qui identifie une énergie d'activation sous vapeur légèrement inférieure, de 267 kJ.mol⁻¹. Pour finir, [Hayes et Kassner, 2006] ont réalisé une comparaison de nombreuses campagnes sous différents types de sollicitations entre 350°C et 850°C. Les valeurs de vitesses de déformation expérimentales sont adimensionnées à l'aide de coefficients de diffusion différents selon les régimes de fluage et à l'aide du module de cisaillement pour les contraintes, rendant difficile leur évaluation précise. L'état de référence du Zircaloy-4 peut être détendu ou non. En se basant sur tous ces essais, malgré une précision moindre, les auteurs vérifient que pour des contraintes adimensionnées dans le régime de fluage dislocation, le matériau suit une loi de Norton avec un exposant de fluage proches de 5-6 et des énergies d'activation entre 250-300 kJ.mol⁻¹

Nous concluons que dans la gamme du fluage diffusionnel, le Zircaloy-4 présente un exposant de Norton proche de 1 et des énergies d'activation comprises entre 100 et 200 kJ.mol⁻¹ en se basant sur des études utilisant des matériaux ayant une microstructure proche de celui utilisé dans cette thèse [Fréchet, 2001] [Kaddour et al., 2004] [Chosson, 2014]. De même, pour des contraintes et des températures plus importantes, l'exposant de fluage est compris entre 5 et 7 et l'énergie d'activation entre 200-300 kJ.mol⁻¹, proche de celle de l'autodiffusion du zirconium. D'après les températures et les niveaux de contraintes étudiés dans cette thèse, le fluage dislocation est probablement l'unique mécanisme de fluage activé au cours de nos essais. De plus, les valeurs susmentionnées sont, comme nous l'avons vu, très dépendantes de nombreux facteurs liés au matériau lui-même et à la sollicitation thermomécanique. Elles seront donc, par la suite, certainement spécifiques au dispositif d'essai semi-intégral APRP et à notre lot d'éprouvettes.

b) Comportement thermoélastique du Zircaloy-4

Le comportement thermoélastique du Zircaloy-4 est rarement détaillé ou pris en compte dans les modèles. En se basant sur les analyses de résultats d'essais de traction réalisés par [Garde et al., 1978] et [Derep et al., 1980], la contrainte d'écoulement Rp0.2 diminue sensiblement avec la température d'essai et est d'autant plus faible que la vitesse de déformation est faible. D'un point de vue structurel, la contrainte d'écoulement est rapidement atteinte lors de nos essais sans quoi la vitesse de déformation serait nulle après mise sous pression et déformation élastique. On voit dans le Chapitre II - Figure II.2.11 que dès les premiers instants la vitesse de déformation atteint des valeurs entre 10⁻²s⁻¹ et 10⁻¹s⁻¹.

De plus, en analysant sa campagne d'essais au sein du dispositif EDGAR, [Chosson, 2014] conclut que le comportement thermoélastique des tubes est négligeable. Pour finir, [Campello, 2016] prend en compte la thermoélasticité du Zircaloy-4 en choisissant un coefficient de dilatation thermique $\alpha_{th} = 6.10^{-6} K^{-1}$ et un module d'Young $E(T(K)) = 116,1.10^9 - 59.10^6 T(K)$. A titre indicatif, pour un tube de rayon moyen $r_m = 4.465\text{mm}$, la dilatation thermique entre l'ambiante et 750°C vaut 0.02mm. De plus, en lien avec la faible limite d'écoulement Rp0.2, la déformation due à la pente élastique en cours d'essai est faible. A ce sujet l'auteur conclut, suite à ses modélisations, qu'autour de 800°C l'influence du comportement thermoélastique dans la caractérisation du fluage est très faible.

Nous considérerons donc au premier ordre que le comportement thermoélastique est négligeable et nous axerons notre identification de loi de comportement sur les mécanismes de fluage liés à la déformation plastique.

c) Evolutions et effets de la microstructure

A l'état de réception, la gaine en Zircaloy-4 est livrée après un traitement de détensionnement entre 400 et 500°C suite au procédé de formage à froid. Les grains sont fins et allongés dans la direction axiale de la gaine qui correspond à la direction de laminage. Le traitement de détensionnement permet une restauration partielle de l'érouissage sans recristallisation. Les grains mesurent alors entre 10 et 20µm dans la direction axiale et entre 2 et 5µm dans les autres directions [Mozzani, 2013]. Le procédé de fabrication et les métallographies ont été présentés dans le Chapitre I.

Lors des essais en température, le matériau recristallise rapidement. [Sills et Holt, 1979] proposent un modèle basé sur la germination et le grossissement des grains, permettant de prédire la fraction de matériau recristallisée en cours d'essai.

La fraction de matériau recristallisée obéit à l'équation différentielle du premier ordre suivante :

$$\dot{f}(s^{-1}) = 1,47 \cdot 10^{21} \exp\left(-\frac{390 \cdot 10^3}{RT}\right) (1 - f) \quad (IV.1.2)$$

L'équation (IV.1.2) est intégrée numériquement. On valide la méthode en comparant aux résultats obtenus par les auteurs pour des vitesses de chauffage de 0.5 K.s⁻¹ et 25 K.s⁻¹. On observe une bonne concordance des résultats Figures IV.1.4 et IV.1.5

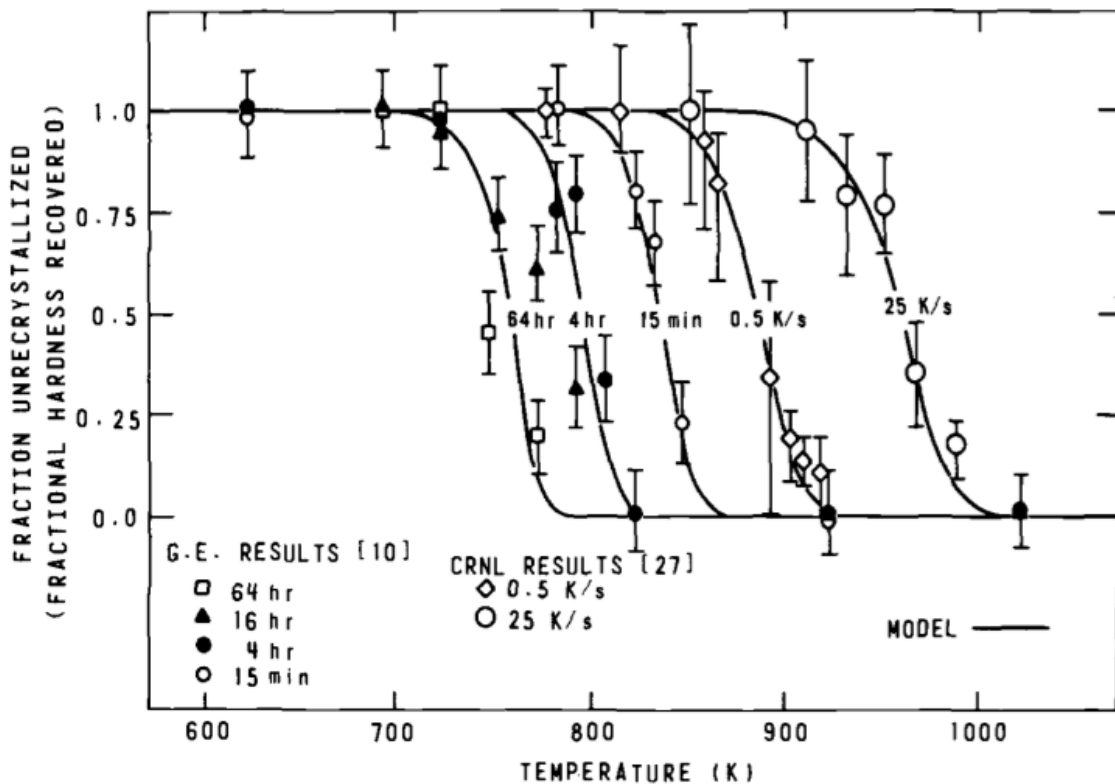


Figure IV.1.4 – Evolution de la fraction non recristallisée [Sills et Holt, 1979]

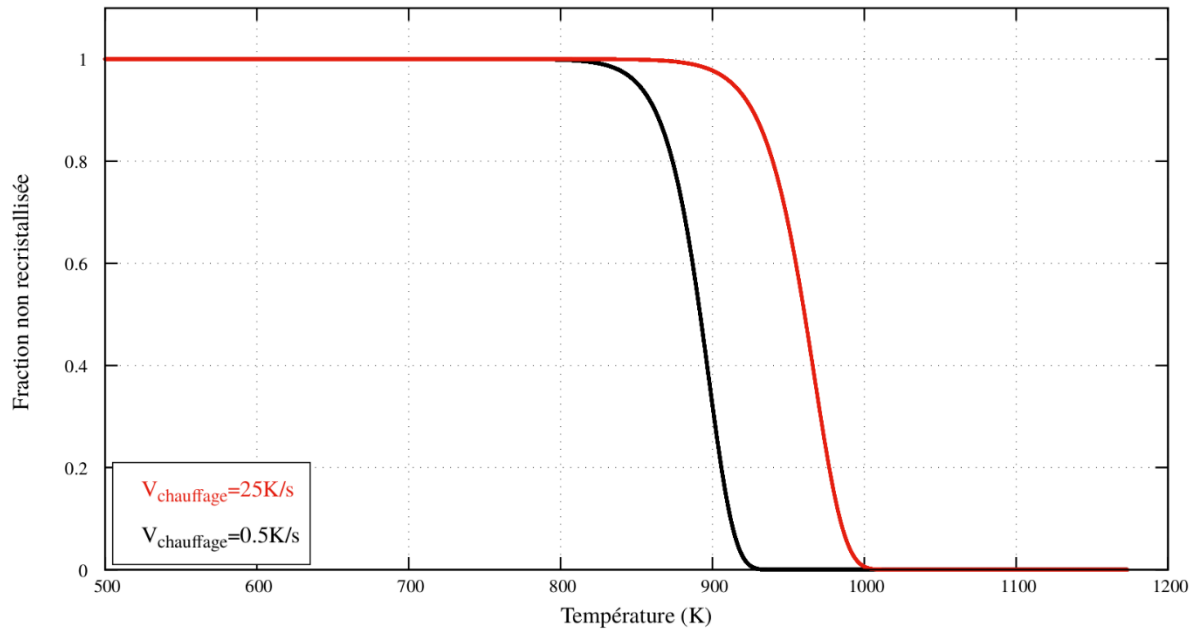


Figure IV.1.5 – Evolution de la fraction non recristallisée intégrée numériquement

On souhaite évaluer la fraction de matériau recristallisée lors de nos essais. Pour rappel la température cible de nos essais de fluage (650°C, 700°C ou 750°C) est atteinte après une chauffe à 5°C.s⁻¹, de 350°C à la température d’essai, suivie d’un plateau de stabilisation de 600s. Les essais en rampe sont réalisés pour trois vitesses de chauffage de valeurs 1, 5 et 10°C.s⁻¹ à partir de 350°C. On trace Figure IV.1.6 l’évolution de la fraction recristallisée en fonction de la température, exprimée en degrés Celsius pour plus de lisibilité.

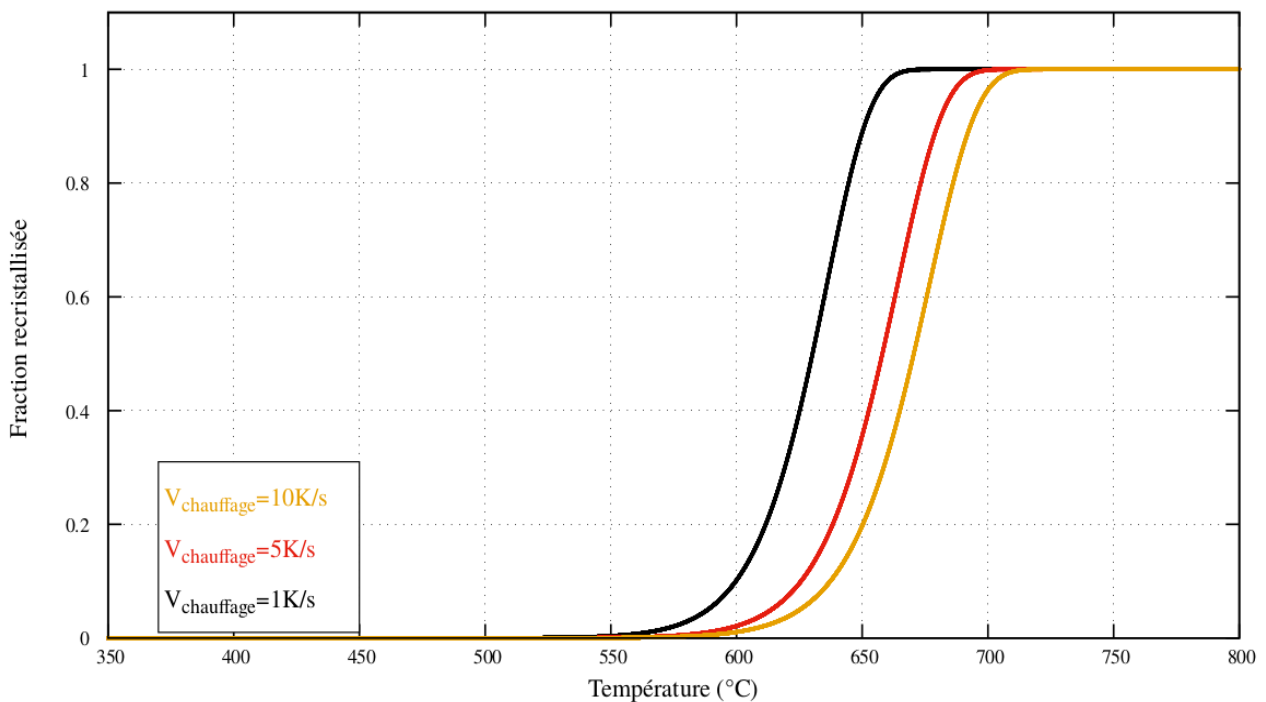


Figure IV.1.6 – Evolution de la fraction recristallisée pour des rampes de température de 1°C.s⁻¹, 5°C.s⁻¹ et 10°C.s⁻¹

On souhaite comparer ces résultats avec la campagne de fluage et de rampes réalisée au cours de ce travail de thèse. On rappelle qu'en rampe la majeure partie de la déformation se produit entre $0.95t_R$ et t_R où t_R est le temps à rupture (Chapitre II - Figure II.2.24). On peut conclure que :

- Pour une vitesse de $1^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$, la recristallisation complète est atteinte pour une température de 660°C . La température minimum d'éclatement pour les essais en rampes à cette vitesse de chauffage est de 715°C . **On peut en conclure que les essais en rampe de $1^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$ sont réalisés sur matériau recristallisé,**
- Pour une vitesse de $5^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$, la recristallisation complète est atteinte pour une température de 690°C . La température d'éclatement pour les essais en rampes à cette vitesse de chauffage est de 716°C et 685°C pour les essais à 109 et 106 bars. **On peut en conclure que les essais en rampe de $5^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$ sont réalisés sur matériau recristallisé, hormis pour les deux essais dont la pression est supérieure à 100 bars où le matériau est partiellement recristallisé,**
- Pour une vitesse de $10^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$, la recristallisation complète est atteinte pour une température de 710°C . La température d'éclatement la plus faible pour les essais en rampes à cette vitesse de chauffage est de 739°C . La recristallisation se termine lorsque le phénomène de déformation est activé. **On peut supposer que les essais en rampe de $10^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$ sont réalisés sur matériau recristallisé.**

Ces conclusions seront à considérer pour la modélisation des essais en rampe. Les essais de fluage se produisent sur matériau recristallisé pour les températures de 700°C et 750°C après mise en température à $5^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$. On modélise la montée en température à $5^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$ suivie du plateau de 600s à 650°C pour les essais de fluage à 650°C , Figure IV.1.7.

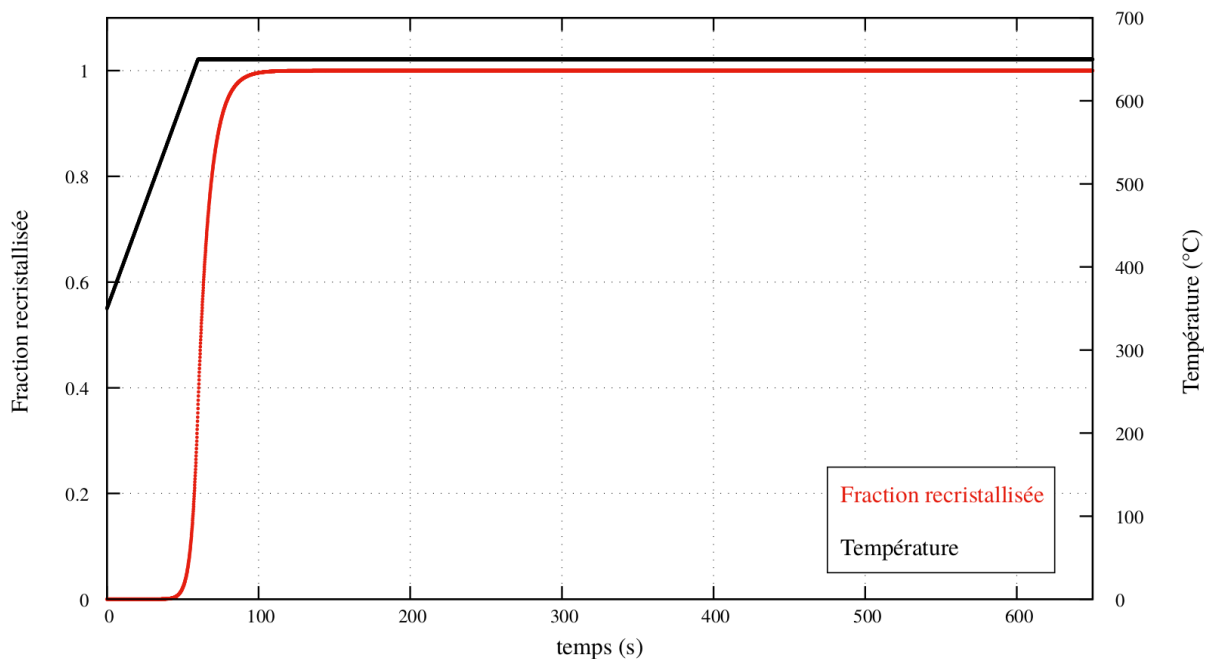


Figure IV.1.7 – Evolution de la fraction recristallisée pour un essai en fluage à 650°C suivant la procédure d'essai de cette thèse

On constate que le plateau de maintien en température qui suit la montée en température est amplement suffisant pour que le matériau recristallise totalement.

On conclut que tous les essais de fluage réalisés au cours de cette thèse sont effectués sur matériau totalement recristallisé.

La recristallisation a pour conséquence une diminution de l'écroutissage et induit donc une baisse de la résistance mécanique en fluage, notamment une augmentation de l'exposant de Norton par rapport aux valeurs obtenues sur gaine à l'état de réception.

Etant établi que le matériau est globalement toujours dans un état recristallisé, nous nous intéressons à présent à la taille des grains. Dans un métal utilisé pour des applications industrielles, on souhaite généralement maîtriser les temps de maintien en température, lors des traitements thermiques par exemple, pour contenir le grossissement des grains qui a un effet délétère sur la résistance mécanique (les joints de grains, plus nombreux pour une microstructure fine, agissent comme des obstacles aux mouvements des différents défauts). Sans entrer dans les détails cristallographiques, la taille des grains du Zircaloy-4 recristallisé présente une très bonne stabilité du fait de la dispersion fine et uniforme des précipités, ou phases de laves composées de Fer et de Chrome [Bokros, 1960]. [Sills et Holt, 1979] notent que la taille des grains augmente d'un facteur 3 (de 3 μm à 10 μm) jusque 900°C en rampe (25K/s). Cependant, ce grossissement en rampe est principalement attribué au phénomène de recristallisation. Au cours de sa thèse, lors d'essais de fluage en traction axiale, [Fréchinnet, 2001] relève que pour des essais courts (700°C-13min/750°C-20min/800°C-5min) la taille des grains est cohérente avec l'étude précédente, d'environ 8 à 9 μm . L'auteur constate uniquement un grossissement de certains grains à 700°C pour une durée d'essai de 41h. Hormis pour un essai de fluage à 750°C (2h9min), la durée de nos essais est inférieure à 23min. De plus, en rampe, la température à rupture n'excède pas 840°C. **D'après les résultats cités précédemment, on peut conclure que pour notre campagne (fluage et rampes), la taille des grains reste stable et n'excède pas une dizaine de microns.**

d) Influence de l'environnement d'essai

Lors de l'identification des lois de comportement, notamment pour une application dans le cadre d'étude APRP, la prise en compte de l'environnement est un volet important. Généralement les essais peuvent être réalisés sous vide, sous argon, dans l'air ou sous vapeur.

Au sein du dispositif semi-intégral, un débit de vapeur d'eau déminéralisée de l'ordre de 10mg.s⁻¹.cm⁻² est injecté dans le tube quartz lors des essais. On peut se demander si la présence de cette vapeur a un impact sur le comportement de la gaine. En comparant des essais entre 350°C et 660°C, [Hayes, 2004] et [Hayes et Kassner, 2006] ne notent pas d'influence sur le comportement du zirconium et de ses alliages qu'ils soient testés sous argon, sous air revêtus d'un film de platine (empêchant toute oxydation) ou non. Afin de mieux répondre à cette question [Leistikow et al., 1979] ont mené une étude comparative du comportement en fluage du Zircaloy-4 sous argon, sous air et vapeur. Les essais ont été réalisés entre 600°C et 1300°C. Les résultats sont présentés sur la Figure IV.1.8.

Jusque 900-950°C les essais sous argon et sous vapeur se confondent. L'environnement n'a pas d'effet visible sur les résultats de fluage, et notamment pas d'effet fragilisant. Ceci est lié à la cinétique d'oxydation du Zircaloy-4 qui est faible en dessous de 1000°C. L'évolution de l'épaisseur de la couche d'oxyde en dessous de 1000°C n'est plus pilotée par une dépendance parabolique au temps mais par des lois puissances avec des exposants inférieurs à $\frac{1}{2}$ [Steinbruck et Grosse, 2013].

Nous pouvons en conclure, vis-à-vis de la gamme de températures et de contraintes testées, ainsi que des durées d'essais réalisés au cours de cette thèse, que l'effet de l'environnement vapeur est négligeable sur les résultats de l'identification. Nous pourrions comparer nos résultats à ceux de la littérature en environnement neutre et ne pas prendre en compte l'effet de l'oxydation d'un essai à l'autre.

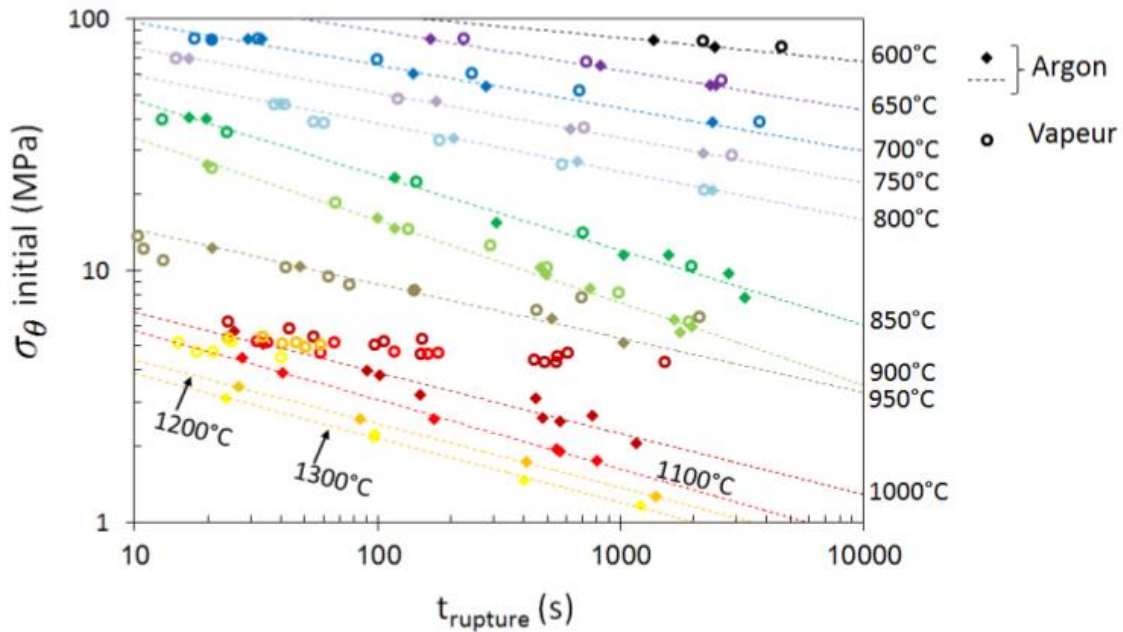


Figure IV.1.8 – Evolution de la contrainte circonférentielle initiale en fonction du temps à rupture pour des essais de fluage en pression interne sur gaines en Zircaloy-4 sous argon et sous vapeur d'après [Leistikow et al., 1979]

e) Anisotropie

Le matériau de gainage présente un comportement fondamentalement anisotrope [Limon et al., 1995]. Celui-ci est le fruit de l'anisotropie intrinsèque de la maille hexagonale compacte en phase α et de la texture du matériau résultant du procédé de mise en forme utilisant un laminoir à pas de pèlerin. De ce fait les axes $\langle c \rangle$ sont orientés suivant un angle compris entre 15 et 45° avec la direction radiale (cf. Chapitre I). Ainsi le matériau se comporte différemment selon la direction de la sollicitation mécanique. Par exemple, [Brenner, 2001] étudie l'impact de l'orientation des axes $\langle c \rangle$ et conclut que la résistance au fluage en pression interne d'une gaine dont les axes $\langle c \rangle$ sont orientés dans la direction circonférentielle est deux fois supérieure à une gaine dont les axes $\langle c \rangle$ sont orientés suivant la direction radiale. Ces auteurs étudient l'anisotropie pour des températures relativement basses, proches de 300-400°C.

Plus récemment, d'autres auteurs se sont intéressés à l'évolution de l'anisotropie avec l'augmentation de la température. [Murty et Charit, 2006] constatent pour des essais de traction simple et de fluage qu'au-dessus de 350°C l'anisotropie diminue pour tendre vers un comportement isotrope sans toutefois l'atteindre. Ces résultats sont cohérents avec les résultats issus de la mise en commun de données de différents auteurs établie par [Bosso, 2015] qui conclut qu'au-delà de 300°C l'anisotropie diminue d'autant plus que la température augmente, Figure IV.1.9. Ces données sont corroborées par le modèle d'évolution de l'anisotropie plastique du Zircaloy-4 proposé par [Le Saux et al., 2008] Figure IV.1.10. Au cours du dépouillement des essais de fluage en traction et en pression interne, [Chosson, 2014] conclut que le manque de données au-dessus de 600°C, la diminution des allongements des gaines testées en pression interne entre 600°C et 800°C et l'écart faible du comportement viscoplastique selon que l'on choisit d'utiliser l'équivalent de Hill ou de von Mises impliquent que le choix d'une analyse isotrope est plus pertinente pour l'analyse de données de fluage dans cette gamme de températures.

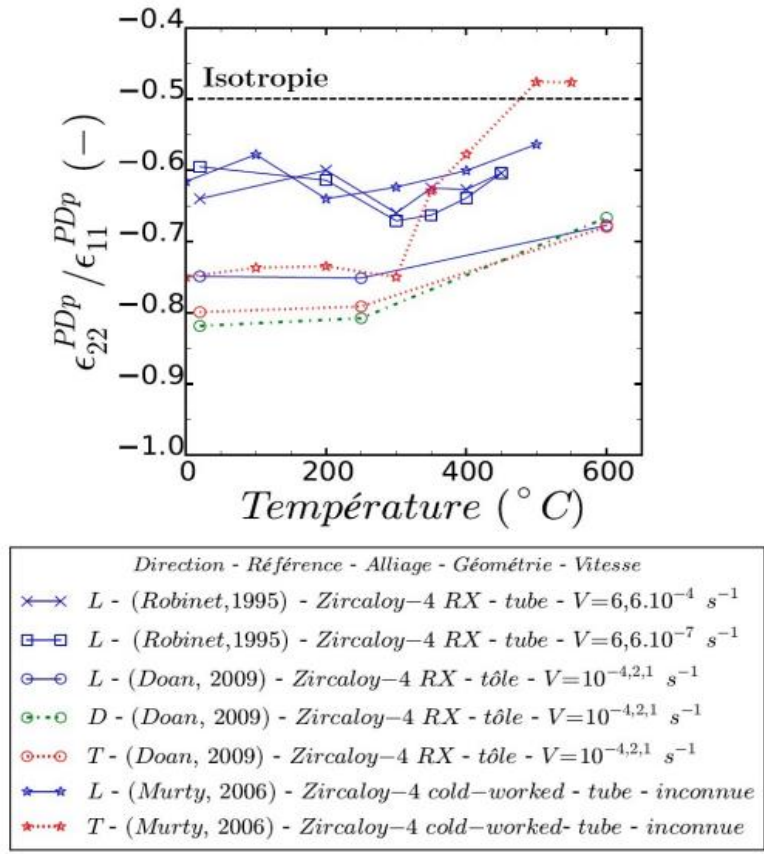


Figure IV.1.9 – Evolution des rapports de déformation en fonction de la température issue de différentes références bibliographiques rassemblées par [Bosso, 2015]

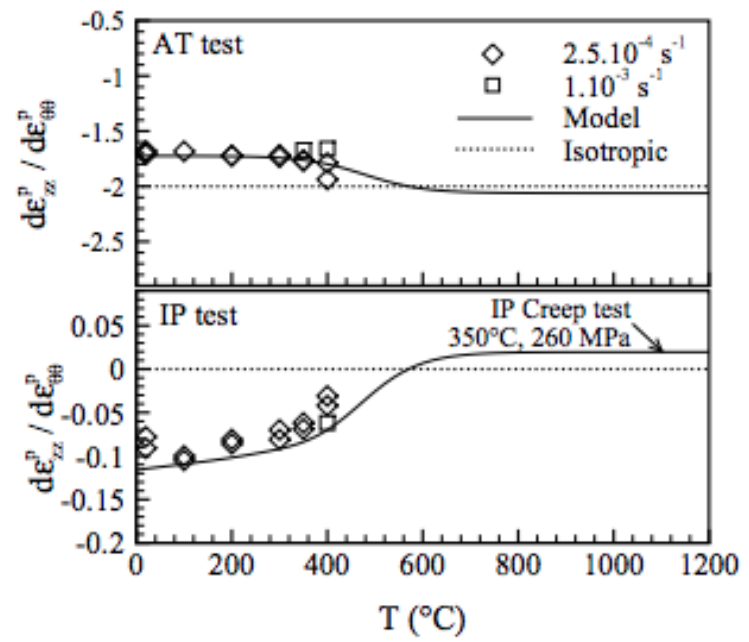


Figure IV.1.10 – Modèle d'évolution du comportement viscoplastique anisotrope proposé par [Le Saux et al., 2008]

Pour finir, dans le cadre de la modélisation d'un cylindre viscoplastique sous pression interne, en prenant en compte l'effet de fond, l'application du critère de von Mises implique que la déformation axiale du tube est nulle ($\epsilon_{zz} = 0$) *i.e.* le tube se comporte de manière identique qu'il soit axialement contraint ou non (Partie III.1.1). On trace Figure IV.1.11 l'allongement axial de la gaine en cours d'essai, pour un essai de fluage à 650°C sous une pression élevée de 100 bars. On remarque que l'allongement augmente progressivement tout au long de l'essai et que l'allongement maximal de la gaine, de longueur initiale 303mm est de 4mm ce qui correspond à une déformation de 1.3%, très faible au regard des déformations radiales et circonférentielles obtenues. Les déformations axiales à rupture des éprouvettes pour la totalité des essais présentent des valeurs similaires. Ceci tend à prouver que la modélisation isotrope utilisant l'équivalent de von Mises permet de bien décrire la déformation du gainage.

A la lumière des éléments précédents, nous choisirons de considérer les gaines comme un matériau isotrope par la suite pour l'identification de la loi de comportement et la modélisation des essais.

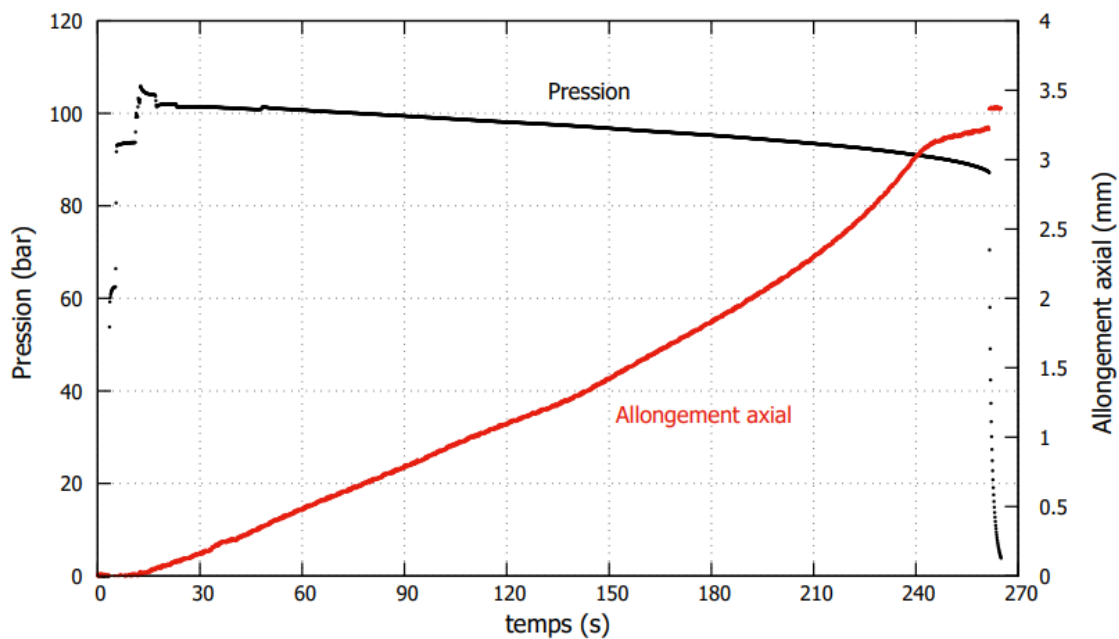


Figure IV.1.11 – Allongement axial mesuré d'une éprouvette testée en fluage à 650°C-100 bars

IV.1.2. Identification d'une loi de comportement par régression linéaire

Cette méthode d'identification de la loi de comportement est classiquement utilisée pour déterminer les coefficients de la loi de Norton dans le cas d'essais de fluage, plus particulièrement dans la zone de fluage secondaire. L'identification se base sur l'écriture de la loi de comportement et l'utilisation des données d'essais comme la vitesse de déformation [Trego, 2011] ou le temps à rupture [Forgeron et al., 2000]. Afin de déterminer les coefficients de la loi de comportement, nous avons utilisé la méthode se basant sur la corrélation logarithmique entre le temps à rupture et la contrainte moyenne de l'essai. On écrit la loi de comportement monodimensionnelle de Norton :

$$\dot{\epsilon}_{\theta} = \dot{\epsilon}_R \left(\frac{\sigma_{\theta}}{\sigma_R} \right)^n e^{-\frac{Q}{RT}} = B \sigma_{\theta}^n \quad (IV.1.3)$$

En utilisant l'équation (III.1.5) du Chapitre III et en utilisant l'hypothèse que la pression est égale à la pression moyenne, on obtient le temps à rupture en fonction de la contrainte moyenne de l'essai σ_m :

$$t_R = \frac{1}{2n\dot{\epsilon}_R \left(\frac{\sigma_m}{\sigma_R}\right)^n e^{-\frac{Q}{RT}}} = \frac{1}{2nB\sigma_m^n} \quad (IV.1.4)$$

On en déduit donc que :

$$\ln(t_R) = -n\ln(\sigma_m) - \ln(2nB) \Leftrightarrow y = -nx + a \quad (IV.1.5)$$

Si l'on trace le logarithme du temps à rupture en fonction de celui de la contrainte moyenne, la pente permet d'obtenir l'exposant de fluage et l'ordonnée à l'origine le facteur B . On trace les résultats obtenus lors de notre campagne de fluage sur la Figure IV.1.12

Si l'on cherche à déterminer le facteur $A = \frac{\dot{\epsilon}_R}{\sigma_R^n}$ et l'énergie d'activation Q , on trace la courbe (Figure IV.1.13) :

$$\ln(B) = \ln\left(\frac{\dot{\epsilon}_R}{\sigma_R^n}\right) - \frac{Q}{RT} \quad (IV.1.6)$$

Du fait de sa simplicité, cette méthode a l'avantage d'être rapide. De plus, le ballonnement se produisant à la toute fin de l'essai, l'identification réalisée en se basant sur l'analyse du cylindre parfait viscoplastique reste pertinente dans le cadre de cette identification. Cependant, le nombre restreint d'essais réalisés peut rendre l'identification difficile, notamment pour établir la dépendance des paramètres à la température. Généralement, les identifications se basent sur des campagnes expérimentales très fournies, réalisées par les auteurs eux-mêmes ou empruntées à la littérature pour augmenter le nombre de données disponibles (cf. IV.1.1).

Les résultats sont résumés dans le Tableau IV.1.1 suivant :

Valeurs T(°C)	n	B (MPa ⁻ⁿ .s ⁻¹)	$A = \frac{\dot{\epsilon}_R}{\sigma_R^n}$ (MPa ⁻ⁿ .s ⁻¹)	Q (kJ.mol ⁻¹)
650°C	6.49	1.77.10 ⁻¹⁶	1.85.10 ¹⁹	620.16
700°C	6.08	6.68.10 ⁻¹⁵		
750°C	5.44	4.84.10 ⁻¹³		

Tableau IV.1.1 – Valeurs des coefficients de Norton identifiés sur la campagne d'essais de fluage réalisée au cours de la thèse

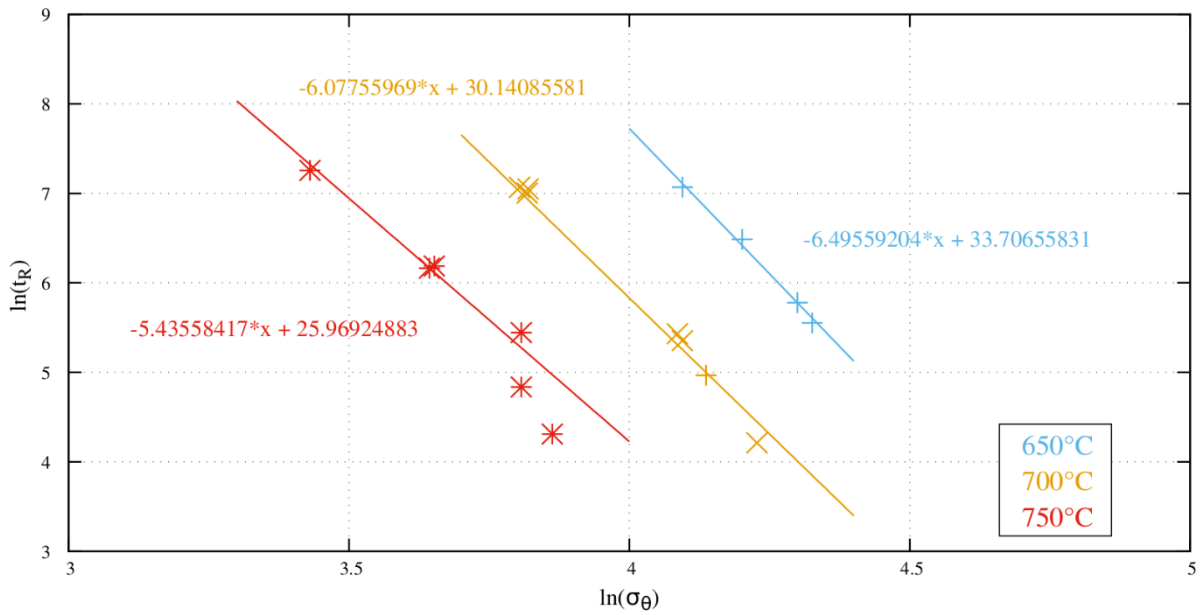


Figure IV.1.12 – Résultats de l'identification des coefficients de Norton sur la campagne d'essais de fluage réalisée au cours de la thèse

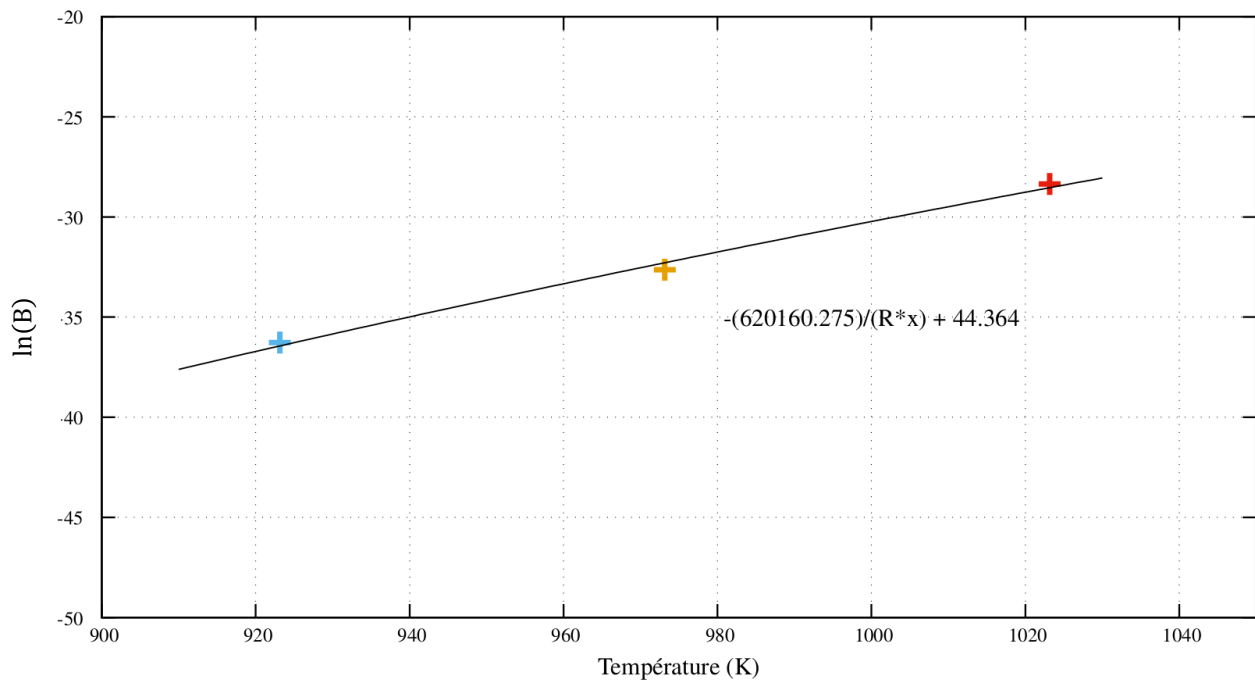


Figure IV.1.13 – Résultats de l'identification des coefficients de Norton sur la campagne d'essais de fluage réalisée au cours de la thèse

Les valeurs obtenues pour l'exposant de Norton n sont cohérentes avec celles de la bibliographie. Il est généralement compris entre 5 et 7 pour le fluage dans cette gamme de température et pour des contraintes intermédiaires à élevées. Le mécanisme principal associé est le fluage dislocations. De plus, des valeurs plus élevées que 5 ne sont pas étonnantes. Nous avons vu dans la bibliographie axée sur le comportement du matériau de gainage que pour des contraintes importantes l'exposant de Norton peut augmenter vers des valeurs proches de 6. De plus, notre matériau étant recristallisé, la résistance au fluage est moindre qu'à l'état détendu. La diminution de l'exposant de Norton avec l'augmentation de température est cohérente avec les cartes de déformation Figures IV.1.1 à IV.1.3 avec un passage graduel d'un mécanisme de dislocation cœur à un mécanisme de dislocation par diffusion.

Concernant l'énergie d'activation Q , la valeur obtenue d'environ 620 kJ.mol^{-1} semble très élevée au regard des énergies d'activation généralement obtenues de l'ordre de $200\text{-}300\text{kJ.mol}^{-1}$. Cependant, la valeur de l'énergie d'activation identifiée n'est que peu parlante dans l'absolu. Les valeurs issues de l'identification Figure IV.1.13 sont peu précises du fait du faible nombre de points disponibles pour la régression d'une fonction inverse. Par exemple un décalage de la valeur de $\ln(B)$ de +5% à 650°C et de -5% à 750°C fournit une énergie d'activation d'environ 350 kJ.mol^{-1} et facteur un pré-exponentiel de $7,4.10^4$.

En se basant sur les conclusions précédentes, on se propose d'utiliser de manière préférentielle les résultats bruts de la Figure IV.1.12. Un choix similaire est fait par [Kaddour et al., 2004] pour le comportement du Zircaloy-4 et du Zr-1%NbO dans le domaine $(\alpha+\beta)$. La dépendance à la température est interpolée entre les trois points correspondants aux trois températures d'essai sélectionnées pour notre campagne expérimentale pour l'exposant de Norton. Afin d'éviter des valeurs négatives au voisinage de 650°C , on utilise une interpolation du résultat logarithmique de la régression pour le coefficient B . On obtient donc les polynômes suivants. La température est donnée en degrés Celsius, mais le polynôme est facilement transposable pour des températures en Kelvin :

$$\begin{cases} n(T) = a_n * T^2 + b_n * T + c_n \\ B(T) = \frac{e^{-(a_B * T^2 + b_B * T + c_B)}}{2 * n(T)} \end{cases} \quad (IV.1.7)$$

Avec $a_n = -4,48.10^{-5}$, $b_n = 5,212.10^{-2}$ et $c_n = -8,4544$

$a_B = -1.21180896.10^{-04}$, $b_B = 9.22801596.10^{-02}$, $c_B = 24.9233831$

Si nécessaire, on pourra « rallonger » l'interpolation de B au-delà de 750°C pour les besoins de la modélisation.

IV.1.3. Identification d'une loi de comportement basée sur le module LDC0D

La seconde méthode d'identification de la loi de comportement se base sur l'utilisation directe des données des essais, à savoir la déformation et la contrainte instantanée. Elle repose sur le développement d'un module complet de simulation et d'identification des paramètres de la loi de comportement (historiquement nommé Sidolo [Pilvin, 1988]) se basant sur le modèle EDGAR décrit Partie I.2.2.a et une optimisation des paramètres de la loi de comportement écrite comme suit :

$$\dot{\epsilon}_\theta = \dot{\epsilon}_R \left(\frac{\sigma_\theta}{\sigma_R} \right)^n e^{-\frac{Q}{RT}} = A \sigma_\theta^n e^{-\frac{Q}{RT}} \quad (IV.1.8)$$

où $R = 8.314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ est la constante des gaz parfaits

Cette écriture fait apparaître le facteur A (ou facteur pré-exponentiel). C'est sur ce facteur que l'optimisation est réalisée, sans distinction entre la vitesse de déformation de référence et la contrainte de référence.

La contrainte est calculée comme suit à chaque pas de temps :

$$\sigma_\theta = P \left(\frac{r_0}{e_0} \right) \left(1 + \frac{D-D_0}{D_0} \right)^2 \quad (IV.1.9)$$

Avec P la pression instantanée mesurée durant l'essai et D le diamètre mesuré par la caméra vidéo durant l'essai.

L'identification est alors réalisée en trois étapes après avoir choisi un jeu de paramètres initiaux : Identification d'une valeur de Q , puis des valeurs de n et A . On utilise pour la dernière étape le trio précédent comme valeurs de départ pour identifier une loi qui minimise l'erreur globale calculée entre les résultats simulés et les résultats expérimentaux. La fonction d'erreur des moindres carrés suivante est utilisée et la stratégie d'optimisation est celle de Levenberg-Marquardt [Dubé, 2005] :

$$\tau = \sum_{essai} \sum_{instants} \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta D}{D_0} calc - \frac{\Delta D}{D_0} essai \right)^2 \quad (IV.1.10)$$

On note que pour certains essais, la modélisation peut s'avérer plus lente que l'essai réel. Le choix est alors fait de rallonger les points expérimentaux en choisissant une déformation constante égale à l'At(%) et une pression constante égale à la pression à rupture.

Cette méthode nécessite l'utilisation d'un nombre d'essais important (≥ 40) afin de trouver un minimum global. Pour une base d'essais plus réduite comme la nôtre, une nouvelle méthode a été mise en place afin de pallier ce problème et d'identifier un minimum global correspondant à la meilleure des solutions. Le calcul de résidu se base sur la fonction (IV.1.10). De plus la loi de comportement est identique et la modélisation se base sur le formalisme EDGAR. La modification se situe dans la recherche du minimum. La recherche des paramètres optimaux se fait comme suit, en se basant sur trois boucles numériques imbriquées :

- Initialisation du jeu de paramètres par l'utilisateur (n_0, A_0, Q_0),
- Les données d'essais sont fournies sous forme de fichier textes contenant le temps, la température, la pression et la déformation mesurées,
- Choix de la plage de variation de chacun des paramètres,
- Simulation selon les valeurs des paramètres, en suivant la logique suivante :
 - On fixe $n=n_0$
 - On fixe $A=A_0$
 - On fixe $Q=Q_0$ et on itère en augmentant la valeur de Q de 9.5 kJ.mol^{-1} et on calcule le résidu que l'on stocke pour chaque valeur. On poursuit sur la plage de variation choisie pour le paramètre Q

- On augmente la valeur de A_0 de $0.1 \text{ MPa}^{-n} \cdot \text{s}^{-1}$ et on recommence l'itération sur Q , sur toute la plage de valeurs données pour A
- On itère la valeur de n de 0.1 puis on recommence les itérations imbriquées pour A et Q . Le calcul s'arrête lorsque la plage de valeur définie en début de calcul a été balayée pour le coefficient n

En sortie de calcul, on obtient un fichier qui contient chaque triplet de paramètres ainsi que le résidu associé. A la fin du processus, l'utilisateur peut facilement identifier la solution optimale déterminée par le script. Afin d'améliorer la précision de cette solution, l'utilisateur peut faire le choix de lancer une deuxième fois son script de balayage en diminuant le pas à 0.01 pour n , $0.01 \text{ MPa}^{-n} \cdot \text{s}^{-1}$ pour A et $0.95 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ pour Q tout en réduisant les bornes de balayage pour chaque paramètre (à 10% de la valeur identifiée dans la première étape par exemple).

Cette méthode a été mise en œuvre pour une identification en se basant sur l'ensemble de nos essais de fluage. La première routine a été réalisée en choisissant comme plage de variation $n \in [1:9]$, $A \in [-5:5]$ et $Q \in [95:400]$. Une seconde optimisation au voisinage du minimum global est réalisée avec raffinement du pas. La loi de comportement identifiée est :

$$\dot{\epsilon}_\theta = 0,55 * \sigma_\theta^{6,31} \exp\left(-\frac{266,3 \cdot 10^3}{RT}\right) \quad (IV.1.11)$$

Bien que les valeurs soient différentes, on compare dans le Tableau IV.1.2 les valeurs issues des deux méthodes d'identification. La méthode 1 correspond à celle décrite au paragraphe précédent et la méthode 2 à celle explicitée dans ce paragraphe :

Valeurs \ T (°C)	650°C		700°C		750°C	
	Méthode 1	Méthode 2	Méthode 1	Méthode 2	Méthode 1	Méthode 2
n	6,49	6,31	6,08	6,31	5,44	6,31
Q (kJ.mol ⁻¹)	620,16	266,3	620,16	266,3	620,16	266,3
A (MPa ⁻ⁿ .s ⁻¹)	1,85.10 ¹⁹	0,55	1,85.10 ¹⁹	0,55	1,85.10 ¹⁹	0,55
B (MPa ⁻ⁿ .s ⁻¹)	1,77.10 ⁻¹⁶	4,69.10 ⁻¹⁶	6,68.10 ⁻¹⁵	2,79.10 ⁻¹⁵	4,84.10 ⁻¹³	1,39.10 ⁻¹⁴

Tableau IV.1.2 – Valeurs des coefficients de Norton identifiés sur la campagne d'essais de fluage suivant les deux méthodes d'identification

On remarque qu'avec l'écriture de la loi sous la forme $\dot{\epsilon}_\theta = B\sigma_\theta^n$ les résultats des deux méthodes d'identification sont cohérents l'un avec l'autre car les ordres de grandeurs de l'exposant de Norton et de la valeur de B sont similaires.

On retiendra que ces lois de comportement sont valides dans le domaine de température et de contrainte utilisé durant cette thèse. Son domaine de validité est aussi lié au dispositif et à l'état du matériau (tube, Zircaloy-4 recristallisé ...).

IV.2 – Modélisation des essais avec les lois de comportement identifiées

Nous souhaitons utiliser les lois de comportement précédemment identifiées afin de modéliser les essais réalisés au cours de cette thèse. On se propose de faire un bref rappel sur les modèles mécaniques puis de présenter les hypothèses de modélisation.

IV.2.1. Description des différentes modélisations

a) Modèle de comportement

Les modèles mécaniques utilisés se basent sur l'approche du cylindre visqueux sous pression. Les équations du modèle sont données Chapitre III-Partie III.1.1. Le matériau étant considéré isotrope, les conditions limites de bridage ou de non-bridage axial du tube n'ont pas d'effet. On rappelle donc l'équation liant la vitesse de déformation circonférentielle aux autres paramètres. En reprenant les notations utilisées précédemment pour la loi de comportement on obtient d'après l'équation (III.1.4) :

$$\dot{\varepsilon}_{\theta} = \left(P \frac{r_0}{e_0} \right)^n B(T) \exp [2n(T)\varepsilon_{\theta}] \quad (IV.2.1)$$

$$\text{avec } \varepsilon_{\theta} = \ln \left(\frac{r}{r_0} \right)$$

L'intégration qui suit dépend du type d'essai, à savoir fluage ou rampe. Dans le cas du fluage, seule la pression dépend du temps et les paramètres matériau sont constants. Lorsque la température varie au cours de l'essai, il est nécessaire de prendre en compte l'évolution des paramètres de la loi de comportement. Cette équation différentielle est résolue en utilisant un schéma de Runge-Kutta d'ordre 2. La méthode de résolution sera détaillée par la suite.

b) Chargement thermomécanique

Afin de modéliser les essais de la campagne expérimentale, la première voie est d'utiliser les fichiers de sortie des différents appareils de mesure de la machine APRP. Pour les essais de fluage, les coefficients de la loi de comportement sont calculés en fonction de la température d'essai. La cadence d'enregistrement du dispositif étant de 10Hz, le pas de temps pour l'intégration numérique est de 0,1s.

A chaque instant, la déformation est calculée en fonction de la pression réelle et de la température mesurée par le thermocouple du dispositif semi-intégral APRP. Pour les rampes de température, les différentes dépendances des coefficients de la loi de comportement sont directement prises en compte dans l'intégration.

Cette méthode est la plus à même de rapprocher les essais des modélisations puisqu'elle prend en compte les mesures réelles de la machine durant l'essai. Néanmoins, elle présente plusieurs inconvénients. Le premier propre aux essais où la pression évolue librement en fonction de la déformation, qui détermine le volume libre disponible. Le second commun à tous les essais concerne l'évolution de la température en rampe :

- En adoptant cette stratégie de calcul, à un instant donné la pression imposée est contrainte d'être égale à la pression mesurée pendant l'essai à cet instant, et ce peu importe la valeur de la déformation obtenue par le calcul. Ainsi, à un instant donné, si la déformation calculée est inférieure à la déformation réelle, la pression continue de diminuer en lien avec l'augmentation

plus rapide de la déformation réelle. Le couple (ϵ, P) n'est donc pas représentatif de la réalité et la pression imposée devient trop faible par rapport au niveau de déformation calculé. Ce phénomène tend à ralentir d'autant plus la vitesse calculée de fluage au fur et à mesure que la pression diminue avec l'augmentation plus importante de la déformation réelle.

A l'inverse si la déformation calculée est supérieure à la déformation réelle, la pression imposée est « supérieure » à la pression réelle liée à ce niveau de déformation. On observe alors une accélération d'autant plus importante de la déformation dans la modélisation. On représente ce biais sur la Figure IV.2.1

La loi de comportement représentant le fluage du Zircaloy-4 dans le domaine de température et de pression considéré, avec des exposants de Norton proches de 6 implique que la contrainte, linéairement dépendante de la pression, joue un rôle très important dans le phénomène de déformation. De plus, le calcul numérique repose sur une intégration entre les instants de mesure du dispositif semi-intégral APRP. Une erreur commise en début de calcul peut mener à des décalages importants au moment du ballonnement.

Ainsi, pour les essais où le calcul prédit des temps à rupture supérieurs à ceux des essais, on choisit de maintenir pour la fin du calcul une pression égale à la pression à rupture. Cette hypothèse est forte et représentée Figure IV.2.1.

Sur cette figure, on représente la pression en fonction de la déformation issue par mesure vidéo au cours de l'essai (noir). On ajoute les courbes (ϵ, P) obtenues pour les modélisations utilisant les coefficients issus de l'identification par régression (rouge) ou par le module LDCOD (vert). La première surestime la déformation et la seconde la sous-estime. On voit bien le décalage issu de ce type de modélisation.

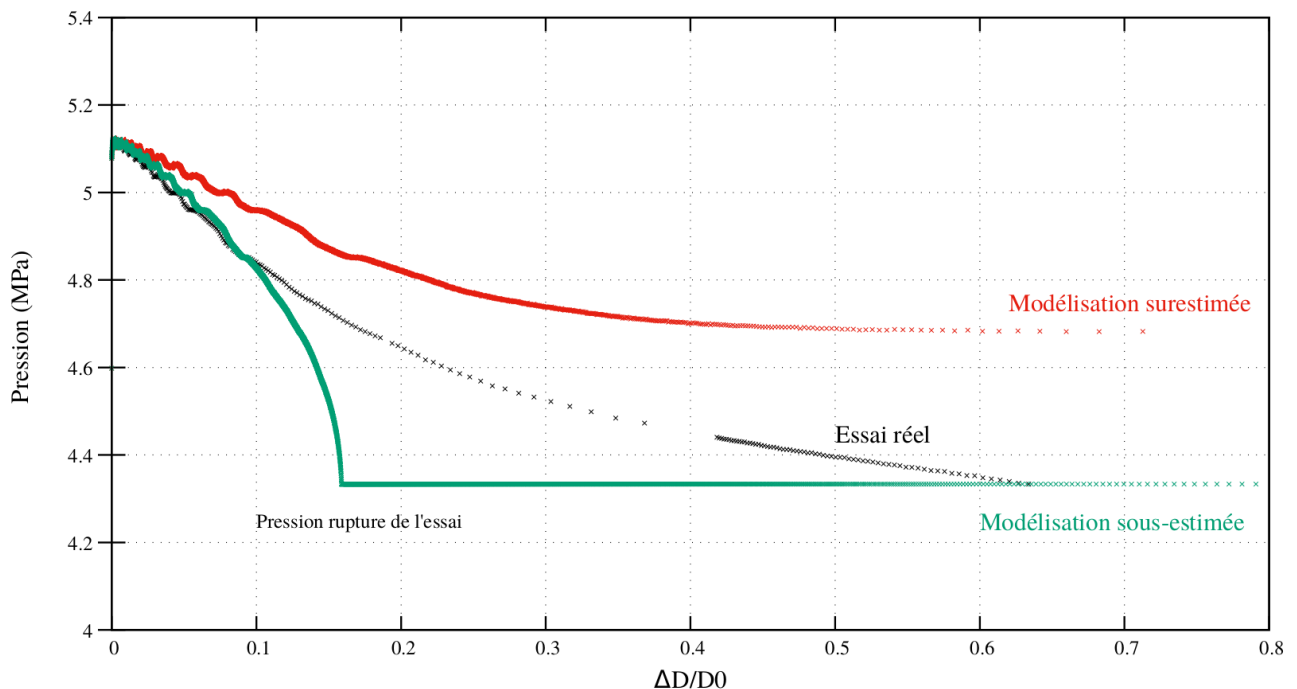


Figure IV.2.1 – Evolution de la pression en fonction de la déformation réelle ou calculée - Essai de fluage

Bien que l'évolution de la pression soit quelque peu différente en rampe, elle présente une forte ressemblance aux courbes précédentes une fois passés les 2-3% de déformation (Figure II.2.27). Cette analyse est donc transposable aux essais en rampe de température.

- En rampe, la température évolue en fonction du temps à une vitesse fixée par l'expérimentateur. Lors de l'essai, la problématique est proche de celle évoquée pour la pression. Cela étant, l'effet tend à améliorer la prédiction des modélisations. Si à un instant t , la déformation calculée est inférieure à la déformation réelle, passé l'instant de ballonnement la température utilisée pour la modélisation augmente. Son effet étant exponentiel en rapport avec la loi de comportement, la vitesse de déformation augmente d'autant plus que la température s'éloigne de la température à rupture réelle. On observe l'effet inverse si à un instant donné, la déformation est supérieure à la déformation réelle, en amont de la température à rupture.

On propose, afin de juger de l'aptitude des modèles et de la loi de comportement à reproduire la réalité physique des essais une seconde voie de modélisation. Connaissant, au sein du dispositif intégral APRP, l'évolution de la pression en fonction de la déformation du tube, on souhaite lier la valeur instantanée de la pression à la déformation calculée. Ainsi, les courbes (\mathcal{E}, P) essai-modélisation se superposeront et les résultats seront plus cohérents avec la physique du dispositif. On évite alors qu'un léger décalage en début de calcul modifie fortement l'allure de la courbe de par l'effet de l'exposant de Norton, de la méthode d'intégration cadencée et des erreurs numériques.

Soulignons que cette approche n'est pas purement numérique. Au sein de l'assemblage combustible, le volume libre d'un crayon est connu. Pour les modélisations intégrales de situation accidentelle, des études thermodynamiques et fluidiques permettent de rapprocher et lier la pression interne au volume libre du crayon [Glantz et al., 2018]. De même, peu importe le dispositif expérimental considéré, ce type de corrélation est relativement aisé à déterminer.

On cherche donc des fonctions qui lient les paramètres de l'essai entre eux et qui ne dépendent que de notre dispositif.

Lors des essais de fluage, on constate une chute de la pression. On propose de représenter celle-ci par une fonction du type :

$$P(\mathcal{E}) = P_0 \left[1 - \Delta p \left(\left(\frac{\mathcal{E} + \mathcal{E}_a}{\mathcal{E}} \right)^m - \left(\frac{\mathcal{E}_a}{\mathcal{E}_b} \right)^m \right) \right] \quad (IV.2.2)$$

avec $\mathcal{E} = \frac{r - r_0}{r_0}$

P_0 est la pression initiale obtenue après lissage des courbes (\mathcal{E}, P) car la pression en début d'essai peut varier du fait des réglages. On vérifie que $P(\mathcal{E} = 0) = P_0$. Etant donné l'objectif de ce modèle, la formule précédente n'est utile que si les coefficients Δp , \mathcal{E}_a , \mathcal{E}_b et m sont constants, c'est-à-dire propres au dispositif semi-intégral APRP. Seule la connaissance de la pression initiale permet de déterminer la courbe.

On obtient les valeurs suivantes de P_0 pour chacun des essais, Tableau IV.2.1 :

Référence essai	P_0 (bar)
2283-Zy4-9	80.5241
2283-Zy4-24	89.4916
2283-Zy4-12	99.1706
2283-Zy4-10	101.784
2283-Zy4-2	59.9337
2283-Zy4-6	60.2443
2283-Zy4-3	60.606
2283-Zy4-5	78.9197
2283-Zy4-7	81.0342
2283-Zy4-4	84.795

2283-Zy4-21	92.7574
2283-Zy4-16	40.9702
2283-Zy4-13	51.1079
2283-Zy4-11	51.128
2283-Zy4-8	60.0
2283-Zy4-15	63.614
2283-Zy4-17	71.8284

Tableau IV.2.1 – Pression initiale utilisée pour la corrélation (ϵ, P) dans le cas du fluage

Les valeurs obtenues suite à l'optimisation pour les coefficients sont :

$$\Delta p = 0.32, \epsilon_a = 0.052, \epsilon_b = 0.1, m = 0.167$$

Dans la phase initiale des essais en rampe, on constate une augmentation de la pression en fonction de la température. On se propose de reproduire cette phase par une loi du type :

$$P(T) = P_0[1 + k(T - T_0)] \quad (IV.2.3)$$

P_0 et T_0 sont la pression initiale et la température obtenues après lissage des courbes et k est le seul paramètre ajustable du modèle. On réalise l'ajustement pour $T < 550^\circ\text{C}$ afin de s'assurer qu'une déformation de fluage, même faible, a eu lieu et on obtient $k \approx 9.5 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.

On peut alors combiner les deux fonctions pour obtenir l'évolution de la pression lors d'un essai de rampe en fonction de la température et de la déformation :

$$P(\epsilon, T) = P_0 \left[1 - \Delta p \left(\left(\frac{\epsilon + \epsilon_a}{\epsilon_b} \right)^m - \left(\frac{\epsilon_a}{\epsilon_b} \right)^m \right) \right] [1 + k(T - T_0)] \quad (IV.2.4)$$

Notons que pour $T = T_0$ on retrouve le cas précédent du fluage.

Les différents paramètres issus de l'étude des essais sont donnés dans le Tableau IV.2.2 suivant :

Référence essai	\dot{T} ($^\circ\text{C/s}$)	P_0 (bar)	T_0 ($^\circ\text{C}$)
2283-Zy4-26	0.931499	55.3809	368.226
2283-Zy4-28	0.914346	55.7668	406.017
2283-Zy4-29	0.928487	65.3317	396.252
2283-Zy4-32	0.924931	75.705	354.29
2283-Zy4-35	0.925393	86.0899	414.126
2283-Zy4-30	4.49405	55.0145	417.356
2283-Zy4-22	4.48359	66.5923	455.618
2283-Zy4-27	4.48692	66.8439	502.804
2283-Zy4-31	4.52944	75.7934	360.52
2283-Zy4-36	4.36433	85.6841	372.484
2283-Zy4-20	4.55661	107.773	426.833
2283-Zy4-19	4.54342	111.029	481.916
2283-Zy4-38	9.00486	55.9966	451.875
2283-Zy4-34	8.86971	65.9367	541.808
2283-Zy4-25	8.81287	75.937	378.912
2283-Zy4-39	9.14653	76.5821	447.471
2283-Zy4-33	8.7183	86.8882	435.058
2283-Zy4-37	8.89714	96.8816	439.333

Tableau IV.2.2 – Paramètres issus de l'analyse des essais de rampe pour la modélisation numérique

Bien que moins précise que la fonction se basant sur une analyse physique de la Partie II.2.2.b, la fonction proposée pour la modélisation présente l'avantage de ne dépendre que des conditions initiales de l'essai. Ainsi, la première proposée dans la partie expérimentale se veut représentative et explicative de la physique du phénomène tandis que la corrélation proposée ici est à visée purement numérique. On montre Figure IV.2.2 un exemple pour un essai de fluage (2283-Zy4-3) et un essai de rampe (2283-Zy4-37).

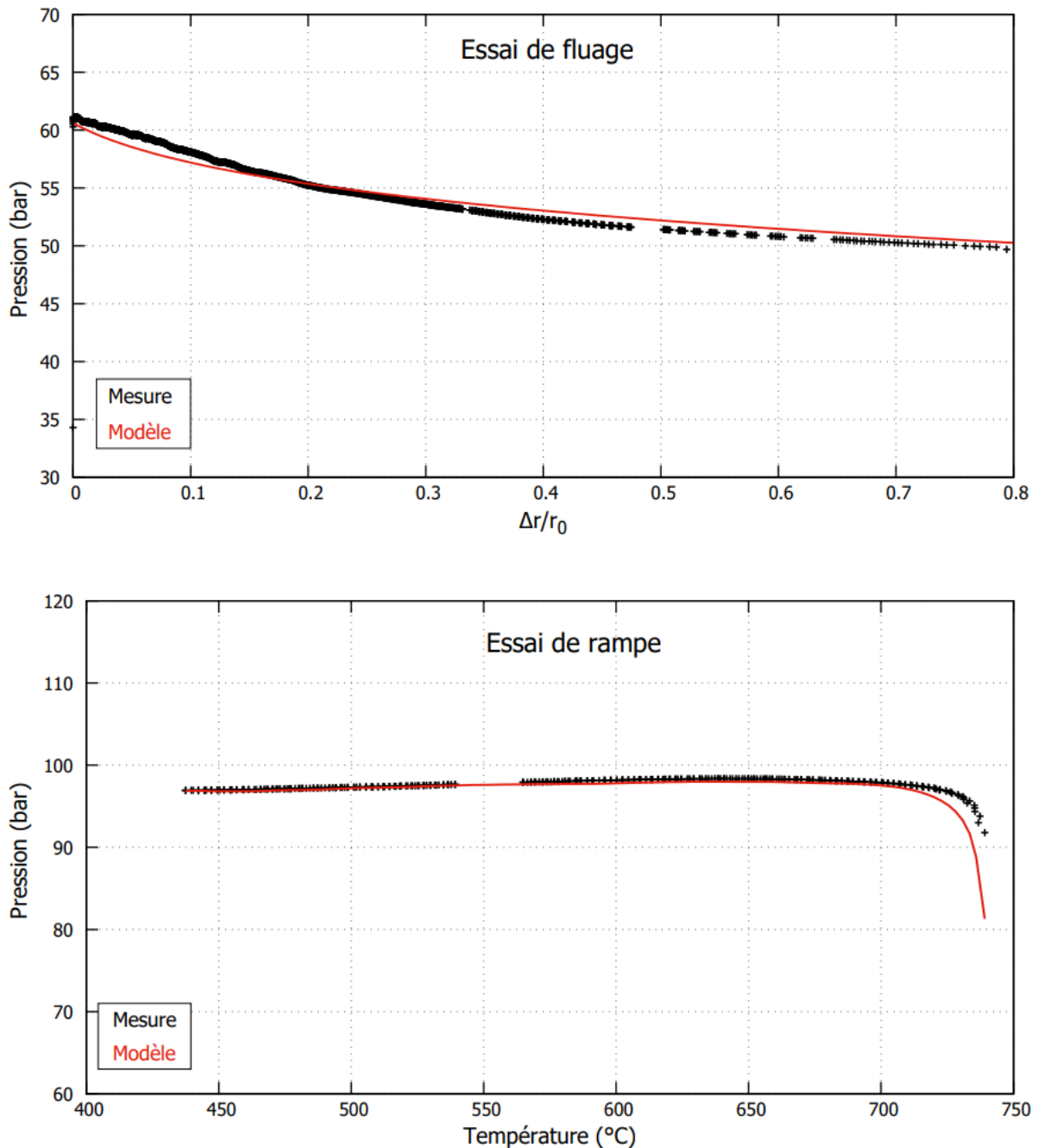


Figure IV.2.2 – Evolution de la pression en fonction de la déformation (fluage-haut) ou de la température (rampe-bas) – Comparaison expérience et modélisation

Une fois implémentées, ces fonctions permettent de ne plus utiliser les mesures de pression directement issues de l'APRP. On décrit dans le point suivant les méthodes de calcul pour la modélisation numérique.

c) Bilan pour la résolution numérique

On souhaite décrire dans ce paragraphe les différentes méthodes de calcul utilisées pour la modélisation des essais.

En début de calcul, les paramètres sont fixés à leurs valeurs initiales. L'intégration est faite suivant le modèle mécanique décrit équation (IV.2.1). On fixe une valeur seuil de déformation qui, lorsqu'elle est atteinte implique la fin du calcul. On fixe celle-ci à 80%.

Par la suite plusieurs cas sont possibles et déterminent la poursuite du calcul à la fin de chaque pas d'intégration. On détermine le temps à rupture en fluage et la température à rupture en rampe :

- La déformation seuil n'est pas atteinte et le temps de calcul est inférieur au temps à rupture (resp. la température). Les valeurs de pression et température, ainsi que le temps sont mis à jour par importation directe des données issues du fichier de mesures du dispositif semi-intégral APRP,
- La déformation seuil est atteinte et le temps de calcul est inférieur au temps à rupture réel de l'essai (resp. la température). Le calcul s'arrête et l'instant, la pression et dans le cas des rampes la température sont enregistrés comme valeurs à rupture pour la modélisation,
- Le temps (resp. la température) à rupture réel est atteint mais la déformation seuil n'est pas atteinte. Dans ce cas, jusqu'à ce que cette condition soit atteinte, la pression reste constante et égale à la pression à rupture de l'essai, le temps est incrémenté de 0.1s et la température augmente suivant la vitesse de rampe mesurée durant l'essai,

On présente le schéma de calcul sur la Figure IV.2.3 :

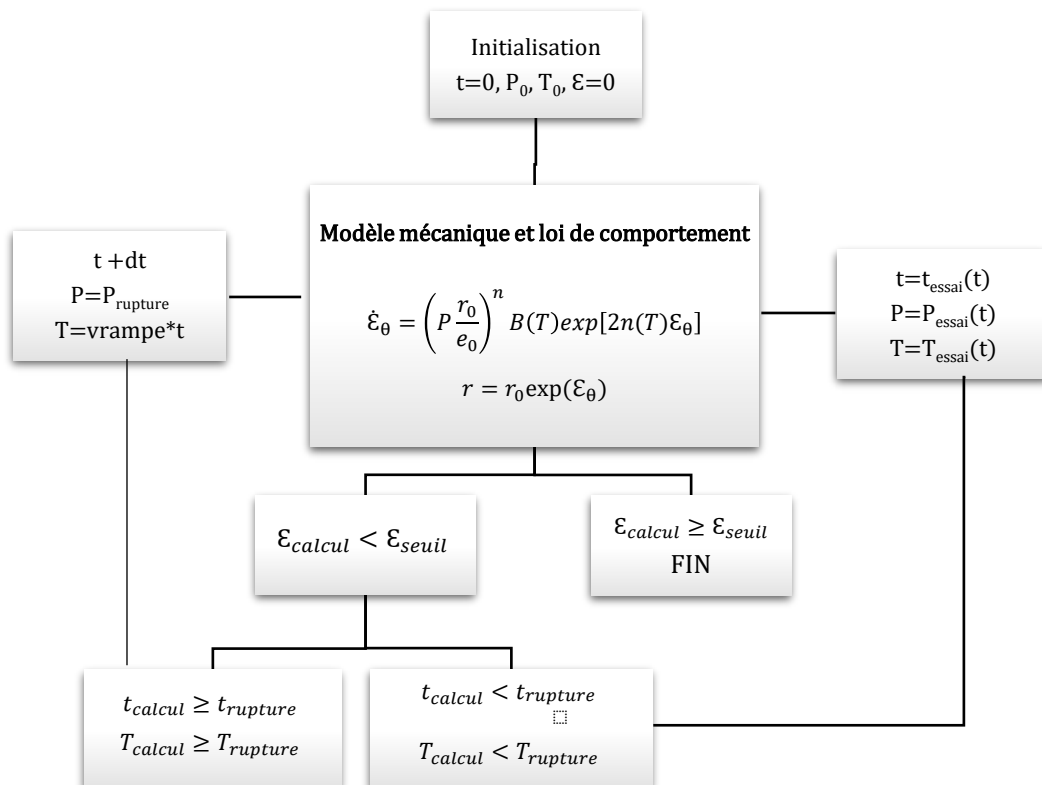


Figure IV.2.3 – Schéma logique de résolution numérique utilisant les mesures de l'essai pour chargement mécanique

Si l'on décide d'utiliser les corrélations (ϵ, T, P) décrites précédemment, la stratégie de calcul est un peu différente puisque les fichiers d'essais ne sont plus nécessaires. On présente la méthode sur la Figure IV.2.4 :

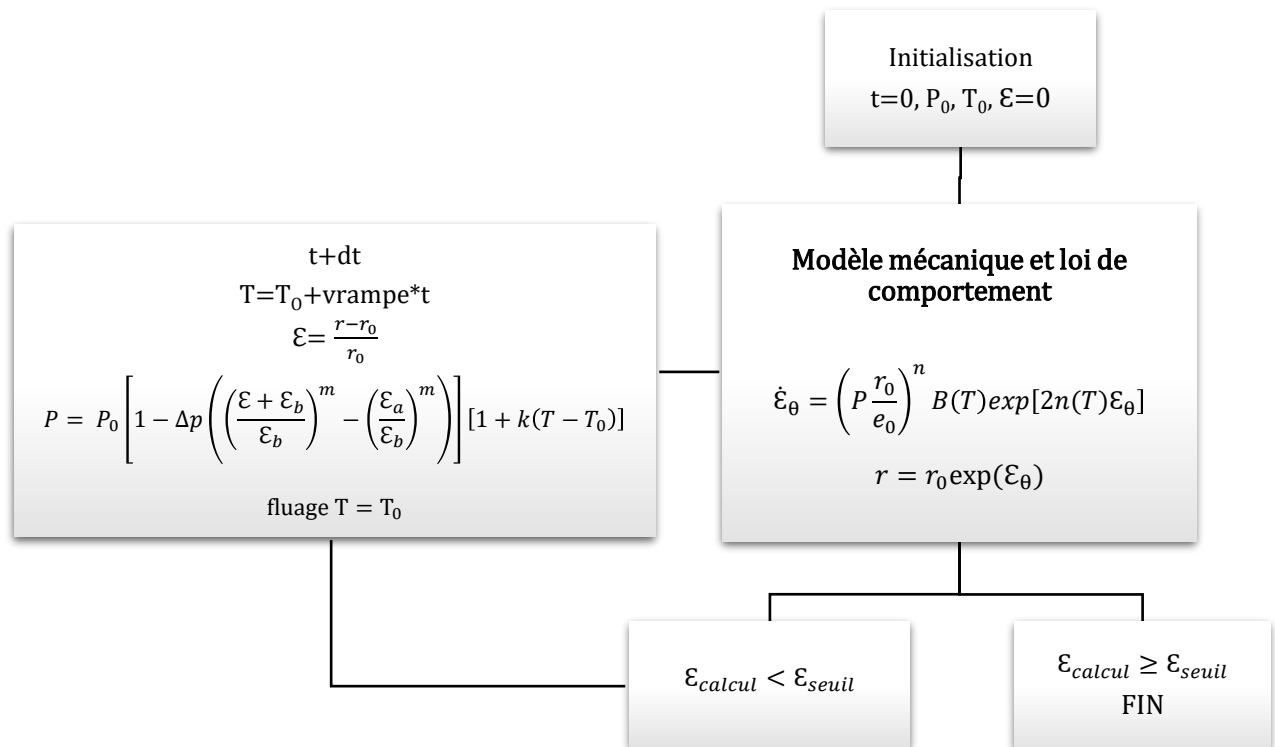


Figure IV.2.4 – Schéma logique de résolution numérique utilisant les corrélations pression-déformation/température pour chargement thermomécanique

IV.2.2. Résultats

En adoptant les hypothèses de modélisation précédemment citées, on réalise les calculs pour chacun de nos essais. Dans ce qui suivra, les différentes modélisations seront dénommées comme suit :

- « Régression » : le calcul est réalisé avec la loi de comportement identifiée par régression linéaire au IV.1.2 en utilisant l'équation (IV.2.1). La pression, le temps et la température (pour les rampes) sont celles issues du fichier de mesure du dispositif semi-intégral APRP,
- « Régression fit » : le calcul est réalisé avec la loi de comportement identifiée par régression linéaire au IV.1.2 en utilisant l'équation (IV.2.1). La pression, le temps et la température (pour les rampes) sont actualisés à chaque pas de temps en fonction de la déformation en utilisant la corrélation équation (IV.2.4) avec $T=T_0$ en fluage.

- « LDC0D » : le calcul est réalisé avec la loi de comportement identifiée par le module d'identification au IV.1.3 en utilisant l'équation (IV.2.1). La pression, le temps et la température (pour les rampes) sont celles issues du fichier de mesure du dispositif semi-intégral APRP,
- « LDC0D fit » : le calcul est réalisé avec la loi de comportement identifiée par le module d'identification au IV.1.3 en utilisant l'équation (IV.2.1). La pression, le temps et la température (pour les rampes) sont actualisés à chaque pas de temps en fonction de la déformation en utilisant la corrélation équation (IV.2.4) avec $T=T_0$ en fluage.

On donne ci-dessous l'allure des courbes pour un essai de fluage Figure IV.2.5 et pour un essai en rampe Figure IV.2.6.

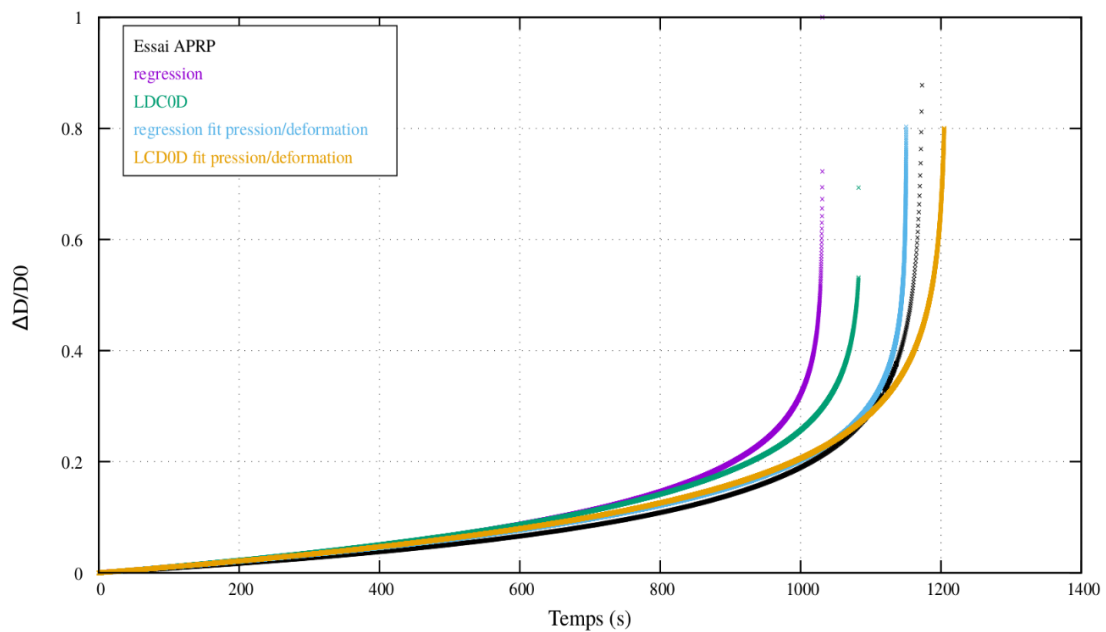


Figure IV.2.5 – Courbes de déformation issues des différentes méthodes de modélisation et comparaison avec les essais : fluage 700°C-57 bar

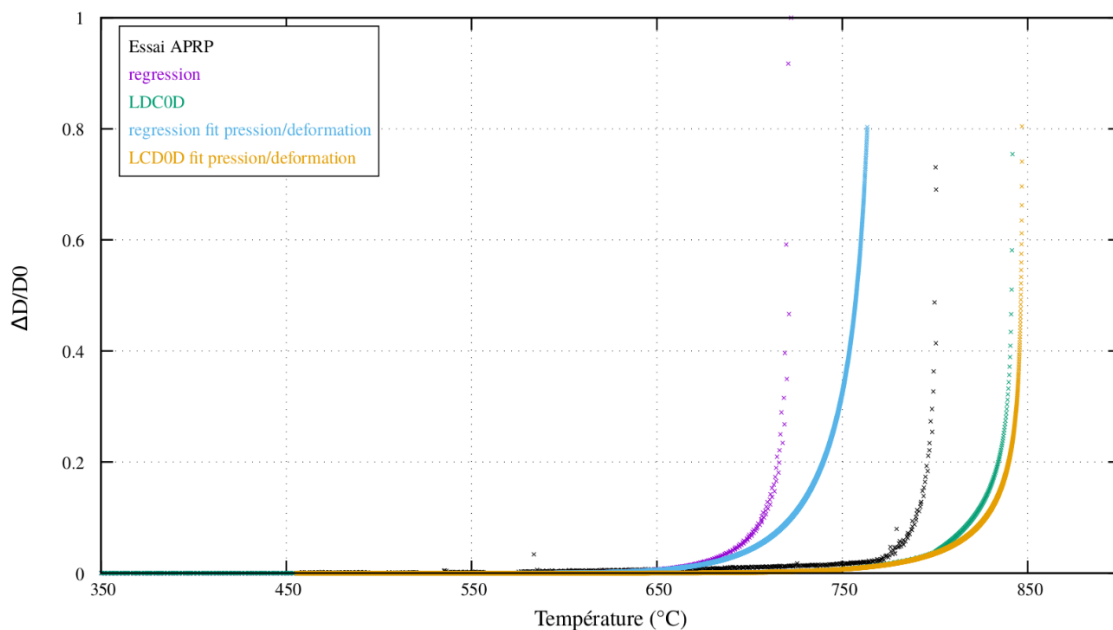


Figure IV.2.6 – Courbes de déformation issues des différentes méthodes de modélisation et comparaison avec les essais : rampe 5°C/s-66 bar

On récapitule les résultats en termes de temps et température à rupture sur les figures suivantes :

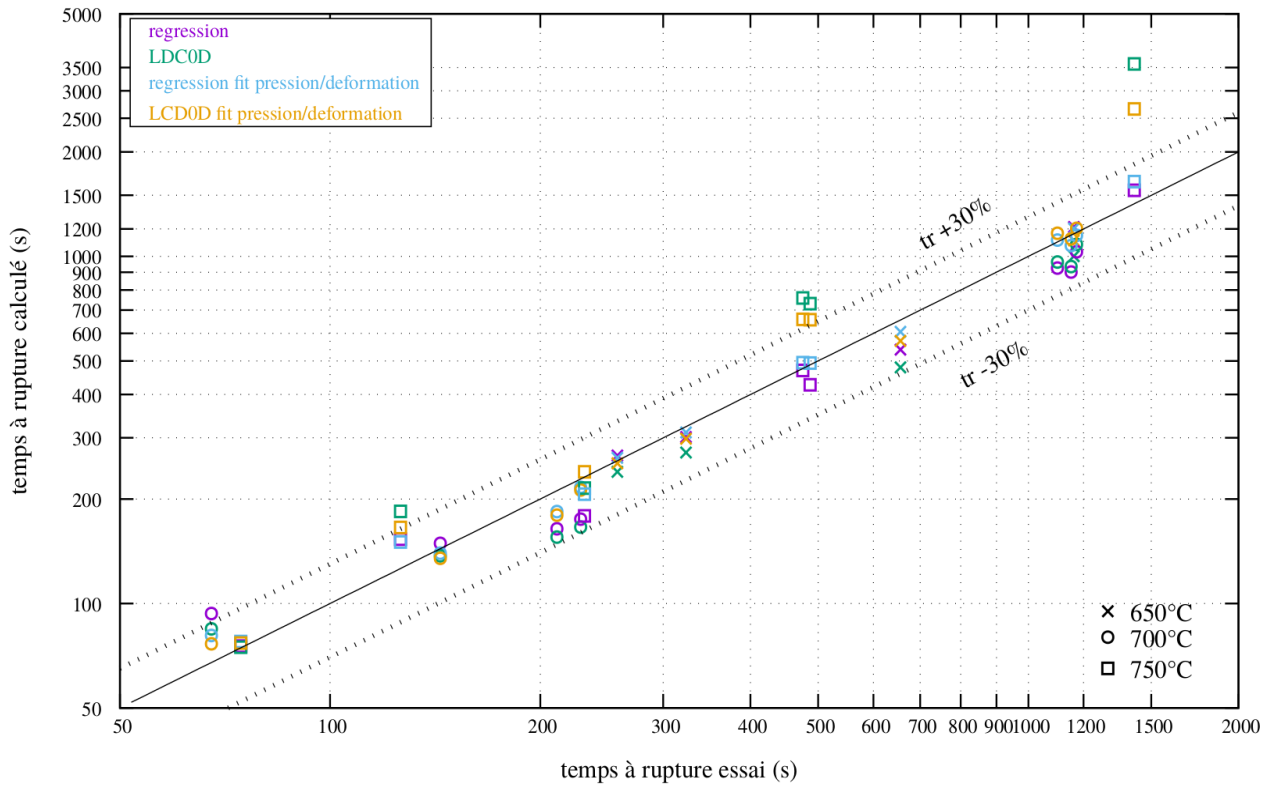


Figure IV.2.7 – Comparaison entre temps à rupture de l'essai et calculé pour le fluage

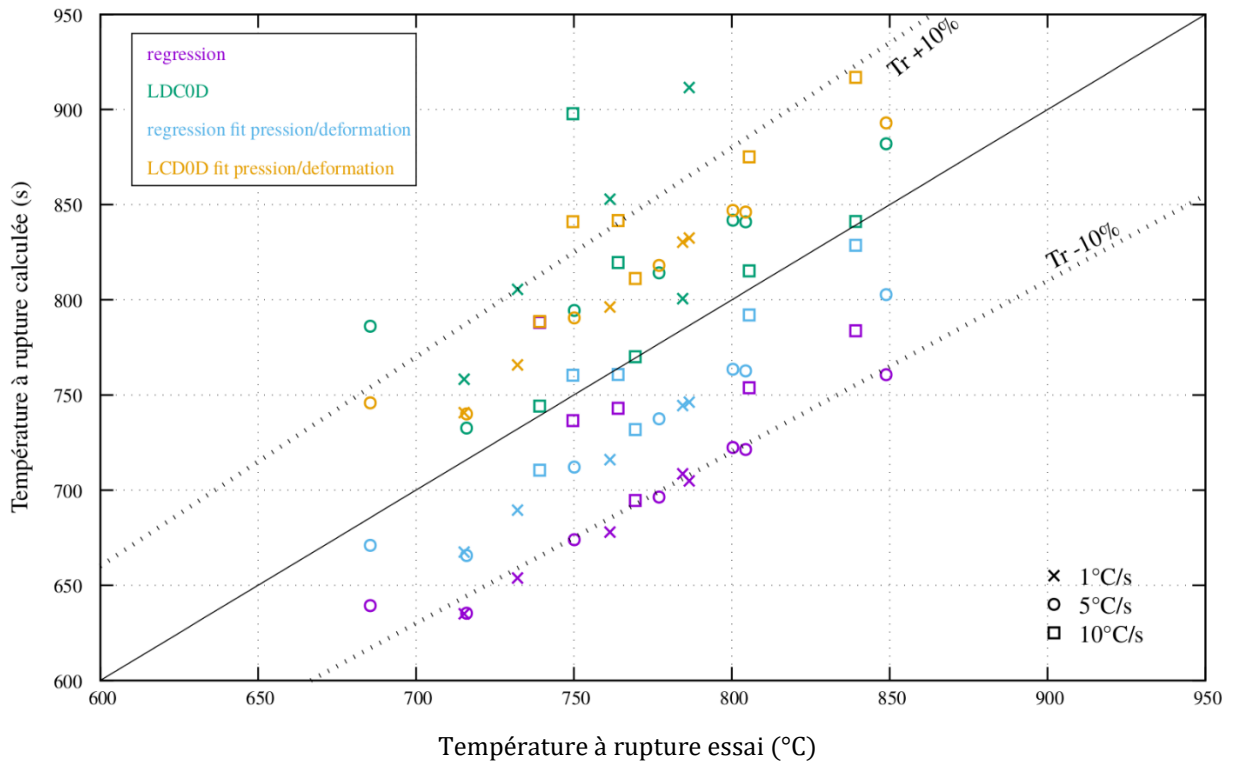


Figure IV.2.8 – Comparaison entre température à rupture de l'essai et calculée pour les rampes

Les données chiffrées des résultats sont présentées dans les tableaux suivants. On donne le temps/température à rupture de l'essai et ceux obtenus par calcul ainsi que l'écart à la valeur expérimentale en pourcents $\delta = 100 * \left(\frac{x_{essai} - x_{calcul}}{x_{essai}} \right)$:

Essai	tr (s)	tr_regression (s)	tr_LDC0D (s)	tr_regression_fit (s)	tr_LDC0D_fit (s)
650°C					
2283-Zy4-9	1162.1	1215.6 / 5%	1001.6 / -14%	1203.51 / 4%	1111.02 / -4%
2283-Zy4-24	655.8	539.1 / -18%	478.8 / -27%	606.15 / -8%	570.65 / -13%
2283-Zy4-12	323.4	301.6 / -7%	272.3 / -16%	311.08 / -4%	298.49 / -8%
2283-Zy4-10	257.9	266.7 / 3%	239.6 / -7%	262.72 / 2%	253.31 / -2%
700°C					
2283-Zy4-2	1172.7	1031.5 / -12%	1082.7 / -8%	1150.41 / -2%	1204.5 / 3%
2283-Zy4-6	1100.9	924.9 / -16%	963.8 / -12%	1114.83 / 1%	1165.84 / 6%
2283-Zy4-3	1151.9	901.3 / -22%	934.3 / -19%	1075 / -7%	1122.63 / -2%
2283-Zy4-5	228.4	174.9 / -23%	165.9 / -27%	216.01 / -5%	212.16 / -7%
2283-Zy4-7	211.3	164.1 / -22%	155.4 / -26%	183.94 / -13%	179.56 / -15%
2283-Zy4-4	143.8	149.1 / 4%	137.2 / -5%	139.62 / -3%	134.86 / -6%
2283-Zy4-21	67.6	93.5 / 38%	84.5 / 25%	80.91 / 20%	76.55 / 13%
750°C					
2283-Zy4-16	1417.9	1549.7 / 9%	3583.7 / 153%	1642.7 / 16%	2658.9 / 88%
2283-Zy4-13	486.8	426.4 / -12%	730.7 / 50%	492.83 / 1%	657.26 / 35%
2283-Zy4-11	475.2	469.0 / -1%	758.5 / 60%	493.89 / 4%	658.89 / 39%
2283-Zy4-8	231.4	178.7 / -23%	215.1 / -7%	206.52 / -11%	239.46 / 3%
2283-Zy4-15	126.1	153.1 / 21%	184.2 / 46%	150.27 / 19%	165.56 / 31%
2283-Zy4-17	74.5	75.4 / 1%	74.8 / 0.4%	77.65 / 4%	76.94 / 3%

Tableau IV.2.3 – Temps à rupture des essais de fluage et issus des modélisations

Essai	Tr (°C)	Tr_regression (°C)	Tr_LDC0D (°C)	Tr_regression_fit (°C)	Tr_LDC0D_fit (°C)
1°C/s					
2283-Zy4-26	786.5	704.8 / -10%	911.6 / 16%	746.3 / -5%	832.5 / 6%
2283-Zy4-28	784.5	708.6 / -10%	800.6 / 2%	744.4 / -5%	830.3 / 6%
2283-Zy4-29	761.4	678 / -11%	852.9 / 12%	716 / -6%	796.3 / 5%
2283-Zy4-32	732.1	653.8 / -11%	805.5 / 10%	689.5 / -6%	765.8 / 5%
2283-Zy4-35	715.25	635 / -11%	758.2 / 6%	667.4 / -7%	740.7 / -4%
5°C/s					
2283-Zy4-30	848.9	760.7 / -10%	882 / 4%	802.7 / -5%	893 / 5%
2283-Zy4-22	800.4	722.3 / -10%	841.8 / 5%	763.5 / -5%	846.9 / 6%
2283-Zy4-27	804.4	721.3 / -10%	840.9 / 4%	762.7 / -5%	846.1 / 5%
2283-Zy4-31	777	696.4 / -10%	814.1 / 5%	737.5 / -5%	818.1 / 5%
2283-Zy4-36	750.1	674 / -10%	794.4 / 6%	712.1 / -5%	790.5 / 5%
2283-Zy4-20	716	635.3 / -11%	732.6 / 2%	665.6 / -7%	740 / 3%
2283-Zy4-19	685.5	639.3 / -7%	786.1 / 15%	670.9 / -2%	745.8 / 9%
10°C/s					
2283-Zy4-38	839.2	783.8 / -7%	841.2 / 0.2%	828.6 / -1%	916.9 / 9%
2283-Zy4-34	805.5	753.7 / -6%	815.3 / 1%	792 / -2%	875.1 / 9%
2283-Zy4-25	764	743 / -3%	819.6 / 7%	760.8 / -0.4%	841.6 / 10%
2283-Zy4-39	749.7	736.5 / -2%	897.8 / 20%	760.4 / 1%	841 / 12%
2283-Zy4-33	769.4	694.5 / -10%	770.1 / 0.1%	731.8 / -5%	811.2 / 5%
2283-Zy4-37	739.1	788.1 / 7%	744.1 / 0.7%	710.4 / -4%	788.6 / 7%

Tableau IV.2.4 – Températures à rupture des essais de rampes et issus des modélisations

On résume pour finir dans le tableau suivant l'écart type entre les grandeurs calculées et les grandeurs de l'essai, pour chaque température (resp. vitesse de rampe) et pour la campagne complète de fluage (resp. rampe). On rappelle que $\Delta = \sqrt{\frac{1}{n} \sum \left(\frac{x_{essai} - x_{calcul}}{x_{essai}} \right)^2}$.

Lot considéré	Δ régression	Δ LDC0D	Δ régression_fit	Δ LDC0D_fit
650°C	0.1008	0.1754	0.05	0.0795
700°C	0.219	0.1936	0.097	0.0868
750°C	0.1412	0.7266	0.1133	0.4372
Campagne fluage	0.1708	0.4571	0.0948	0.2684
1°C/s	0.1061	0.1039	0.0585	0.0525
5°C/s	0.0978	0.0704	0.05	0.0568
10°C/s	0.0642	0.0866	0.028	0.0894
Campagne rampes	0.0907	0.0862	0.0469	0.0685

Tableau IV.2.5 – Ecart types modélisation-essai

Plusieurs conclusions et remarques peuvent être tirées :

- On remarque que dans les cas des essais en rampe de température, certaines modélisations fournissent des températures à rupture élevées. La température de début de transformation de phase est d'environ 810°C à l'équilibre. Lors des essais en rampe, la cinétique de transformation dépend de la vitesse de chauffage. Plus la vitesse de rampe augmente, plus la température de début de transformation de phase augmente. Ceci provient de la cinétique de germination et grossissement des grains β étant donné que la transformation de phase au chauffage est pilotée par la diffusion. Plusieurs modèles sont proposés pour calculer la température de changement de phase (en °C) en fonction de la vitesse de chauffage :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = 831 + 15.5 \ln(\dot{T}) \quad [\text{Forgeron et al., 2000}] [\text{Fréchet, 2001}]$$

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = 1113 \dot{T}^{0.0118} - 273.15 \quad [\text{Massih, 2009}]$$

En appliquant ces formules aux vitesses de rampes de cette thèse on obtient les températures de début de changement de phase au chauffage à 1°C.s⁻¹ (831°C/840°C), 5°C.s⁻¹ (856°C/861°C) 10°C.s⁻¹ (867°C/870°C). Ces calculs sont basés sur des essais de dilatométrie et les températures de transformation de phase sont supposées surestimées. Une valeur de +10°C est avancée par [Brachet et al., 2002]. Ces résultats sont corroborés par [Kaddour et al., 2004] [Fréchet, 2001] qui étudient la transformation de phase par mesure de résistivité après avoir fait le constat que les mesures par dilatométrie dépendent de la texture de l'échantillon. Les températures de changement de phase pour des vitesses de chauffage de 50°C.min⁻¹ sont proches de 820-825°C en cohérence avec une diminution d'une dizaine de degrés par rapport aux essais de dilatométrie. **On considérera par la suite que pour les essais en rampe de température, tous nos essais de produisent en phase α (d'après les températures à rupture données Tableau IV.2.4), la fraction de phase β étant nulle ou négligeable durant l'essai.**

Certaines températures à rupture calculées sont supérieures aux températures de changement de phase, notamment par le modèle utilisant la loi de comportement issue de l'identification par le module LDC0D. Elles représentent un biais numérique. L'objectif étant de modéliser des essais pour lesquels il n'y a pas de changement de phase, nous utiliserons ces résultats dans notre

analyse. On retiendra seulement que la vitesse de déformation augmente dans le domaine biphasé ($\alpha+\beta$) (Figure IV.1.3). Numériquement, la prise en compte de ce phénomène pourrait permettre de réduire les températures à rupture calculées, sans que ces résultats aient un réel sens physique en comparaison de la réalité des essais.

- On observe Figure IV.2.7 que les essais de fluage sont globalement bien représentés. La précision de la modélisation diminue cependant pour les essais à 750°C plus particulièrement pour le modèle utilisant la loi issue de l'identification par le module LDC0D. On peut supposer que le fonctionnement du module décrit en IV.1.3 est la cause de ces résultats. La méthode utilisée pour rallonger la courbe expérimentale en choisissant une déformation constante égale à l'At(%) et une pression constante égale à la pression à rupture lorsque le temps à rupture calculé est supérieur au temps à rupture de l'essai provoque ce biais. Les éléments d'explication sont les mêmes que ceux liés à la Figure IV.2.1 (*courbe verte*). Un essai modélisé avec une vitesse de déformation inférieure à la vitesse de déformation réelle sera d'autant plus lent que la pression est indexée à la pression réelle. La méthode de minimisation implique des essais « en avance » pour 650°C et 700°C et « en retard » pour 750°C afin de moyenniser l'erreur d'identification.
- En rampe de température, la quasi-totalité des essais présente une erreur sur la température à rupture calculée inférieure à 10% et tous les essais présentent une erreur inférieure à 20%. On valide, pour ces conditions de pression, température et vitesse de rampe, la possibilité de modéliser fidèlement les essais en rampe avec une loi identifiée sur les essais de fluage (au sein du même dispositif). C'est ce qu'avaient conclu [Sills et Holt, 1979] mais aussi [Fréchin, 2001] après des modélisations en rampes par éléments finis qui fournissent de bons résultats pour des vitesses allant jusqu'à 10°C/s, tant que les problématiques de changement de phase n'interviennent pas.
Ceci peut être expliqué en premier lieu par le fait qu'en rampe, la déformation est thermiquement activée. La déformation et notamment le ballonnement, ne prennent lieu que dans les derniers instants de l'essai, limitant l'accumulation d'erreurs numériques au cours de la modélisation. De plus, pour la même raison, le ballon apparaissant aux ultimes instants, la modélisation du cylindre visqueux parfait sous pression est plus pertinente. Concernant le fluage, la déformation homogène et le ballon apparaissent plus tôt, ce qui induit les erreurs précédemment citées.
- Le calcul des écarts type Tableau IV.2.5 permet de mettre en lumière deux points :
 - Le modèle utilisant la loi identifiée par régression linéaire donne de meilleurs résultats que ceux obtenus par la méthode LDC0D pour notre base expérimentale de fluage. On peut penser que le nombre plutôt réduit d'essais utilisés pour réaliser l'identification est un facteur important sur ce résultat. De plus, le module LDC0D est construit en se basant sur le modèle EDGAR et les essais de ce dispositif, qui se déroulent à pression maintenue constante. Ce paramètre est très important notamment lorsque l'on doit rallonger la courbe de pression afin de poursuivre la modélisation par rapport à l'essai. En rampe, les résultats sont quelque peu meilleurs pour le modèle identifié par LDC0D puisque la dépendance à la température est plus explicite et plus précise par l'utilisation d'une loi de type Arrhenius.
 - L'utilisation d'une corrélation du type P(ϵ ,T) permet d'améliorer de manière significative les résultats de modélisation (hormis pour les modélisation LDC0D en rampe à 10°C/s). Une explication détaillée de l'effet de l'utilisation de telles corrélations a été donnée en IV.2.1.b. On retiendra que ces modèles sont plus représentatifs de la réalité des essais. Dans un système où la pression dépend du volume libre disponible qui est lui-même fonction de la déformation, lorsque l'on connaît le lien volume libre-pression, on peut indexer cette dernière afin de

fournir au calcul un chargement mécanique plus représentatif de celui subit par l'éprouvette au court de l'essai.

IV.2.3. Conclusion

Dans cette partie, nous avons cherché à savoir si les lois de comportement identifiées selon les deux méthodes détaillées au début du chapitre sont aptes à représenter fidèlement nos bases d'essai de fluage mais aussi de rampes.

Les modèles mécaniques utilisés ont été détaillés dans un premier temps. Par la suite deux méthodes de chargement thermomécanique ont été présentées. La première consiste simplement à fournir en entrée du calcul les fichiers de mesure issus des essais en sortie du dispositif semi-intégral APRP. Dans ce cadre, lorsque le temps (fluage) ou la température à rupture (rampe) n'est pas identique à celle de l'essai, se posent des problèmes de représentativité inhérents à ce type de modélisation. Lorsque la grandeur à rupture calculée est supérieure à la grandeur de l'essai, il est nécessaire de « rallonger » les fichiers d'entrée. Dans le cas notamment où la pression dépend de la déformation, on choisit de maintenir la pression constante et égale à la pression à rupture tandis que pour les rampes la température continue d'augmenter à la même vitesse. Quoi qu'il en soit, ce phénomène crée des décalages dans le plan (ϵ, P) qui ne sont pas représentatifs des essais et du dispositif semi-intégral APRP. Si la déformation calculée est supérieure à la déformation réelle alors la pression imposée est bien trop importante. On constate le phénomène inverse si la déformation calculée est inférieure à la déformation réelle. On comprend que le volume libre de gaz propre à notre moyen d'essai ainsi que l'évolution de la pression liée à celui-ci ne sont pas représentatifs de la réalité.

Pour pallier ce problème, on introduit des corrélations $P(\epsilon)$ et $P(\epsilon, T)$. Elles sont basées sur l'analyse des courbes d'essai et ne dépendent que des paramètres initiaux de l'essai. La concordance est très bonne et valide le fait que ces fonctions représentent bien l'évolution de la pression interne en fonction de la déformation et la température et modélisent bien notre dispositif. Ces fonctions peuvent être déterminées pour chaque dispositif. Dans le cas des études APRP, en prenant en compte les volumes libres (plenum, distance pastille gaine...), de telles fonctions pourraient être déterminées par des calculs fluidiques, étant donné que les crayons sont bouchés à leurs extrémités et contiennent un nombre de moles fixe de gaz.

Les résultats des modélisations sont satisfaisants au regard de la dispersion propre au phénomène et à la difficulté de modéliser fidèlement une base d'essais (cf. Chapitre I), hormis pour certains essais à 750°C en utilisant la loi LDC0D. Ce point a été discuté en détail dans l'analyse des résultats de la partie précédente. La majeure partie des temps à rupture des essais de fluage sont prédits à $\pm 30\%$ et la totalité des températures à rupture en rampe à $\pm 20\%$. Pour toutes les raisons citées précédemment, la connaissance du système par le moyen de corrélations permettant d'indexer la pression à la déformation calculée et la température améliorent significativement les résultats en fournissant une approche plus représentative de la physique du dispositif.

Une voie d'amélioration pourrait être l'utilisation de ce type de corrélation dans le module LDC0D afin de prendre ces aspects en compte directement au moment de l'identification.

IV.3 – Sensibilité des résultats aux paramètres de modélisation

IV.3.1. Fluage

Dans ce paragraphe nous souhaitons mettre en lumière l'extrême sensibilité du phénomène de fluage sur gaine en pression interne, dans le cas d'une déformation viscoplastique. Plus particulièrement, nous souhaitons montrer que dans le cas du fluage, les modélisations sont particulièrement dépendantes des différents paramètres tels que la loi de comportement, la contrainte ou la température, ce qui rend leur modélisation complexe. On souhaite donc savoir à quel point les incertitudes de mesure (pression/température d'essai) ou la précision de l'identification de la loi de comportement peuvent impacter les résultats de calcul ?

Dans ce qui suivra, la loi de comportement utilisée sera celle identifiée grâce au module LDC0D de part son implémentation plus simple, notamment vis-à-vis de sa dépendance à la température. Les identifications étant réalisées sur la même base d'essais, les résultats suivants sont similaires pour les deux lois de comportement.

a) Dépendance aux paramètres de la loi de comportement

Suite aux deux identifications de la loi de comportement, nous souhaitons savoir dans quelle mesure la précision avec laquelle les coefficients sont déterminés possède un rôle sur les résultats de modélisation des essais. Quel que soit le moyen d'identification, les valeurs obtenues sont dépendantes du nombre d'essais, de la méthode mathématique de minimisation de l'écart simulation-essai retenue, du poids accordé à la zone de fluage secondaire par rapport au fluage tertiaire, de la zone où la déformation est mesurée. On garde de plus à l'esprit que ces identifications ne prennent pas le gradient thermique en compte mais une température homogène égale à la température consigne. La dépendance à la température des coefficients et la température retenue ne sont pas l'objet de ce paragraphe et seront détaillées dans le chapitre suivant.

Afin de se faire une idée de manière simple de l'impact de la précision de l'identification, on se base sur la formule classique du temps à rupture d'un cylindre parfait sous pression constante égale à la pression moyenne de l'essai. On rappelle l'équation (IV.1.4) :

$$t_R = \frac{1}{2nB\sigma_m^n}$$

On calcule la dérivée du temps à rupture par rapport à l'exposant de Norton :

$$\begin{aligned}\frac{\partial t_R}{\partial n} &= -t_R^2 \frac{\partial(2nB\sigma_m^n)}{\partial n} \\ &= -2Bt_R^2(\sigma_m^n + n\sigma_m^n \ln(\sigma_m)) \\ &= -t_R \left(\frac{1}{n} + \ln(\sigma_m) \right)\end{aligned}$$

Ainsi, au voisinage de la valeur de n , la variation du temps à rupture est donnée par :

$$\delta t_R = -t_R \left(\frac{1}{n} + \ln(\sigma_m) \right) \delta n \quad (IV.3.1)$$

De même au voisinage de B :

$$\frac{\delta t_R}{t_R} = -\frac{\delta B}{B} \quad (IV.3.2)$$

Si l'on choisit $\delta_n = \pm 0.1$ et qu'on applique à titre d'exemple pour les paramètres des essais suivants :

- $T=650^\circ\text{C}/P=76.6 \text{ bars}/\sigma_m= 60\text{MPa}$ avec $n=6.31$ ($\Delta_n = \pm 1.6\%$) le temps à rupture varie entre -35% et +53% de sa valeur calculée avec le résultat initial de l'identification,
- $T=700^\circ\text{C}/P=79.9 \text{ bars}/$ avec $\sigma_m= 62.6\text{MPa}$ avec $n=6.31$ ($\Delta_n = \pm 1.6\%$) le temps à rupture varie entre -35% et +53% de sa valeur calculée avec le résultat initial de l'identification,
- $T=750^\circ\text{C}/P=60.8 \text{ bars}/ \sigma_m= 47.6\text{MPa}$ avec $n=6.31$ ($\Delta_n = \pm 1.6\%$) le temps à rupture varie entre -39% et +53% de sa valeur calculée avec le résultat initial de l'identification.

Si l'on choisit δ_B de telle sorte à ce que le coefficient B varie de $\pm 1.6\%$ pour se rapporter au cas précédent, l'impact sur la variation du temps à rupture est linéaire et donc faible.

On trace l'évolution du temps à rupture pour une variation de la valeur de l'exposant de Norton n de ± 0.1 pour nos trois températures de fluage, aux pressions d'essai extrêmes Figure IV.3.1 :

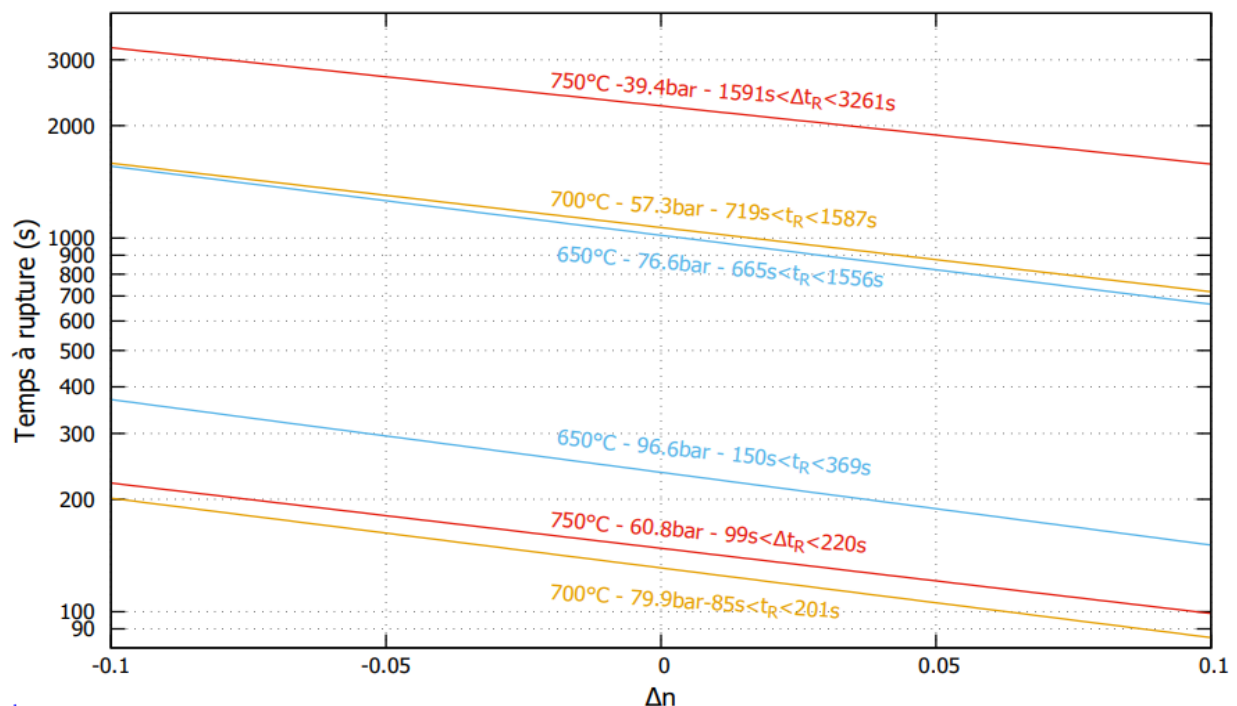


Figure IV.3.1 – Variation du temps à rupture pour la modélisation du cylindre parfait en fonction d'une variation du coefficient de Norton

Comme expliqué précédemment, pour une très faible variation de l'exposant de Norton, les valeurs de temps à rupture peuvent changer d'un facteur supérieur à 2. Ce phénomène est accentué lorsque la contrainte est forte. La variation en utilisant les coefficients issus de la première identification donne des résultats similaires.

Nous pouvons conclure que les résultats des modélisations numériques sont fortement dépendants des résultats de l'identification, notamment de la valeur de l'exposant de Norton. De plus, on voit Figure IV.1.12 que les coefficients apparents des lois de comportement peuvent changer d'un essai à l'autre (en lien avec la reproductibilité des conditions d'essai, du champ de température...). Ainsi, le résultat issu de l'identification est une moyenne sur la base d'essais. La valeur utilisée peut donc être plus ou moins éloignée du coefficient réel et mener à des écarts modèle-essai importants.

b) Dépendance au niveau de contrainte

Le niveau de contrainte est une donnée principalement issue de la mesure expérimentale de la pression instantanée durant l'essai. Cette mesure est soumise à certaines incertitudes au sein du dispositif semi-intégral APRP pouvant provenir de l'incertitude propre au capteur de pression ou à l'homogénéisation des conditions de pression et de température au sein du volume tampon. De plus, la contrainte est calculée en supposant la pression extérieure nulle bien que celle-ci puisse dépendre de l'atmosphère extérieure et notamment de la pression de vapeur injectée et de sa variation avec la température ou bien du débit de la pompe. Pour finir, dans le cadre de calculs plus poussés, la contrainte vraie est actualisée à chaque pas de temps de calcul en fonction des déformations calculées. A l'erreur commise sur la valeur de la pression s'ajoute celle commise sur les calculs de déformation.

Afin d'avoir une idée de l'effet de la contrainte, on calcule la dérivée du temps à rupture par rapport à la contrainte moyenne :

$$\begin{aligned}\frac{\partial t_R}{\partial \sigma_m} &= -\frac{1}{2nB\sigma_m^{2n}} \frac{\partial(\sigma_m^n)}{\partial \sigma_m} \\ &= -\frac{n}{2nB\sigma_m^{n+1}} \\ &= -\frac{n}{\sigma_m} t_R\end{aligned}$$

Ainsi, au voisinage de la valeur de σ_m , la variation du temps à rupture est donnée par :

$$\delta t_R = -\frac{n}{\sigma_m} t_R \delta \sigma_m \quad (IV.3.3)$$

Si l'on choisit une variation de pression de ± 2 bar (en lien avec les sources d'incertitudes citées précédemment), la variation de contrainte est de $\delta \sigma = \pm 1.6$ MPa. On applique à titre d'exemple pour les paramètres des essais suivants :

- $T=650^{\circ}\text{C}/P=76.6\text{ bars}/\sigma_m= 60\text{MPa}$ avec $n=6.31$ le temps à rupture varie entre -15% et +19% de sa valeur calculée avec la contrainte calculée à partir des mesures expérimentales,
- $T=700^{\circ}\text{C}/P=79.9\text{ bars}/$ avec $\sigma_m= 62.6\text{MPa}$ avec $n=6.31$ le temps à rupture varie entre -15% et +18% de sa valeur calculée avec la contrainte calculée à partir des mesures expérimentales,
- $T=750^{\circ}\text{C}/P=60.8\text{ bars}/ \sigma_m= 47.6\text{MPa}$ avec $n=6.31$ le temps à rupture varie entre -19% et +24% de sa valeur calculée avec la contrainte calculée à partir des mesures expérimentales.

On trace Figure IV.3.2 la dépendance du temps à rupture à la contrainte. Bien que moins importante qu'à l'exposant de Norton, cette dépendance est loin d'être négligeable et s'ajoute à celle étudiée précédemment. Qui plus est, dans le cas d'un calcul réel, si une erreur provenant de la mesure de pression est introduite en début de calcul, les résultats de calcul de la déformation puis de l'actualisation de la contrainte seront impactés au pas de temps suivant et ainsi de suite jusqu'à la fin de calcul. Ainsi, une erreur pourra être commise et amplifiée tout au long du calcul.

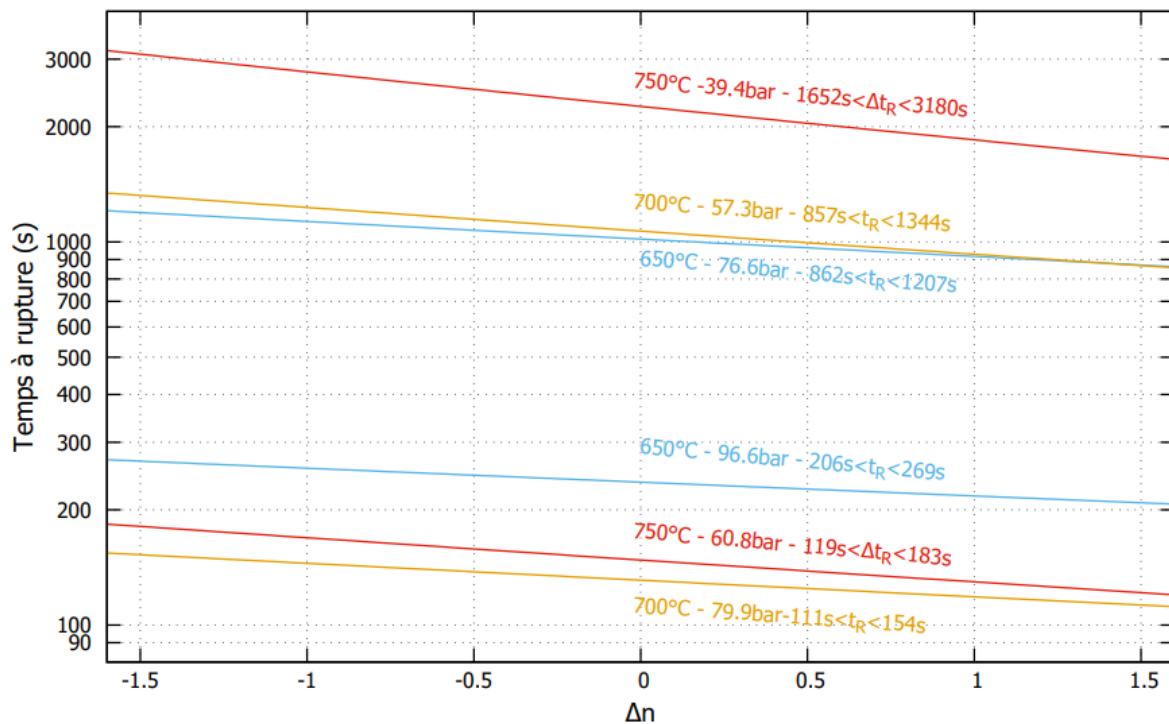


Figure IV.3.2 – Variation du temps à rupture pour la modélisation du cylindre parfait en fonction d'une variation de contrainte

c) Dépendance à la température

La température étant un paramètre d'ordre un dans le phénomène de ballonnement, on souhaite se faire une idée de son impact sur les résultats de ballonnement. A ce sujet [Erbacher et Leistikow, 1985] constatent expérimentalement que la déformation des gaines est extrêmement sensible à la température et que pour une variation de $\pm 10\text{ K}$ le temps à rupture peut être modifié de $\pm 40\%$. On utilise de nouveau le temps à rupture d'un cylindre parfait soumis à la pression moyenne mesurée au cours d'un essai de fluage. Le temps à rupture en fonction de la température s'écrit :

$$t_R = \frac{1}{2*(6.31)*0.55*exp\left(-\frac{266,3.10^3}{R(T+\Delta T)}\right)\sigma_m^{6.31}} \quad (IV.3.4)$$

On trace pour chacune des trois températures d'essai, la courbe en choisissant $\Delta T = \pm 10$ K, Figure IV.3.3.

Les résultats conduisent à une réduction du temps à rupture d'environ 30% lorsque la température augmente de 10K et une augmentation du temps à rupture de 40% pour une diminution de la température de 10K, ce qui est en accord avec les constatations expérimentales de [Erbacher et Leistikow, 1985]. Cet exemple fournit d'une part une explication à la forte dispersion des résultats de fluage au sein des dispositifs où les conditions de température ne sont pas strictement identiques d'un essai à l'autre. D'autre part, on comprend l'intérêt d'avoir une connaissance quasi parfaite du champ de température si l'on souhaite modéliser fidèlement les essais.

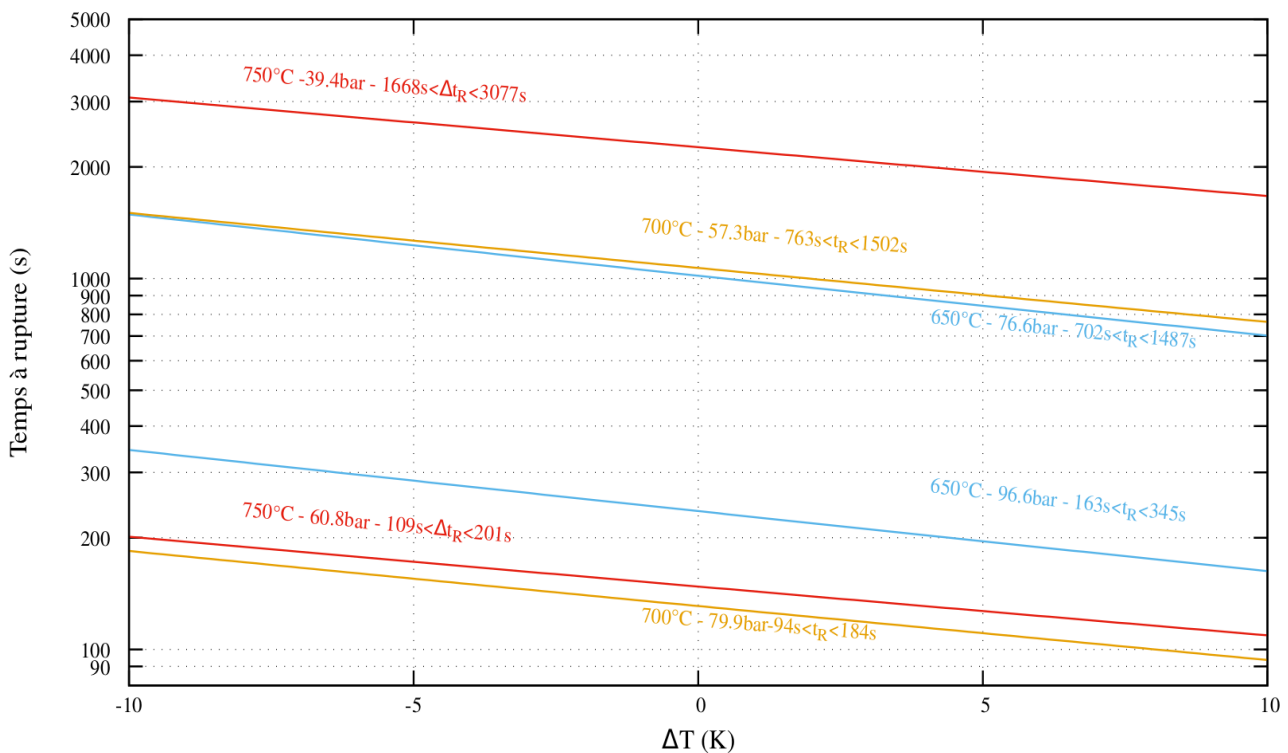


Figure IV.3.3 – Variation du temps à rupture pour la modélisation du cylindre parfait en fonction d'une variation de température

IV.3.2. Rampes

On sait que l'intérêt industriel de l'étude du ballonnement se porte sur le comportement et la phénoménologie lors des rampes de température. Nous venons de voir que, pour un essai à température constante, le temps à rupture dépend fortement de la valeur de l'exposant de Norton, de la pression et du champ de température. On peut se demander si les résultats pour les essais/modélisations en rampes connaissent une dispersion aussi importante relativement aux paramètres cités. Pour ce faire et afin de comparer avec le fluage, on utilise le modèle du cylindre parfait sous pression interne constante et égale à la pression moyenne. On intégrera l'équation suivante (équation (III.1.4), Partie III.1.1) numériquement pour une température augmentant linéairement à la vitesse v . La loi de comportement identifiée est injectée dans le modèle :

$$\dot{\epsilon}_\theta = 0,55\sigma_\theta^{6,31} \exp\left[-\frac{266,3 \cdot 10^3}{R(T_0 + v \cdot t)}\right] \exp(2 * 6,31 \epsilon_\theta) \quad (IV.3.5)$$

On se propose, afin de comparer à l'analyse précédente pour le fluage, d'étudier l'influence de l'exposant de Norton, de l'énergie d'activation, de la pression interne, et de la vitesse de rampe. Afin de ne pas être redondant avec la partie précédente, les résultats seront exposés de manière plus directe. La logique d'étude de sensibilité aux différents paramètres est identique pour les rampes et pour le fluage à température constante.

En rampe, le temps à rupture est une donnée moins parlante que la température à rupture qui permet de juger de la précision du résultat d'un calcul, peu importe la vitesse chauffage. Les études de sensibilité sont appliquées à 6 conditions types, représentatives de nos essais, à savoir :

- $V_{\text{rampe}} = 1^\circ\text{C/s}$ – $P=55$ ou 75 bars (constante)
- $V_{\text{rampe}} = 5^\circ\text{C/s}$ – $P=65$ ou 105 bars (constante)
- $V_{\text{rampe}} = 10^\circ\text{C/s}$ – $P=65$ ou 85 bars (constante)

a) Dépendance au niveau de contrainte

Nous avons discuté dans la partie précédente de l'incertitude liée à la connaissance exacte de la valeur de la pression. A cette dernière s'ajoute celle liée au calcul de la contrainte que l'on actualise à chaque pas de temps en fonction des déformations issues de l'intégration numérique.

De même que précédemment on considère une variation de pression de ± 2 bar correspondant à une variation de contrainte de $\delta_\sigma \pm 1.6$ MPa.

On en trace Figure IV.3.4 la dépendance de la température à rupture. Ces courbes sont obtenues suite à l'intégration de l'équation (IV.3.5). Pour chaque vitesse de rampe les calculs sont réalisés pour une pression constante au cours de l'essai, comprise entre $[P-2\text{bar}, P+2\text{bar}]$ en utilisant un pas de 0.1 bar.

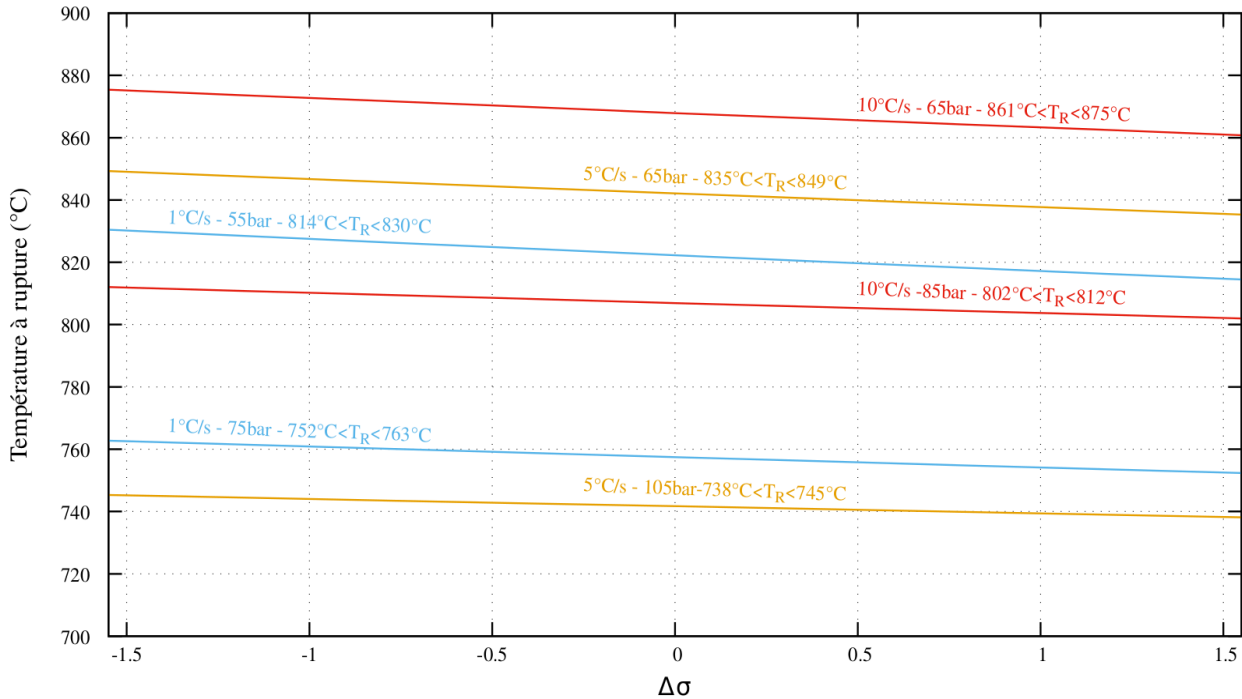


Figure IV.3.4 – Variation de la température à rupture pour la modélisation du cylindre parfait en fonction d'une variation contrainte-Rampe

On constate que la température à rupture dépend peu d'une variation de contrainte telle qu'étudiée ici. La variation maximale de la température à rupture par rapport à sa valeur centrale pour une variation de $\pm 1.6\text{MPa}$ est de $\pm 0.9\%$.

b) Dépendance à la vitesse de rampe

Lors d'un APRP réel, la vitesse de rampe n'est pas constante mais comprise dans un intervalle défini pour les études de sûreté. Du point de vue de l'expérimentateur, la vitesse de rampe visée est rarement celle atteinte lors de l'essai. Le temps de réponse du système de chauffage et de la boucle de rétroaction qui asservit ce système produisent des écarts à la vitesse consigne. De plus, la vitesse de rampe est rarement constante sur la durée de l'essai en considérant l'inertie du système et la dépendance de la thermique à la déformation lorsque celle-ci devient importante.

Au sein du dispositif semi-intégral APRP, la vitesse réelle de rampe est de 0.92°C/s pour une vitesse visée de 1°C/s , de 4.5°C/s pour une vitesse visée de 5°C/s et de 8.9°C/s pour une valeur consigne de 10°C/s .

On souhaite connaître la sensibilité de la température à rupture à la vitesse de rampe. On trace Figure IV.3.5 la dépendance de la température à rupture pour une variation de la vitesse de rampe de $\pm 20\%$. Ces courbes sont obtenues suite à l'intégration de l'équation (IV.3.5). Pour chaque pression d'essai, les calculs sont réalisés pour une vitesse de chauffage constante au cours de l'essai, comprise entre $[V_{\text{rampe}} - 20\%, V_{\text{rampe}} + 20\%]$ en utilisant un pas de 1% de la valeur centrale.

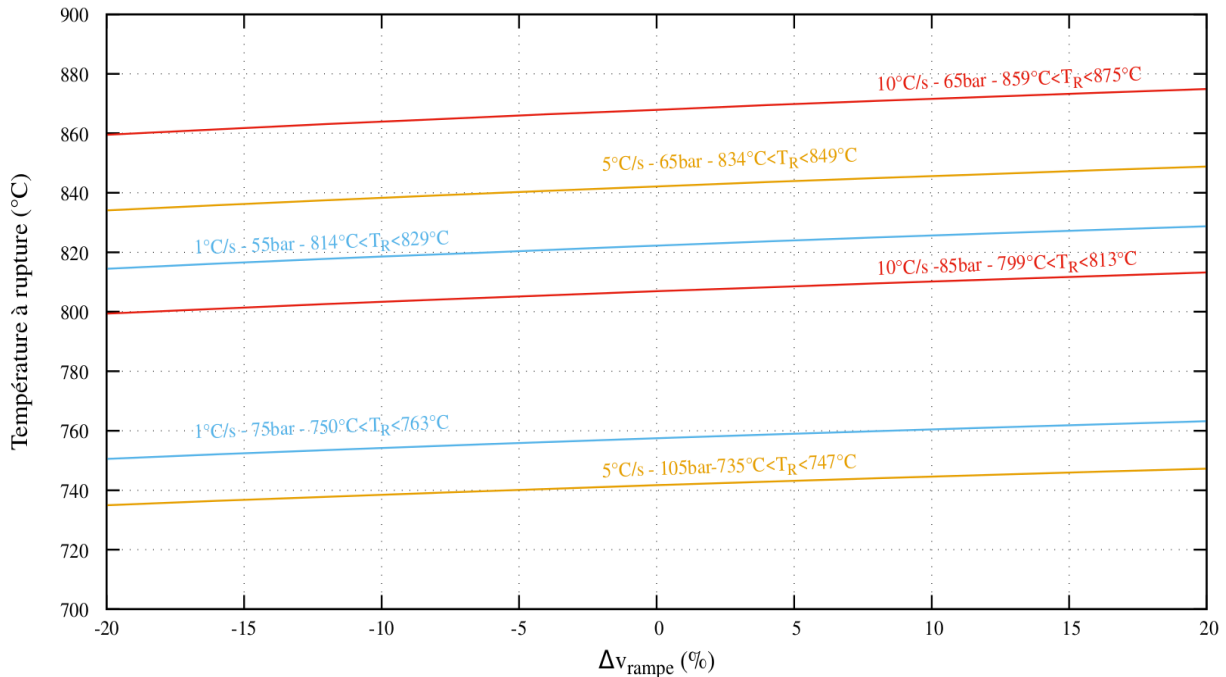


Figure IV.3.5 – Variation de la température à rupture pour la modélisation du cylindre parfait en fonction d'une variation de la vitesse de rampe

On retrouve bien la tendance évoquée dans la partie expérimentale. Pour une même pression d'essai, la température à rupture augmente lorsque la vitesse de rampe augmente. Comme pour la pression d'essai, la température à rupture dépend peu de la vitesse de rampe lorsque celle-ci est comprise entre $\pm 20\%$ de sa valeur centrale. Globalement, la température à rupture varie au maximum de $\pm 0.97\%$.

c) Dépendance aux paramètres de la loi de comportement

Comme expliqué en détail pour le fluage, les paramètres de la loi de comportement dépendent de la méthode d'identification, du nombre d'essais utilisés pour la réaliser, de la méthode mathématique de minimisation de l'erreur, de la zone où la déformation est mesurée et de la précision de la mesure etc...

Etant donné la sensibilité des résultats numériques des modélisations en fluage à l'exposant de Norton, on souhaite réaliser une étude de sensibilité à ce coefficient pour les essais en rampe de température. De la même manière, on choisit une variation de l'exposant de Norton de $\delta_n = \pm 0.1$ (soit $\Delta n = \pm 1.6\%$).

On trace Figure IV.3.6 la dépendance de la température à rupture à l'exposant de Norton. Ces courbes sont obtenues suite à l'intégration de l'équation (IV.3.5). Pour chaque couple (V_{rampe} , P) les calculs sont réalisés pour un exposant de Norton compris entre [6.21, 6.41] en utilisant un pas de 0.01.

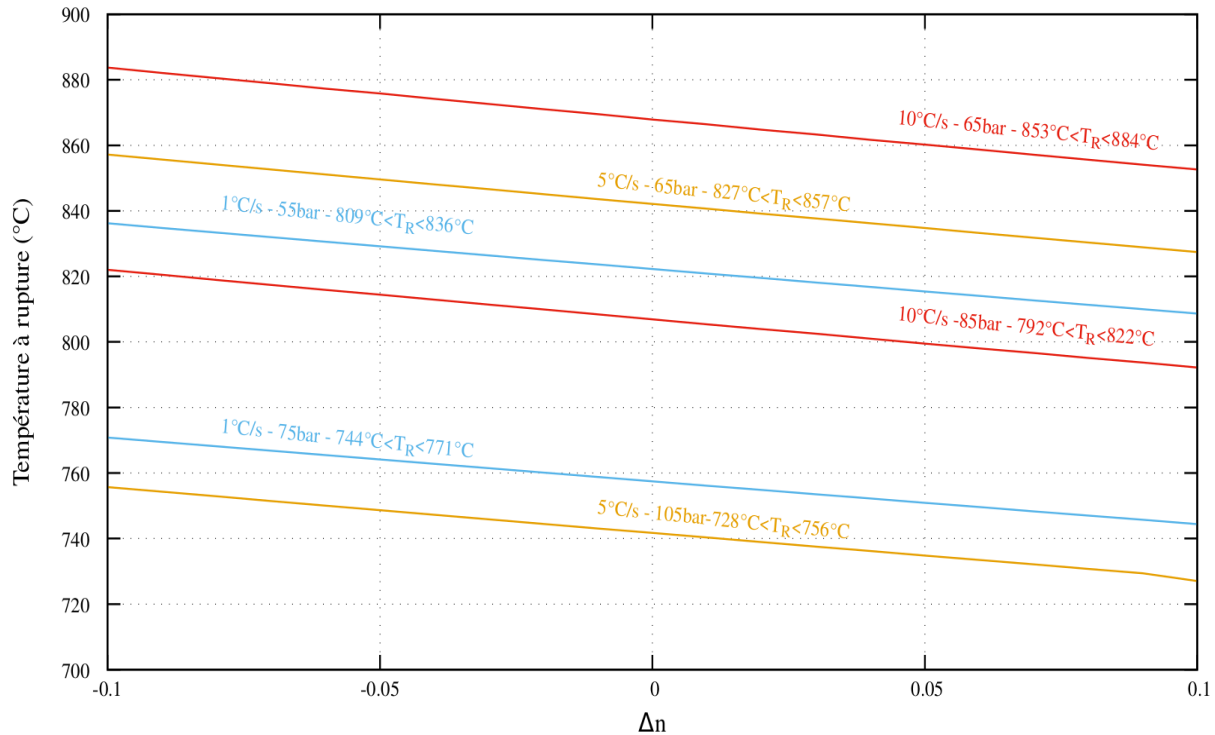


Figure IV.3.6 – Variation de la température à rupture pour la modélisation du cylindre parfait en fonction d'une variation du coefficient de Norton - Rampe

L'effet de la valeur de l'exposant de Norton possède bien moins d'importance en rampe qu'en fluage. Pour une variation de $\delta_n = \pm 0.1$ la température à rupture varie au maximum de $\pm 2\%$.

De manière intuitive, pour les rampes, du fait de la dépendance à la température via une loi d'Arrhenius, l'énergie d'activation joue un rôle important dans le phénomène de déformation. Concernant le fluage, la température étant constante au cours de l'essai, la dépendance est moins directe. Nous avons donc choisi d'étudier l'impact du coefficient B.

Pour les essais en rampe, où la température varie linéairement, l'impact de la valeur de Q semble plus important. En effet, si l'on fait un parallèle avec un système du second ordre avec le temps d'amortissement ou la pénétration d'une onde dans un milieu avec l'épaisseur de peau, l'énergie d'activation joue un rôle de seuil vis-à-vis des phénomènes thermiques. Son rôle semble être du premier ordre dans le déclenchement de la déformation avec l'augmentation de la température. On se propose d'étudier la variation de la température à rupture en fonction d'une variation de l'énergie d'activation $\Delta Q = \pm 10\%$.

On trace Figure IV.3.7 la dépendance de la température à rupture à l'énergie d'activation. Ces courbes sont obtenues suite à l'intégration de l'équation (IV.3.5). Pour chaque couple (V_{rampe} , P) les calculs sont réalisés pour une énergie d'activation comprise entre $[239.7 \text{ kJ.mol}^{-1}, 292.9 \text{ kJ.mol}^{-1}]$ en utilisant un pas de 0.1 kJ.mol^{-1}

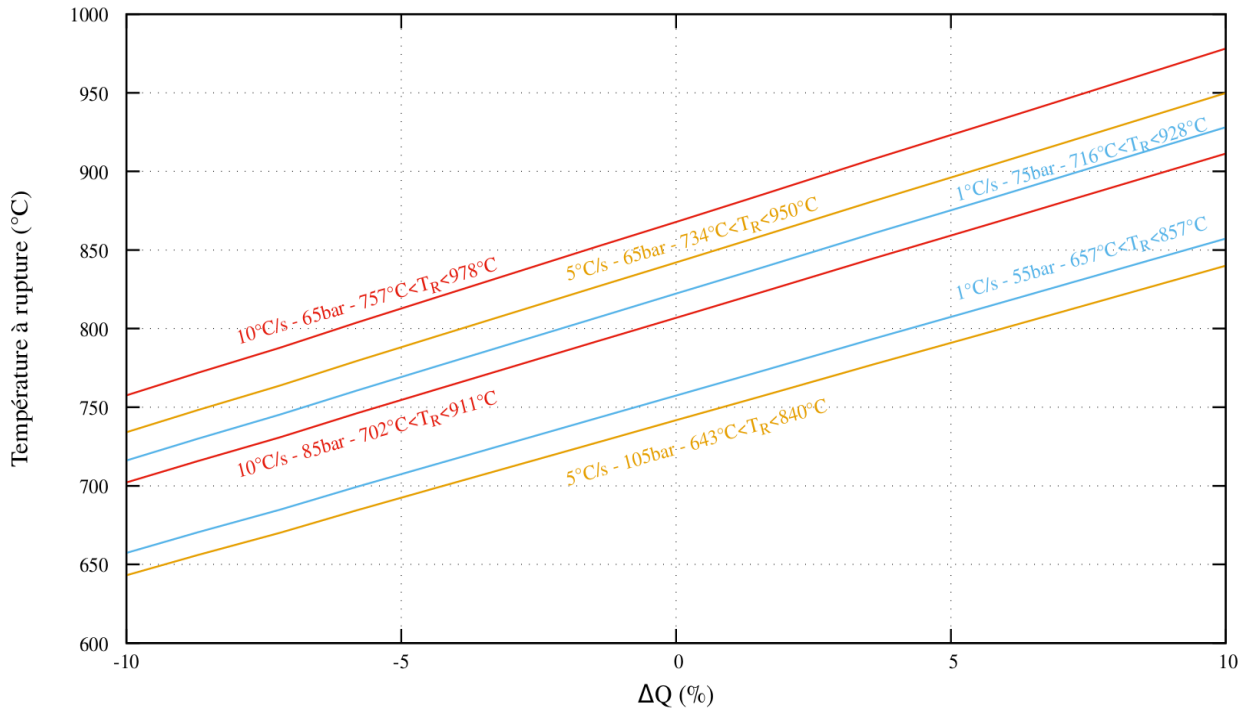


Figure IV.3.7 – Variation de la température à rupture pour la modélisation du cylindre parfait en fonction d’une variation de l’énergie d’activation - Rampe

On constate sur cette figure que l’effet de l’énergie d’activation est majeur sur la température à rupture. Pour une variation de celle-ci de $\pm 10\%$ la température à rupture peut atteindre une variation maximale de $\pm 13\%$ ce qui se traduit par une différence de température à rupture de $\pm 110^\circ\text{C}$. Cette dispersion est conséquente et possède un impact certain sur les modélisations et leurs résultats.

IV.3.3. Conclusion

En se basant sur les résultats des modélisations des essais de cette thèse, mais aussi de certains de la bibliographie, nous avons souhaité étudier la sensibilité des résultats de ballonnement aux différents paramètres en jeu. Pour ce faire, une modélisation de cylindre sous pression est utilisée. On étudie, toutes choses égales par ailleurs, l’influence d’une variation d’un paramètre donné sur le temps à rupture pour les essais à température constante ou la température à rupture dans le cas des rampes. Les résultats sont précisés dans le Tableau IV.3.1. On rappelle qu’en fluage, le choix a été fait de s’intéresser à une variation de température plutôt que de l’énergie d’activation.

	$\Delta n = \pm 0.1$	$\Delta B = \pm 1.6\%$	$\Delta Q = \pm 10\%$	$\Delta T = \pm 10^\circ\text{C}$	$\Delta \sigma = \pm 1.6\text{MPa}$	$\Delta V_{\text{rampe}} = \pm 20\%$
Δt_R fluage 650°C-76.6bar	53%/-35% 540s/-352s	$\pm 1.6\%$	X	46%/-31% 469s/-316s	19%/-15% 190s/-155s	X
Δt_R fluage 650°C-96.6bar	56%/-36% 133/-85s	$\pm 1.6\%$	X	46%/-31% 109s/-72s	14%/-12% 34s/-29s	X
Δt_R fluage 700°C-57.3bar	49%/-33% 519s/-349s	$\pm 1.6\%$	X	41%/-29% 433s/-306s	26%/-20% 276s/-211s	X
Δt_R fluage 700°C-79.9bar	53%/-35% 70s/-46s	$\pm 1.6\%$	X	40%/-28% 53s/-37s	18%/-15% 23s/-20s	X
Δt_R fluage 750°C-39.4bar	43%/-30% 983s/-687s	$\pm 1.6\%$	X	35%/-27% 803s/-606s	40%/-27% 902s/-626s	X
Δt_R fluage 750°C-60.8bar	49%/-33% 73s/-49s	$\pm 1.6\%$	X	37%/-26% 54s/-38s	24%/-19% 35s/-28s	X
ΔT_R rampe 1°C/s	$\pm 1.8\%$ $\pm 13^\circ\text{C}$	X	$\pm 13\%$ $\pm 106^\circ\text{C}$	X	$\pm 1\%$ $\pm 8^\circ\text{C}$	$\pm 0.95\%$ $\pm 8^\circ\text{C}$
ΔT_R rampe 5°C/s	$\pm 1.9\%$ $\pm 14^\circ\text{C}$	X	$\pm 13\%$ $\pm 108^\circ\text{C}$	X	$\pm 0.8\%$ $\pm 7^\circ\text{C}$	$\pm 0.96\%$ $\pm 8^\circ\text{C}$
ΔT_R rampe 10°C/s	$\pm 1.9\%$ $\pm 16^\circ\text{C}$	X	$\pm 13\%$ $\pm 110^\circ\text{C}$	X	$\pm 0.9\%$ $\pm 7.6^\circ\text{C}$	$\pm 0.97\%$ $\pm 8^\circ\text{C}$

Tableau IV.3.1 – Résultats de l'étude de sensibilité aux paramètres de modélisation – Variation du temps à rupture en fluage et de la température à rupture en rampe

Dans cette partie, nous avons souhaité comprendre certains écarts expérience-modélisation constatés. Ces écarts peuvent provenir de la loi de comportement identifiée qui est le meilleur compromis pour modéliser toute la base d'essais considérée pour l'identification. Certaines erreurs peuvent provenir de grandeurs mesurées puis injectées dans le calcul qui ne sont pas tout à fait représentatives de la valeur réelle au sein du dispositif. Les écarts proviennent de la précision des différents instruments de mesure, des systèmes de mise en température et/ou pression.

On remarque que :

- En fluage, une faible variation de l'exposant de Norton ou de la température peut avoir un impact important sur le temps à rupture. Ceci est directement lié à la loi de comportement. Dans une moindre mesure, une faible variation de la pression peut aussi avoir une influence notable sur le temps à rupture,

- En rampe, l'exposant de Norton, la pression d'essai et la vitesse de rampe ont un effet bien moindre sur la température à rupture. L'énergie d'activation est le paramètre d'ordre 1 qui pilote la déformation.

Cette étude permet de comprendre la difficulté de modéliser fidèlement une base d'essais. Elle met en lumière l'extrême sensibilité du phénomène de fluage des tubes sous pression à la loi de comportement et aux mesures expérimentales de pression, température et vitesse de rampe.

Dans une autre mesure, et d'un point de vue uniquement expérimental, elle permet d'esquisser une explication à la dispersion propre aux essais de ballonnement-éclatement rencontrée lors d'une campagne d'essais. Outre les difficultés inhérentes à la modélisation et en supposant que le Zircaloy-4 obéit à une loi de comportement donnée et intrinsèque, des variations de quelques degrés ou de la différence de pression interne-externe peuvent modifier soit la loi de comportement « apparente » ou la valeur de la contrainte mécanique. Etant donné la sensibilité du phénomène, on comprend qu'au sein d'un même dispositif, compte tenu du fait que les conditions ne sont pas strictement reproductibles, les résultats puissent subir une dispersion importante. D'un dispositif à un autre, le phénomène est exacerbé.

IV.4 – Conclusion

Au cours de ce chapitre, une attention particulière a été apportée à l'étude des caractéristiques du matériau de gainage appliqué aux conditions des essais conduits dans cette thèse. Après une étude bibliographique approfondie, on peut déduire que :

- D'après le domaine de contraintes et de températures, le régime majeur de fluage est le fluage dislocation (exposant de Norton compris entre 5 et 7),
- Le comportement thermoélastique peut être négligé,
- Le matériau peut être considéré comme isotrope,
- L'impact de l'environnement vapeur est négligeable pour des températures inférieures à 900°C soit pour la totalité de nos essais,
- Tous les essais se produisent en phase α ,
- Le gainage se trouve dans un état totalement recristallisé pour la totalité des essais de fluage et de rampes (hormis pour deux essais à 5°C/s -100bar où le matériau est partiellement recristallisé) et le grossissement des grains reste faible avec une taille de grains qui n'excède pas quelques dizaines de microns

Par la suite, deux méthodes ont été utilisées afin d'identifier une loi de comportement propre à notre base d'essais de fluage, valide dans le domaine de contraintes et de températures précisé Figure IV.1.2.

La première méthode consiste en une identification classique basée sur la corrélation entre le temps à rupture et la contrainte moyenne de l'essai. Elle permet de déduire les coefficients de la loi de comportement pour chacune des températures d'essai. Toutefois le nombre limité de températures ne permet pas d'obtenir une identification assez précise de l'énergie d'activation. Pour cela, le coefficient retenu est B (en $\text{MPa}^{-n} \cdot \text{s}^{-1}$).

La seconde méthode se base sur l'utilisation du module LDC0D. Celui-ci prend en entrée la pression et le temps directement mesurés lors des essais. Le modèle utilisé est le modèle EDGAR. La phase d'optimisation est réalisée grâce à la méthode de Levenberg-Marquardt. On constate que ce type de résolution dépend du jeu initial de coefficients fourni au calcul, et qu'un nombre d'essais important est nécessaire afin de réaliser une optimisation pertinente. Une amélioration via un script python, bien que plus coûteuse en temps de calcul, permet de trouver une solution optimale.

La modélisation des essais classique, en utilisant un modèle de cylindre parfait viscoplastique soumis à une pression interne, a été réalisée afin de juger de la capacité des lois de comportement à modéliser fidèlement les essais. D'autre part, la faisabilité d'une modélisation des essais en rampe de température avec les lois identifiées sur la base de fluage est étudiée. On rappelle que deux types de chargements ont été utilisés (Partie IV.2.1.b) :

- Le premier type de chargement s'appuie sur les données brutes d'essais, issues des mesures réalisées par le dispositif semi-intégral APRP. Les fichiers contenant le temps, la pression et la température sont les données d'entrée du calcul. Dans le cas où la rupture n'intervient pas durant le calcul, la pression est maintenue constante et égale à la pression à rupture de l'essai. Dans le cas des rampes, la température augmente à une vitesse égale à la vitesse mesurée durant l'essai,
- Le second type de chargement a été introduit après la constatation que l'utilisation brut des données d'essais peut amener à des modélisations peu fidèles à la physique réelle des essais. En analysant les courbes (ϵ , P) de fluage et (ϵ , T, P) en rampe, on peut déduire des corrélations entre l'évolution réelle de la pression interne en fonction de la déformation et la température. Ces corrélations permettent de tenir compte de la physique du problème en décrivant précisément, dans le cas des essais où les éprouvettes sont bouchées, l'évolution de la pression en fonction du volume libre disponible au sein du tube. Des corrélations ont été réalisées et sont propres au dispositif semi-intégral APRP. Elles ne dépendent que de la pression initiale de l'essai (et de la température initiale dans le cas des rampes). Loin d'être uniquement une méthode de calcul, ce type de corrélations peuvent aussi être mises en place dans le cadre d'un APRP réel où les calculs thermohydrauliques permettent de déduire la pression à l'intérieur d'un crayon en fonction du volume libre. De plus, afin d'obtenir des modélisations à vitesse de déformation circonférentielle constante, [Bono et al., 2018] ont par exemple fait le choix d'indexer le chargement à la déformation calculée plutôt que d'utiliser les données brutes d'essais.

Pour chacun des essais, quatre modélisations sont réalisées : Un pour chacune des lois de comportement identifiées et pour chaque type de chargement. La majorité des temps à rupture en fluage sont obtenus avec une précision de $\pm 30\%$ et la température à rupture en rampe avec une précision de $\pm 20\%$. Le calcul des écarts types permet de résumer les conclusions de la Partie IV.2.2 :

- Les paramètres identifiés sur la base de fluage permettent de représenter la base en rampe. Ceci est dû au fait que les gradients en rampes et en fluage ne sont pas sensiblement différents au sein du four du dispositif semi-intégral APRP dans la zone où se produit l'éclatement (Chapitre II-Figures II.1.15 à II.1.17). De plus, en rampe, la déformation est un phénomène thermiquement activé et dépend en grande partie de la valeur de l'énergie d'activation (ou du coefficient B dans le cas de la méthode par régression),
- Le modèle identifié par la méthode de la régression donne de meilleurs résultats en fluage que le modèle basé sur le module LDC0D, notamment de par le fonctionnement de ce module et le nombre réduit d'essais utilisés pour l'identification,
- Les deux modèles donnent des résultats équivalents pour la modélisation des rampes,

- L'utilisation de la corrélation (ϵ, P) de fluage et (ϵ, T, P) en rampe permettent d'améliorer les résultats de la modélisation en prenant en compte la physique réelle de l'évolution de la pression en fonction de l'évolution du volume libre de l'éprouvette.

Des voies d'amélioration peuvent être envisagées afin d'améliorer encore la représentation des essais, notamment en agissant sur la méthode d'identification :

- Un modèle basé sur le module LDC0D utilisant les corrélations (ϵ, P) pourraient améliorer la représentativité de la loi de comportement par rapport à la réalité des essais (notamment en lien avec les erreurs numériques évoquées au IV.2.1.b). Il serait intéressant d'étudier les résultats de modélisations obtenus avec une loi identifiée suivant cette méthode et prenant en charge les données issues directement de l'essai,
- Le modèle mécanique utilisé pour calculer les contraintes, les déformations et le temps à rupture est celui du cylindre parfait (tant pour la méthode par régression que pour le module LDC0D qui s'appuie sur le modèle EDGAR). Afin de gagner en précision sur l'instant du ballonnement, introduire le modèle développé Chapitre III (méthode mixte) lors de la phase d'identification puis l'utiliser pour la modélisation pourrait permettre d'améliorer l'évaluation des temps et températures à rupture,

Il est important de noter que la prise en compte des gradients thermiques pourrait permettre de gagner en précision. Pour le type d'identification réalisée, la déformation mesurée durant l'essai correspond à la déformation maximale de la gaine c'est-à-dire celle au point le plus chaud. Cependant, la température mesurée par le dispositif semi-intégral APRP correspond à la température mesurée par le thermocouple situé à +50mm du plan milieu. Des identifications plus précises telles que réalisées par [Campello et al., 2017] permettent de tenir compte du gradient thermique axial auquel la gaine est soumise.

Cependant, ces considérations sont importantes uniquement pour certains types de modélisations. En effet, si l'on souhaite utiliser un modèle tel que développé Chapitre III (méthode mixte), avec une température différente aux deux points d'études, la concordance entre la température considérée lors de l'identification et celle fournie en entrée du calcul revêt un caractère primordial. Il en est de même pour les calculs éléments finis 2D ou 3D avec prise en compte du gradient thermique. Ici, la température considérée pour l'identification est aussi celle utilisée pour la modélisation, qui ne considère aucun gradient thermique. On peut donc s'attendre à ce que le fait de ne pas prendre en compte la température maximale pour l'identification n'ait pas d'effet sur les résultats de la modélisation, tant que les températures utilisées pour cette dernière et lors de l'identification soient les mêmes.

Ce type de problématique sera rencontrée et étudiée plus en détails dans le Chapitre V ayant trait à la modélisation aux éléments finis 3D des essais prenant en compte le gradient thermique identifié lors de la campagne expérimentale.

Chapitre V : Etude du ballonnement par la méthode des éléments finis

Le but de la méthode précédemment utilisée au Chapitre IV afin de modéliser les essais est d'obtenir un temps ou une température à rupture représentative de la réalité. L'objectif est de modéliser les essais afin de transposer les résultats aux conditions représentatives d'un APRP.

Ces modélisations ont l'avantage d'être simples et rapides. De plus, en utilisant une modélisation 1D, la concordance entre les grandeurs utilisées pour l'identification des lois de comportement et pour la modélisation (température, pression et déformation mesurées) permettent de s'affranchir de la prise en compte des gradients thermiques. Cependant, ce type de modèle atteint ses limites lorsque l'on cherche une description plus fine, basée sur la phénoménologie et la compréhension précise de l'impact des paramètres de l'essai. Bien que les temps/températures à rupture puissent être prédits de manière satisfaisante, certains aspects du problème restent inexplorés. Généralement, pour ce type de modélisation 1D, le critère d'arrêt est donné par une contrainte à rupture basée sur les travaux de [Brzoska et al., 1977] [Neitzel et Rosinger, 1980] [Erbacher et al., 1982]. Ce type d'approche a été décrite au Chapitre I. Lorsque cette contrainte est atteinte, le calcul s'arrête et fournit une idée de la déformation à rupture. La principale limitation est la non prise en compte de la géométrie ballonnée. Afin de gagner en compréhension sur le phénomène, certains paramètres liés au ballon sont d'une importance particulière notamment dans les études liées aux essais multi-crayons [IWGFPT, 1983]. On peut citer l'étendue et la position axiale du ballon, ou encore la dissymétrie azimutale qui conditionne les éventuels contacts avec les crayons voisins. De plus, dans le but d'étudier l'impact des gradients thermiques, tant axiaux qu'azimutaux, une modélisation plus détaillée doit être entreprise.

L'objectif de cette partie est exploratoire. On cherche à modéliser le ballonnement de manière précise en utilisant une modélisation aux éléments finis 3D qui prend en compte les gradients thermiques identifiés au sein de notre dispositif expérimental ainsi que des conditions limites représentatives. Le but est d'étudier la faisabilité d'un calcul visant à modéliser certains des essais réalisés lors de la campagne expérimentale, notamment en utilisant une des lois de comportement identifiées selon nos deux méthodes qui sont les plus employées pour leur simplicité de mise en œuvre. L'intérêt est de comprendre les différences entre les calculs 1D et 3D et les points clés qui permettront de construire un calcul 3D aux éléments finis pertinent qui permettra d'être représentatif de la réalité des essais.

V.1 – Revue de l'état de l'art pour la modélisation 3D du ballonnement

Dans la littérature, du fait de la difficulté de mise en œuvre, les modélisations 3D du phénomène de ballonnement sont relativement rares.

La majeure partie des modèles 3D adressant des problèmes de très grandes déformations sont réalisés dans le cadre de l'étude de l'hydroformage de tube à froid, notamment pour les industries automobiles ou aéronautiques ou bien de l'instabilité de polymères hyperélastiques.

Par exemple [Ye et al., 2019] modélisent le ballonnement d'un matériau hyperélastique non linéaire bicouche sous chargement axial et pression interne pour la formation d'anévrismes. Des ballons sont obtenus par calcul éléments finis 3D et démontrent la faisabilité de ce type de modélisation. Ces résultats sont corroborés par [Gonçalves et al., 2008] qui démontrent la faisabilité de calculs 3D de ballonnement

en grandes déformations sur du Latex® et l'impact du chargement sur la géométrie obtenue. Cependant, le cadre d'étude implique que le ballon est le résultat d'une instabilité de type flambage, et aucune considération thermique n'est présente ou nécessaire pour la formation du ballon.

Dans le cadre des études de formabilité de pièces mécaniques, l'hydroformage de tubes en métaux est largement étudié. Pour certaines pièces, le ballonnement est recherché et constitue un résultat important du procédé de fabrication. Des modélisations, souvent axisymétriques, sont réalisées afin de mieux comprendre et maîtriser le procédé. L'intérêt dans le cadre de notre étude est la réalisation de ces calculs sur matériaux métalliques plastiques en grandes déformations. Numériquement, le ballon est le produit d'une condition de frottement entre la matrice, considérée comme parfaitement rigide, et le tube. Les auteurs obtiennent des résultats de modélisations 2D cohérents dans le cadre de la plasticité des métaux en grandes déformations en utilisant par exemple des approches énergétiques simplifiées [Strano et Altan, 2004] ou par des calculs plastiques incrémentaux plus classiques [Hwang et Lin, 2002].

La modélisation du ballonnement par la méthode des éléments finis, appliquée au cas du scénario APRP reste assez rare. Cela provient de la complexité de mise en œuvre de calculs avec des conditions thermomécaniques représentatives de la réalité. Cependant, ce type de modélisation présente un intérêt majeur pour la compréhension de la phénoménologie et afin de mieux cerner les différences et les limites des modélisations plus classiques. Des modèles représentatifs d'un APRP ont été mis en place afin de décrire de manière plus précise le ballonnement ainsi que la géométrie non symétrique du ballon. Les modèles considèrent des phénomènes de grandes déformations isotropes ou anisotropes, dans le cadre du fluage viscoplastique.

On peut citer le modèle BALON2 [Hagman, 1981] qui subdivise la gaine en plusieurs points où les équations de la mécanique sont résolues. Une fois un critère basé sur une déformation seuil atteinte en un point de la gaine, indiquant que le ballonnement est déclenché, un calcul particulier des déformations est activé. Ce modèle permet de prendre en compte une déformation inhomogène en fonction de la température de chaque nœud. La température est calculée par suite d'un calcul thermique qui peut par exemple modéliser le flux issu des pastilles combustibles. Néanmoins, malgré l'apport conséquent par rapport à un modèle de cylindre parfait, ce modèle est obtenu sous certaines hypothèses simplificatrices et la résolution s'approche plus d'un modèle aux différences finies. L'hypothèse du tube mince est considérée et l'écriture des équations mécaniques se base sur la théorie des perturbations de [Kramer et Deitrich, 1977]. Contrairement à un calcul aux éléments finis complet, l'auteur souligne que la limitation principale est la non prise en compte de l'interaction des déformations entre deux nœuds, rendant ainsi la description de la flexion difficile. Ce modèle se rapproche plus d'un modèle semi-analytique 3D. Plus récemment, [Bono et al., 2018] étudient la différence entre des essais de ballonnement pour des matériaux plastiques et viscoplastiques. Des modélisations 2D axisymétriques à l'aide du logiciel éléments finis CAST3M sont mises en place en prenant en compte des conditions limites réalistes. La longueur de gaine est de 90mm et des bouchons de 5mm sont ajoutés. Les auteurs soulignent que ces bouchons n'affectent pas l'état de contrainte en zone courante. Ils sont donc modélisés avec la gaine comme une structure unique et un congé de rayon 1mm est ajouté entre la gaine et les bouchons afin d'éviter toute concentration de contraintes. Le bouchon du haut est bloqué dans son mouvement axial et celui du bas est libre de se déplacer. Ces conditions sont identiques à celles des essais réalisés au sein du dispositif semi-intégral APRP. Afin d'amorcer numériquement un ballon, les auteurs imposent un gradient axial le long de la gaine, avec une température T_{\max} à +45mm et T_{\min} à -45mm. Le comportement est viscoplastique avec une relation en sinus hyperbolique dépendante de la température via une loi d'Arrhenius. Cette loi est identifiée sur des essais de fluage sur gaine et la température est supposée uniforme lors des essais. Afin de réaliser des simulations à vitesse de déformation imposée, le nœud de la surface externe au niveau du plan milieu sert à définir la pression interne imposée à chaque pas de temps. Les auteurs modélisent un tube soumis à une température moyenne de 375°C. Pour une température $T_{\max} = 379^\circ\text{C}$ et $T_{\min} = 371^\circ\text{C}$, un ballon apparaît rapidement au cours du calcul. En plus de la possibilité de modéliser un ballon dans des conditions qui tendent un peu plus vers les conditions

de nos essais, un résultat intéressant est le temps pour lequel différents points de la gaine atteignent 10% de déformation. Pour le point central, cette déformation est atteinte en ≈ 320 s et pour le point le plus chaud (379°C) cette valeur de déformation est atteinte en environ 160s, soit deux fois moins longtemps. Dans les modélisations, on voit que même pour un faible gradient, les valeurs de déformation entre points chauds et points froids sont très différentes. On comprend mieux l'importance de modéliser le gradient et de la prise en compte de la dépendance à la température via la loi de comportement.

Les modélisations les plus avancées sont en règle générale celles liées au développement des codes intégraux de calcul visant à décrire un transitoire APRP. C'est par exemple le cas du code de calcul intégral DRACCAR qui repose sur le couplage d'un module de calcul thermohydraulique qui fournit les conditions de température à laquelle les gaines de l'assemblage combustible sont soumises. Le calcul mécanique est réalisé à l'aide un autre code nommé ICARE3D [Glantz et al., 2018]. La structure de la gaine est modélisée en quasi-3D. Elle est découpée en tronçons suivant son axe directeur. A chaque localisation axiale, le code utilise un modèle 3D pour le calcul mécanique, en considérant toutefois l'hypothèse du tube mince. Ainsi, comme pour le modèle BALON2, les tranches axiales n'interagissent pas les unes avec les autres ce qui implique que la flexion n'est pas considérée et le tenseur des contraintes est diagonal. On notera qu'afin de pallier ce problème un maillage fin est utilisé pour décrire de manière continue le champ de déformation. Ce code de calcul permet d'étudier le ballonnement en prenant en compte des gradients de température tant axiaux qu'azimutaux en modélisant le fluage secondaire par le biais d'une loi de Norton.

Pour finir, toujours dans le cadre du développement de codes de calculs intégraux, des modélisations éléments finis avec maillage 3D ont été réalisées très récemment par d'autres auteurs. C'est le cas de [Goldberg et al., 2021] durant le développement du code DIONISIO 3.0. Les auteurs incorporent dans leur modèle la prise en compte des grands déplacements, des grandes rotations et des grandes déformations. Des essais sont simulés en 2D axisymétriques. La difficulté de modéliser convenablement le phénomène de rupture avec ce type de modélisation pousse les auteurs à réaliser des modélisations 3D. Des ballons et des éclatements sont obtenus pour les essais de la base PUZRY [Hozer et Maroti, 2001] sans toutefois faire mention d'un quelconque gradient thermique. Dans ces expériences, les éprouvettes sont relativement courtes (50mm) et le rapport D/e (≈ 14.8) inférieur à celui des gaines utilisées au cours de cette thèse (≈ 16.7). L'étendue axiale des ballons étant importante, en l'absence de gradient thermique, les dimensions du tube et les conditions aux limites sont probablement les causes du ballon, lié à la flexion due aux encastremets proches du centre du tube. L'intérêt principal de ce modèle réside dans l'étude de la rupture.

Le modèle éléments finis le plus proche d'une modélisation complète d'une gaine au comportement viscoplastique sous chargement thermomécanique est réalisé dans le cadre du développement du code BISON [Pastore et al., 2021]. La modélisation d'un essai REBEKA en rampe de température à 1°C/s sous 100 bars est réalisée. Un quart de la gaine est modélisé en présence d'un gradient axial et azimutal. La différence de température suivant l'azimut est de 30°C et la différence de température entre le point le plus chaud et le plus froid est de 70°C , comme représenté Figure V.1.1. Le modèle prend en compte les grandes déformations et considère un comportement viscoplastique de type Norton. Le calcul s'arrête si la déformation circonférentielle atteint 33.6% ou si la contrainte excède une contrainte seuil qui dépend exponentiellement de la température et du degré d'oxydation.

On note que la faisabilité d'un calcul de ballonnement est ici démontrée par les auteurs. Cependant certaines limitations sont à souligner, en lien avec la modélisation de notre base d'essai par exemple :

- Le critère de rupture implique une déformation circonférentielle maximale à rupture au point chaud d'environ 34% ce qui semble faible au regard des $At(\%)$ généralement rencontrés. Cette valeur se rapproche d'une déformation homogène,
- Les différences de températures sont importantes ($T_{\max}-T_{\min}=70^\circ\text{C}$) et favorisent l'initiation d'un ballon (en comparaison aux gradients mesurés au sein du dispositif semi-intégral APRP),

- Les bouchons ne sont pas représentés et les conditions aux limites, notamment de déplacement ou encastrement axial et la prise en compte d'un effet de fond ne sont pas définies par les auteurs,
- En comparant leur modèle 3D aux modélisations 2D axisymétriques (gradient axial de 40°C, point chaud au centre de la gaine), les auteurs soulignent que la température à rupture déjà surestimée en 2D est encore supérieure de 10°C pour la modélisation 3D. De plus, la précision de la modélisation diminue lorsque la pression et/ou la vitesse de rampe diminue. Ici, une pression relativement importante est utilisée pour les calculs. Les auteurs soulignent l'importance de réaliser d'autres modélisations afin de gagner en compréhension sur le calcul 3D aux éléments finis avant de tirer davantage de conclusions.

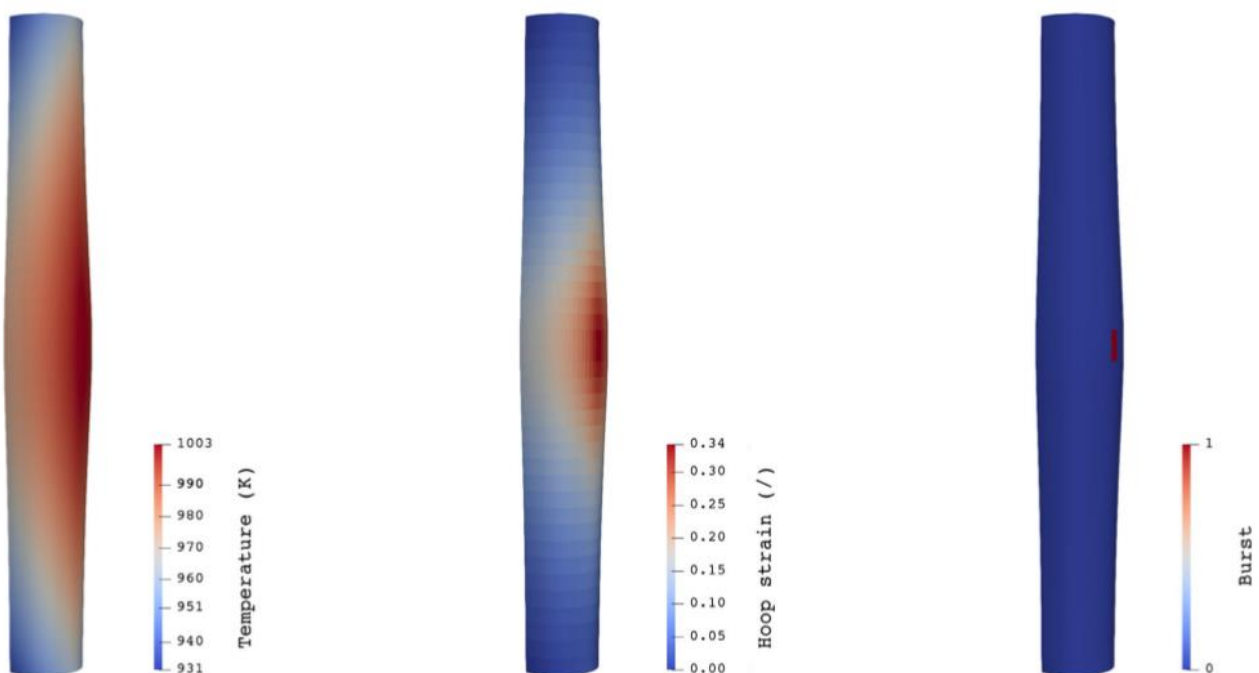


Figure V.1.1 – Modélisation 3D d'un essai REBEKA (1°C/s-100bar) par le code de calcul BISON 3D. Amplification d'un facteur 4 du déplacement dans la direction radiale [Pastore et al., 2021]

Cette nécessité d'entamer de nouvelles modélisations 3D est motivée par les conclusions du rapport de l'IAEA (International Atomic Energy Agency) du projet FUMAC (Fuel Modeling in Accident Conditions) [IAEA, 2019]. Ce rapport souligne qu'il existe une grande dispersion concernant les temps, températures et déformations à rupture issus des modélisations des différents codes de calcul en plus des incertitudes propres aux données expérimentales. Ce rapport identifie aussi de manière précise le problème de la dimensionnalité des modélisations. Les codes s'attellent généralement à des modélisations 1D ou 2D axisymétriques. Ce rapport souligne les limites de ces modèles qui ne prennent pas en compte les aspects 3D comme la variation azimutale de température, qui peuvent être importants dans des conditions représentatives d'un APRP.

En conclusion, la modélisation numérique du ballonnement est étudiée dans différents domaines de recherches. Le phénomène semble assez largement modélisé dans le cadre des instabilités de tubes

constitués de matériaux hyperélastiques en grandes déformations ou dans le cas des métaux au comportement plastique pour l'hydroformage à froid. Cependant, dans le cadre de l'étude du ballonnement en conditions représentatives d'un transitoire APRP, très peu de modélisations prenant en compte les aspects 3D (gradient azimutal, dissymétrie du ballonnement...) ont été réalisées. D'après les données issues de la bibliographie, la modélisation 3D aux éléments finis, bien que très complète, pose des problèmes liés à la bonne connaissance du champ de température, de la loi de comportement et des conditions aux limites. De plus, la comparaison avec les calculs 2D axisymétriques ne semble pas triviale.

On souhaite donc apporter des pistes d'amélioration pour la compréhension des modélisations 3D dans des conditions représentatives d'un APRP. Pour ce faire, on cherche à construire des calculs capables de reproduire certains essais réalisés au sein du dispositif semi-intégral APRP, pour lesquels les conditions limites et le chargement thermomécanique ont été identifiés.

V.2 – Modélisations aux éléments finis représentatives des essais réalisés au sein du dispositif semi-intégral APRP

Dans cette partie, on souhaite étudier en détail la modélisation de deux essais de fluage réalisés au sein du dispositif semi-intégral APRP. La logique d'étude est de réaliser une première modélisation des essais considérés en utilisant des conditions représentatives de ces essais. L'analyse des résultats des modélisations aux éléments finis devront par la suite permettre de dégager les tendances et voies d'amélioration afin de se rapprocher au mieux des résultats de l'essai réel. On souhaite aussi améliorer la compréhension des résultats, notamment vis-à-vis du gradient thermique ou de la loi de comportement utilisés pour la modélisation. On s'attèlera à découpler ces différents facteurs pour comprendre leur impact sur les résultats du calcul et notamment sur le temps à rupture et la morphologie du ballon.

Les essais considérés sont regroupés dans le Tableau V.2.1. On rappelle que l'allongement total $At(\%)$ correspond à la variation maximale de la circonférence de la gaine. Il est défini par une mesure post-mortem du périmètre en zone ballonnée. L'allongement réparti $Ar(\%)$ est défini par une mesure à $\pm 20\text{mm}$ des lèvres d'éclatement (la valeur maximale est retenue).

Référence essai	Température (°C)	Pression moyenne (bar)	Temps à rupture (s)	At(%)	Ar(%)
2283-Zy4-9	650°C	76,6 bar	1162,1s	77,35 %	30,3 %
2283-Zy4-8	750°C	57,5 bar	231,4s	63,5 %	34,5%

Tableau V.2.1 – Paramètres des essais considérés pour la modélisation aux éléments finis

V.2.1. Modélisation de référence des essais

La modélisation de référence est la modélisation qui semble, de prime abord, la plus représentative des essais puisqu'elle utilise le champ de température issu de la caractérisation du four au Chapitre II et la loi de comportement identifiée au Chapitre IV. Elle permettra par la suite d'étudier plus en détail les voies d'amélioration du calcul aux éléments finis.

On présente la géométrie et le maillage utilisés, ainsi que le chargement et les conditions aux limites considérées.

a) Géométrie et maillage

Afin de mieux comprendre la géométrie considérée pour la modélisation de la gaine, on rappelle la fonction d'interpolation de la température au sein du four, explicitée au Chapitre II. On se basera en grande partie sur cette fonction pour définir la géométrie utilisée pour le calcul.

La fonction décrivant le champ de température est définie sur $[0 : \pi]$, en lien avec la symétrie du four à ouverture du dispositif semi-intégral APRP et l'équipartition des éclatements entre le côté gauche et le côté droit. On trouvera en [Annexe 2](#) la définition complète de cette fonction d'un point de vue mathématique. On rappelle que, quelle que soit la température d'essai, la fonction décrivant la température en fonction de l'azimut θ et de la côte axiale z d'un point de la gaine est :

$$T(\theta, z) = A(z) + B(z) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + C(z) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) + D(z) \cos\left(\frac{3}{2}\theta\right) + E(z) \sin\left(\frac{3}{2}\theta\right) + F(z) \cos\left(\frac{5}{2}\theta\right)$$

Pour une côte axiale donnée, on trace la forme de la fonction température sur la Figure V.2.1 :

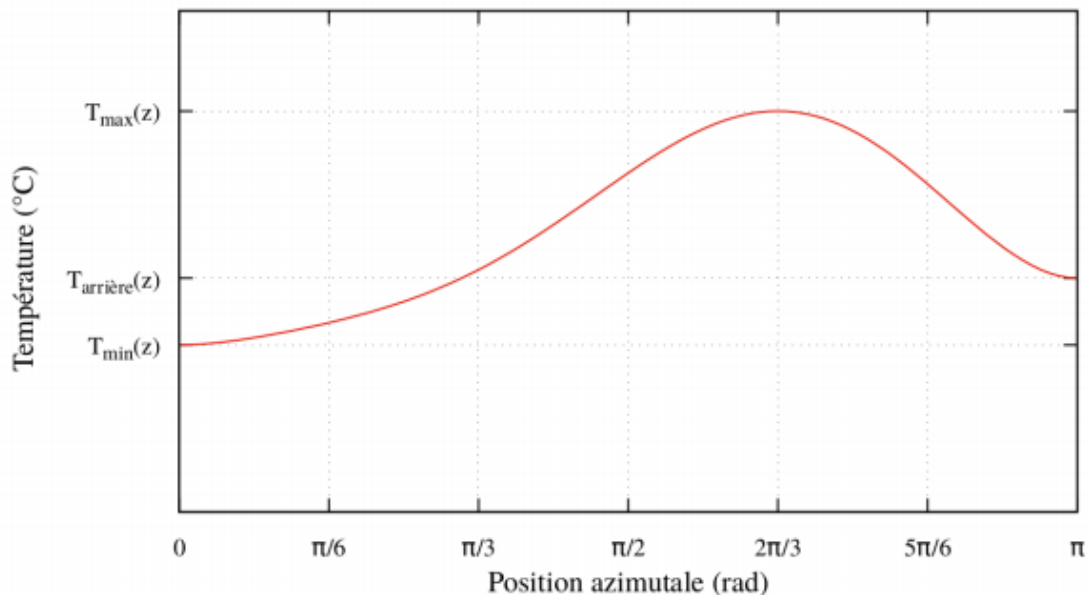


Figure V.2.1 : Evolution de la température le long de l'azimut pour une côte axiale donnée

- De cette fonction servant à décrire le champ de température, on peut déduire la géométrie qui servira pour la modélisation des essais :

- On choisit de ne considérer qu'une demi-gaine étant donnée la symétrie du champ de température par rapport au plan $(0, \vec{e}_r, \vec{e}_z)$,
- En lien avec la position du point le plus chaud en $\left[\theta = \frac{2\pi}{3}, z \approx 11\text{mm}\right]$, la valeur de la température en ce point ($\approx +12^\circ\text{C}$ par rapport à la température mesurée au thermocouple de contrôle à +50mm du plan milieu) et les positions des éclatements mesurées lors de la campagne d'essais de cette thèse, ainsi que des conclusions de l'étude de [Bono et al., 2018], la zone utile de la gaine mesure 100mm, soit $\pm 50\text{mm}$ par rapport au plan milieu. On ne représente pas la partie se trouvant au-dessus du thermocouple de contrôle. De même, les bouchons sont directement intégrés au corps de la gaine afin de respecter les conditions de chargement réelles type effet de fond, et ce tout au long du calcul.

En résumé, la géométrie considérée est une demi-gaine de 100mm de hauteur, de rayon intérieur $r_i=4,18\text{mm}$ et de rayon extérieur $r_e=4,75\text{mm}$ soit une épaisseur de $570\mu\text{m}$. Les bouchons font 6mm de haut afin d'être assez rigides par rapport à la zone courante de la gaine. La liaison avec la gaine est réalisée au moyen d'un rayon de congé de 1mm afin d'éviter toute concentration de contrainte dans cette zone.

- Le maillage est réalisé en zone courante de la gaine à l'aide de mailles hexagonales quadratiques possédant 8 points de Gauss (éléments sous-intégrés). On place 5 mailles dans l'épaisseur de la gaine (profondeur de maille $114\mu\text{m}$), 100 mailles suivant l'axe du tube (hauteur de maille de 1mm), et 50 mailles suivant la circonférence (largeur de maille d'environ $280\mu\text{m}$). Ces dimensions sont choisies afin que le rapport de forme des mailles reste raisonnable suivant les directions où la déformation devient importante lors du ballonnement. On cherche notamment à avoir un maillage raffiné dans la direction circonférentielle afin d'éviter que la zone de ballonnement ne se concentre que sur quelques mailles présentant une trop forte distorsion pour fournir des résultats satisfaisants. La zone de congé et le bouchon sont maillés avec des éléments tétraédriques quadratiques possédant 4 points de Gauss (éléments sous-intégrés). On place 5 mailles le long du congé. On montre le maillage Figure V.2.2.

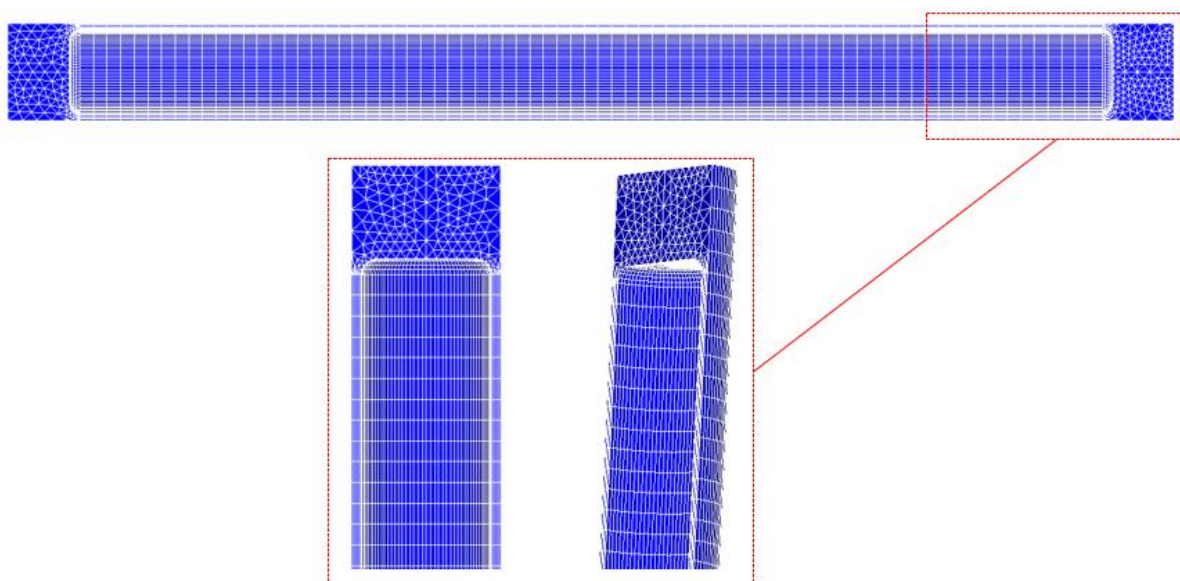


Figure V.2.2 – Maillage utilisé pour la modélisation aux éléments finis de référence

b) Conditions limites, chargement thermomécanique et comportement

Dans le cadre de notre étude, la thermique est considérée comme étant découplée de la mécanique. On fournit donc en entrée du calcul un champ thermique s'appuyant sur la fonction d'interpolation décrite précédemment. On montre le champ sur la surface de la gaine Figure V.2.3.

Les conditions qui concernent les degrés de liberté sont établies en fonction du montage de l'éprouvette dans le dispositif semi-intégral APRP. En s'appuyant sur la Figure V.2.3, les conditions limites sont :

- Afin de respecter la symétrie, pour tout point du plan de symétrie de la gaine $U_Y = 0$,
- Dans le four le bouchon supérieur est vissé, au moyen d'un raccord Swagelok, au système de mise sous pression lié au bâti du four. Le mouvement axial est donc impossible. On impose donc aux nœuds de la face supérieure du bouchon de la partie haute de la gaine un mouvement axial nul $U_Z = 0$,
- En partie basse du four, la liaison de la gaine au système poids-poulie (système de chargement axial dans le cadre de l'étude de la rupture fragile en conditions APRP) impose que la gaine ne peut avoir qu'un mouvement axial à cet endroit. On impose donc au nœud central du bouchon inférieur que $U_X = U_Y = 0$. Ces conditions cinématiques permettent aussi de bloquer les mouvements de corps rigide.

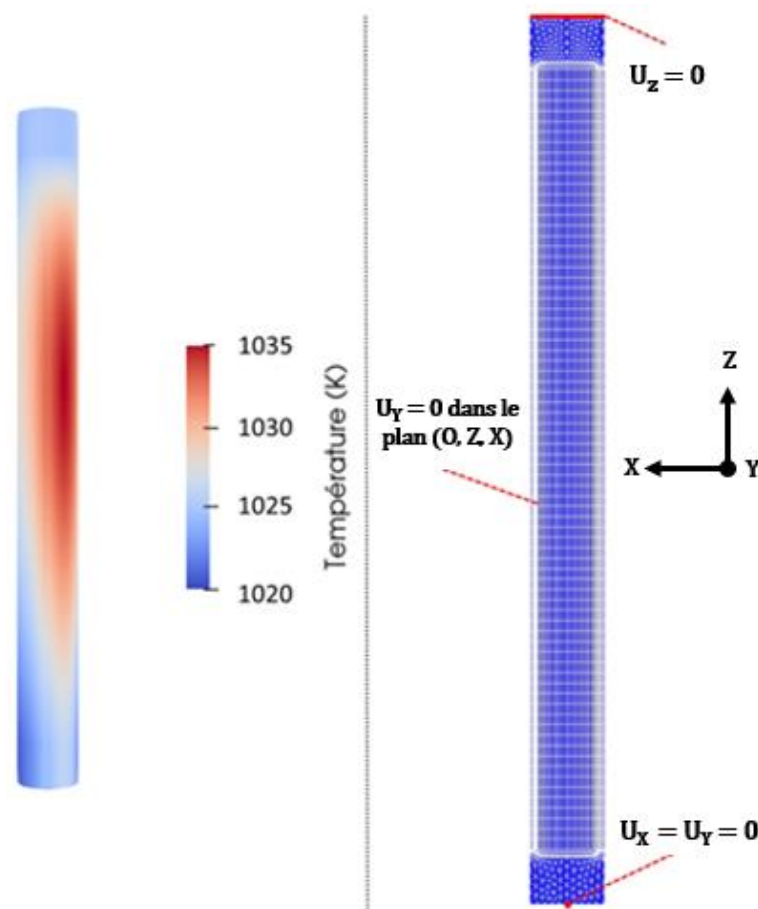


Figure V.2.3 – Champ de température à 750°C (gauche) et conditions limites en déplacement (droite) appliqués pour la modélisation aux éléments finis de référence

- Le chargement mécanique est fourni en entrée du calcul par le biais des fichiers issus du dispositif semi-intégral APRP. La liste d'instants est donc liée à celle d'acquisition du dispositif. Le pas de temps est $\Delta t = 0,1s$. En cas de non-convergence, le pas de temps est automatiquement redécoupé, jusqu'à une valeur minimale de $10^{-12}s$. En pratique, le pas de temps minimal observé est de $10^{-4}s$,
- La pression imposée est celle mesurée lors de l'essai. On l'impose sur la totalité de la surface interne de la gaine. Les mailles sont toutes préalablement orientées suivant la normale extérieure locale et le chargement est de type suiveur *i.e.* la surface sur laquelle est imposée la pression est actualisée à chaque pas de temps en fonction de la déformation. Dans le cas d'un redécoupage du pas de temps, la fonction $P = f(t)$ est interpolée afin d'assurer la correspondance entre la valeur de la pression et le nouvel instant du calcul issu du redécoupage,
- Le comportement du matériau est viscoplastique isotrope, et le critère de plasticité est celui de von Mises. Le tenseur des vitesses de déformation irréversibles est lié au tenseur des contraintes par la relation de normalité :

$$\dot{\bar{\epsilon}}_{vp} = \dot{\epsilon}_e \frac{\partial \sigma_e}{\partial \bar{\sigma}} \quad (V.2.1)$$

Avec $\dot{\bar{\epsilon}}_{vp}$ le tenseur vitesse de déformation, $\bar{\sigma}$ le tenseur des contraintes, $\dot{\epsilon}_e$ la vitesse de déformation équivalente et σ_e la contrainte équivalente de von Mises donnée par l'équation (V.2.2) :

$$\sigma_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{xx} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + 6(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{xz}^2 + \sigma_{yz}^2) \right]^{\frac{1}{2}}$$

La loi de comportement permet de définir la vitesse de déformation viscoplastique équivalente via une relation de Norton sans seuil, du fait des hautes températures étudiées :

$$\dot{\epsilon}_e = A \sigma_e^n \exp \left(-\frac{Q}{R*T} \right) \quad (V.2.3)$$

La loi utilisée est celle identifiée grâce au module LDCOD (Partie IV.1.3), pour la plus grande simplicité de l'implémentation de sa dépendance à la température, en rapport avec la loi identifiée par régression linéaire. On rappelle ici les coefficients de la loi de comportement. Toutefois, une précaution importante est à prendre concernant le coefficient A (ou facteur pré-exponentiel). On rappelle que le module LDCOD se base sur un modèle point matériel qui lie la vitesse de déformation circonférentielle à la contrainte circonférentielle. Le passage à la loi de comportement tridimensionnelle se fait par application d'un coefficient correctif au facteur A, qui s'énonce dans le cas isotrope (Partie III.1.1) :

$$A_{1D} = A_{3D} \left(\frac{3}{4} \right)^{\frac{n+1}{2}} \quad (V.2.4)$$

D'après l'identification effectuée au Partie IV.1.3, la loi de comportement utilisée s'écrit donc :

$$\dot{\epsilon}_e = 1,574 * \sigma_e^{6,31} \exp \left(-\frac{266,3.10^3}{R*T} \right) \quad (V.2.5)$$

La résolution numérique se fait suivant un module de statique non linéaire par une méthode de type Newton et le critère d'arrêt se faire par un critère de résidu maximal admis [Abbas, 2018]. La loi de

comportement est intégrée de manière implicite [De Bonnières, 2017] et le formalisme utilisé est celui des grandes déformations [Miehe et al., 2002] [Abbas, 2016]. Les calculs sont réalisés sur le cluster de calcul disponible à EDF R&D, nommé EOLE.

c) Résultats des modélisations

Pour les modélisations aux éléments finis, le calcul est conduit jusqu'à l'arrêt du calcul pour non-convergence, du fait d'une déformation excessive. Le calcul pour l'essai à 750°C de référence 2283-Zy4-8 s'arrête à l'instant $t=137s$ (pour un temps à rupture expérimental de 231,4s), tandis que le calcul pour l'essai à 650°C de référence 2283-Zy4-9 s'arrête à l'instant $t=554,4s$ (pour un temps à rupture expérimental de 1162,1s). Le temps à « rupture » numérique (on appellera de cette manière le temps d'arrêt du calcul aux éléments finis bien qu'aucun critère de rupture ne soit inclus dans la modélisation) est fortement sous-prédict (-52% à 650°C et -41% à 750°C). En effet, lors de l'identification de la loi de comportement, on considère la température issue du fichier de mesure du dispositif semi-intégral APRP. Celle-ci provient de l'acquisition au thermocouple de contrôle, situé à +50mm par rapport au plan milieu. La température en ce point, qui sert au pilotage du four est globalement égale à la température visée de l'essai, soit 650°C et 750°C. Cependant, la déformation mesurée au cours de l'essai est réalisée à la côte axiale où la déformation est la plus importante *i.e.* au niveau du point chaud. Il en résulte une différence entre la température vue par le thermocouple et celle du point chaud où se produit la rupture. D'un point de vue numérique, cela ne pose pas de problème pour des modélisations 1D sans gradient thermique, où la température considérée est celle issue du fichier de mesure du dispositif APRP mesurée au thermocouple de contrôle (Partie IV.2). Néanmoins, lorsque la température considérée est représentative du gradient réel de température (pour la modélisation aux éléments finis), tout se passe comme si le point chaud est soumis à une différence de température $\Delta T = \Delta T_{max} \approx +12^\circ C$ par rapport à la température de référence. La diminution du temps à rupture observée lors des calculs présente un très bon accord avec l'étude de sensibilité du Tableau IV.3.1.

On montre sur la Figure V.2.4 l'amplitude du déplacement au dernier instant du calcul. Les résultats des deux essais étant analogues, on présente le résultat de la modélisation de l'essai à 750°C.

Dans ce qui suivra, la magnitude est définie comme la norme euclidienne de la grandeur considérée, c'est-à-dire pour un vecteur donné :

$$Magnitude(\vec{X}) = \sqrt{X_x^2 + X_y^2 + X_z^2} \quad (V.2.6)$$

On remarque sur cette figure que l'augmentation de rayon maximale se trouve, à la côte axiale où la température est la plus importante, proche d'un angle égal à π c'est-à-dire en face arrière du four et non au niveau du point chaud (en $2\pi/3$, Figure V.2.3).

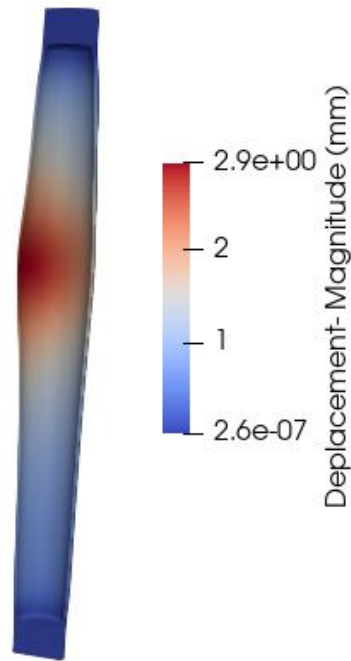


Figure V.2.4 – Amplitude du déplacement pour la modélisation aux éléments finis de référence de l’essai 2283-Zy4-8 (750°C)

En se plaçant à la côte axiale z_1 où la température est la plus importante, on définit les points suivants :

- « **Point chaud** » : Le point du maillage où la température de la gaine est maximale :
 - Pour l’essai 2282-Zy4-8, ce point est situé en $(\theta=2\pi/3, z=11,05\text{mm})$ et présente une température de 762,21°C,
 - Pour l’essai 2282-Zy4-9, ce point est situé en $(\theta=2\pi/3, z=11,05\text{mm})$ et présente une température de 662,4°C

- « **Point arrière** » : Le point du maillage se situant en face arrière du four :
 - Pour l’essai 2282-Zy4-8, ce point est situé en $(\theta=\pi, z=11,05\text{mm})$ et présente une température de 756,6°C,
 - Pour l’essai 2282-Zy4-9, ce point est situé en $(\theta=\pi, z=11,05\text{mm})$ et présente une température de 658,4°C

- « **Point face** » : Le point du maillage se situant en face avant du four :
 - Pour l’essai 2282-Zy4-8, ce point est situé en $(\theta=0, z=11,05\text{mm})$ et présente une température de 754,5°C,
 - Pour l’essai 2282-Zy4-9, ce point est situé en $(\theta=0, z=11,05\text{mm})$ et présente une température de 656,8°C

- « **Point courant** » : Le point du maillage se situant en zone courante (*i.e.* non ballonnée) du maillage, afin d'identifier la déformation homogène du tube :
 - Pour l'essai 2282-Zy4-8, ce point est situé en $(\theta=\pi, z=40\text{mm})$ et présente une température de $754,3^{\circ}\text{C}$,
 - Pour l'essai 2282-Zy4-9, ce point est situé en $(\theta=\pi, z=40\text{mm})$ et présente une température de $654,9^{\circ}\text{C}$

On trace Figure V.2.5 la déformation au point chaud et au point situé en face arrière du four et Figure V.2.6 les valeurs de variation de rayon pour les points définis ci-dessus. Les résultats étant semblables pour les deux modélisations, on trace les résultats de l'essai 2283-Zy4-8 (750°C). On constate sur ces courbes que la déformation est plus importante au point chaud. Comme expliqué au Chapitre II la rupture se produit par épuisement de ductilité. **Nous pouvons en déduire que la rupture (*i.e.* l'éclatement) se produit bien au niveau du point présentant la température la plus importante.** Cependant, on remarque Figure V.2.6 que, l'axe du cylindre étant fixe, l'augmentation maximale de rayon ne correspond pas au lieu où la déformation est maximale, au niveau du point chaud.

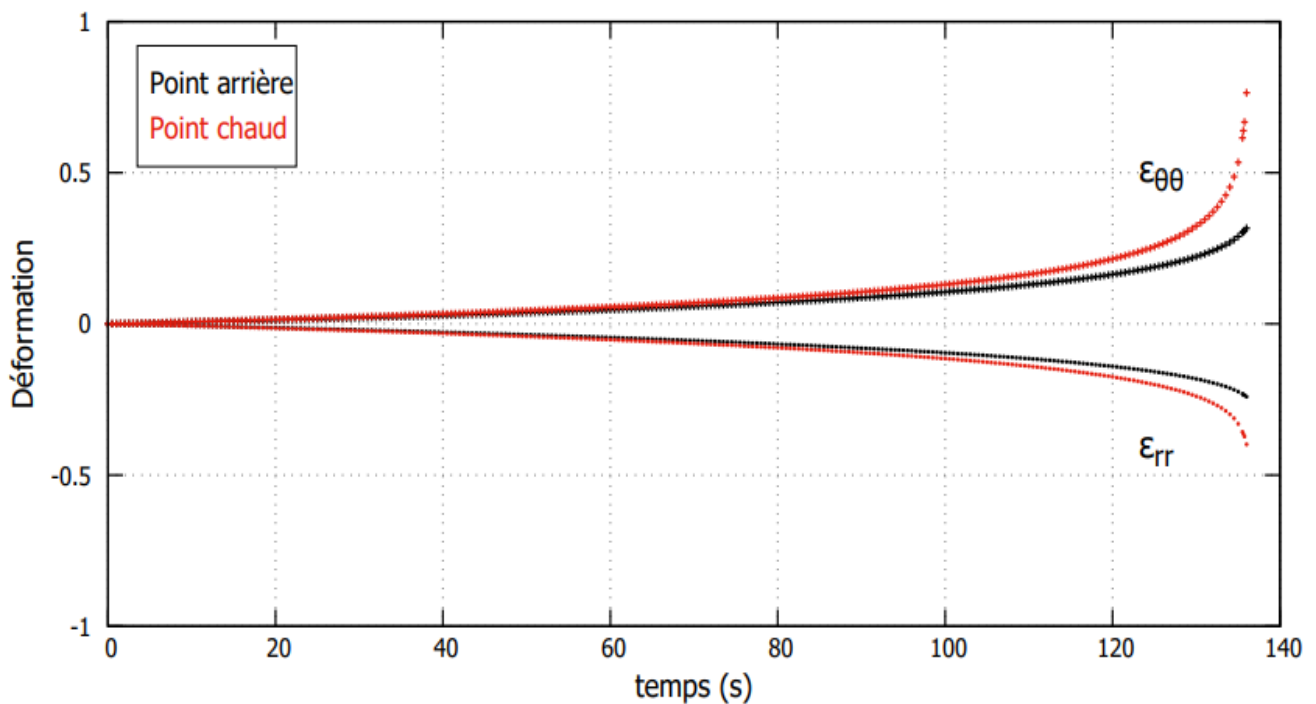


Figure V.2.5 – Déformations aux points chaud et arrière pour la modélisation aux éléments finis de référence à 750°C

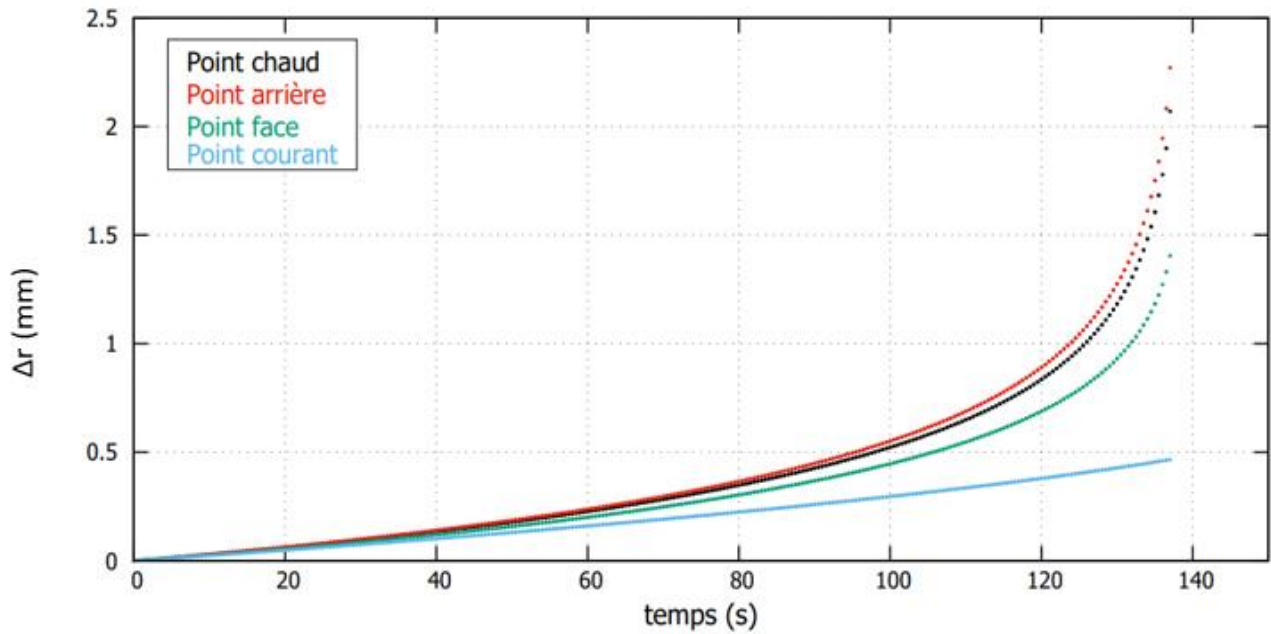


Figure V.2.6 – Déplacement radial en différents points du maillage pour la modélisation aux éléments finis de référence à 750°C

Au sein d'un assemblage combustible, le taux de bouchage des canaux de refroidissement dépend d'une part de la déformation et d'autre part du déplacement relatif entre les gaines voisines. On représente Figure V.2.7 un essai multi-crayons REBEKA. Sur cette image, on montre en rouge certaines zones où la déformation circonférentielle est maximale (c'est-à-dire l'endroit où la réduction de l'épaisseur est la plus importante). Cette zone de déformation maximale peut dans certains cas entraîner un contact entre crayons voisins. Dans d'autres cas, la zone de déformation maximale, bien que pouvant donner une information sur l'endroit de rupture, n'implique pas de contact. A contrario, on montre certaines zones en vert, où le déplacement d'une zone de la gaine peut produire un contact entre crayons voisins, bien que cette zone ne corresponde pas à l'endroit où la déformation est la plus importante.

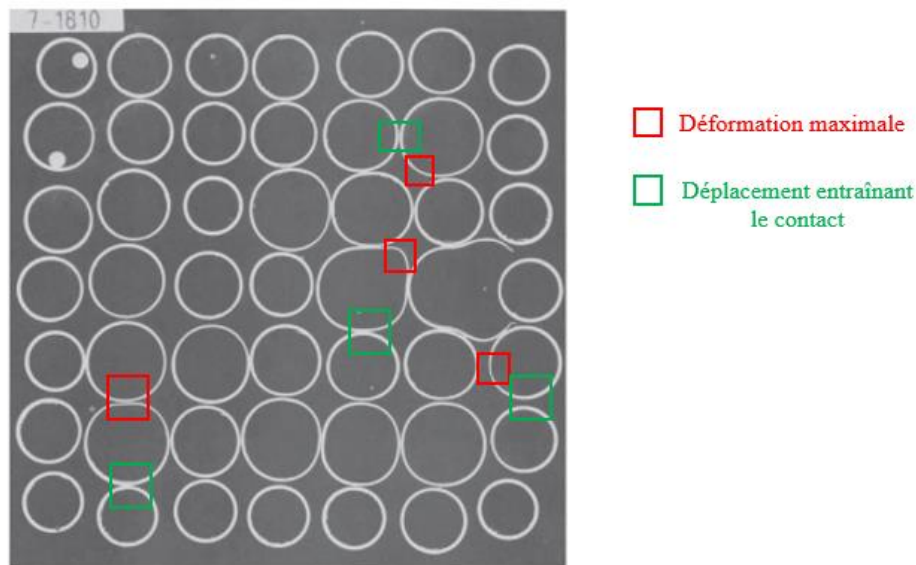


Figure V.2.7 – Influence de la déformation et du déplacement sur le taux de bouchage lors d'un essai multi-crayon REBEKA [Erbacher et al., 1990]

C'est dans ce contexte, en considérant au premier ordre que les axes des gaines restent fixes, que les résultats des Figures V.2.5 et V.2.6 présentent un intérêt dans l'étude du ballonnement éclatement. Les résultats permettent de dissocier la déformation, maximale au point chaud, qui conditionne le taux de bouchage et le lieu de rupture, de la déformée globale et en conséquence sur le taux de bouchage des canaux de refroidissement [Grandjean, 2005].

Afin d'imager le résultat de la modélisation de référence, on trace Figure V.2.8 trois grandeurs en fonction de l'angle considéré :

- Le rapport de la variation de rayon au point considéré avec la variation de rayon maximale observée sur cette tranche de gaine $\delta_r = \frac{\Delta r(\theta, z_i)}{\max(\Delta r(z_i))}$,
- Le rapport de la différence à la température consigne au point considéré avec la différence maximale considérée sur cette tranche de gaine $\delta_{Température} = \frac{T(\theta, z_i) - T_{consigne}}{\max(T(z_i) - T_{consigne})}$
- Le rapport de la déformation circonférentielle au point considéré avec la déformation circonférentielle maximale observée sur cette tranche de gaine $\delta_\varepsilon = \frac{\varepsilon_{\theta\theta}(\theta, z_i)}{\max(\varepsilon_{\theta\theta}(z_i))}$,

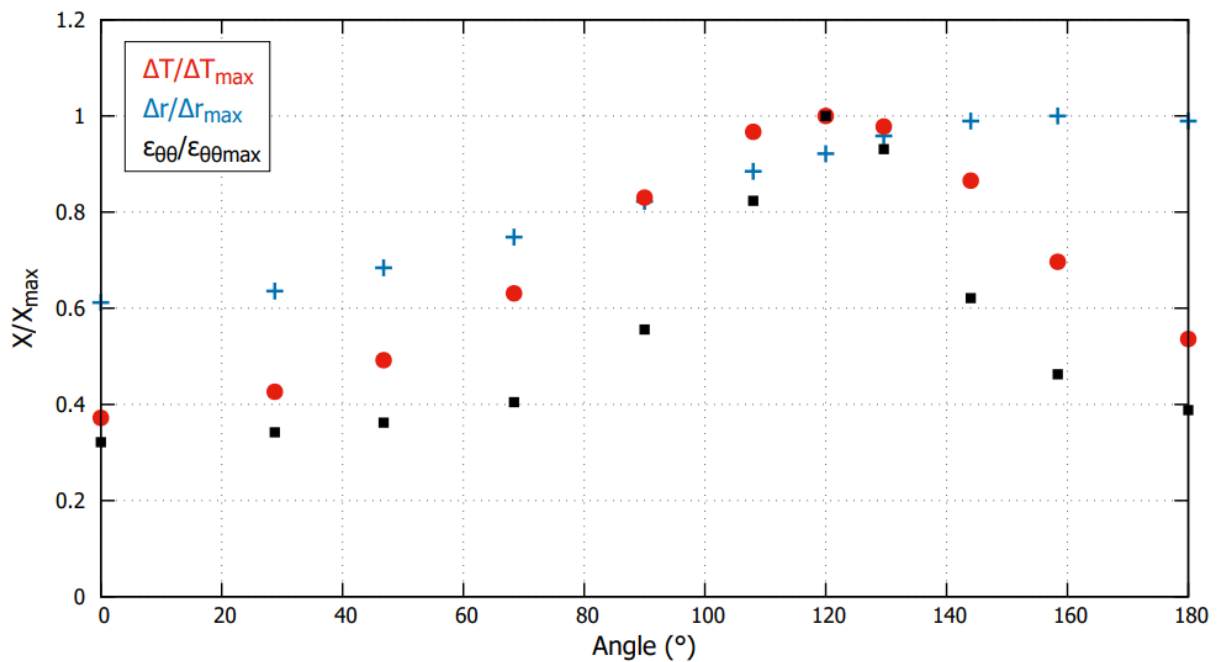


Figure V.2.8 – Comparaison entre le profil de variation de température, du rayon et de la déformation circonférentielle à la côte axiale où la température est la plus élevée (2283-Zy4-8/750°C)

Sur la figure précédente, on constate bien que le lieu où l'augmentation de rayon est maximale (l'axe du cylindre étant fixe) ne correspond pas au point où la température et la déformation sont les plus importantes (à 120° où se produit la rupture). Au point correspondant à l'arrière du four, bien que la chute de température par rapport au point chaud soit conséquente, la variation de rayon est supérieure à celle du point chaud. En lien avec la Figure V.2.7, ce type de résultat est à étudier plus en détails. On peut alors se demander si ce phénomène est propre au gradient étudié, s'il est le résultat de la symétrie considérée ou s'il est propre au phénomène de ballonnement. On rappelle que, hormis la symétrie prise

en compte dans ce modèle, lors d'essais intégraux un champ de température présentant plusieurs points chauds n'a rien d'irréaliste.

En conclusion, on démontre la faisabilité d'un calcul aux éléments finis 3D afin d'étudier le ballonnement des gaines de combustibles sous pression interne en présence d'un champ de température non-homogène, de conditions aux limites représentatives du dispositif d'essai semi-intégral APRP ainsi qu'une loi de comportement directement issue de la campagne expérimentale de fluage réalisée dans cette thèse. Ces modélisations prennent en compte les non-linéarités liées au comportement viscoplastique, aux grandes déformations et au caractère suiveur du chargement. En se basant sur les résultats des modélisations de référence des essais considérés, on peut dégager les axes à approfondir afin de mieux comprendre et d'améliorer les modélisations :

- Les temps d'arrêt des calculs sont bien inférieurs aux temps à rupture réels. Ceci provient au premier ordre de la température considérée lors de l'identification de la loi de comportement qui ne prend pas en compte les gradients thermiques réels mais uniquement la température mesurée au thermocouple de contrôle situé à +50mm du plan milieu. La réduction des temps à rupture, pour la différence entre la température maximale réelle et celle mesurée par le thermocouple de contrôle présente un bon accord avec l'étude réalisée en [IV.3.1](#).
- Le champ de déplacement n'est pas image du champ de température et de déformation. Plus particulièrement, le déplacement maximal se situe proche de la face arrière de la gaine tandis que le point chaud, situé en $\theta=2\pi/3$ présente un déplacement radial moins important. Ce résultat peut être le fruit d'un mécanisme intrinsèque au phénomène de ballonnement, au champ de température considéré ou bien à la symétrie utilisée pour la modélisation

Par la suite, ces deux axes seront développés afin de gagner en compréhension lors des modélisations. On souhaite surtout comprendre les facteurs à prendre en compte pour améliorer la prédiction du temps à rupture et la compréhension de la déformée de la zone ballonnée.

V.2.2. Etude de l'influence de la symétrie du champ de température

On souhaite mieux comprendre les champs de déplacements obtenus lors des modélisations de référence. Dans la suite, une modélisation en déformations planes est réalisée afin d'étudier plus en détail le phénomène pour la tranche de la gaine correspondant à la côte axiale où se trouve le point chaud. Par la suite, une modélisation avec un champ de température présentant un unique point chaud est conduite afin d'étudier l'impact du champ de température et de la prise en compte de la symétrie dans les modélisations de référence.

a) Modélisation d'une tranche de gaine en déformations planes

Pour mieux comprendre les résultats des simulations 3D de référence, on réalise une modélisation en 2D. Les hypothèses de modélisation sont identiques aux modélisations de référence hormis pour certains points spécifiques :

- Le maillage est composé de triangles à interpolation quadratiques (3 points de Gauss),
- La modélisation est réalisée en déformation planes. Cette hypothèse est appuyée par la longueur du tube (tube long) et les équations Partie [III.1.1](#) qui mettent en évidence que la déformation axiale est nulle pour un tube composé d'un matériau isotrope,

- La température suivant l'angle considéré est celle définie par le champ $T(\theta, z_i)$ où z_i est la cote axiale où se situe le point chaud (voir Figure V.2.1 et Figure V.2.9),
- La modélisation est conduite en utilisant le chargement thermomécanique de l'essai 2283-Zy4-8) à 750°C,
- Afin d'éviter les mouvements de corps rigide et les rotations, deux des nœuds du maillage sont bloqués comme expliqué Figure V.2.9

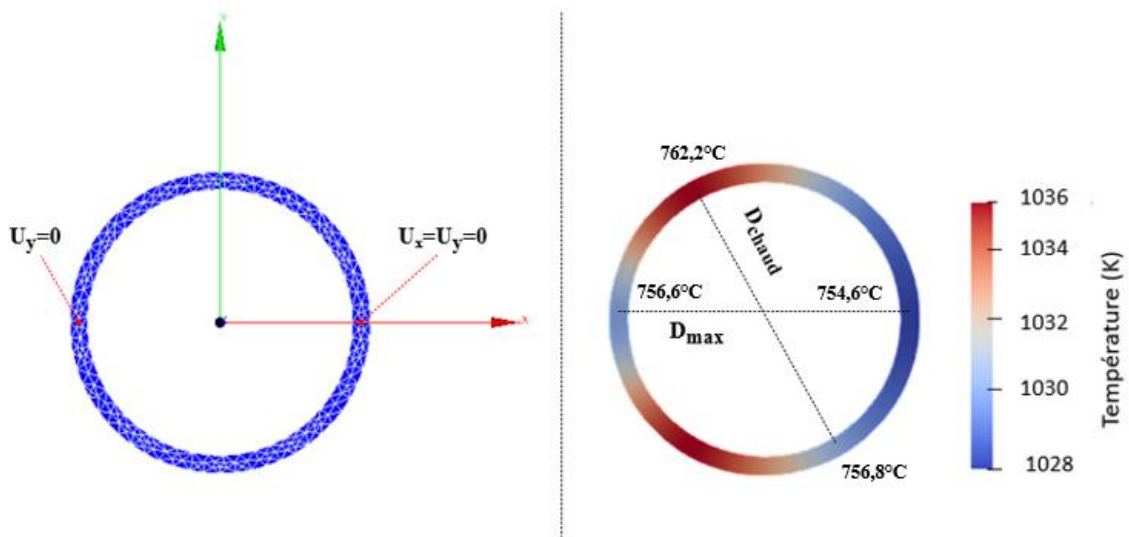


Figure V.2.9 – Maillage et champ de température utilisés pour la modélisation en déformations planes de l'essai 2283-Zy4-8 (750°C)

Sur la Figure V.2.10 on trace les évolutions de diamètres notés D_{chaud} et D_{max} comme explicité Figure V.2.9. Ces grandeurs sont tracées pour la modélisation 2D en déformations planes et la modélisation de référence de l'essai 2283-Zy4-8 en 3D avec prise en compte du plan de symétrie :

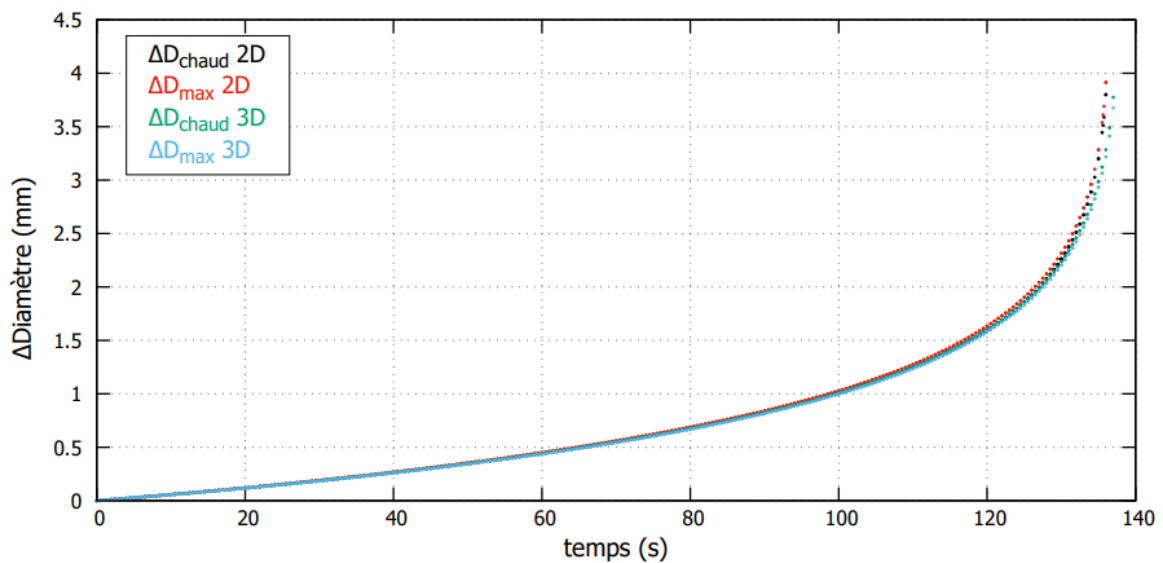


Figure V.2.10 - Augmentation du diamètre pour la modélisation 2D et la modélisation de référence de l'essai 2283-Zy4-8 (750°C)

En comparant les résultats de ces deux modélisations, on observe que :

- Les résultats donnés par le calcul 2D et le calcul 3D sont semblables. L'hypothèse des déformations planes est donc validée. On constate une très faible différence en toute fin de calcul, lorsque le ballonnement devient sévère. Durant ces tous derniers instants, de petites déformations axiales ont lieu et la conservation du volume implique que la variation du diamètre pour le calcul 3D est très légèrement inférieure. Nous pouvons en conclure qu'une analyse numérique plane permet d'obtenir une bonne idée de la déformée pour une tranche donnée et que les phénomènes de flexion hors plan (*i.e.* $\sigma_{\theta z}$ et σ_{rz}) n'apparaissent que lors des tous derniers instants de l'instabilité, en accord avec l'analyse Partie III.2.3.b, Figure III.2.31. On ne peut cependant pas obtenir d'informations sur la déformée axiale,
- Comme on le voit Figure V.2.10, La variation du diamètre comprenant le point chaud est identique à celle comprenant les points en face avant et face arrière, malgré une température plus faible en ces points que ceux considérés pour tracer D_{chaud} (Figure V.2.9) Ainsi, la géométrie circulaire semble conservée même pour de grandes déformations [Shewfelt, 1988]. On trace sur la Figure V.2.11 le champ de déformation.

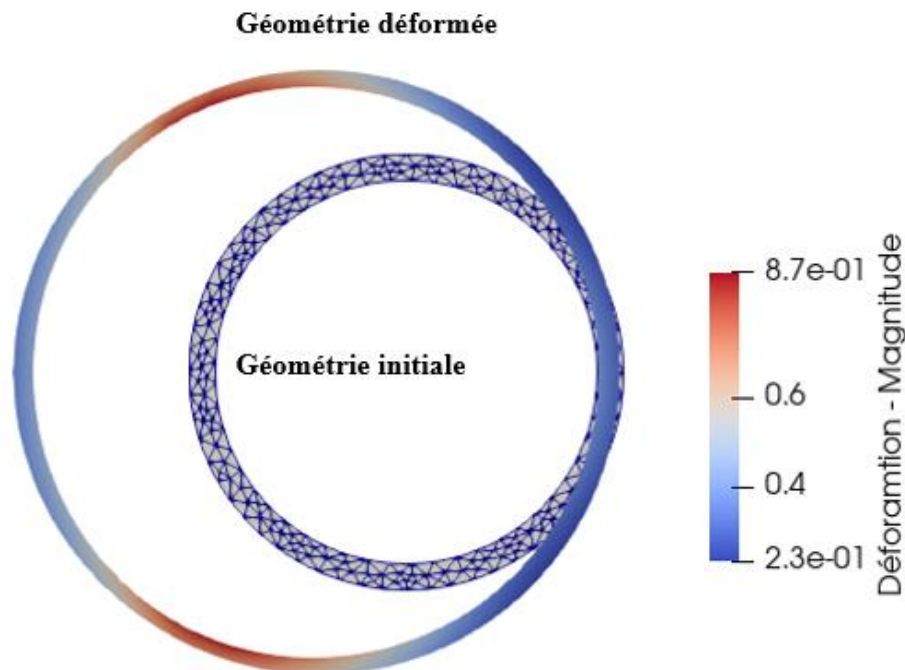


Figure V.2.11 – Représentation du champ de déformation pour la modélisation de l'essai 2283-Zy4-8 (750°C)

On pourra se reporter à la Figure V.2.8 pour une comparaison entre le champ de déplacement, de déformation et de température. Au point chaud, la déformation est maximale du fait de la résistance au fluage moindre du matériau à cet endroit. En conséquence, la réduction de section implique par symétrie deux points « faibles » autour de la zone arrière de la gaine. En zone arrière, le matériau possède une résistance au fluage plus importante étant donné sa température plus faible. Ainsi, les zones chaudes placées de manière symétriques induisent des régions de faibles épaisseurs qui favorisent la flexion dans le plan en ces points. On trace les déformations circonférentielles et de flexion Figure V.2.12 en fonction de l'angle (0° face avant du four, 120° point chaud et 180° face arrière).

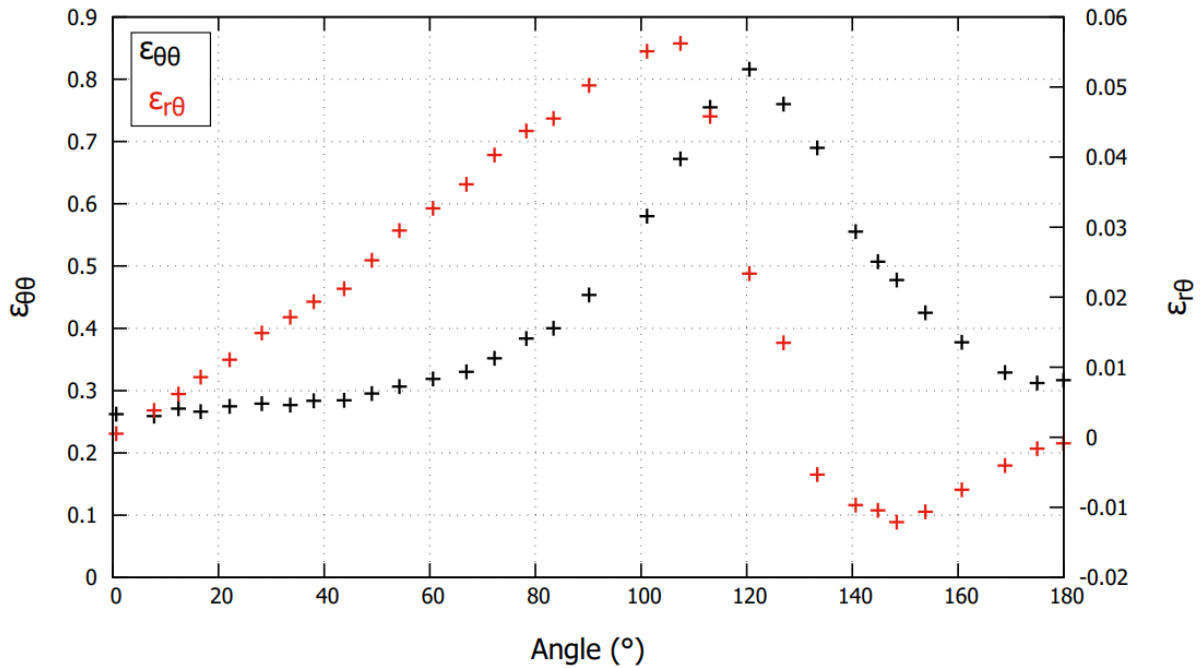


Figure V.2.12 – Déformation circonférentielle et de flexion en fonction de l'angle pour l'essai 2283-Zy4-8 (750°C)

Malgré des valeurs faibles, l'étude de la déformation de flexion fait clairement apparaître un changement de signe autour de 120°. De ce fait, la zone arrière, bien que moins déformée de par sa rigidité supérieure, se déplace du fait du cisaillement dans le plan $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ aux points chauds, résultant du champ de température.

Ce phénomène permet de mieux comprendre le type de champs de déplacements obtenus pour les modélisations de référence. Cela est donc, en partie, dû à la symétrie considérée pour le champ de température et donc pour la modélisation de la gaine. Physiquement, et d'après l'explication précédente, on comprend qu'en présence d'un unique point chaud (au lieu de deux) ce type de phénomène semble moins probable puisque c'est bien la symétrie des zones de plus faibles épaisseurs qui le favorise.

D'une part, dans le cadre du ballonnement-éclatement, la rupture étant le résultat d'un épuisement de ductilité, on peut affirmer que celle-ci se situe bien à l'endroit où se trouve le point chaud. De plus, dans le cadre des études de transitoire APRP, les sources de gradient thermique sont variées. Ainsi la relocalisation du combustible, la distance inter-crayons ou l'efficacité du refroidissement peuvent induire des gradients où la présence de plusieurs points chauds peu distants est plausible. Ce type de résultat peut donc fournir, en plus de la certitude d'assister à une rupture au point chaud, une idée de la déformée globale du crayon et notamment le lieu où le déplacement est maximal. Celui-ci, d'après les résultats précédents, peut se trouver à un endroit différent du point le plus chaud et conditionne le taux de bouchage et éventuellement le contact inter-crayons [Grandjean, 2005] (Figure V.2.7). Une étude plus approfondie prenant en compte des gradients représentatifs d'un APRP hypothétique, ainsi que sur l'amplitude des températures serait intéressante afin d'obtenir une meilleure quantification de ce type de phénomène.

Pour finir, l'hypothèse d'appliquer une température en face arrière $T_{arrière}(z) = T_{min}(z) + 2$ (Figure V.2.1) ne change pas fondamentalement ce résultat. Le cas limite est que la température en face arrière corresponde à la température maximale. Dans ce cas, cette zone présente une déformation aussi importante ou supérieure que celle en $2\pi/3$ et la déformation (donc la rupture) ainsi que le déplacement maximal se trouveront en ce point.

Cependant, au sein du dispositif semi-intégral, la rupture ayant lieu à un unique endroit, on peut affirmer que le champ de température n'est pas strictement symétrique. On souhaite donc étudier le ballonnement en présence d'un champ de température non symétrique.

b) Modélisation en présence d'un champ de température présentant un unique point chaud

L'objectif de ce paragraphe est d'étudier la différence entre la modélisation de référence avec un modèle comportant un unique point chaud et d'en vérifier la cohérence avec la modélisation réalisée par [Pastore et al., 2021] (Figure V.1.1). Pour ce faire, on réalise un calcul 3D sur gaine comportant un unique point chaud. La fonction d'interpolation de la température ne subit pas de modification concernant sa dépendance axiale. Suivant l'azimut, la température pour une côte axiale donnée est modifiée de telle sorte à n'avoir qu'un seul point chaud. On montre Figure V.2.13 le profil de température pour la tranche de gaine comportant le point où la température est la plus élevée. La température maximale est identique à celle de la modélisation de référence et l'amplitude de température entre le point le plus chaud et le plus froid est semblable (environ 7°C dans le cas présent contre 8°C pour la modélisation de référence). Cette fonction est symétrisée afin d'obtenir un champ de température sur l'ensemble des points du maillage. Les hypothèses de modélisation et le déroulement du calcul sont strictement identiques à ceux décrits pour les calculs précédents. On présente Figure V.2.14 le champ de température et le champ de déplacement obtenus à la fin du calcul ($t=137s$ comme pour le calcul de référence). Malgré la symétrie du champ de température, l'intégralité de la gaine est représentée pour plus de visibilité.

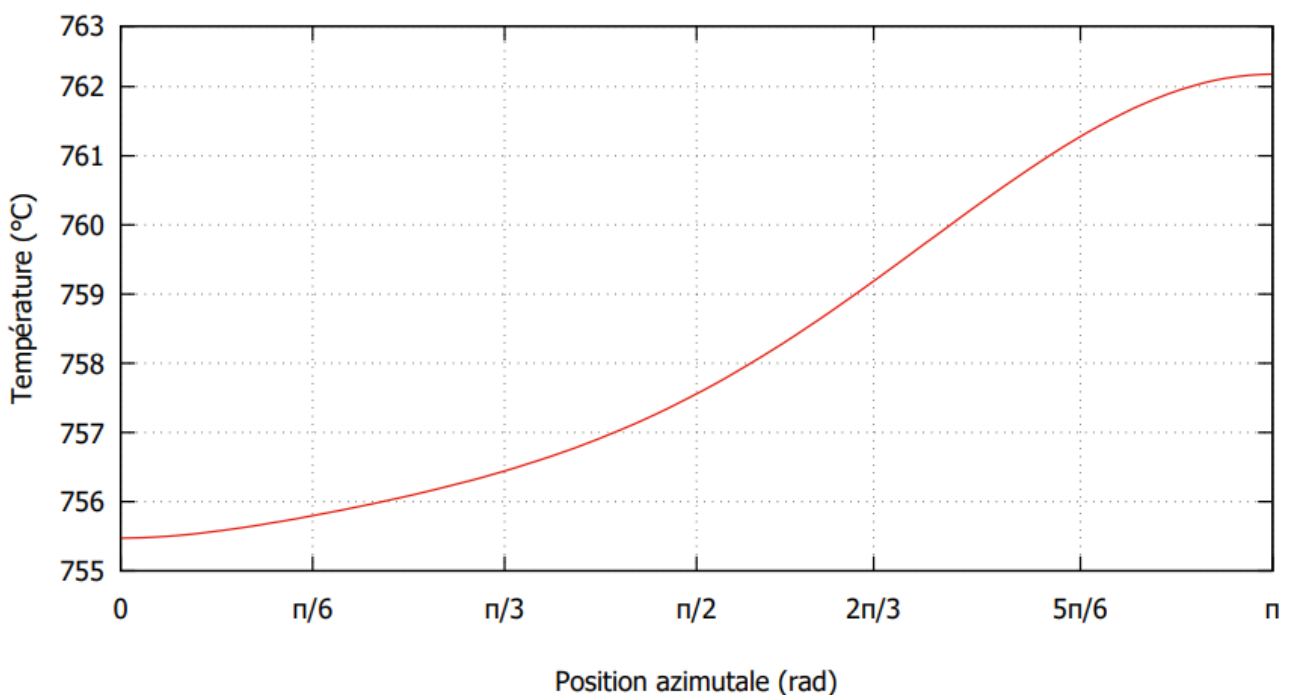


Figure V.2.13 – Profil de température azimutal à la côte axiale du point chaud pour la modélisation point chaud unique

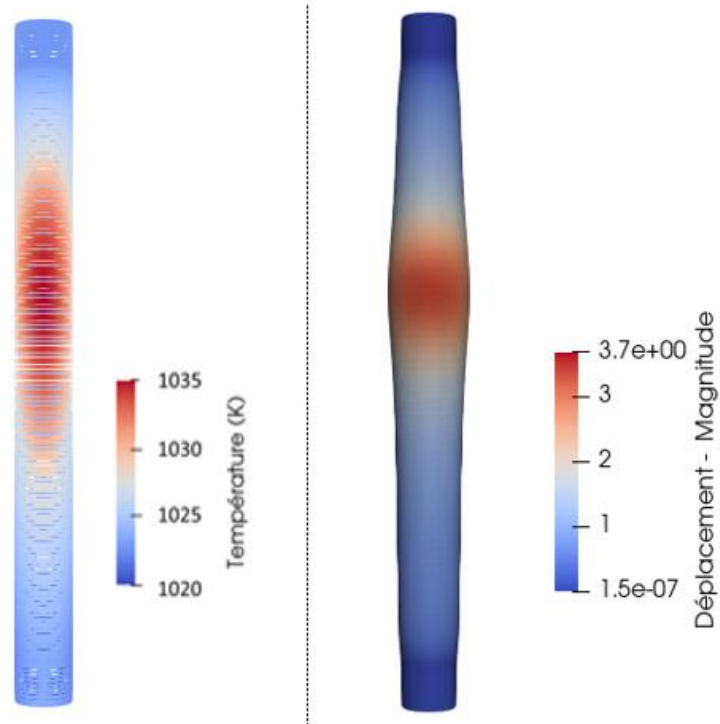


Figure V.2.14 – Champ de température (à gauche) et de déplacement (à droite)

On peut observer sur cette figure que le champ de déplacement ainsi que la rupture (déformation maximale) se situent au niveau du point chaud ($z \approx 11,05\text{mm}$, $\theta = \pi$). Ceci est en accord avec les résultats de [Pastore et al., 2021] (Figure V.1.1) pour la modélisation d'un essai REBEKA en utilisant le code de calcul BISON 3D. Pour finir on trace Figure V.2.15 l'équivalent de la Figure V.2.8 pour la présente modélisation et Figure V.2.16 les valeurs de déformations radiales pour la modélisation de référence et la présente modélisation pour $t=137\text{s}$:

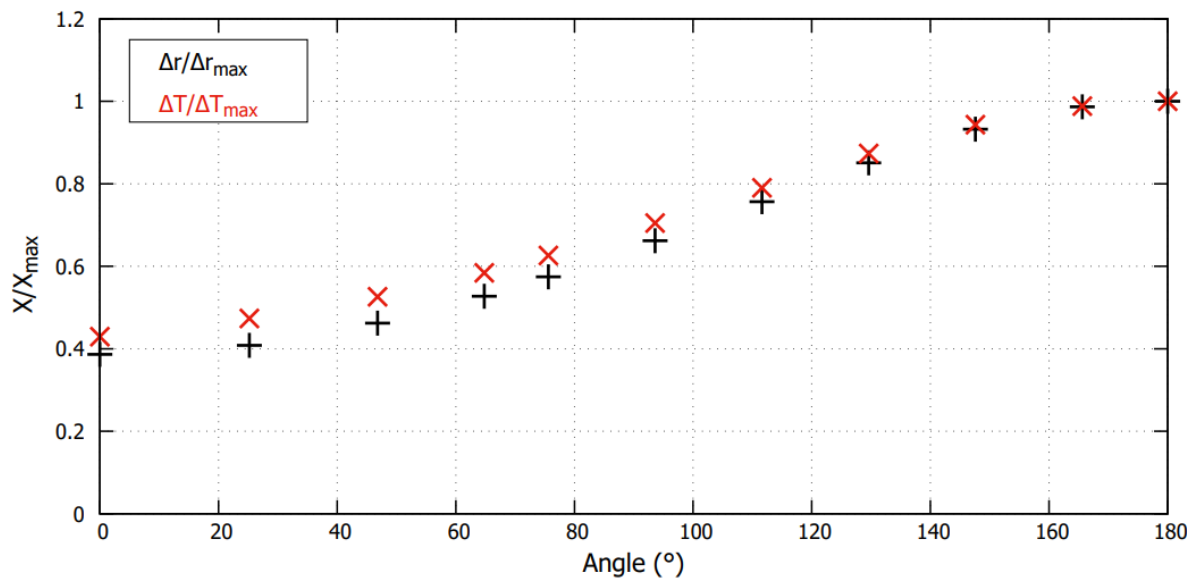


Figure V.2.15 – Comparaison entre le profil de variation du rayon et le profil de température à la côte axiale où la température est la plus élevée

On remarque Figure V.2.15 en comparant avec la Figure V.2.8 qu'en présence d'un point chaud unique, le profil de variation de rayon est image du profil de température.

Pour finir on trace le profil de déplacement des deux modélisations, ayant subi un chargement mécanique identique et présentant des temps d'arrêt pour non-convergence au même instant physique ($t=137s$). On rappelle que les deux modélisations présentent un champ de température symétrique sur $[0 : \pi]$ et que l'axe de l'éprouvette est fixe.

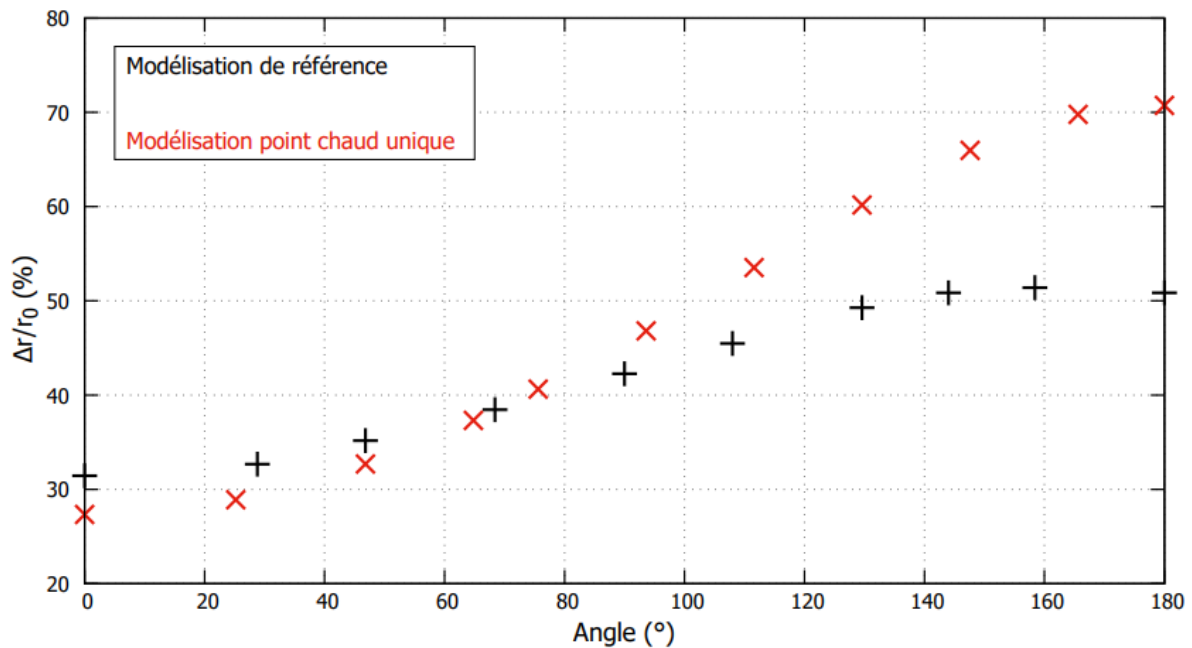


Figure V.2.16 – Comparaison entre le profil de variation du rayon pour la modélisation de référence et la modélisation point chaud unique

On voit Figure V.2.16 que la modélisation avec point chaud unique présente des valeurs de déplacement plus importantes que la modélisation de référence pour un temps d'arrêt physique identique. Si l'on calcule la température moyenne à la côte z_i où se trouve le point chaud, pour chaque profil utilisé (Figures V.2.1 et V.2.13) telle que :

$$T_{moyenne} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} T(\theta, z_i) d\theta \quad (V.2.7)$$

On trouve pour la modélisation de référence $T_{moyenne}=758,3^{\circ}\text{C}$ et pour la modélisation point chaud unique $T_{moyenne}=758,6^{\circ}\text{C}$. Ces températures moyennes sont très proches. De plus la température maximale pour chacune des modélisations est identique. On en déduit que c'est la forme du champ de température qui conditionne en grande partie la différence de déformée entre les deux modélisations. Ainsi, à un instant donné, pour des gaines ayant subi le même chargement mécanique, la forme du champ de température possède une influence notable sur la déformation. Pour une fonction température plus « lisse » Figure V.2.13 telle que :

$$\left| \frac{dT}{d\theta} \right|_{\text{point chaud unique}} < \left| \frac{dT}{d\theta} \right|_{\text{référence}}$$

la déformation sera facilitée. Ainsi, on peut ajouter aux conclusions portant sur l'amplitude du gradient circonférentiel (notamment la comparaison entre la base d'essais réalisée au cours de cette thèse et la base d'essais REBEKA Chapitre II-Figure II.2.30) que la différence de température mesurée n'est pas l'unique facteur clé afin de mieux comprendre la valeur de déformation de ballonnement. Il faut savoir où ces différences de températures sont mesurées et dans la mesure du possible avoir une idée de la forme du champ de température. Ce phénomène peut expliquer la dispersion des résultats mais aussi mettre en lumière la difficulté à comparer différentes bases d'essais de manière très précise. En effet, outre la valeur absolue de différences de températures mesurées en certains points, la forme du champ de température est un paramètre de premier ordre sur le champ de déplacement.

En conclusion, nous avons réalisé une modélisation 3D dans le but d'étudier l'impact de la prise en compte de la symétrie dans la modélisation de référence ainsi que la forme du champ de température. Cette modélisation permet de conclure que la forme du champ de température est de premier ordre pour la réalisation des modélisations aux éléments finis 3D. En effet, pour un chargement mécanique, une température moyenne, des amplitudes de température identiques et bien que les temps d'arrêt de calcul soient les mêmes, la forme des champs de déplacement radial sont différents. Ainsi, dans le cadre d'une modélisation du phénomène de ballonnement, un champ de température précis doit être fourni en chargement thermique afin d'obtenir une déformée qui soit la plus proche du ballon obtenu par l'expérience.

V.2.3. Amélioration de la prédiction du temps à rupture

Comme expliqué au V.2.1, la non prise en compte du gradient thermique lors de l'identification de la loi de comportement induit un biais dans le résultat des calculs, lorsque le champ thermique réel est considéré et étudié plus en détail. Généralement, l'identification des lois de comportement ne tient compte que de la température de contrôle de l'essai (Partie IV.1.1). Ce phénomène peut être exacerbé lorsque la déformation n'est pas mesurée au même point que la température. Pour des modélisations simples, *i.e.* type cylindre parfait soumis à une pression interne et une température homogène égale à la température de contrôle, l'erreur commise lors de l'identification (entre la température maximale et la température de contrôle par exemple) est en partie passée sous silence puisque la température utilisée pour la modélisation est identique à celle introduite lors de l'identification. Le problème intervient lorsque les zones de type « point chaud » ou « point froid » sont considérées. Une voie d'amélioration est de prendre ce gradient thermique en compte pour l'identification comme [Campello, 2016]. Bien que ce type de méthode soit très complète et représentative, elle demande un développement expérimental important et des méthodes numériques d'identification bien plus complexes et coûteuses.

On se propose ici, en utilisant l'identification basée sur le module LDC0D, d'apporter une correction à la loi de comportement afin d'améliorer la prédiction du temps à rupture par la modélisation aux éléments finis. Comme expliqué précédemment, la déformation considérée lors de l'identification est la déformation maximale détectée par suite de la détection des bords du tube. Celle-ci se trouvant au lieu de la rupture, on peut supposer que la température en ce point est la température maximale. On peut alors apporter une correction au paramètre qui pilote la dépendance à la température à savoir l'énergie d'activation. Si Q est l'énergie d'activation identifiée en prenant en compte la température du thermocouple et la déformation au point chaud, alors on a lors de l'identification :

$$\dot{\epsilon}_e = A * \sigma_e^n \exp\left(-\frac{Q}{R*(T_c - \Delta T)}\right) = A * \sigma_e^n \exp\left(-\frac{Q}{R*T_c(1 - \frac{\Delta T}{T_c})}\right) \quad (V.2.8)$$

Avec T_c la température réelle au point chaud où est mesurée la déformation et ΔT la différence entre cette température et la température utilisée provenant de la température du thermocouple de contrôle.

On a :

$$\begin{cases} \frac{\Delta T(750^\circ C)}{T_c} = \frac{12,21}{1023,15} = 0,012 \ll 1 \\ \frac{\Delta T(650^\circ C)}{T_c} = \frac{12,4}{923,15} = 0,013 \ll 1 \end{cases}$$

On peut alors réaliser un développement limité dans l'équation (V.2.8), on obtient l'équation (V.2.9) :

$$\dot{\epsilon}_e = A * \sigma_e^n \exp\left(-\frac{Q}{R * T_c(1 - \frac{\Delta T}{T_c})}\right) \sim A * \sigma_e^n \exp\left(-\frac{Q}{R * T_c} \left(1 + \frac{\Delta T}{T_c}\right)\right) \sim A * \sigma_e^n \exp\left(-\frac{Q'}{R * T_c}\right)$$

Ici Q' est l'énergie d'activation apparente qui permet de faire correspondre la température réelle du point chaud à la zone où la déformation est mesurée. Logiquement, on observe une augmentation de l'énergie d'activation réelle. On obtient alors :

$$\begin{cases} Q'(750^\circ C) = 269,5 \text{ kJ. mol}^{-1} \\ Q'(650^\circ C) = 269,8 \text{ kJ. mol}^{-1} \end{cases} \quad (V.2.10)$$

Au sein du montage expérimental, le diamètre réellement mesuré est celui face caméra. On tracera par la suite l'évolution de ce diamètre, tant pour la modélisation aux éléments finis que pour l'essai :

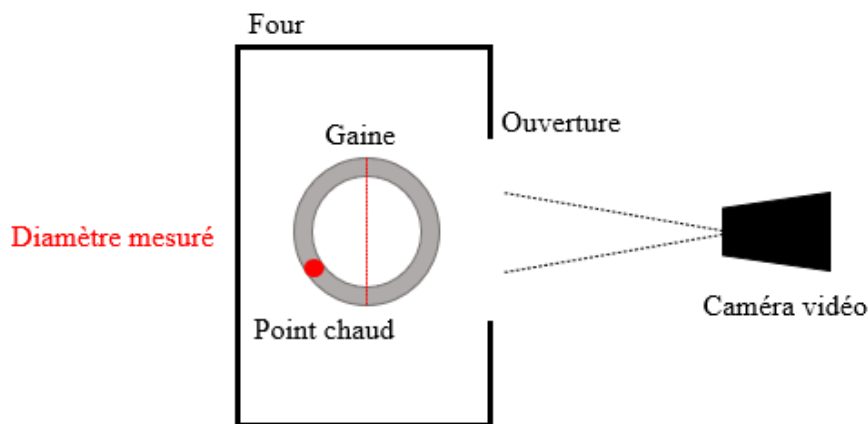


Figure V.2.17 – Mesure expérimentale du diamètre de la gaine

On réalise des simulations identiques à celles de références (champ de température, hypothèses et pression imposée égale à la pression mesurée par le dispositif semi-intégral APRP) en modifiant toutefois la valeur de l'énergie d'activation grâce à la correction développée précédemment équation (V.2.9). On trace l'évolution du diamètre tel que décrit Figure V.2.17 pour le calcul aux éléments finis et pour l'essai en fonction du temps adimensionné par le temps à rupture mesuré expérimentalement.

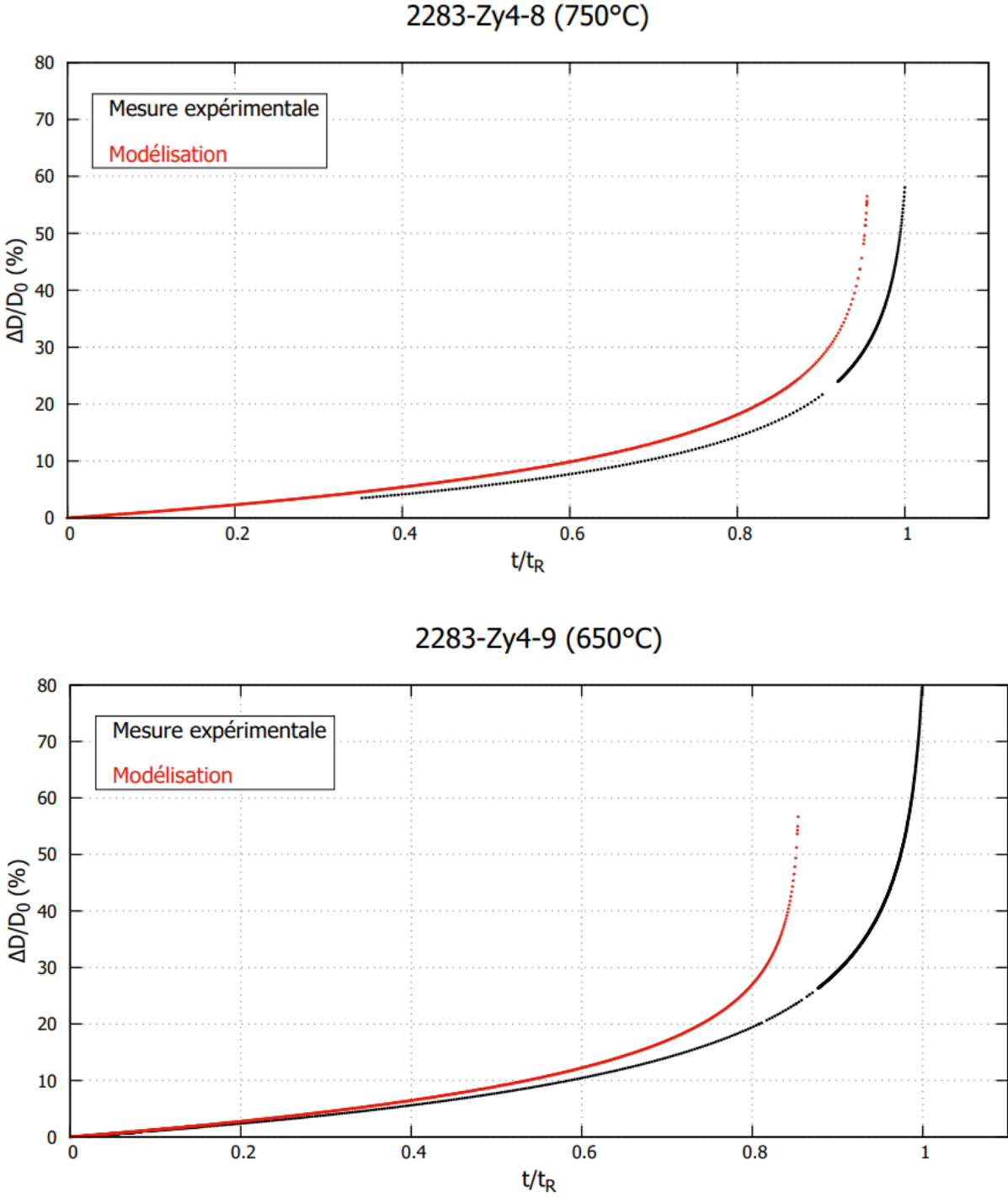


Figure V.2.18 – Comparaison de l'évolution du diamètre mesuré durant l'essai avec ceux issus de la modélisation aux éléments finis avec lois de comportement corrigées

On remarque sur les figures précédentes une amélioration notable de la prédiction du temps à rupture en utilisant le calcul aux éléments finis. Le calcul pour l'essai à 750°C / 2283-Zy4-8 s'arrête à l'instant $t=221s$ en raison de non-convergence due à une déformation excessive (pour un temps à rupture expérimental de 231,4s et de 137s pour la modélisation de référence), tandis que le calcul pour l'essai à 650°C / 2283-Zy4-9 s'arrête à l'instant $t=992,2s$ (pour un temps à rupture expérimental de 1162,1s et de 554,4s pour la modélisation de référence). La prise en compte du point chaud au travers de la modification apportée à la loi de comportement permet d'intégrer simplement le caractère non homogène de la température. En effet, l'énergie d'activation joue un rôle de seuil. La correction apportée permet d'accorder ce « seuil d'activation » des phénomènes de viscoplasticité thermiquement activées avec le lieu où la déformation est effectivement mesurée lors des essais.

V.3 – Conclusion

Dans ce chapitre, une revue bibliographique a permis de conclure que la modélisation aux éléments finis 3D du ballonnement en présence de gradients thermiques n'est que peu étudiée et encore peu comprise. L'objectif est donc d'apporter certains éléments clés permettant d'améliorer la mise en place et la compréhension des modélisations. Pour ce faire, une modélisation de référence pour deux essais (650°C-76,6bar et 750°C-57,5bar) a été mise en place. Elle prend en compte le gradient thermique identifié lors de la campagne expérimentale, les conditions limites représentatives du montage des éprouvettes au sein du dispositif semi-intégral APRP ainsi que les mesures réelles de pression réalisées lors des essais. En utilisant ces modélisations, la faisabilité d'un calcul aux éléments finis 3D avec des conditions représentatives est démontrée.

Par la suite une étude plus approfondie du champ de déplacement, de déformation et du champ de température a été conduite. Elle met en lumière que la symétrie considérée pour les modélisations de référence, bien qu'étant une première approximation satisfaisante, ne permet pas d'obtenir une rupture en un point unique. La mise en place d'une modélisation en déformation plane offre une très bonne concordance avec les résultats d'un calcul 3D. On valide de ce fait l'hypothèse qu'un cylindre bouché isotrope sous pression présente une déformation axiale faible et que la flexion hors plan est négligeable. De plus, le calcul réalisé sur gaine complète présentant un unique point chaud vient appuyer le fait que la description complète du champ de température est nécessaire pour avoir un aperçu précis de la déformée. Ainsi, en présence de plusieurs points chauds (modélisation de référence et 2D) des variations radiales importantes peuvent avoir lieu pour des points dont les valeurs de température sont plus faibles. Une étude plus approfondie de ce phénomène serait nécessaire afin d'en obtenir une meilleure connaissance. De plus, d'après la comparaison du champ de déplacement radial pour des champs de température qui présentent une même température médiane ainsi qu'une même amplitude de température et pour un chargement mécanique identique, la déformation dépend fortement du gradient thermique et notamment de son caractère « lisse » ou « sévère ». Afin d'obtenir par calcul un champ de déformation représentatif, le champ thermique doit être décrit de manière fine.

Pour finir, une étude de la fin prématurée des calculs de référence par rapport aux temps à rupture réels des essais a été menée. Une correction est apportée afin de prendre en compte la différence entre la température mesurée et la température réelle au point chaud, où la mesure de déformation est faite. Cette étude permet de conclure que la prise en compte du gradient thermique est nécessaire lors de l'identification des lois de comportement pour une modélisation prenant en compte des champs de températures réalistes.

Ces éléments permettent d'apporter une meilleure compréhension des résultats de calculs 3D aux éléments finis. Ces calculs sont délicats à mettre en œuvre de par la précision du chargement thermomécanique à imposer. L'analyse est aussi plus complexe du fait du lien entre la thermique et la

mécanique. Cependant, ils offrent une précision très importante, notamment pour une étude approfondie de la déformée du ballon ou de l'influence de variations de température axiales et azimutales.

Chapitre VI : Conclusion générale et Perspectives

Dans le cadre des études de fonctionnement des centrales nucléaires du parc français, des scénarios accidentels hypothétiques doivent être considérés afin de garantir la sûreté des installations. Dans cet objectif, l'Accident par Perte de Réfrigérant Primaire (APRP) est un scénario hypothétique induisant un chargement thermomécanique sévère auquel les crayons combustibles sont soumis. En lien avec les évolutions des référentiels d'étude, des matériaux et des différents moyens expérimentaux et calculatoires, une étude plus approfondie de la phase de ballonnement-éclatement des gaines est nécessaire afin d'affiner les connaissances de ce phénomène.

En effet, de nombreux dispositifs ont été mis en place dans différents laboratoires à travers le monde. Les essais mono-crayon, bien que moins représentatifs des phénomènes pouvant prendre place au sein des assemblages combustibles, permettent de caractériser plus directement le ballonnement de manière intrinsèque. Cependant, la dispersion relative aux essais de ballonnement-éclatement est importante. Les résultats d'essais peuvent différer pour un même dispositif d'essai. De plus, la comparaison des résultats d'un dispositif à l'autre peut s'avérer fastidieuse. Le manque d'informations, notamment sur la caractérisation précise du gradient thermique propre à chaque dispositif, rend complexes l'analyse et la compréhension précises de l'impact des différents paramètres d'essais sur le ballonnement et la rupture.

C'est pourquoi ce travail de thèse s'inscrit dans la compréhension de la phénoménologie propre à chacun des essais pour expliquer le développement et l'évolution du ballon jusqu'à l'éclatement ainsi que la dispersion inhérente aux essais (en termes de déformation, temps et/ou température à rupture). Outre la compréhension du phénomène, sa modélisation est aussi un élément clé afin de prédire les déformations et la rupture pour des conditions thermomécaniques données mais aussi pour gagner en compréhension sur le phénomène grâce à l'analyse numérique et la comparaison aux essais. Les résultats de l'étude approfondie sont synthétisés dans ce qui suit :

Etude expérimentale du ballonnement-éclatement

L'étude expérimentale réalisée au cours de cette thèse a plusieurs objectifs. D'une part d'améliorer la compréhension du phénomène grâce à un dispositif permettant des conditions reproductibles d'un essai à l'autre. D'autre part, on souhaite réaliser des essais et en faire une étude approfondie afin de mieux comprendre la phénoménologie du ballonnement et de la rupture. Pour finir, on souhaite utiliser les données d'entrées des essais réalisés pour les modélisations numériques afin de réaliser une comparaison essai-modèle. Dans ce cadre, la campagne expérimentale s'est axée sur trois points :

- Mettre en place une instrumentation dédiée et caractériser le dispositif. Pour ce faire, un four à ouverture permet de filmer le ballonnement au cours de l'essai et de mesurer la déformation maximale en zone ballonnée. De plus, le gradient thermique produit par le four a été caractérisé minutieusement à l'aide d'une canne thermique instrumentée de thermocouples ainsi que d'une caméra thermographique, tant en rampe qu'en fluage. Pour finir, une caractérisation des différentes grandeurs après rupture a été réalisée de manière systématique. Ces mesures ainsi que les différentes données d'essais ont permis une meilleure compréhension des résultats et la modélisation numérique des essais.
- **Une campagne d'essais de fluage à température constante a été réalisée.** D'une part ce type d'essai permet de s'affranchir de la dynamique thermique. D'autre part le phénomène de

ballonnement est moins rapide qu'en conditions dynamiques. On peut donc étudier le ballonnement de manière plus précise. Les essais sont conduits à 650°C, 700°C et 750°C pour des pressions comprises entre 30 et 100 bars. Les différents essais permettent de tirer plusieurs conclusions :

- Les résultats d'éclatements permettent de conclure à une bonne reproductibilité des conditions thermomécaniques avec des éclatements systématiquement situés à environ $\pm 120^\circ$ et sur une zone entre ± 7 mm du plan milieu,
 - Les courbes de **déformations tracées en fonction du temps adimensionné par le temps à rupture se superposent** peu importe la pression et la température de l'essai,
 - Au sein de notre dispositif, le périmètre en zone ballonnée après éclatement ne présente pas de dépendance à la température absolue ou à la pression. **Le périmètre maximal à rupture semble au premier ordre dépendre du gradient de température** (Figure II.2.14),
 - La rupture semble être le fruit d'un **mécanisme par épuisement de ductilité. L'aire d'ouverture de la fissure, pour un volume tampon propre à notre dispositif, présente deux seuils en fonction de la pression à rupture**. En effet, en deçà d'une pression seuil, aucun éclatement n'est détectable. A l'inverse, passée une certaine pression, la taille de l'ouverture n'évolue plus. Ce phénomène semble être expliqué par une compétition entre énergie nécessaire afin de propager l'ouverture et énergie perdue lors de la dépressurisation. Pour finir, le critère de rupture basé sur une contrainte dépendant uniquement de la température d'essai ne semble plus pertinent en fluage.
- **Une campagne d'essais de rampes de température a été réalisée.** Ces essais se veulent plus représentatifs d'un transitoire APRP. Les essais sont conduits pour des vitesses de 1, 5 et 10°C/s pour des pressions comprises entre 55 et 110 bars. Les différents essais permettent de tirer les conclusions suivantes :
 - Les résultats d'éclatements permettent de conclure à une bonne reproductibilité des conditions thermomécaniques avec des éclatements systématiquement situés à environ $\pm 120^\circ$ et sur une zone entre -3mm et +13mm du plan milieu,
 - La comparaison des courbes dans le plan $\left(\frac{\Delta D}{D_0}, \frac{\dot{D}}{D_0}\right)$ permet de conclure que **dans le cas des rampes, la déformation homogène est très faible**. Ainsi, **la zone de fluage tertiaire apparaît pour de plus faibles déformations et températures en rampes qu'en fluage et ce d'autant plus que la pression et la vitesse de rampe sont importantes**. On comprend ainsi mieux pourquoi les modèles numériques en rampes de température sont plus précis et décrivent mieux le ballonnement puisque la déformation se produit sur un intervalle plus restreint,
 - Une comparaison approfondie avec la base d'essais REBEKA a été réalisée et permet de tirer diverses conclusions. On valide d'une part la pertinence de la valeur de notre mesure de gradient. D'autre part, en se basant sur cette comparaison on valide la diminution de la déformation circonférentielle totale à rupture lorsque la vitesse de rampe augmente. En se basant sur l'étude de [Erbacher et Leistikow, 1985] ainsi que notre propre caractérisation du gradient de température, **il apparaît clairement que la déformation à rupture dépend**

fortement du gradient. Plus l'amplitude du gradient est faible, plus la décroissance de la déformation à rupture est prononcée (la plus forte variation de la déformation est observée pour une variation du gradient azimutal entre 0 et 15°C). Les comparaisons entre réalisées concernant la déformation circonférentielle à rupture **permet de borner les valeurs de déformation circonférentielles à rupture en fonction du gradient azimutal.**

- Concernant la rupture, les phénomènes sont différents de ceux en fluage. **Les tailles d'ouvertures sont plus importantes lorsque la vitesse de rampe diminue, pour une pression donnée.** On explique ce phénomène qui est lié aux températures à rupture qui, pour une pression à rupture donnée, augmentent lorsque la vitesse de rampe augmente. Un changement dans le mécanisme de rupture pour des températures proches de la température de changement de phase $\alpha \rightarrow \alpha + \beta$ étudié par [Hindle et Worswick, 1984] semble être à l'œuvre.

Ces différents éléments permettent de mieux comprendre le phénomène de ballonnement éclatement tant en rampe qu'en fluage. Le développement et la caractérisation du dispositif a permis, grâce à une campagne d'essais ciblés, de s'axer sur la phénoménologie du ballonnement et de la rupture afin de mieux comprendre les paramètres clés de ces phénomènes. Ces données servent de plus à faire le lien avec la modélisation numérique.

Description numérique du ballonnement

L'objectif principal de la description numérique est de s'appuyer sur les résultats d'essais réalisés lors de la campagne expérimentale afin d'améliorer d'une part les méthodes de modélisation et de juger de leur pertinence mais aussi de pouvoir faire le lien entre les résultats de calcul et des essais dans le but d'apporter une meilleure compréhension du ballonnement dans sa globalité en faisant des allers-retours essais-modèles.

- Afin de modéliser simplement le phénomène de fluage en pression interne d'un cylindre au comportement viscoplastique, le modèle du cylindre parfait est généralement utilisé. Néanmoins, d'après les résultats de la campagne expérimentale, le gradient thermique est un paramètre pilotant le ballonnement-éclatement. Le modèle du cylindre parfait ne permet pas, par sa structure même, de prendre en compte un gradient thermique. Nous avons cherché une amélioration de la description du ballonnement tout en conservant les principaux avantages liés à l'utilisation d'un calcul analytique, à savoir un temps de calcul faible, une manipulation des équations du problème permettant la compréhension de l'impact des principaux paramètres et la possibilité d'une application avec une mise en cohérence par rapport aux essais de ballonnement. **Un modèle semi-analytique prenant en compte la géométrie du ballon a ainsi été développé. La méthode d'intégration, en deux points de la gaine permet une résolution rapide tout en permettant de décrire le ballonnement.** Cette méthode de résolution a été comparée avec la méthode des éléments finis. Le modèle permet une représentation très précise de la cinématique du ballonnement pour un temps de calcul faible. Il permet de plus de comprendre l'effet de certains paramètres influents tels que les conditions limites, les paramètres de la loi de comportement ou l'effet de la pression. **Après sa mise au point, il a été vérifié que ce modèle permet de décrire le ballonnement dans des conditions représentatives d'un APRP à savoir en rampe de température et en présence d'un gradient thermique axial, pour des valeurs de températures représentatives de celles mesurées au sein du dispositif semi-intégral APRP. Ce modèle permet donc de décrire l'initiation et le**

développement du ballon jusqu'à la rupture, à la condition de renseigner précisément les valeurs de températures,

- Peu importe la méthode utilisée afin de modéliser le phénomène de fluage, la loi de comportement est nécessaire et conditionne en grande partie les résultats des calculs. Ces lois sont généralement identifiées sur des grandes bases d'essais. Cependant, les lois de comportement généralement identifiées dépendent du dispositif (environnement, méthode de chauffage...), des domaines de contraintes et de températures considérées ainsi que de la microstructure des éprouvettes. Afin d'étudier plus en détails l'impact de la loi de comportement utilisée, une identification a été réalisée selon deux méthodes sur notre base d'essais de fluage. La modélisation des essais classique, en utilisant un modèle de cylindre parfait viscoplastique soumis à une pression interne a été réalisée afin de juger de la capacité des lois de comportement à modéliser fidèlement les essais. **La majorité des temps à rupture en fluage sont obtenus avec une précision de $\pm 30\%$ et la température à rupture en rampe avec une précision de $\pm 20\%$,** ce qui s'avère satisfaisant en rapport avec la difficulté à modéliser fidèlement les essais en lien avec la dispersion du phénomène. De plus, une comparaison a été réalisée entre deux méthodes de chargement. La première consiste simplement à utiliser les fichiers de mesure expérimentaux. Durant nos essais, les éprouvettes sont pressurisées puis le circuit de mise sous pression est fermé. La seconde méthode de chargement se base sur une analyse physique de l'évolution de la pression en fonction de la déformation mesurée de la gaine (et de la température dans le cas des rampes). **On observe une nette amélioration suite à l'utilisation de la corrélation (ϵ, P) en fluage et (ϵ, T, P) en rampe. En effet, ce type de corrélation permet de prendre en compte la physique réelle de l'évolution de la pression en fonction de l'évolution du volume libre de l'éprouvette et d'éviter des erreurs liées à la modélisation numérique.** Par la suite, d'après l'observation que les résultats de modélisation peuvent parfois s'éloigner des résultats expérimentaux et que les résultats d'essais de ballonnement-éclatement présentent une grande dispersion, une analyse a été réalisée afin de mieux comprendre ces facteurs. **On remarque qu'en fluage, une faible variation de l'exposant de Norton ou de la température peut avoir un impact important sur le temps à rupture** (jusque 50% pour une variation de 0.1 de l'exposant de Norton et jusque 40% pour une variation de température de 10°C). **En rampe, bien que l'exposant de Norton, la pression d'essai et la vitesse de rampe aient un effet sur la température à rupture c'est l'énergie d'activation qui est le paramètre d'ordre 1** (variation de 110°C pour une variation de 10% de l'énergie d'activation). **Cette étude permet d'une part de montrer que la modélisation est très dépendante à la loi de comportement identifiée mais aussi de la mesure de température réalisée. D'autre part, en considérant que les conditions ne sont pas identiques d'un essai à l'autre ces études de sensibilité permettent d'apporter une explication à la dispersion des résultats dans le cas d'un changement de conditions thermomécaniques ou de la loi de comportement apparente d'un essai à l'autre. Cette étude permet de mettre en lumière la difficulté et le niveau de précision à attendre pour la modélisation d'une base complète.**
- Afin de compléter les résultats des modélisations analytiques, la modélisation aux éléments finis 3D est étudiée. **Son apport majeur réside dans le fait qu'elle est la méthode la plus complète pour prendre en compte les effets de dimensionnalité, notamment les gradients axiaux et azimutaux de température.** A ce jour, ce type de modélisation est très rare dans la littérature. **L'objectif est d'apporter des éléments pour la mise en place de ce type de calculs et pour leur compréhension, et notamment pour faire le lien avec les essais à modéliser.** On montre que les calculs 3D qui présentent un champ de température représentatif de celui du four du dispositif semi-intégral APRP et un chargement issu des fichiers de mesure permettent de modéliser le phénomène de ballonnement et la rupture au niveau du point le plus chaud. Cependant, la forme du champ de température et notamment de la symétrie prise en compte ont

un impact important sur le champ de déplacement qui peut, dans le cas des assemblages, provoquer un contact inter-crayons. **En effet, en présence de plusieurs points chauds, bien que la rupture qui se produit par épuisement de ductilité ait lieu au point le plus chaud, le champ de déplacement peut ne pas être image du champ de température/déformation.** De plus, pour deux champs de température présentant des températures moyennes et maximales similaires, la forme du champ de température conditionne les déplacements et déformations obtenus. Un champ de température plus « lisse » favorise de plus grandes déformations. **C'est donc, en plus des valeurs moyennes et maximales de température, la forme de la fonction température qui conditionne la géométrie du ballon. Pour finir, un calcul aux éléments finis 2D en déformations planes permet de valider l'hypothèse de la faible contribution des déformations hors plan. Elle permet aussi d'appuyer le fait que la géométrie reste cylindrique jusqu'aux derniers instants du ballonnement, correspondants à la rupture.** Pour finir, une correction de la valeur de l'énergie d'activation issue de l'identification de la loi de comportement vient appuyer le fait que les mesures de déformation et de température doivent être réalisées au même endroit lors des essais. **Cette étude permet de conclure que la prise en compte du gradient thermique est nécessaire lors de l'identification des lois de comportement pour une modélisation basée sur des champs de températures réalistes.**

Ces différents éléments permettent de mettre en lumière la nécessité de caractériser très précisément les conditions de chaque essai, en lien avec la sensibilité du phénomène de grandes déformations de ballonnement aux conditions thermomécaniques et à la loi de comportement. Ceci est nécessaire d'une part, lorsque les conditions ne sont pas reproductibles d'un essai à l'autre, afin de mieux comprendre les facteurs clés de dispersion mais aussi de permettre une meilleure compréhension de la phénoménologie des essais et une identification plus pertinente de la loi de comportement. De plus, afin de modéliser fidèlement les essais, cette caractérisation thermomécanique est primordiale des résultats des modélisations aux données d'entrées.

Perspectives

Parmi les nombreuses problématiques étudiées au cours de cette thèse, certains axes présentent un intérêt pour de futurs travaux liés à l'étude du phénomène de ballonnement-éclatement :

- D'un point de vue expérimental, une amélioration des moyens de mesure pourrait permettre de gagner encore en compréhension sur le phénomène. D'une part, une adaptation du dispositif expérimental pour permettre **l'utilisation systématique de la caméra thermographique** améliorerait la connaissance du champ de température et permettrait d'ajuster la fonction décrivant ce dernier au cas par cas. D'autre part, la mise en place d'une mesure par **stéréocorrélation serait utile afin d'obtenir des informations sur la déformation locale.** Cette dernière permettrait de gagner en compréhension sur le phénomène de rupture. En effet, les contraintes et déformations à rupture sont calculées au moyen de la mesure de la déformation circonférentielle totale et ne sont pas nécessairement représentatives. De plus, obtenir une information sur le champ de déformation apporterait des informations plus précises et pertinentes pour la comparaison avec la méthode des éléments finis ou la méthode de résolution semi-analytique développée au cours de ce travail.
- En lien avec le développement précédent, **une étude du phénomène d'éclatement est nécessaire.** D'une part, l'éclatement marque la fin du phénomène de fluage. **Il conditionne donc la valeur de la déformation à rupture.** Ce critère doit prendre en compte la **déformation locale**, notamment en lien avec le gradient d'épaisseur observé sur les micrographies de gaines

ballonnées-éclatées. Il devra de plus prendre en compte, d'après la présente étude, des différences possibles entre la rupture en fluage ou en rampe. L'intérêt est double. D'une part, en gagnant en compréhension sur la rupture, **la taille des ouvertures** pourrait être prédite, notamment en fonction du système de mise sous pression (volume tampon important ou non, gaine bouchée...) puisqu'il existe, à priori, une compétition entre la taille de l'éclatement et la dépressurisation lors de l'éclatement. D'autre part, un tel critère permettrait, notamment dans le cas des modélisations numériques (d'autant plus pour les modélisations semi-analytique et aux éléments finis 3D) de **disposer d'un critère d'arrêt des calculs reposant sur la physique du phénomène, afin d'obtenir la valeur de déformation à rupture à la fin du calcul.**

- Afin d'améliorer **l'identification de la loi de comportement**, il serait intéressant d'utiliser des informations plus complètes que la déformation maximale et la température mesurée au thermocouple de contrôle. Un modèle mécanique tel que développé au cours de cette thèse, qui permet de **prendre en compte la géométrie ballonnée ainsi que le gradient de température**, pour des temps de calculs faibles serait plus représentatif. De plus, l'utilisation des corrélations développées pour rendre compte de la physique du dispositif et notamment de l'évolution de la pression interne avec la déformation et la température, permet d'obtenir des résultats plus cohérents et représentatifs. Une implémentation de ces deux améliorations, couplée aux températures mesurées, améliorerait la représentativité de la loi de comportement, en lien avec l'étude phénoménologique du ballonnement.
- Pour finir, les **modélisations aux éléments finis** doivent être étudiées plus en détails. Plusieurs points restent à explorer :
 - **L'étude de la forme des champs de température** sur les résultats, notamment de déformation, doivent être entrepris. Des champs asymétriques, présentant deux points chauds (dont un à une température inférieure au second) devront être considérés pour étudier plus en détails le type de problématique liée aux champs de déplacements rencontrés dans cette thèse,
 - Des **comparaisons entre modélisations 3D, axisymétriques et analytiques** pourraient permettre de gagner en compréhension sur les apports et les points faibles de chacune de ces méthodes,
 - La mise en place de calculs pour des essais en rampes. De plus, une boucle permettant de calculer la valeur de la pression à appliquer en fonction de la déformation calculée (*i.e.* de l'évolution du volume libre de l'éprouvette) afin, une fois de plus, de représenter plus fidèlement la physique des essais,
 - Une comparaison plus approfondie entre les résultats des essais et de la modélisation devrait être entreprise afin de juger de la représentativité des modélisations par rapports aux essais. A l'inverse, des études plus systématiques en utilisant la **modélisation aux éléments finis pourraient permettre d'étudier l'impact des différentes conditions thermomécaniques sur les résultats des essais.**

Bibliographie

- ABBAS M., “Modèle de grandes déformations GDEF-LOG”, *Manuel de référence Code_Aster*, Fascicule R5.03.24, 2016
- ABBAS M., “Algorithme non linéaire quasi-statique”, *Manuel de référence Code_Aster*, Fascicule R5.03.01, 2018
- ADROGUER B., HUEBER C., TROTABAS M., “Behavior of PWR fuel in LOCA conditions, PHEBUS test 215P”, Summary report on OECD-NEA-CSNI/IAEA specialists’ meeting on water reactor fuel safety and fission product release in off-normal and accident conditions, Riso National Laboratory (Denmark), 1983
- AMBARD A., BARON D., BLAT-YRIEIX M., BOUFFIOUX P., LECLERQ S., LEGRAS L., “Livre Blanc – Matériaux du combustible”, *Rapport technique H-T29-2009-03788-FR*, 2009
- ASHBY M.F., FROST H.J., “Deformation-mechanism map: the plasticity and creep of metals and ceramics”, *Pergamon press*, 1982
- BARBERIS P., “Métallurgie du Zirconium et du Hafnium”, *Techniques de l’ingénieur M2360 (2)*, 2016
- BERNSTEIN I.M., “Diffusion creep in zirconium and certain zirconium alloys”, Transactions of the Metallurgical Society of the American Institute of Mining, Metallurgical, and Petroleum Engineers, Vol. 239, p1518-1522, 1967
- BILLONE M.C., H. M. CHUNG H.M., YAN Y., “Steam oxidation kinetics of zirconium alloys”, *Technical report*, Argonne National Laboratory (United States), 2002
- BILLONE M.C., YAN Y., BURTSEVA T., DAUM R., “Cladding Embrittlement During Postulated Loss-of-Coolant Accidents”, *NUREG/CR-6967 ANL 07/04*, Argonne National Laboratory, July 2008
- BOKROS J.C., “Critical recrystallization of zirconium” Transactions of the American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Engineers, Vol.218, p351, 1960
- BONO M., LIMON R., LE BOULCH D., “Bulge formation during internal pressure testing of viscoplastic tubes”, *International Journal of Mechanical Sciences Vol. 144*, p765-774, 2018
- BOSSO E., “Comportement du Zircaloy-4 recristallisé : identification du comportement anisotrope pour application à la situation d’accident de réactivité”, *Thèse de Doctorat Mines ParisTech*, 2015
- BOUMAIZA S., CORDEBOIS J.P., BRUNET M., NEFUSSI G., “Analytical and numerical study on plastic instabilities for axisymmetric tube bulging”, *International Journal of Mechanical Sciences Vol. 48 (6)*, p674-682, 2006
- BRACHET J.C., PORTIER L., FORGERON T., HIVROZ J., HAMON D., GUILBERT T., BREDEL T., YVON P., MARDON J.P., JACQUES P., “Influence of Hydrogen content on the α/β phase transformation temperatures and on the thermal-mechanical behavior of Zy-4, M4 (ZrSnFeV), and M5™ (ZrNbO) alloys during the first phase of LOCA transient”, *Zirconium in the Nuclear Industry: 13th International Symposium, ASTM STP 1423*, p673-701, 2002
- BRENNER R., “Influence de la microstructure sur le comportement en fluage thermique d’alliages de zirconium : analyse expérimentale et mise en œuvre de méthodes d’homogénéisation”, *Thèse de Doctorat de l’Université Paris XIII*, 2001

BRZOSKA B., CHELIOTIS G., KUNICK A., SENSKI G., "A New High-Temperature Deformation Model for Zircaloy Clad Ballooning Under Hypothetical LOCA Conditions", *4th International conference on Structural Mechanics in Reactor Technology*, San Francisco, 1977

BURTON B., "Creep fracture process in Zircaloy", *Journal of Nuclear Materials Vol. 113(2-3)*, p172-178, 1983

CAMPELLO D., "Développement d'essais de ballonnement instrumentés pour la caractérisation et la simulation du fluage secondaire de gaines en Zr-4 dans des conditions thermomécaniques représentatives d'un APRP", *Thèse de Doctorat de l'Université de Lyon, INSA Lyon*, 2016

CAMPELLO D., TARDIF N., MOULA M., BAIETTO M.C., CORET M., DESQUINES J., "Identification of the steady state creep behavior of Zircaloy-4 claddings under simulated Loss-Of-Coolant Accident conditions based on a coupled experimental/numerical approach", *International Journal of Solids and Structures Vol. 115-116*, p190-199, 2017

CATHCART J. V., PAWEL R. E., MCKEE R. A., DRUSCHEL R. E., YUREK G. J., CAMPBELL J. J., JURY S.H., "Zirconium metal-water oxidation kinetics IV. Reaction rate studies", *Technical report ORNL/NUREG-17*, Oak Ridge National Laboratory, United States, 1977

CHAIEB A., "Comportement anisotherme et rupture des gaines combustibles en alliages de zirconium : Application à la situation d'accident d'insertion de réactivité (RIA) ", *Thèse de Doctorat Mines ParisTech*, 2020

CHAPMAN R.H., CROWLEY J.L., LONGEST A.W., HOFMANN G., "Zirconium cladding deformation in a steam environment with transient heating", *Zirconium in the Nuclear Industry: 4th International Symposium, ASTM STP 681*, p393-408, 1979

CHAPMAN R.H., CROWLEY J.L., LONGEST A.W., "Effect of bundle size on cladding deformation in LOCA simulation tests" *Zirconium in the Nuclear Industry: 6th International Symposium, ASTM STP 824*, p693-708, 1984

CHATELARD P., DRAI P., FICHOT P., FLEUROT J., MARCHAND O., "Assessment of ICARE/CATHARE V1 severe accident code", *ICONE 14th International Conference on Nuclear Engineering*, Miami, 2006

CHOSSON R., "Etude expérimentale et modélisation du comportement en fluage sous pression interne d'une gaine en alliage de zirconium oxydée en atmosphère vapeur", *Thèse de Doctorat Mines ParisTech*, 2014

CHUNG H.M., GARDER A.M., KASSNER T.F., "Deformation and rupture behavior of zircaloy cladding under loss-of-coolant accident conditions", *Zirconium in the Nuclear Industry: 3rd International Symposium, ASTM STP 633*, p82-97, 1977

COBLE R.L., "A model for boundary diffusion-controlled creep in polycrystalline materials", *Journal of Applied Physics Vol. 34 (6)*, p1679-1682, 1963

DARCHIS L., FORGERON T., "Détermination d'une longueur minimale d'éprouvette pour essais de fluage et d'éclatement sur Zy-4 irradié », *Note d'essai CEA 87-1063*, 1987

DE BONNIERES P., "Intégration des relations de comportement viscoélastiques dans l'opérateur STAT_NON_LINE", *Manuel de référence Code_Aster*, Fascicule R5.03.08, 2017

DEREP J.L., IBRAHIM S., ROUBY R., FANTOZZI G., "Deformation behavior of zircaloy-4 between 77 and 900 K", *Acta Metallurgica Vol. 28 (5)*, p607-619, 1980

DUBE J.F., “Identification des paramètres d’un modèle de comportement pour des structures en béton”, *Mémoire d’Habilitation à Diriger les Recherches*, Université Montpellier II, 2005

EBERLE R., CHELIOTIS G., FUCHS H.P., GARZAROLLI F., “The duplex conception: making corrosion resistant cladding behave in a LOCA like classic tubing”, in “Behavior of core materials and fission product release in accident conditions in LWRs”, *Proceedings of a Technical Committee Meeting*, IAEA, Aix-en-Provence, France, 1992

ERBACHER F.J., NEITZEL H. J., WIEHR K., “Studies on Zircaloy Fuel Clad Ballooning in a Loss-of-Coolant Accident—Results of Burst Tests with Indirectly Heated Fuel Rod Simulators”, *Zirconium in the Nuclear Industry: 4th International Symposium, ASTM STP 681*, p429-446, 1979

ERBACHER F.J., NEITZEL H.J., ROSINGER H., SCHMIDT H., WEIHR K., “Burst Criterion of Zircaloy Fuel Claddings in a Loss-of-Coolant Accident” *Zirconium in the Nuclear Industry: 5th International Symposium, ASTM STP 754*, p271-283, 1982

ERBACHER F.J., LEISTIKOW S., “Zircaloy fuel cladding behavior in a Loss-of-Coolant-Accident: a review”, *Zirconium in the Nuclear Industry: 7th International Symposium, ASTM STP 939*, p451-488, 1985

ERBACHER F.J., NEITZEL H.J., WIEHR K., «Cladding deformation and emergency core cooling of a pressurized water reactor in a LOCA. Summary description of the REBEKA program», Scientific Report KFK-4781, Karlsruhe Nuclear Research Center, 1990

FAJOUI J., GLOAGUEN D., GUILLEN R., GIRARD E., “Comportement micromécanique d’un alliage de zirconium en grandes déformations – cas du laminage à pas de pèlerin : diffraction des rayons X et modèle de transition d’échelles”, *19^{ème} Congrès Français de Mécanique*, Marseille, 24-28 août 2009

FANDEUR O., “Étude expérimentale et modélisation mécanique de la corrosion sous contrainte des gaines en zircaloy-4”, *Thèse de Doctorat de l’Ecole Centrale de Paris*, 2001

FOREST S., AMESTOY M., “ Mécanique des milieux continus”, *Cours de l’Ecole Nationale des Mines de Paris*, 2020

FORGERON T., BRACHET J.C., BARCELO F., CASTAING A., HIVROZ J., MARDON J.P., BERNAUDAT C., “Experiment and modeling of advanced fuel rod cladding behavior under LOCA conditions: α - β phase transformation kinetics and EDGAR methodology”, *Zirconium in the Nuclear Industry: 12th International Symposium, ASTM STP 1354*, p256-278, 2000

FRECHINET S., “Transformations et comportements du Zircaloy-4 en conditions anisothermes”, *Thèse de Doctorat Mines ParisTech*, 2001

GARDE A.M., CHUNG H.M, KASSNER T.F., “Micrograin superplasticity in Zircaloy at 850°C”, *Acta Metallurgica Vol. 26 (1)*, p153-166, 1978

GEELHOOD K.J., LUSCHER W.G., CUTA J.M., “FRAPTRAN-1.5: A Computer Code for the Transient Analysis of Oxide Fuel Rods”, *NUREG/CR-7023, Vol. 1 (1)*, Pacific Northwest National Laboratory, 2004

GEYER P., “Comportement élasto-viscoplastique de tubes en zircaloy-4 : Approche expérimentale et modélisation micromécanique”, *Thèse de Doctorat Mines ParisTech*, 1999

GLANTZ T., TAURINES T., DE LUZE O., BELON S., GUILLARD G., JACQ F., “DRACCAR: A multi-physics code for computational analysis of multi-rod ballooning, coolability and fuel relocation during LOCA transients Part one: General modeling description”, *Nuclear Engineering and Design Vol. 339*, p269-285, 2018

GLENDENING A., KOSS D.A., MOTTA A.T., PIERRON O.N., DAUM R.S., “Failure of Hydrided Zircaloy- under equal-Biaxial and Plane-Strain Tensile Deformation”, *Zirconium in the Nuclear Industry: 14th International Symposium, ASTM STP 1467*, p833-848, 2005

GOLDAK J., LLOYD L.T., BARRETT C.S., “Lattice parameters, thermal expansions and grüneisen coefficients of Zirconium, 4.2 to 1130K”, *Physical Review Vol. 144 (2)*, p478-484, 1966

GOLDBERG E., CAZADO M.E., LOZA PERALTA M.E., SOBA A., “New module for simulating experiments without irradiation included in the DIONISIO 3.0 code”, *Nuclear Engineering and Design Vol. 374*, 2021

GONÇALVES P., PAMPLONA D., LOPES S., “Finite deformations of an initially stressed cylindrical shell under internal pressure”, *International Journal of Mechanical Sciences Vol. 50 (1)*, p92-103, 2008

GRANDJEAN C., “A state-of-the-art review of past programs devoted to fuel behavior under LOCA conditions, Part 1: Cladding Swelling and Rupture Assembly Flow Blockage” *Technical Report SEMCA-2005-13*, 2005

GRANDJEAN C., “Coolability of blocked regions in a rod bundle after ballooning under LOCA conditions. main findings from a review of past experimental programs”, *Nuclear Engineering and Design Vol. 237*, p1872-1886, 2007

GUERIN Y., HENCKES J., “Conception et fabrication de combustibles à base d’uranium”, *Techniques de l’ingénieur BN3620*, 2008

HACHE G., CHUNG H.M., “The history of LOCA embrittlement criteria”, *28th Water Reactor Safety Information Meeting*, p37-64, 2001

HAGRMAN D.L., “Zircaloy cladding shape at failure (BALON2)”, *EGG-CDAP-5379*, Idaho National Engineering Laboratory, 1981

HARDY D.G., “High temperature expansion and rupture behavior of zircaloy tubing”, *Proceedings of the specialist meeting on the safety of water reactors fuel elements, Report NEA-CSNI-R-1973-1*, Nuclear Energy Agency of the OECD (NEA), 1973

HAYES T.A., “Creep and creep fracture of zirconium and zirconium alloys”, *Ph.D. Dissertation, University of California, San Diego*, 2004

HAYES T.A., KASSNER M.E., “Creep of zirconium and zirconium alloys”, *Metallurgical and Materials Transactions Vol. 37A (8)*, p2389-2396, 2006

HERRING C., “Diffusional viscosity of a polycrystalline solid”, *Journal of Applied Physics Vol. 21*, p437-445, 1950

HILL R., “The mathematical theory of plasticity”, *Oxford classic texts in physical sciences*, Clarendon Press 1998, 1950

HINDLE E.D., WORSWICK D., “Variation in the strain anisotropy of zircaloy with temperature and strain”, *Zirconium in the Nuclear Industry: 6th International Symposium, ASTM STP 824*, p133-156, 1984

HOBSON D.O., RITTENHOUSE P.L., “Deformation and rupture behavior of light water reactor fuel cladding”, *ORNL Report 4727*, Oak Ridge National Laboratory, 1971

HONORIO L., BARTAIRE J.G., BAUERSCHMIDT R., OHMAN T., TIHANYI Z., ZEINHOFER H., SCOWCROFT J.F., DE JANEIRO V., “Efficiency in electricity generation”, *Eurelectric*, Juillet 2003

HOZER Z., MAROTI L., “Review of RIA Safety Criteria for VVER Fuel”, *NEA-CSNI-R--2003-8*, 2001

HUNT C.E.L., NEWELL W.G., “The ballooning behavior of zircaloy-4 fuel sheaths at a heating rate of 0.5°C/s”, *Rapport AECL-6342*, Atomic Energy of Canada Limited, 1978

HWANG Y.M., LIN Y.K., “Analysis and finite element simulation of the tube bulge hydroforming process”, *Journal of Materials Processing Technology Vol. 125-126*, p821-825, 2002

IAEA, “Thermophysical properties of materials for nuclear engineering: a tutorial and collection of data”, *International Atomic Energy Agency*, 2008

IAEA, “Fuel Modeling in Accident Conditions (FUMAC): Final report of a coordinated Research Project”, *Technical report IAEA-TECDOC-1889*, 2019

IHLE P., RUST K., “FEBA-Flooding Experiments with Blocked Arrays”, *Evaluation Report KfK 3657*, 1984

IHLE P., RUST K., “SEFLEX-Fuel Rod Simulator Effects in Flooding Experiments. Part 1”, *Evaluation Report KfK 4024*, 1986

International Working Group On Fuel Performance And Technology For Water Reactors, “Summary report on OECD-NEA-CSNI/IAEA specialists' meeting on water reactor fuel safety and fission product release in off-normal and accident conditions”, *Riso National Laboratory, Denmark*, 16-20 May 1983

IRSN, “Synthèse du rapport de l'IRSN sur les orientations à retenir en vue d'une évolution du référentiel d'étude du refroidissement du cœur suite à une fuite sur le circuit primaire d'un réacteur à eau sous pression”, *Note de Synthèse de l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire*, 2010

IRSN, “Synthèse du rapport de l'IRSN sur le nouveau référentiel d'étude de l'Accident par Perte de Réfrigérant Primaire”, *Note de Synthèse de l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire*, 2014

KADDOUR D., FRECHINET S., GOURGUES A.F., BRACHET J.C., PORTIER L., PINEAU A., “Experimental determination of creep properties of Zirconium alloys together with phase transformation”, *Scripta Materialia Vol. 51*, p515-519, 2004

KARB E.H., PRUESSMANN M., SEPOLD L., HOFMANN P., SCHANZ G., “LWR Fuel Rod Behavior in the FR2 In-pile Tests Simulating the Heatup Phase of a LOCA”, *Final Report KfK 3346*, 1983

KAWASAKI S., H. UETSUKA H., FURUTA T., “Multirod Burst Tests under Loss-of-Coolant Conditions”, *OECD-CSNI/IAEA Specialists' Meeting on Water Reactor Fuel Safety and Fission Product Release in Off-normal and Accident Conditions, Denmark*, 16-20 May 1983

KHAN M.K., PATHAK M., DEO A.K., SINGH R., “Burst criterion for zircaloy-4 fuel cladding in an inert environment”, *Nuclear Engineering and Design Vol. 265*, p886-894, 2013

KHAN M.K., PATHAK M., SUMAN S., DEO A.K., SINGH R., “Burst investigation on zircaloy-4 claddings in inert environment”, *Annals of Nuclear Energy Vol. 69*, p292-300, 2014

KHAN M.K., PATHAK M., “Ballooning deformation of Zircaloy-4 Fuel Sheath”, *Journal of Pressure Vessel Technology Vol. 136 (3)*, 2014

KIM J.H., LEE M.O, CHOI B.K., JEONG Y.H., “Deformation of Zircaloy-4 cladding during a LOCA transient up to 1200°C”, *Nuclear Engineering and Design Vol. 234 (1)*, p157-164, 2004

KRAMER J.M., DEITRICH L.W., “Cladding failure by local plastic instability”, *ANL-77-95*, Argonne National Laboratory, 1977

- LEISTIKOW S., BERG H.V., JENNERT R., KRAFT R., SCHANZ G., “Untersuchungen zur Hochtemperatur-Wasserdampf-oxidation von Zircaloy Hüllrohren“. Project-Nukleare-Sicherheit - Halbjahresberichten, *KfK 2750*, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1979
- LEMAIGNAN C., MOTTA A.T., “Zirconium alloys in nuclear applications”, *Materials Science and technology Vol. 10B*, p1-51, 1994
- LE SAUX M., “Comportement et rupture de gaines en Zircaloy-4 détendu vierges, hydrurées ou irradiées en situation accidentelle de type RIA”, *Thèse de Doctorat Mines ParisTech*, 2008
- LE SAUX M., BESSON J., CARASSOU S., POUSSARD C., AVERTY X., “A model to describe the Anisotropic Viscoplastic Mechanical Behavior of Fresh and Irradiated Zircaloy-4 Fuel Claddings under RIA Loading Conditions”, *Journal of Nuclear Materials Vol. 378*, p60-69, 2008
- LIMON R., BÉCHADE J.L., LEHMANN S., MAURY R., SONIAK A., MARDON J.P., “Influence de la température sur l’anisotropie plastique du Zircaloy-4”, *Le zirconium, Journée d’études “propriétés-microstructures”*, p133-143, INSTN, 1995
- LIMON R., LEHMANN S., “A creep rupture criterion for Zircaloy-4 fuel cladding under internal pressure”, *Journal of Nuclear Materials Vol. 335 (3)*, p322-334, 2004
- LIN E.I.H., “Analysis of the ballooning deformation of an internally pressurized thin-wall tube during fast thermal transients”, *4th International conference on Structural Mechanics in Reactor Technology*, Argonne National Laboratory, 1977
- LORENZ L.A., PARKER G.W., “Final report on the second fuel rod failure transient test of a zircaloy-clad fuel rod cluster in treat”, *Report ORNL-4710*, Oak Ridge National Laboratory, 1972
- LOWRY L.M., MARKWORTH A.J., PERRIN J.S., LANDOW M.P., “Evaluating strength and ductility of irradiated zircaloy: Task 5”, *NUREG-CR1729*, Nuclear Regulatory Commission, 1980
- MANNGARD T., MASSIH A.R., “Modelling and Simulation of Reactor fuel cladding under Loss-of-coolant accident conditions”, *Journal of Nuclear Science and Technology Vol. 48*, p39-49, 2012
- MARDON J.P., “Matériaux des tubes de gainage pour réacteurs à eau pressurisée”, *Techniques de l’ingénieur BN3700*, 2008
- MASSIH A.R., “Transformation kinetics of zirconium alloys under non-isothermal conditions”, *Journal of Nuclear Materials Vol. 384 (3)*, p330-335, 2009
- MASSIH A.R., “High-temperature creep and superplasticity in zirconium alloys”, *Journal of Nuclear Science and Technology Vol. 50*, p21-34, 2012
- MATTHEWS J.R., “The effect of anisotropy on the ballooning of Zircaloy cladding”, *Nuclear Engineering and Design Vol. 77*, p87-95, 1984
- MIEHE C., APEL N., LAMBRECHT M., “Anisotropic additive plasticity in the logarithm strain space: modular kinematic formulation and implementation based on incremental minimization principles for standard materials”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering Vol. 191 (47-48)*, p5383-5425, 2002
- MOZZANI N., “Amorçage de fissures de corrosion sous contrainte du Zircaloy-4 recristallisé en milieu méthanol iodé”, *Thèse de Doctorat de l’Université de Toulouse*, INP Toulouse, 2013
- MURTY K.L., “Creep Studies for Zircaloy Life Prediction in Water Reactors”, *Journal Of Metals Vol. 51 (10)*, p 32-39, 1999

MURTY K.L., CHARIT I., “Texture development and anisotropic deformation of Zircaloys”, *Progress in Nuclear Energy Vol. 48 (4)*, p325-359, 2006

NABARRO F.R.N., “Report of a Conference on the Strength of Solids”, *The Physical Society, London*, p75-90, 1948

NAGASE F., T. CHUTO T., FUKETA T., “Behavior of high burn-up fuel cladding under LOCA conditions”, *Journal of Nuclear Science and Technology Vol. 46 (7)*, p763-769, 2009

NEITZEL H.J., ROSINGER H.E., “The development of a burst criterion for zircaloy fuel cladding under LOCA conditions”, *Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 2893*, 1980

NORTON F.H., “The creep of steel at high temperatures”, *McGraw-Hill*, 1929

ONIMUS F., “Approche expérimentale et modélisation micromécanique du comportement des alliages de zirconium irradiés”, *Thèse de Doctorat de l’Ecole Centrale de Paris*, 2003

ORTLIEB E., CHELIOTIS G., WEIDINGER H.G., “Influence of the initial material condition on the deformation behavior of zircaloy cladding tubes in the high α -phase region”, *Zirconium in the Nuclear Industry: 7th International symposium, ASTM STP 939*, p539-554, 1987

LOUDIN H., “Introduction à la plasticité”, *Cours de mécanique de l’Ecole Centrale de Nantes*, 2009

PASTORE G., WILLIAMSON R.L., GARDNER R.J., NOVASCONE S.R., TOMPKINS J.B., GAMBLE K.A., HALES J.D., “Analysis of fuel rod behavior during loss-of-coolant accidents using the BISON code: Cladding modeling developments and simulation of separate-effects experiments”, *Journal of Nuclear Materials Vol. 543*, 2021

PETTERSSON K., “Nuclear Fuel Behavior in Loss-of-Coolant-Accident (LOCA) Conditions, State-of-the-art Report”, *NEA Technical report n°6846*, Nuclear Energy Agency, 2009

PILVIN P., “Identification des paramètres de modèles de comportement”, *International Seminar on the inelastic behavior of solids - Mécamat, Besançon, France*, 1988

POWERS D.A., MEYER R.O., “Cladding swelling and rupture models for LOCA analysis”, *NUREG-0630*, Nuclear Regulatory Commission, 1980

REBEYROLLE V., FRICHET A., “Impact des conditions de sollicitation du crayon combustible sur les performances attendues du matériau de gainage”, *Journal de Physique IV, 43^{ème} colloque de métallurgie de l’INSTN, Matériaux pour le nucléaire : les enjeux des prochaines décennies Vol. 11*, p91-97, 2001

ROSE K.M., HINDLE E.D., “Diameter increases in steam generating heavy water reactor zircaloy cans under loss-of-coolant accident conditions”, *Zirconium in the Nuclear Industry: 3rd International symposium, ASTM STP 633*, p24-35, 1977

ROSINGER H.E., BERA P.C., CLENDENING W.R., “Steady-state creep of zircaloy-4 fuel cladding from 940 to 1873 K”, *Journal of Nuclear Materials Vol. 82*, p286-297, 1979

ROUSSEL J., “Outils et méthodes pour la physique”, *Cours de Physique chapitre 7*, “www.femto-physique.fr”, 2001

RUDLING P., LUNDBLAD VANNESJÖ K., VESTERLUND G., MASSIH A.R., “Influence of second-phase particles on Zircaloy corrosion in BWR environment”, *Zirconium in the Nuclear Industry: 7th International symposium, ASTM STP 939*, p292-306, 1985

SAINT-ANTONIN F., “Essais de fluage”, *Techniques de l’ingénieur M140*, 1995

SARGENT P.M., ASHBY M.F., “Deformation maps for titanium and zirconium”, *Scripta Metallurgica*, Vol.16, p1415-1422, 1982

SHEWFELT R.S.W., “The Ballooning of Fuel Cladding tubes: Theory and Experiment”, *Res Mechanica* Vol. 25, p261-284, 1988

SILLS H.E., HOLT R.A., “Predicting High-Temperature transient deformation from microstructural models”, *Zirconium in the Nuclear Industry: 4th International Symposium*, ASTM STP 681, p325-341, 1979

SILLS H.E., HOLT R.A., SAGAT S., “Model for the kinetics of the $\alpha \rightarrow \beta$ phase transformation in Zircaloy-4”, *Specialists' Meeting on fuel element performance computer modelling*, Blackpool U.K, March 1980

STEINBRUCK M., GROSSE M., “Deviations from the parabolic kinetics during oxidation of zirconium alloys”, *Zirconium in the Nuclear Industry: 17th International Symposium*, ASTM STP 1543, p979-1001, 2013

STRANO M., ALTAN T., “An inverse energy approach to determine the flow stress of tubular materials for hydroforming applications”, *Journal of Materials Processing Technology* Vol. 146, p92-96, 2004

SUMAN S., KHAN M.K., PATHAK M., SINGH R.N., CHAKRAVARTTY J.K., “Rupture behavior of nuclear fuel cladding during loss-of-coolant accident”, *Nuclear Engineering and Design* Vol. 307, p319-327, 2016

SWINNEN G., “Apprendre à programmer avec Python”, *Editions Eyrolles*, 2005

TENCKHOFF E., “Deformation mechanisms, texture, and anisotropy in zirconium and zircaloy”, ASTM special technical publication, *ASTM STP 966*, 1988

THIEURMEL R., “Identification des conditions de rupture fragile des gainages combustibles en alliage de zirconium oxydés sous vapeur d'eau à haute température et trempés sous charge axiale”, *Thèse de Doctorat Mines ParisTech*, 2018

TRAN L., « Le cycle du combustible nucléaire utilisé dans les centrales EDF », *Note d'information EDF*, Direction Production Ingénierie-Direction de la communication, 2013

TREGO G., “Comportement en fluage à haute température dans le domaine biphasé ($\alpha+\beta$) de l'alliage M5®”, *Thèse de Doctorat Mines ParisTech*, 2011

TUGCU P., “Failure of internally pressurized cylindrical tubes for strain-rate dependent materials”, *International Journal of Engineering Sciences* Vol. 33 (11), p 1581-1594, 1995

TUNG H.M., CHEN T.C., TSENG C.C., “Effects of hydrogen contents on the mechanical properties of Zircaloy-4 sheets”, *Materials Science and Engineering* Vol. 659A, p172-178, 2016

VAN UFFELEN P., GYORI C., SCHUBERT A., VAN DE LAAR J., HÓZER Z., SPYKMAN G., “Extending the application range of a fuel performance code from normal operating to design basis accident conditions”, *Journal of Nuclear Materials* Vol. 383, p137-143, 2008

VIVIER F., GOURGUES-LORENZON A.F., BESSON J., « Creep rupture of a 9Cr1MoNbV steel at 500 °C: Base metal and welded joint », *Nuclear Engineering and Design* Vol. 240, p270-279, 2010

WIEHR K., ERBACHER F.J., NEITZEL H.J., “Influence of a Cold Control Rod Guide Tube on the Ballooning Behavior of Zircaloy Claddings in a LOCA”. *CSNI Specialist Meeting Safety Aspects of Fuel Behavior in Off-normal and Accident Conditions Finland*, 1-4 September 1980

WIKIPEDIA, “Réacteur à eau pressurisée”, *Wikipédia l'encyclopédie libre*, Accès le 16 février 2018

YE Y., LIU Y., ALTHOBAITI A., XIE Y.X., “Localized bulging in an inflated bilayer tube of arbitrary thickness: Effects of the stiffness ratio and constitutive model”, *International Journal of Solids and Structures* Vol. 176-177, p173–184, 2019

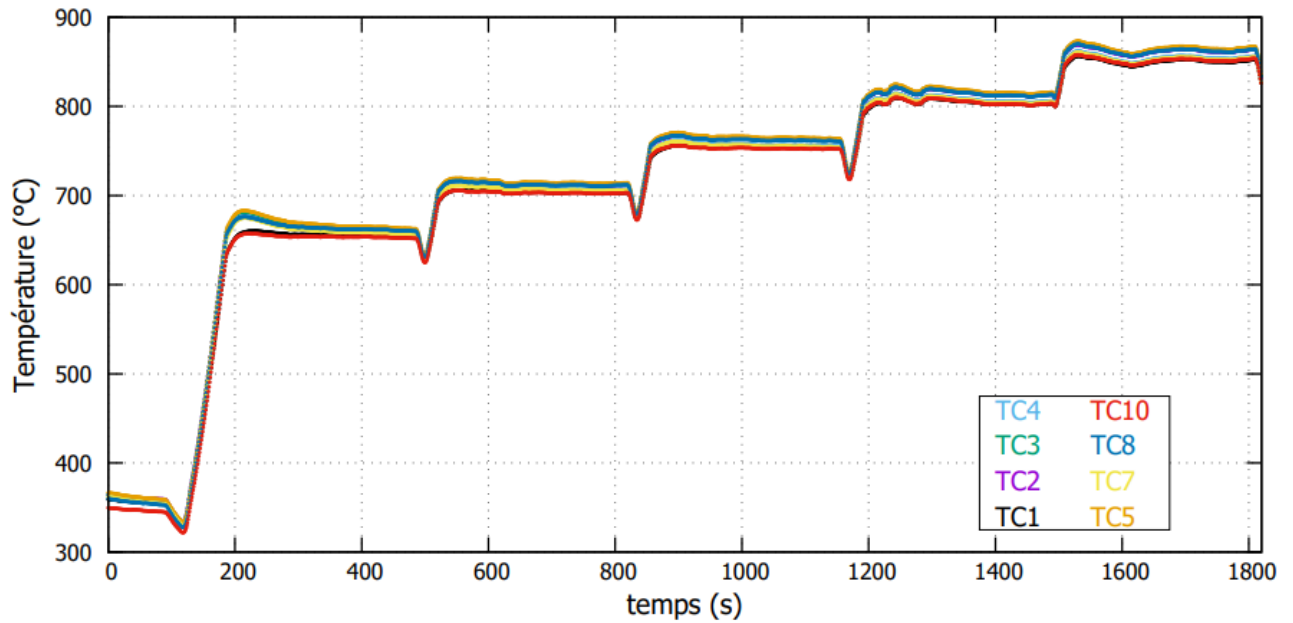
YUNCHANG F., KOSS D.A., “The influence of multiaxial state of stress on the hydrogen embrittlement of Zirconium alloy sheet”, *Metallurgical and Materials Transactions A* Vol. 16, p675-681, 1985

ZHOU Y., DEVARAJAN B., MURTY K.L., “Short-term rupture studies of Zircaloy-4 and Nb-modified Zircaloy-4 tubing using closed-end internal pressurization”, *Nuclear Engineering and Design* Vol. 228, p3-13, 2004

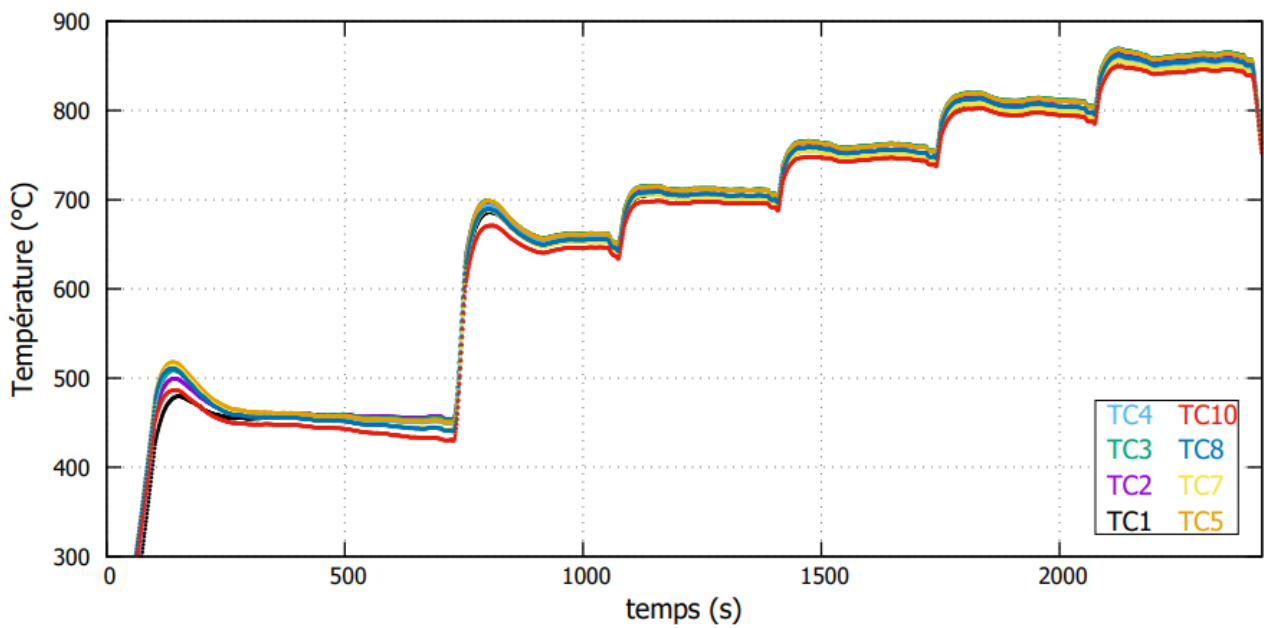
ZHU Y.T, DEVLETIAN J.H., “Determination of equilibrium solid-phase transition temperature using DTA”, *Metallurgical and materials transactions A* Vol. 22, p1993–1998, 1993

Annexe 1 : Relevés de température des essais avec canne thermique instrumentée

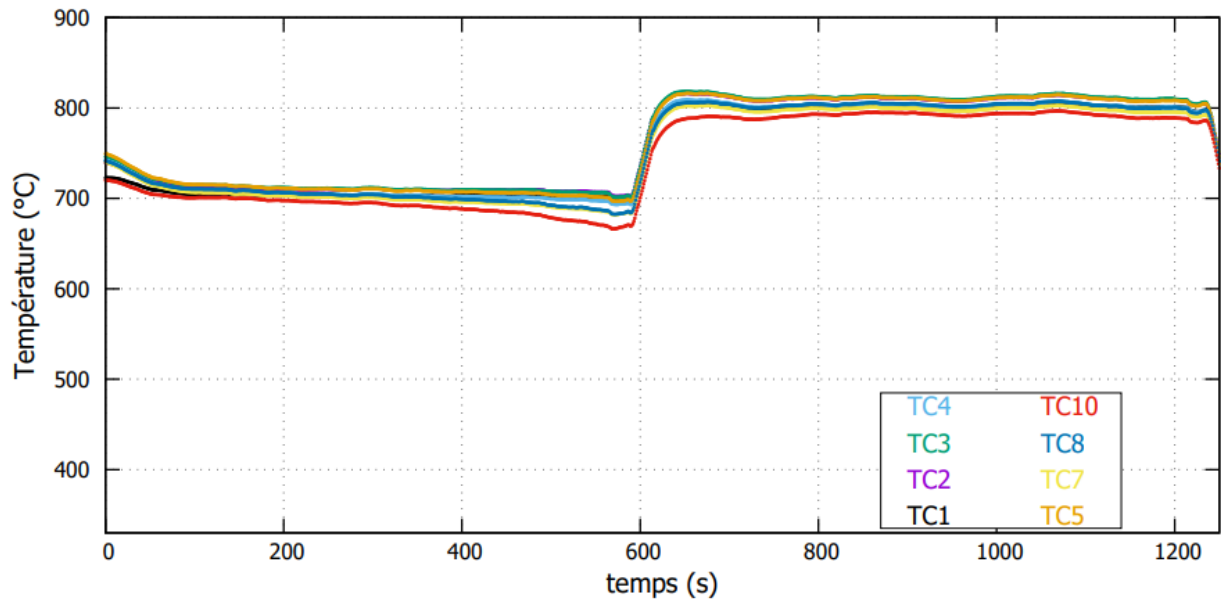
Canne instrumentée - Essai 1



Canne instrumentée - Essai 2



Canne instrumentée - Essai 3



Annexe 2 : Fonctions pour la fonction d'interpolation du champ thermique

L'écriture des fonctions servant à l'interpolation est basée sur l'essai 2 réalisé avec la canne thermique instrumentée. On rappelle ici la structure globale de la fonction et les éléments nécessaires à son écriture pour chacune des températures de caractérisation.

Les polynômes qui servent à décrire le gradient axial de température, d'après les mesures réalisées par les thermocouples sont ($T_{min}(z)$ se base sur les mesures des thermocouples en face avant et $T_{max}(z)$ sur les thermocouples à $\pm 120^\circ$) :

- **Pour T=650°C :**

$$T_{min}(z) = -6,2144 \cdot 10^{-6} * z^3 - 2,207 \cdot 10^{-3} * z^2 + 7,1617 \cdot 10^{-2} * z + 6,3034$$

$$T_{max}(z) = 2,27706 \cdot 10^{-6} * z^3 - 3,15722 \cdot 10^{-3} * z^2 + 6,78403 \cdot 10^{-2} * z + 12,0407$$

$$T_{arriere}(z) = T_{min}(z) + 2$$

- **Pour T=700°C :**

$$T_{min}(z) = -1,31389 \cdot 10^{-5} * z^3 - 2,11429 \cdot 10^{-3} * z^2 + 7,12648 \cdot 10^{-2} * z + 5,25704$$

$$T_{max}(z) = -2,0928 \cdot 10^{-5} * z^3 - 3,3834 \cdot 10^{-3} * z^2 + 7,746 \cdot 10^{-2} * z + 11,9$$

$$T_{arriere}(z) = T_{min}(z) + 2$$

- **Pour T=750°C :**

$$T_{min}(z) = -1,6748 \cdot 10^{-5} * z^3 - 2,0573 \cdot 10^{-3} * z^2 + 7,8202 \cdot 10^{-2} * z + 3,952$$

$$T_{max}(z) = -4,5063 \cdot 10^{-5} * z^3 - 3,8055 \cdot 10^{-3} * z^2 + 9,9509 \cdot 10^{-2} * z + 11,636$$

$$T_{arriere}(z) = T_{min}(z) + 2$$

Par la suite, on cherche une fonction de la forme :

$$T(\theta, z) = A(z) + B(z) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + C(z) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) + D(z) \cos\left(\frac{3}{2}\theta\right) + E(z) \sin\left(\frac{3}{2}\theta\right) + F(z) \cos\left(\frac{5}{2}\theta\right)$$

Cette fonction doit remplir les conditions suivantes d'après les symétries du four et les positions des zones chaudes et froides :

$$\begin{cases} T(0, z) = T_{min}(z) \\ T\left(\frac{2\pi}{3}, z\right) = T_{max}(z) \\ T(\pi, z) = T_{arriere}(z) \\ \frac{dT(\theta, z)}{d\theta} = 0 \text{ pour } \theta \in \left\{0, \frac{2\pi}{3}, \pi\right\} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

En appliquant ces conditions à la fonctions $T(\theta, z)$ on trouve les fonctions A, B, C, D, E et F . Le système à résoudre se ramène alors à, en faisant apparaître les étapes de calcul :

$$\begin{cases} bB(z) + cD(z) + aE(z) = T_{\min}(z) - T_{\text{arrière}}(z) \\ fB(z) + gD(z) + dE(z) = T_{\max}(z) - T_{\text{arrière}}(z) \\ hB(z) + jD(z) + iE(z) = 0 \\ A(z) = T_{\text{arrière}}(z) + 4\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)E(z) \\ C(z) = -3E(z) \\ F(z) = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)}{5\sin\left(\frac{5\pi}{2}\right)}(3D(z) - B(z)) \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Avec les coefficients suivants issus des conditions (A.1) à remplir par la fonction :

$$\begin{aligned} a &= 4\sin\left(\frac{\pi}{2}\right) & b &= \cos(0) \left[1 - \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)}{5\sin\left(\frac{5\pi}{2}\right)} \right] & c &= \cos(0) \left[1 + \frac{3\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)}{5\sin\left(\frac{5\pi}{2}\right)} \right] \\ d &= 4\sin\left(\frac{\pi}{2}\right) - 3\sin\left(\frac{\pi}{3}\right) & f &= \cos\left(\frac{\pi}{3}\right) - \frac{\cos\left(\frac{5\pi}{3}\right)\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)}{5\sin\left(\frac{5\pi}{2}\right)} & g &= \cos(\pi) + \frac{3\cos\left(\frac{5\pi}{3}\right)\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)}{5\sin\left(\frac{5\pi}{2}\right)} \\ h &= \sin\left(\frac{\pi}{3}\right) - \frac{\sin\left(\frac{5\pi}{3}\right)\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{5\pi}{2}\right)} & i &= 3 \left[\cos\left(\frac{\pi}{3}\right) - \cos(\pi) \right] & j &= 3 \frac{\sin\left(\frac{5\pi}{3}\right)\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{5\pi}{2}\right)} \end{aligned}$$

On pose $\mu = b(gi - jd) + c(hd - fi) + a(fj - hg)$, le déterminant de la matrice servant à résoudre le système propre aux fonctions B, D et E . On obtient alors :

$$\begin{cases} B(z) = \frac{1}{\mu} [(gi - jd)T_{\min}(z) + (ja - ci)T_{\max}(z) + (ci + jd - ja - gi)T_{\text{arrière}}(z)] \\ D(z) = \frac{1}{\mu} [(hd - fi)T_{\min}(z) + (bi - ha)T_{\max}(z) + (ha + fi - bi - hd)T_{\text{arrière}}(z)] \\ E(z) = \frac{1}{\mu} [(fj - hg)T_{\min}(z) + (hc - bj)T_{\max}(z) + (bj + hg - hc - fj)T_{\text{arrière}}(z)] \\ A(z) = T_{\text{arrière}}(z) + 4\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)E(z) \\ C(z) = -3E(z) \\ F(z) = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)}{5\sin\left(\frac{5\pi}{2}\right)}(3D(z) - B(z)) \end{cases}$$

Finalement, l'écriture analytique des différentes fonctions est donnée par :

$$\begin{cases}
A(z) = 0.3312 * T_{\min}(z) - 8.6051 * T_{\text{arri\`ere}}(z) + 9.2739 * T_{\max}(z) \\
B(z) = 0.2353 * T_{\min}(z) + 8.1748 * T_{\text{arri\`ere}}(z) - 8.4102 * T_{\max}(z) \\
C(z) = -0.2484 * T_{\min}(z) + 7.2038 * T_{\text{arri\`ere}}(z) - 6.9554 * T_{\max}(z) \\
D(z) = 0.3003 * T_{\min}(z) + 1.2908 * T_{\text{arri\`ere}}(z) - 1.5911 * T_{\max}(z) \\
E(z) = 0.0828 * T_{\min}(z) - 2.4013 * T_{\text{arri\`ere}}(z) + 2.3185 * T_{\max}(z) \\
F(z) = 0.1331 * T_{\min}(z) - 0.8605 * T_{\text{arri\`ere}}(z) + 0.7274 * T_{\max}(z)
\end{cases} \quad (\text{A.3})$$

RÉSUMÉ

En centrale, le combustible nucléaire est contenu dans des tubes de gainage en Zircaloy-4 issus d'un procédé de formage à froid suivi d'un traitement de détensionnement. Lors d'un Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP), les gaines subissent un chargement thermomécanique sévère sous l'effet conjugué de l'augmentation de la température et de la pression interne. En résulte un phénomène instable qui conduit au ballonnement et à la rupture du fait des grandes déformations. L'APRP est un transitoire complexe au cours duquel les gaines sont simultanément soumises à des rampes de température allant jusqu'à 100°C/s et des surpressions pouvant atteindre 100bar. De plus, le champ de température n'est pas homogène sur la surface de la gaine. L'objectif de ce travail est de gagner en compréhension sur le phénomène en menant une campagne d'essais ciblée et de développer des simulations capables de les reproduire, et éventuellement de prédire la rupture pour des conditions données représentatives d'un chargement représentatif d'un APRP. Un dispositif d'essai semi-intégral a été utilisé afin de réaliser des transitoires réalistes. Des essais à température constante ont été conduits pour trois températures (650°C, 700°C, 750°C) et huit valeurs de surpression (30bar, 40bar, 50bar, 60bar, 70bar, 80bar, 90bar, 100bar) afin de mieux comprendre le phénomène de ballonnement en le découplant de la dynamique thermique. Des essais en rampes ont aussi été réalisés pour trois vitesses (1°C/s, 5°C/s et 10°C/s) et une gamme de pression similaire au fluage. Les gradients de température jouant un rôle d'ordre un dans le développement du ballon, une attention particulière a été portée à sa caractérisation. Celle-ci a été faite tant en plateau qu'en rampe de température en utilisant une gaine instrumentée de thermocouples soudés ainsi qu'une caméra thermique. De plus, un système de mesure de la déformation a été mis en place afin de suivre l'évolution de la déformation à l'aide de caméras haute résolution. La seconde partie de ce travail a été dédiée à la simulation numérique du ballonnement. Une loi constitutive a été identifiée sur notre campagne d'essais et prend en compte l'effet de la viscoplasticité et de la température. Une méthode de calcul semi-analytique basée sur un modèle simplifié de coque a été mise en place et permet de prendre en compte la géométrie du ballon. Son intérêt porte sur la compréhension de l'influence des paramètres du modèle sur la phénoménologie et sur le temps de calcul, infiniment plus faible qu'une modélisation par éléments finis. La faisabilité de l'utilisation de ce modèle a été démontrée pour des conditions représentatives d'un APRP. Pour finir des modélisations par éléments finis ont été réalisées en utilisant Code Aster®. Le gradient mesuré expérimentalement a été imposé au maillage grâce à l'écriture d'une fonction d'interpolation déduite du champ mesuré. En suivant cette stratégie, un bon accord est atteint entre l'expérience et la simulation et permet d'apporter une meilleure compréhension des modèles aux éléments finis.

MOTS CLÉS

Modélisation numérique, Thermomécanique, Loi de comportement

ABSTRACT

In a nuclear power plant, the nuclear fuel is contained within fuel clads made of cold-work stress relieved Zircaloy-4 alloy. During a LOCA (Loss Of Coolant Accident), claddings are subjected to severe thermo-mechanical loading, as a consequence of temperature and overpressure rise. As a consequence, the clads undergo major and unstable deformation leading to ballooning until rupture. LOCA is a complex transient in which the clads are simultaneously subjected to a temperature ramp up to 100°C/s and an overpressure up to 100bar. Furthermore, the temperature is not homogeneous over the clad surface. The aim of this work is a better comprehension of this phenomenon by carrying out a specific experimental campaign and the development of modelling, capable of reproduce the tests and improving the prediction of the ballooning and rupture for LOCA-representative conditions. A semi-integral LOCA test device was used to realize realistic transients. Constant-temperature creep tests were performed under three different temperatures (650°C, 700°C, 750°C) and height overpressures (30bar, 40bar, 50bar, 60bar, 70bar, 80bar, 90bar, 100bar) in order to better understand the ballooning phenomenon under non-dynamic conditions. Ramp-tests were also performed for three different ramp rates (1°C/s, 5°C/s et 10°C/s) for similar overpressures than constant-temperature creep tests. Thermal field being a first order parameter, efforts have been made to characterize it. This characterization was made for constant-temperatures and for different ramp-rates by means of an equipped clad with welded thermocouples and an infrared thermographic camera. Furthermore, high-resolution camera was used throughout the experiment to measure the strain during the experiments. The experiments showed a remarkable reproducibility of the results compared to the majority of similar tests conducted so far. The second part of this work is dedicated to the numerical modelling of ballooning. A temperature-dependent visco-plastic behavior law was identified from our experiments. A semi-analytical method based on a simplified shell analysis has been developed, allowing the ballooned geometry to be taken into account. The main advantages are a better comprehension of the influence of the model parameters upon the ballooning phenomenology and the computation time, infinitely lower than a finite elements simulation. The applicability has been proved for LOCA-representative conditions. The last part of the work is dedicated to the simulation of the tests using Code Aster®. A function has been found to describe the temperature field of our device and 3D computations were conducted that enabled to model the ballooning deformation with gradients values that did not allowed it until then.

KEYWORDS

Numerical modelling, Thermomechanic, Behavior law