



HAL
open science

Modélisation multi-échelles du procédé de fabrication additive par arc-fil WAAM: du cycle CMT aux pièces de grandes dimensions

Lucas Ravix

► **To cite this version:**

Lucas Ravix. Modélisation multi-échelles du procédé de fabrication additive par arc-fil WAAM: du cycle CMT aux pièces de grandes dimensions. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2022. Français. NNT : 2022UPSLM101 . tel-04546801

HAL Id: tel-04546801

<https://pastel.hal.science/tel-04546801>

Submitted on 15 Apr 2024

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 Paris-PSL

**Modélisation multi-échelles et multi-physiques du procédé
de fabrication additive par arc-fil WAAM : du cycle CMT aux
pièces de grandes dimensions.**

Soutenue par

Lucas RAVIX

Le 02/09/2022

Dirigée par

Michel BELLET

Co-dirigée par

Charles-André GANDIN

Co-encadrée par

Gildas GUILLEMOT

Yancheng ZHANG

École doctorale n°364

**Sciences Fondamentales
et Appliquées**

Spécialité

**Mécanique Numérique et
Matériaux**

Composition du jury :

Christophe TOURNIER

Professeur des Universités, ENS Paris-Saclay *Président du jury*

Muriel CARIN

Professeur des Universités, IRDL Université Bretagne Sud *Rapporteur*

Rémy DENDIEVEL

Professeur des Universités, SIMAP Université Grenoble Alpes *Rapporteur*

Frédéric DESCHAUX-BEAUME

Professeur, LMGC Université Montpellier *Examineur*

Charles-André GANDIN

Chercheur CNRS, CEMEF, Mines Paris-PSL *Examineur*

Gildas GUILLEMOT

Maître-assistant, CEMEF, Mines Paris-PSL *Examineur*

Yancheng ZHANG

Maître-assistant, CEMEF, Mines Paris-PSL *Examineur*

Michel BELLET

Professeur, CEMEF, Mines Paris-PSL *Directeur de thèse*

Remerciements

Bien souvent on entend dire en montagne que l'important n'est pas d'atteindre le sommet, mais plutôt l'ascension en elle-même. Il semblerait que ces quatre dernières années illustrent aisément cette idée, au cours desquelles j'ai pu croiser, emprunter, explorer, me perdre, dans diverses routes de lumière, d'aspect et d'âpreté différentes.

Le premier sentier prendra forcément l'apparence d'un chemin de croix, bordé de stèles dédiées à l'exigence, rigueur et méthode, qui j'en suis certain, me suivront pour la suite. Ces bornes sont gravées des noms de mes encadrants : **Charles-André**, pour la gestion d'équipe ; **Michel**, pour la science du schéma clair qui est un terreau fertile à l'imagination ; **Yancheng**, pour une curiosité systématique contagieuse, le temps et ta volonté (et capacité!) de toujours aider au mieux ; et enfin **Gildas**, si ce n'est de la passion, c'est de l'abnégation dans ton travail : même si nos échanges papillonnaient sans cesse et pouvaient parfois tomber à côté de la plaque, c'est bien un grand merci que je t'adresse pour le don de temps que tu m'as accordé, et sans qui je ne serai pas allé bien loin dans la maîtrise de mon sujet. Bon vent à tous pour la suite.

Un second sentier, longeant et s'entremêlant au premier, était celui du projet MACCADAM dans lequel s'est inscrit ma thèse. Je peux y remercier les apports entre autres de **Christophe** pour toutes ses données, **Frédéric** pour avoir mené et organisé ce projet, et **Cyril** pour l'inspiration de la dernière touche de ma thèse. Enfin, entre les appels consciencieux, les conseils larges et beaucoup de temps consacré, c'est bien **Mehdi** que je souhaiterai remercier.

Sans vouloir remonter toute l'origine de ma route académique, celle-ci s'est aussi beaucoup construite avec l'aide de mes tuteurs successifs **Paraskevas** à Max Planck et **Océane** chez Ariane, qui ont, chacun à leur bonne manière, guidé mes pas vers cette thèse. Merci à eux!

Au cours de ces années, le CEMEF a pris l'apparence d'un grand carrefour animé où j'ai reçu de bons conseils sur les directions à prendre : **Marie-Françoise**, pour une patience à toute épreuve, un soutien sans concessions et une tenue de fer cachés sous les senteurs florales du rdc Bat.B. **Florence**, de même pour t'avoir infligé un retard constant, tu m'as toujours montré une légèreté qui n'avait d'égale que ta jovialité. Je ressens aussi une légère amertume pour le projet Labo1.5, j'ai manqué de motivation et d'imagination devant ce que j'anticipais irrémédiablement (à tort?) devenir une bataille contre des moulins de tri de papier ... Merci à **Pierre-Olivier**, pour ton soutien direct et efficace à travers nos échanges et tes encouragements précieux ; **Jonathan**, que ça soit pour l'inspiration chez l'esthète coloré ou les mouvements frais sur le calcaire de ton jardin des pré-Alpes ; A la Famille **Torrin/Carlicchi** ! Bien sûr **Carole** pour ton assistance continue au labo, mais aussi pour m'avoir convié à découvrir une belle partie du Mercantour, avec l'aide de **Christian**, **Nicolas** et beaucoup **Romain** à slalomer entre les couvre-feu pour prendre des buts, *tié on finira bien par le descendre ce Cimet on est pas des pinpins!* **Oriane**, pour ton écoute complète, empathie débordante, et motivation à se retrousser les manches pour que la suite se passe bien (askip ça serait "ta touche féminine" lol). Par extension, merci à **Guillaume** et **Michel**. Puisse votre sentier déborder de fleurs et de fruits. Enfin **Rudy**, tant pour le temps et l'aide scientifique accordée sur la fin, que pour les échanges, la vision et l'amour de la science, la transmission de la passion ... ouais allez j'arrête

d'en rajouter t'es hyper stylé et en plus quel bonheur de pouvoir mettre des taquets au Charlot, j'espère que tu arriveras à le rendre amoureux et que vous aurez plein d'enfants ensemble.

Parmi les doctorants, ces sentes prennent tantôt des allures de bord de mer, de voies aériennes ou de rues à bar :

Totof, Enguerand des temps modernes mi-ours mi sanglier et re-mi-ours derrière, c'est le point panorama, s'asseoir sur une pierre large et plate et y partager un from' ou un fenouil, car après tout, tu m'auras questionné sur un point : la vie n'est-elle pas le plus beau des picnics ? Des découvertes olfactives bureaucratiques à l'aller retour Panda Dub en passant par les descentes étoilées jusqu'au refuge de Nice, et notre gourou Riri Monvoisin, tu m'aurais appris qu'à défaut de plomb dans l'aile ou dans la cervelle, des cailloux suffisent à modifier la mécanique de vol. A ce niveau, ce n'est plus de la chance mais du virtuose, bien que caresser les cimes du bout des fesses (ou de la raie, tout se tient !) peut littéralement aider à toucher du bois ... Pa-pa-padidaboowwi ! **Eldish**, trop chouette de t'avoir rencontrée, et très heureux de savoir qu'il y a encore pleiiiin de cabanes à déloger du toutou qui demeurent dans Belledonne pour la suite ! Bon courage les loulous pour le dernier sprint !

David, ta bonne bouille qui met systématiquement le smile, que ça soit goût sable après un kite loop pris dans la RAFAAAALE DE SIX PIEDS, goût amer-roustage sur les mauvaises dalles à se cramer les doigts, goût café quand ça fait trop longtemps semblant sur le méso, goût assaisonné-mouillé lorsqu'il y a plus de brumes que d'orages à la Colle-sur-Loup, ou goût piquant quand tu essaies d'appriivoiser des méduses avec le dos ou de faire du trial en vélobleu. Niveau musique, j'ai eu la chance que le plus grand compositeur de musique de bout de bois qui *casse les coouilles* réveille mon amour sommeillant du D'N'B (ptet tes pas de danse horizontaux ?), malgré les déboires à trouver du son sur cette vieille côte de réac' ! A ton retour, on se concentrera donc sur la partie festoch en Bretagne plutôt que les palets ! Bon vent pour ton voyage ! **Laure**, merci pour tes accueils toujours radieux, ta légèreté de vivre, avec vous ça aura été de bonnes tranches de rigolades entre les mas boomboom - retour juan tacos, les fondues savoyardes sauce matcho, et la courtoisie des mono parapente de Thiers ... je vous souhaite pour chacun de vous deux le meilleur : Pirouette power !

Charles, le cairn vivant, visible et solide, que j'ai tellement été heureux de retrouver quelque soit le temps traversé, qu'il soit doux ou impitoyable. En plus de laisser une trace dans mon coeur, c'est surtout à te retenir par le slibard dans un fameux Venturi que ça m'a marqué (pov' biche jsais), tout ça malgré : ton poncho et tes mitaines degeulasses wsh ; tes génocides rituels sur animal crossing ; tes théories de gaussienne assymétrique sur la musique et l'humour qui t'assureraient un statut cadre chez carambar ; ton univers gastronomique si varié mais manquant de freestyle, de cumin et de miettes de pain ; ta morale de la vraie science qui donnera tort à cette start-up nation techno-solutioniste ; ton erreur sur le "jamais dire jamais" qui a super bien marché dans le théâtre de verdure ; et le milestone obligatoire du dimanche soir devant OP. Plus qu'une colloc, tu m'auras offert un repère durant ces dernières années. Et je me mouille pas trop en disant pareil des prochaines. Ding Dong .. Ding Dong .. Tulululu ... Mais, ça serait pas du Super-Sci ? Ah non, ptet Gorillaz ils savent tout faire askip. J'espère que tu chemineras jusqu'en Rhône-Alpes *wink wink coeur coeur*

Toute la clique des grands nazes antibois, **Clément** pour les supers débats sans fin (oublie pas qu'on a raison !), toutes les jolies sorties d'escalade et autres (*mais il est leeeent !*), si il n'existait pas il faudrait l'inventer ! **Rémi** grand compagnon d'aventure aussi, pour sa notion de l'art culinaire, capillaire (qui est grotesque ?) et sa rhétorique aiguisée, **Tiphaine** pour les revendications goûters de la journée, et la motivation transmise, **Yacine** pour les excursions nocturnes en tout genre (sacré arrosage automatique), **Cécile**, **Emile**, **Mehdi**, **Victor**, **Lauriane**, **Coraline**, **Paul**, **Cynthia**, ... et bien d'autres pour toutes ces activités, repas, soirées,

cafés, et discussions endiablées! **Romain**, tu avais prévenu avec sagesse que j'allais bien en ch*er si le taff devait être carré, et bien tu avais TOUT compris! On va rattraper le retard de poudreuse sous les spatules! **Ghada**, je compte sur toi pour sauver le monde, et **Benoit** de nous expliquer avec un beau film comment y parvenir!

La multitude de chemins pas toujours simple à recroiser mais que c'est toujours un plaisir de retrouver, les "anciens grenoblois" : **Martin** le plus gentil des c*nnards; le sacré pitre **Lolo**; **Max** la gazelle; **Joel** la force tranquille; **Ruben** le grand chenapan; **Raph** la rage (on se retrouve sur les barricades!); **Grégoire** pour ses éclats de rire; **Loulou** pour son éternelle gentillesse ... ainsi que tous les autres.

Flore à la suite, que je peux associer tantôt à une route forestière d'Arêches où l'on s'emmêle dans les arcoses couchés par la neige, tantôt par des pistes cyclables fluviales, d'Isère ou du Rhône où il fait bon s'arrêter prendre l'apéro. Du Col des Milles à l'Insane en passant par les randos de nuit avec un groupe électrogène sur le front, notre impressionnante capacité à sauter de sujets en sujets au gré des "oh faut que je te raconte trop d'trucs!", je peux te dire merci de m'avoir toujours encouragé, toujours montré le positif, avec le plus large sourire que je connaisse, dissimulant à peine ta joie insubmersible. La liste de tout ce qui a été partagé est bien trop longue pour figurer en une quantité admissible de mots, et je suis heureux de savoir qu'il reste encore beaucoup de pages à noircir pour la suite. Je vous attends dans mon jardin avec **Axel** pour qu'on s'organise refuges, balades et grimpettes en tout genre! D'ici là, courage pour la dernière ligne droite!!! Aller! On trinque, et on se détend!

Robin, tu serais plutôt le concepteur de l'itinéraire, une sorte de guide sauvage qu'il faut apprivoiser au fromage, a la fois pour dénicher les *secret spots* grenoblois à bicyclette; se coincer les fesses dans la rimaille; observer les étoiles au télescope malgré un plafond bas au dessus des Ecrins à se cailler ... un ptit Agneau quoi! Que tes questionnements trouvent leurs réponses : zététicien malgré toi, oublie pas que tous les éditeurs sont des vendus :p! T'es sur la bonne voie pour faire un chouette manuscrit! La trace que tu laisses est semblable à une belle morsure dans la tomme, nette et précise, merci pour toutes ces magnifiques balades, que j'espère pouvoir partager avec **Laure** et votre bonne humeur (sauf quand ça part roupiller à 22h28!) encore pendant longtemps : programme de coinche bien chargé!

Maxence, c'est une longue route à la fois bitumineuse bordée de roches volcaniques mous-sues, de plages noires où l'horizon gris ne se distingue pas, de tôle ondulée aride qui fume l'arrière. C'est bien avec toi que j'ai vécu ce voyage charnière avant d'attaquer cette thèse. Ça aura grandement contribué à forger l'humilité : me faire constater que "faire de la montagne" est un mauvais argument d'autorité; que se faire engueuler sur les chantiers de route reste toujours aussi drôle; que gueuler dans des douches peu onéreuses et emm*rder les moutons n'aide pas pour voir des baleines thermales (parce qu'on finira avant dans des étables cradingues); qu'on a beau pédaler de toutes ses forces, il y a toujours des tronçons où l'on finit totalement ... Öxi! Merci de m'avoir montré qu'on pouvait toujours avancer, même après s'être fait ch*er dessus. Sinon, on aurait pas un album ... et un film à terminer?

A la clique des Gérards, un sillon là depuis bien longtemps qui a été planté de nombreuses graines : **Theo**, pour ton optimisme qui force l'admiration et ta motivation si contagieuse transmise jusque sur la côte (et au Baou!), que tu as toujours conservé malgré toutes les épreuves aussi bien lointaines que récentes, **Corent**, pour un humour si fin qui se cache trop bien derrière un colosse (*pistolet!*), **Toinou**, pour te suivre depuis le grand début et me donner une si chouette source d'inspiration, aussi bien dans tes plus beaux projets que dans tes plus belles conneries, **Lulu**, pour ton sourire malicieux et encourageant, ta douceur à mon égard systématique (le petit double-décimètre coloré en atteste si bien!), **Laura**, pour le courage, ta curiosité bienveillante et le don que tu fais de toi, **Pépé**, pour les raclettes-zipettes sur les

canellures des Aravis, et le plus beau modèle de brali-bralou rentier qui puisse exister, **Adrien**, pour un réalisme-cynisme toujours parfaitement dosé, **Flopi et Marie**, pour votre hospitalité et votre bienveillance. C'est aussi bien à **Nathan** que je voudrais dire merci, avec qui j'aurais eu tant de plaisir à partager d'autres aventures. Heureux d'être de retour à la maison pour profiter avec vous ! Grange prévue en 2023 !

Mon sentier vient et revient à **Beauregard**, refuge absolu où je peux trouver en toutes circonstances chaleur, repos et soutien inconditionnel. C'est un relais qui m'aura permis d'arriver jusqu'à, de continuer, et surtout à terminer cette thèse. En si peu de mots je peux dire merci : **Jojo**, du bweurk, wow, en passant par la caroooootte et les lapins bleus qui vont avec, même si je joue ton photographe attiré, guide d'expédition, conseiller technique decath' ou maquillage à la m*rde de civette, c'est grâce à ta patience et ton écoute sans limites, tes encouragements constants même du bout du monde, ton humour si raffiné (ou pas ?), et ta confiance en ton lulu que je n'ai plus aucun doute sur le fait que ma petite soeur est bien plus grande que je n'ai sans doute jamais voulu le reconnaître ! A notre culte my(nou)thologique (les *Go* de photos parlent d'eux même) qui a été construit pour **Ikat**, la plus charmante des bestioles à pattes feutrées et queue touffue qui nous aura accompagné et tant donné (malgré lui ?) pendant si longtemps ... Il s'agira de dire merci aux non-humains pour ce qu'ils apportent ! Je te souhaite avec **P.A** mille bonnes choses, z'avez l'air très très bien partis, et compte sur ton chou (aussi bien que ton chou sur toi !) pour te soutenir dans ta thèse, mais toi je sais que ça va être incroyable, parce que t'es une vraie ouf <3 ! Aux parents à qui je dois tant, vous qui m'avez donné les conditions depuis le début de réussir, qu'elles soient matérielles, morales ou intellectuelles ; vous qui avez construit un cadre où s'épanouir et grandir, avec la volonté de toujours bien faire les choses. **Papa**, pour être une source d'inspiration pour ne jamais rien lâcher, pour m'avoir éveillé aux nombreuses problématiques de notre monde, pour me montrer que le style en montagne peut transcender les décennies ... et ATTENTION !, mais aussi ton amour du bon mot comme du dernier, l'un dissipant les maux tandis que l'autre les titille ! A défaut d'être un dieu (tout fiston ne pense pas ça de ses darrons ? !), si tu pouvais te calmer sur les 12 travaux, les fosses à purin d'Augias, nourrir les poney de Diomèttaz, cueillir les pommes du jardin désespéré, bâtir un Dédale en fibre de bois, ou risquer *l'Hécatombe du virus* en coupant un saule ? Comment ça j'en rajoute ? **Dada**, la distinction entre aide et soutien que tu illustrais dès le début est devenue plus claire, que vous (TU, dans cette pièce où je *devais finir de rédiger*) as si bien incarné, ou plutôt qui s'est inscrite dans la transmission d'un héritage si fort. Que ce soit avec ta bienveillance, ton hospitalité culinaire, ta générosité (des petites comme des grandes attentions), tes schémas clairs, le syndrome du bounty fumé (il doit manquer un truc ...), la complicité partagée devant notre pitre (malgré lui ?), ou le combat d'une vie contre des pantalons troués qui salissent des mémoires, c'est surtout m'avoir fait comprendre que l'empathie et la communication sont les clés de ce monde ... C'est un bien grand merci pour tout ce que vous m'apportez, au révolu, à l'actuel et au venir. Bref, avoir une famille aussi chouette sur qui compter, ça : c'est du luxe. Mais n'oubliez pas : j'ai (presque) toujours raison, même si c'est radical héhé !

A mes grands parents, **Huguette Pierre** pour leurs accueils, leurs histoires fantastiques et les personnages qui vont avec, leur attention à vérifier que tout se passe dans le meilleur des cas, leur soutien continu dans toute mon exploration des passions qui glissent sur les divers états de l'eau : comment s'épanouir tout en restant prudent ? Il y a aussi tous les nombreux encouragements pour cette thèse et pour la suite ... soyez tranquilles, j'ai plein d'idées, reste plus qu'à trouver comment ! A très vite au San Peyre !

A toute la famille **Faure, Clara, François, Karine et Patrick (et Nouknouk !)**, pour votre bonne humeur éclatante, les apremis multi-activités, les soirées jeux le dos au feu (post-fondue) ou à l'eau (post-glaces), ou les fuites apeurées de l'éclair gris : bref, tout ce qui peut se

caché derrière des moments réconfortants ! Mais surtout, votre reconnaissance de mon éclatante compétence au bowling !

Alice, les sentiers se sont rapprochés, entrecroisés et devenus tressés, finissant par former de jolies arabesques. Tu auras aidé à me hisser vers le haut, me confronter à mes propres dires, à grandir et me construire, m'éloigner des tristes horizons brumeux où l'on se noie dans de ternes mirages : me supporter dans tous les sens du terme. Tu as été une antagoniste forte au parfum léger, à l'insouciance solaire et à la douceur acidulée, et tu m'auras appris qu'en sachant revenir aux "choses simples de la vie" (des diamants, une princesse, des cookies ... on connaît la musique !), on peut goûter l'insouciance dans le monde de demain. A-t-on besoin d'yeux verts pour voir la vie en rose ? Sauf quand je laisse pas assez de fromage, ou qu'il me faut un semestre pour comprendre les règles du jeu. Merci pour ces échappées belles en bicyclettes, ces critiques gastronomiques de chips, et ton pardon, entre autre, accordé à ma gestion d'un espace de rangement en constante dilatation, et d'un agenda géré aussi bien dans un secrétariat de poissons rouges. Finir cette thèse, c'est un retour de cet exode de 4 années qui va mener vers des projets toujours plus chouettes avec toi : un doudou, des bâtons de marche - ou une selle -, et 54 cartes pour continuer une piste qui est encore longue, parsemée de cols pour mieux nous faire apprécier ce qu'il y a au sommet, mais surtout ce qu'il y a derrière.

Le dernier chemin a été parcouru avec **Lily**. Il fut recouvert de l'humus riche éclaté de jonquilles des vieilles forêts jurassiennes, repéré par l'écho iodé des galets s'entrechoquant à chaque reflux, ou s'évaporant par delà les nuages de farine à bugnes dissimulant le cadre souriant de ses dents du bonheur. Il a laissé une trace indélébile, marqué d'un amour non mesurable, épuré et assumé seule pendant 17 ans dans ce projet commun de félicité avec papi **Bernard**. Un amour si entier qu'il restera celui en ce monde auquel il m'était le plus facile d'y répondre. Et le petit rouge-gorge s'est envolé. Merci pour tout ce que tu m'as apporté pour arriver jusqu'ici, ton biquet a terminé sa thèse, et il sait que ce n'est qu'un début pour se retrousser les manches et y aller. Parce que oui, comment ne pas donner quand on a reçu autant ?

A n'en pas douter, ces quatre années auront été le siège de doute, d'apprentissage et de déconstruction. D'autant plus difficile de réaliser que la moitié du marché du WAAM se situe dans le secteur énergétique et minier, à la base des problématiques de notre monde, cette culture du progrès basée, force est de le constater, sur la destruction du Vivant. Quelle est la place du chercheur, de l'ingénieur ? Existe-t-il réellement une séparation entre science, démarche scientifique et technique ? Peut-on si facilement se ranger dans les cases techno-optimistes ou techno-solutionistes ? Je n'ai toujours pas de réponses, mais j'invite celui qui lira ces lignes à remettre en question constamment ses acquis, sa norme et son éducation pour voir le monde sous un angle, je le souhaite plus que tout, plus emphatique. Et ne pas s'abandonner à la facilité ... Le jeu en vaut la chandelle Larmina !



Pour Lily,

Table des matières

1	Introduction et contexte de recherche	11
2	Etat de l'art	17
2.1	La fabrication additive par dépôt de fil	18
2.1.1	Soudage par arc électrique	18
2.1.2	Types de transferts dans les procédés MIG-MAG	18
2.1.3	Description du CMT	20
2.1.4	Influence des paramètres opératoires sur le dépôt	21
2.2	Phénomènes physiques et échelles d'influence	24
2.2.1	Transferts de chaleur et détachement du métal	25
2.2.2	Dynamique du bain liquide	26
2.2.3	Solidification et microstructure	33
2.2.4	Contraintes résiduelles et déformations	34
2.3	Modélisation des phénomènes du WAAM	39
2.3.1	Méthodes numériques	41
2.3.1.1	Interfaces mobiles	41
2.3.1.2	Domaines de dépôts construits <i>a priori</i>	43
2.3.2	Plasma d'arc, fonte et détachement des gouttes	45
2.3.2.1	Flux de chaleur	46
2.3.2.2	Conditions de détachement des gouttes	47
2.3.3	Dynamique du bain liquide	48
2.3.3.1	Impact des gouttes et du plasma	48
2.3.3.2	Simulation du CMT	49
2.3.4	Modèles équivalents et développement de cordons	51
2.3.4.1	Modèles de chaleur	51
2.3.4.2	Modèles d'apport de matière.	53
2.3.4.3	Modèles de forces	54
2.3.4.4	Application à des dépôts	55
2.3.4.5	Vers des modèles sans résolution des écoulements	56
2.3.5	Comportement des structures larges	57
2.3.5.1	Résolution thermique	58
2.3.5.2	Résolution mécanique	59
2.4	Conclusion de l'état de l'art	61
3	Modélisation à l'échelle de la pièce	63
3.1	Objectif et contraintes d'une modélisation à l'échelle de la pièce	65
3.2	Description numérique de l'acier 316L	65
3.2.1	Domaine multiphasé	66

3.2.2	Chemin de solidification et enthalpies de phases	67
3.2.3	Conductivité thermique	68
3.3	Gestion du dépôt à l'échelle de la pièce	69
3.3.1	Construction explicite de la pièce, approximation des dimensions	69
3.3.2	Organigramme global du modèle	70
3.3.2.1	Les couches	70
3.3.2.2	Les cordons	72
3.3.2.3	Les segments	73
3.3.2.4	Résolution interpasses	74
3.3.3	Gestion de la métrique et du remaillage	75
3.4	Conservation de l'énergie	78
3.4.1	Équation de conservation d'énergie	78
3.4.2	Transfert de matière	79
3.4.3	Transfert de chaleur	81
3.4.4	Conditions limites, pertes de chaleur	82
3.4.4.1	Pertes aux frontières du domaine	83
3.4.4.2	Sources volumiques	83
3.4.5	Discretisation éléments finis	84
3.5	Comportement thermique du modèle macro	86
3.5.1	Cadre du modèle et paramètres	86
3.5.1.1	Paramètres de dépôt et dimensions	87
3.5.1.2	Propriétés de la matière	87
3.5.2	Conservation d'énergie et sensibilité au maillage	88
3.5.2.1	Description des maillages	88
3.5.2.2	Cas adiabatique	89
3.5.2.3	Cas plus réel avec conditions limites thermiques	94
3.5.2.4	Conclusion sur la dépendance au maillage	95
3.5.3	Sensibilité au volume critique	97
3.5.4	Influence de la chaleur latente	102
3.5.5	Conclusion du modèle thermique	104
3.6	Modélisation mécanique	105
3.6.1	Équations de l'équilibre dynamique, lois de comportement	106
3.6.1.1	Comportement élasto-viscoplastique du métal	107
3.6.1.2	Comportement newtonien du gaz	108
3.6.1.3	Réponse numérique à un chargement uniaxial de traction-relaxation	109
3.6.2	Hypothèses simplificatrices de la résolution EF	111
3.6.3	Modèle de débridage	112
3.7	Comportement mécanique du modèle macro	113
3.7.1	Cadre du modèle et paramètres	113
3.7.2	Influence du comportement mécanique	113
3.7.3	Conclusion sur le modèle mécanique	117
3.8	Conclusions et perspectives pour le modèle macro	119
4	Modélisation à l'échelle du cordon	121
4.1	Objectifs et contraintes d'une modélisation à l'échelle du bain liquide	123
4.2	Description numérique du matériau	125
4.2.1	Interface en approche Level Set	126
4.2.2	Domaines multiphasés	128

4.2.3	Equation de transport de la LS	129
4.2.4	Réinitialisation de la LS	129
4.2.4.1	Méthodes de réinitialisation	129
4.2.4.2	Sensibilité à la courbure et au maillage	130
4.3	Transferts de masse et d'énergie : résolution pour la thermo-fluidique	134
4.3.1	Mécanique des fluides	135
4.3.1.1	Lois de comportement	135
4.3.1.2	Equations de Navier-Stokes	135
4.3.1.3	Modèle d'apport de matière : fil explicite	136
4.3.1.4	Forces motrices dans le bain liquide	138
4.3.1.5	Formulation semi implicite de la tension de surface	140
4.3.1.6	Implémentation éléments finis et VMS	140
4.3.2	Résolution du problème thermique	141
4.3.2.1	Dévidage de métal à haute température	143
4.3.2.2	Modèle d'échange thermique avec le plasma d'arc	144
4.3.2.3	Implémentation éléments finis	145
4.4	Modèle du procédé CMT	145
4.4.1	Modèle de contact fil-bain	146
4.4.2	Modèle d'asservissement du fil	148
4.4.3	Cycle d'allumage du plasma	149
4.4.3.1	Conclusion sur le modèle CMT	152
4.5	Gestion du maillage	153
4.5.1	Contrôle de la métrique	154
4.5.2	Blocage et relaxation des éléments	156
4.6	Comportement du modèle sur un monocordon	157
4.6.1	Cadre et paramètres d'impression	157
4.6.2	Hypothèses sur les propriétés en thermo-fluidique	159
4.6.2.1	Choix du coefficient de Marangoni	159
4.6.2.2	Viscosité augmentée	159
4.6.3	Réponse du modèle lors d'un dépôt	162
4.6.3.1	Asservissement du procédé	162
4.6.3.2	Forme des écoulements dans le bain liquide	166
4.6.3.3	Correction de la masse : dévidage et déplacement de l'interface	170
4.6.3.4	Energie du système	174
4.6.4	Sensibilité au coefficient de Marangoni	175
4.6.4.1	Discussion de l'influence des forces de Marangoni	178
4.7	Conclusion et perspectives pour le modèle méso	181
5	Comparaison à l'expérience	185
5.1	Ressources expérimentales	186
5.2	Comparaisons pour le modèle macro	189
5.2.1	Comparaison thermique	189
5.2.1.1	Dimension des bains liquides	189
5.2.1.2	Température ponctuelle et conditions limites	192
5.2.2	Comparaison mécanique	199
5.2.2.1	Déformations des substrats	199
5.2.2.2	État de contrainte pour les murs	202
5.3	Comparaisons pour le modèle méso	203

5.3.1	Dimensions du bain liquide et température	203
5.3.1.1	Traitement d'image du bain liquide	203
5.3.1.2	Cadre numérique et justification du domaine de calcul	204
5.3.1.3	Comparaison du bain	206
5.3.1.4	Enregistrement des températures	206
5.3.2	Morphologie des cordons solidifiés	208
5.3.2.1	Scans 3D et mouillage du cordon	208
5.3.2.2	Coupes métallographiques sur cordons annexes	209
5.4	Cohérence entre les modèles	212
5.4.1	Champs de température autour du bain liquide	213
5.4.2	Conditions de solidification	213
5.5	Conclusions	215
6	Conclusion générale	219
6.1	Perspectives	224
6.1.1	Cas complexe $n^{\circ}1$: rebroussement	224
6.1.2	Cas complexe $n^{\circ}2$: tube	227
6.1.3	Couplage d'échelles	228
	Appendices	229
A	Contenu supplémentaire	231
B	SsfCordon	241
	References	246

Chapitre 1

Introduction et contexte de recherche

La première utilisation référencée d'un procédé de soudage pour une construction en trois dimensions est donnée dans un brevet de 1925 par R. Baker en Pennsylvanie assigné à la *Westinghouse Electric & Manufacturing Company*, qui revendique son invention à des fins décoratives (**Fig. 1.1**), ou toute autre "fonction utiles" [1]. De façon contemporaine, la fabrication

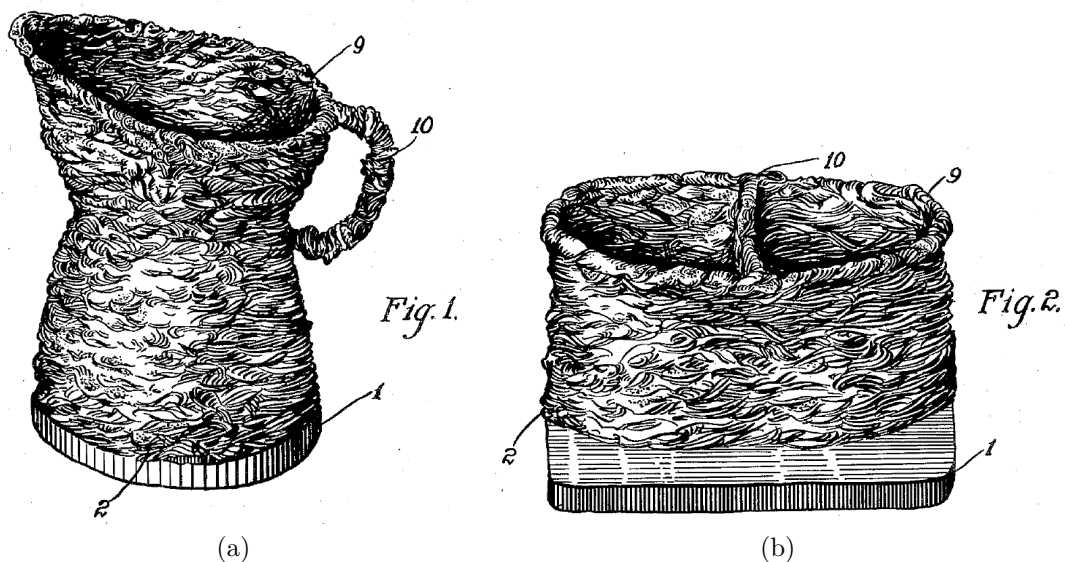


FIGURE 1.1 – Ralph Baker propose dans un dépôt de brevet datant de 1925 dans la section "Méthode de fabrication d'articles décoratifs", son invention : le dépôt continu de matière par soudage électrique [1]

additive (*FA*) par dépôt de fil émerge dans les domaines universitaires et industriels depuis quelques années pour du prototypage, puis vers une intégration pour des pièces fonctionnelles [2, 3], apportant des champs d'applications différents et complémentaires aux technologies lit et dépôt poudre déjà industriellement viables. Regroupés sous l'entité *WAAM* pour *Wire and Arc Additive Manufacturing*, ces procédés reposent sur l'ajout de métal fondu par une torche de soudage, dont la trajectoire est pilotée par robot, comme présenté dans la **Fig. 1.2**. Le *WAAM*, par rapport aux technologies de lit de poudre, permet, entre autres : des dépôts de matière bien plus importants [4] ; un environnement de travail plus sain puisque le matériau est stocké sous forme de fil [5] ; de construire des pièces aux dimensions non limitées par une enceinte ; et de se

soustraire aux prix prohibitifs des matières premières [6]. Bien que les procédés de dépôt soient de mieux en mieux maîtrisés, jusqu'à des applications de remplissage multipasses, le WAAM souffre des problèmes inhérents à la FA, rendant son utilisation difficile dans un cadre industriel. La qualité du dépôt (régularité du cordon solidifié), et sa liaison avec la couche précédente (qui sert de base à la couche suivante), influence directement la qualité de la pièce dans son ensemble. On y retrouve donc les problématiques d'apport de matière et de chaleur, intervenant dans le comportement du bain liquide, résultant à son tour d'une microstructure métallurgique et morphologie particulière lors de la solidification du cordon, et donc de contraintes et déformations mécaniques. Le WAAM s'appuie, entre autres, sur le procédé *Cold Metal Transfer* (CMT), qui est une amélioration du procédé *Gas Metal Arc Welding* (GMAW) en court-circuit. En déposant directement le métal fondu dans le bain liquide, il assure un dépôt stable, peu de projections, et un apport énergétique faible, ce qui correspond parfaitement aux attentes de la FA arc-métal. Les études de la littérature qui consistent en des études paramétriques montrent une grande sensibilité aux paramètres procédés et à l'environnement de soudage. Cependant, bien que certaines pièces industrielles de grande complexité aient déjà été réalisées (voir **Annexe.A1**), le WAAM, associé au procédé CMT, n'est pas industriellement répandu et maîtrisé.

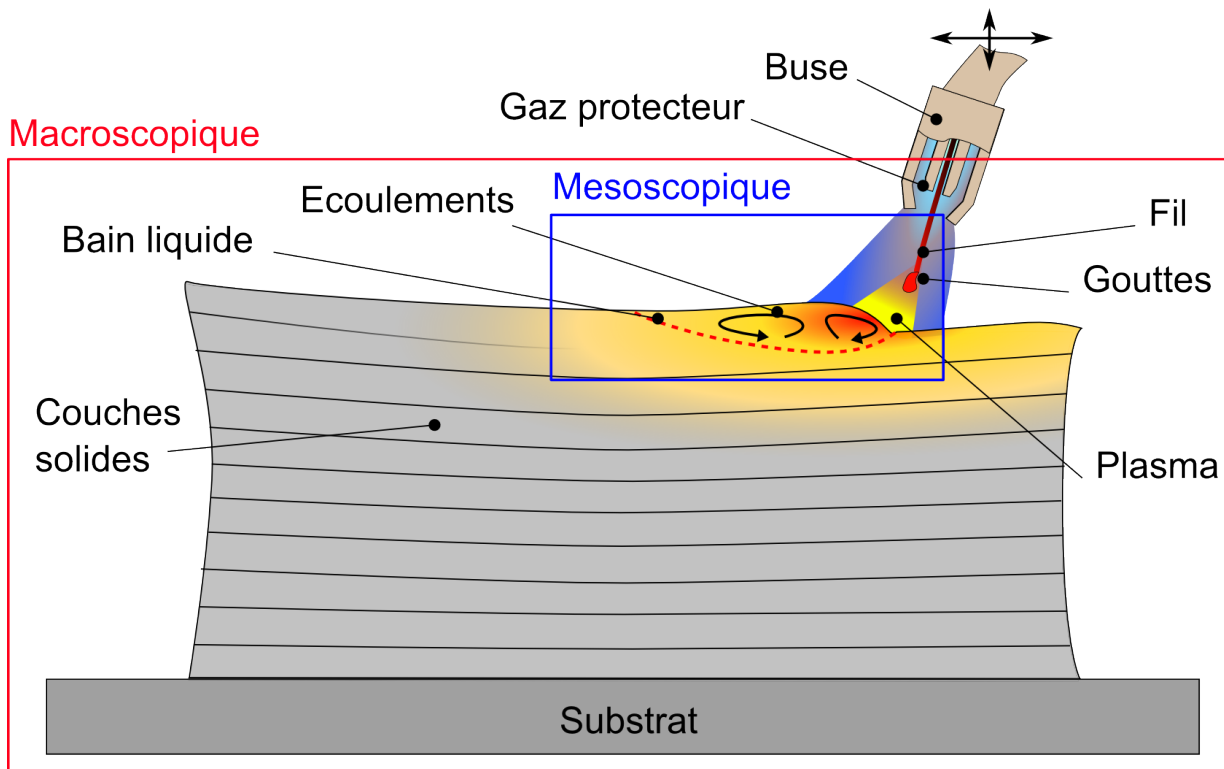


FIGURE 1.2 – Schéma global du procédé WAAM, avec les échelles d'intérêt relatives aux modèles. Le modèle méso décrit les écoulements dans le bain liquide, provoqués par la chute des gouttes fondues et l'apport de chaleur par plasma. Pour le modèle macro, un modèle de dépôt simplifié permet de tenir compte de trajectoires et de paramètres propres à chaque cordon, pour modéliser le champs thermo-mécanique pour des grandes dimensions.

Cette thèse vient donc s'inscrire dans le projet ANR (Agence Nationale de la Recherche) nommé MACCADAM (*Matériaux à Caractéristiques Contrôlées élaborés par fabrication ADditive Arc-Métal*) [7], qui vise à favoriser l'industrialisation du WAAM, comprendre et dépasser les verrous qui limitent son essor. Les objectifs d'origine sont définis comme suit :

- Le projet a proposé dans un premier temps de déterminer les champs d'application et d'intérêt du WAAM dans le tissu industriel, à l'aide d'une étude comparative avec les autres procédés métalliques. Deux alliages seront retenus pour leurs intérêts, l'acier inoxydable 316L et l'alliage de titane TA6V.
- Identifier les paramètres énergétiques ou d'environnement les plus influents sur la morphologie, la microstructure et les contraintes-déformations. On citera les caractéristiques complexes du cycle de dépôt CMT, entre autre à l'amorçage et à la fin des cordons, de la composition des gaz de protection, des stratégies de dépôt et de refroidissement de la pièce en construction.
- Caractériser la forme des cordons, la microstructure et la tenue mécanique en fatigue, en vue de préconiser les choix de paramètres optimaux pour répondre à des attentes industrielles.
- Développer un outil numérique modélisant les écoulements, la solidification permettant de prédire les microstructures, le refroidissement de la pièce, de façon à aider à la détermination des paramètres pertinents.

MACCADAM est porté par différents acteurs, académiques et industriels (voir **Fig. 1.3**, qui se sont répartis la charge des activités en réponse aux objectifs initiaux :

- POLYSHAPE[8], entreprise française basée à Salon-de-Provence, propose de nombreux services d'impression 3D, intègre et développe le procédé Arc-Métal dans la gamme de ses procédés de FA. L'entreprise a été impliquée dans la première tâche d'étude technico-économique, dans le choix et la fourniture des alliages 316L et TA6V, et a retenu 2 jeux de paramètres d'intérêt industriel, utilisées pour la suite du projet (présentées au cours du manuscrit).
- Le LMGC (Laboratoire de Mécanique et Génie Civil) [9] est présent avec deux équipes, d'un côté centrée sur l'étude de l'influence des paramètres procédés, et de la mise en place des constructions des échantillons, cordons et murs ; de l'autre, chargée de la caractérisation mécanique en fatigue oligo-cyclique. Les travaux de la présente thèse seront en grande partie comparés aux données fournies par Christophe Hacquard, doctorant au LMGC dans le cadre du projet MACCADAM, et s'appuieront sur la connaissance du procédé et son contrôle par les travaux de Mezrag, Villaret, Deschaux-Beaume et Bordreuil [10, 11, 12]. Ces données seront présentées par la suite, et regroupent des enregistrements des formes d'ondes du CMT, des images du bain liquide, des mesures de température, qui permettront de nourrir les modèles ainsi que les évaluer.
- Le laboratoire ICA (Institut Clément Ader) [13] s'intéresse à l'étude des structures, des systèmes et des procédés mécaniques, et s'est concentré sur l'instrumentation de procédés. L'équipe a fourni une grande quantité de caractérisation microstructurale concernant le 316L, dont des macrographies, des scans des cordons et murs pour accéder à leur morphologie, et des mesures de déformations des substrats pour les confronter aux résultats des modèles numériques.
- Le LGP (Laboratoire Génie de Production) [14] est spécialisé dans la caractérisation des matériaux et des assemblages par soudage laser, et les microstructures des alliages de

titane fabriqués par LPBF (Layer Powder Bed Fusion). De pair avec l'ICA, le LGP a travaillé sur la troisième tâche, focalisée sur le TA6V, ce qui a permis de déterminer les relations entre comportement mécanique, microstructure et paramètres procédés.

- Enfin le CEMEF (Centre de mise en forme des matériaux) [15], centre de recherche Mines ParisTech et associé au CNRS, dans lequel est réalisé cette thèse, est responsable de la dernière tâche. L'équipe a pour ambition de développer des modèles multi-échelles adaptés aux procédés de fabrication additive, incluant la simulation de la solidification issue des écoulements, et résultant sur des modèles de microstructure couplés à de la mécanique du solide. Dans ce projet, le CEMEF se base sur les développements d'outils numériques disponibles dans la librairie de calcul *Cimlib*.

Ainsi, cette thèse s'engage dans la dernière tâche, comprendre et prédire les comportements du WAAM, de l'influence corrélée du dépôt de la matière dans le bain liquide jusqu'à la réponse thermo-mécanique de la pièce dans son ensemble, et ce, grâce à la modélisation. Les dimensions impliquées dans les phénomènes propres à la FA couvrent plusieurs ordres de grandeur, et les contraintes numériques empêchent une modélisation unique d'un tel procédé. Le projet propose donc une approche multi-échelles, focalisée - d'une part sur les phénomènes du bain liquide, le transfert CMT et les écoulement à l'échelle du cordon, avec un modèle mésoscopique, - d'autre part, les cycles thermo-mécaniques à l'échelle de la pièce avec un modèle macroscopique, à l'image de la **Fig. 1.2**. Malheureusement, compte tenu du temps de développement des deux modèles, les modélisations de microstructure initialement proposées dans le projet initial ne seront pas mises en place dans ces travaux. Néanmoins, le contenu de cette thèse propose un socle numérique pour permettre à terme de mettre en place une simulation de microstructure et un couplage d'échelle, avec une communication des deux modèles, de façon à utiliser l'historique thermo-mécanique d'une pièce en construction pour relancer des cas de plus petite dimension.

La première partie de ce manuscrit, dans le **Chapitre 2**, permettra au lecteur de situer le cadre de l'étude. Les procédés de soudage impliqués dans le WAAM seront présentés, et plus précisément le CMT, propre au projet. On y trouvera des explications sur le cycle de dépôt et les phénomènes qui en découlent - du transfert de matière à la réponse mécanique de la pièce - et la sensibilité aux paramètres procédé et matériau. On détaillera à la suite les modèles utilisés dans la littérature, leurs entrées, domaines et limites d'utilisation. Tandis que certains modèles proposent une résolution fortement couplée, entre électromagnétisme et mécanique des fluides pour s'intéresser à la chute des gouttes dans le bain liquide, pour des échelles réduites par contrainte numérique; d'autres modèles s'appuient sur des hypothèses simplificatrices de sources de matière et chaleur, de façon à aborder des domaines plus étendus (pièce entière).

Le **Chapitre 3** sera consacré au modèle macroscopique, à l'échelle de la pièce : de façon intuitive, on aurait imaginé présenter le modèle mésoscopique en premier, mais pour des raisons d'équilibre du manuscrit, et par son approche simple, le modèle macro sera détaillé avant. L'objectif a été de construire un modèle dédié aux grandes dimensions, c'est à dire pour des pièces de plusieurs dizaines à centaines de couches, prenant en compte la spécificité de dépôt pour chaque passe. Ainsi, à partir de la CAO de la pièce, d'un volume critique de chaleur équivalente et des données procédé, la temporalité (dépôts, arrêts) et la trajectoire de la torche, le modèle est capable de rendre compte de l'histoire thermo-mécanique de la pièce en construction. L'acier 316L, alliage de l'étude, qui sera utilisé sera décrit numériquement dans cette partie, de façon à nourrir les modèles. Le cadre de simulation, les modèles de chaleur, l'algorithme du modèle seront détaillées au cours de cette partie. Une étude de sensibilité thermique aux paramètres

numérique sera conduite. La mécanique du solide sera donc prise en compte, et un modèle de débridage sera présenté, appliqué à un mur simple.

Le **Chapitre 4** regroupera les travaux sur le modèle dit mésoscopique. Ce modèle a donc été développé dans le but de prédire la dynamique des écoulements lors du dépôt de matière imposé par le cycle du CMT, dont résultera la morphologie des cordons à l'issue de la solidification. Le contexte de Level-Set sera détaillé, ainsi que les équations et les hypothèses sur la résolution en mécanique des fluides, tenant compte de la tension de surface et des effets de Marangoni. Le modèle repose sur un apport explicite de la matière sous forme d'un fil fondu et d'une source de chaleur surfacique équivalente. Alors que la résolution électromagnétique n'est pas prise en compte, un modèle de contact géométrique a été utilisé pour piloter le déplacement du fil. Ainsi, le modèle méso rend compte du cycle asservi du CMT, et de la forme du bain liquide, en tenant compte des paramètres principaux du procédé. L'influence du coefficient de Marangoni sera finalement discutée. Bien entendu, les contraintes numériques associées à une résolution fine du modèle impose des dimensions de domaine restreintes, n'excédant pas la dizaine de centimètres, ce qui nécessite une maîtrise précise du maillage.

Enfin, le dernier **Chapitre 5** regroupera les discussions autour des résultats et comparaisons expérimentales avec les deux modèles, ainsi qu'entre eux. On y trouvera une étude sur le calage thermique du modèle macro à partir des mesures par thermocouples fournies par le LMGC, et de l'imagerie effectuée sur les bains liquides en cours de fabrication. Pour une approche comparative du modèle méso, des mesures ponctuelles de température l'évolution du bain *in situ*, un scan 3D de la morphologie d'un cordon, ainsi que des coupes métallographiques seront exploitées. Finalement, les modèles méso et macro seront confrontés sur des dépôts à des échelles accessibles aux deux. Ainsi, il sera possible d'estimer les conditions propices à la mise en place d'un couplage multi-échelles pour de futurs projets.



FIGURE 1.3 – Partenaires du projet a) CEMEF, b) ICA, c) LMGC, d) LGP, e) POLYSHAPE et f) ANR

Chapitre 2

Etat de l'art

Sommaire

2.1	La fabrication additive par dépôt de fil	18
2.1.1	Soudage par arc électrique	18
2.1.2	Types de transferts dans les procédés MIG-MAG	18
2.1.3	Description du CMT	20
2.1.4	Influence des paramètres opératoires sur le dépôt	21
2.2	Phénomènes physiques et échelles d'influence	24
2.2.1	Transferts de chaleur et détachement du métal	25
2.2.2	Dynamique du bain liquide	26
2.2.3	Solidification et microstructure	33
2.2.4	Contraintes résiduelles et déformations	34
2.3	Modélisation des phénomènes du WAAM	39
2.3.1	Méthodes numériques	41
2.3.1.1	Interfaces mobiles	41
2.3.1.2	Domaines de dépôts construits <i>a priori</i>	43
2.3.2	Plasma d'arc, fonte et détachement des gouttes	45
2.3.2.1	Flux de chaleur	46
2.3.2.2	Conditions de détachement des gouttes	47
2.3.3	Dynamique du bain liquide	48
2.3.3.1	Impact des gouttes et du plasma	48
2.3.3.2	Simulation du CMT	49
2.3.4	Modèles équivalents et développement de cordons	51
2.3.4.1	Modèles de chaleur	51
2.3.4.2	Modèles d'apport de matière.	53
2.3.4.3	Modèles de forces	54
2.3.4.4	Application à des dépôts	55
2.3.4.5	Vers des modèles sans résolution des écoulements	56
2.3.5	Comportement des structures larges	57
2.3.5.1	Résolution thermique	58
2.3.5.2	Résolution mécanique	59
2.4	Conclusion de l'état de l'art	61

2.1 La fabrication additive par dépôt de fil

La fabrication additive par dépôt de fil regroupe les procédés faisant intervenir la fonte d'un fil de métal dans un arc électrique entre la torche de soudage et la pièce de travail, suivant une trajectoire pilotée pour déposer des cordons successifs. Avant de discuter d'une application à la fabrication additive, il est déjà nécessaire de rappeler ce qu'est un procédé de soudage, et quels sont ceux adaptés à un emploi FA.

2.1.1 Soudage par arc électrique

Un arc est une décharge électrique dans un milieu gazeux entre deux électrodes de potentiel différent. Une colonne d'arc, ionisée par les électrons émis de la cathode, apparaît entre ces deux électrodes, où la température peut atteindre des valeurs de 20000 K, en majorité induites par effet Joule [16]. Ces électrons sont décélérés à l'approche de l'anode, ce qui transforme leur énergie cinétique en chaleur. La plus grande partie de l'énergie apportée par un arc provient de cet échauffement.

Plusieurs technologies sont utilisées en soudage à l'arc, on retrouve deux grandes branches (voir **Annexe.A2**). D'une part les procédés dits GTAW (Gas Tungsten Arc Welding) ou TIG (Tungsten Inert Gas), où la torche est composée d'une électrode réfractaire en tungstène, et d'un acheminement en gaz qui va former le plasma et protéger de l'oxydation, avec le fil de métal qui est apporté par le côté; d'autre part, les procédés GMAW (Gas Metal Arc Welding), ou MIG-MAG (Metal Inert-Activ Gas), où le fil d'apport fait directement office d'électrode, visible dans le schéma de la **Fig. 1.2**. Les technologies MIG-MAG, bien qu'ayant un arc moins stable que le TIG, sont préférées dans une application FA, pour leur débit de matière plus important, et parce que l'apport de fil co-axial permet d'avoir des torches de soudage de plus petite dimension, moins contraignantes pour les trajectoires. Le sujet de la thèse étant focalisé sur le procédé MIG-CMT, le procédé TIG ne sera pas plus détaillé.

2.1.2 Types de transferts dans les procédés MIG-MAG

On retrouve dans le schéma de la **Fig. 2.1** les différents types de transfert de matière associés aux procédés MIG-MAG. Pour plus de précisions sur le comportement de l'arc, le lecteur est invité à se diriger vers les études bibliographiques des thèses de Perry [17], Benoit [18], Ortega [19], et Cadiou [20].

- Les régimes énergétiques comme le spray apparaissent pour des intensités fortes, où le fil d'apport fond en fines gouttes régulières projetées à grande vitesse. La pénétration du bain est très importante. Le régime de veine tournante est de même utilisé pour des intensités très fortes ($> 450A$) qui imposent des forces électromagnétiques au métal fondu, celui-ci effectuant un mouvement de rotation. Ce type de transfert de forte puissance, adapté à des tôles épaisses, amène à des accumulations importantes de chaleur dans la pièce, et sied donc peu à de la FA.
- Moins énergétique, le transfert globulaire permet de fondre le fil au bout duquel se

forment des gouttes de grande dimension, qui tombent sous l'effet de leur poids. Leurs trajectoires sont aléatoires, et peuvent engendrer des projections, ce qui en fait un inconvénient majeur pour un usage qui exige des cordons réguliers. Dans la continuité, le transfert pulsé repose sur des pics de forte intensité, qui viennent cisailer les gouttes et forcent leur détachement, ce qui permet un dépôt plus régulier.

- Pour des applications de tôles minces ou autre soudages "délicats" nécessitant des tensions et intensités basses, le régime de court-circuit est communément employé. Les gouttelettes générées entrent en contact avec le bain liquide et court-circuitent l'arc. Cependant, ces courts-circuits viennent perturber la stabilité de l'arc, ce qui provoque des projections.
- Finalement, intermédiaire entre le régime pulsé et le court-circuit, le procédé MIG-CMT pour *Cold Metal Transfer* proposé par l'entreprise FRONIUS [21] vient forcer un court-circuit en déposant les gouttes dans le bain, tout en réduisant l'intensité de façon contrôlée pour éviter les projections citées précédemment. Le procédé est donc reconnu pour ses cordons très réguliers, et permet de découpler l'apport de matière et de chaleur, tout en maintenant un faible apport énergétique (d'où son appellation "*Cold*"). C'est dès 2011 que son utilisation sera jugée pertinente pour la FA par les équipes de Cranfield avec les travaux d'Almeida [22, 23]. Son cycle et ses spécificités seront détaillés dans la section suivante.

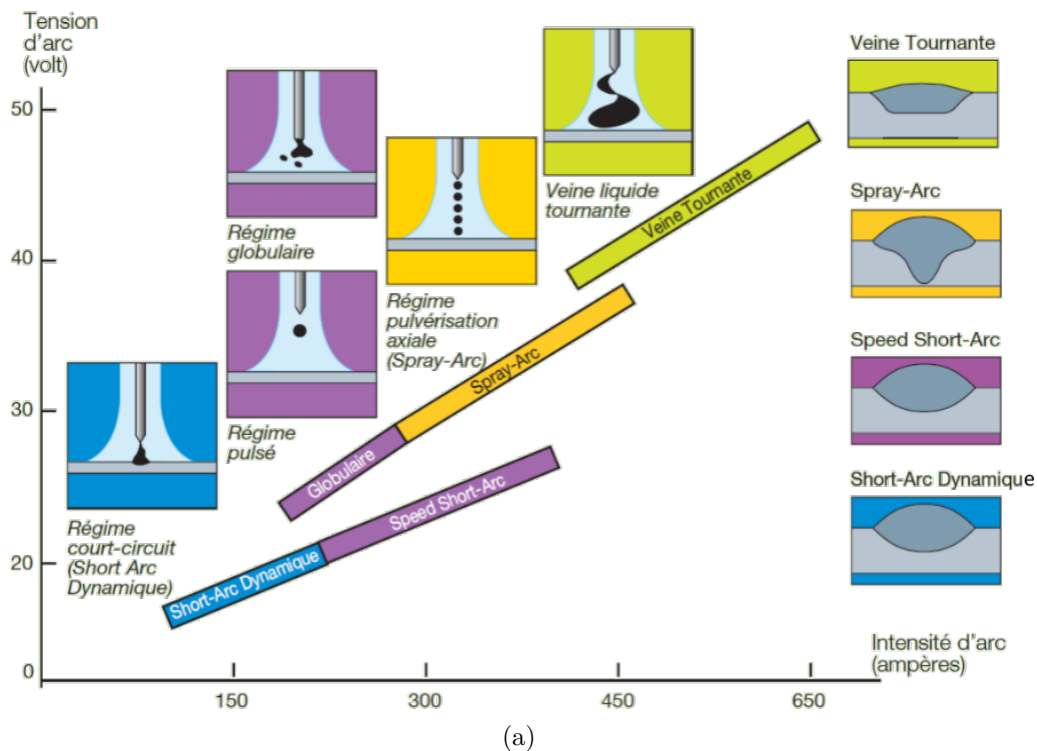


FIGURE 2.1 – Différents types de transfert de matière pour les procédés MIG-MAG, schématisé par SAF-FRO [24].

2.1.3 Description du CMT

Il existe plusieurs variantes des cycles CMT, avec des régimes dits pulsés, avancés, et spécifiques à l'amorçage et l'extinction de l'arc. Par volonté de simplification et d'utilité pour ces travaux, ces variantes ne seront pas décrites. On s'intéressera ici à la forme la plus simple du cycle CMT, exposé dans la **Fig. 2.2**, où sont détaillés les 8 paramètres caractéristiques dans les travaux d'Ortega [19]. Les morphologies résultantes de ces essais sont disponibles dans l'**Annexe.A3**. Le cycle du CMT se base sur le court-circuit provoqué par le contact de la goutte avec le bain fondu, qui pilote un asservissement de la position du fil d'apport.

Trois phases caractérisent le cycle de fréquence f_{CMT} (qu'on retrouve entre 50 et 250Hz) identifiées dans la **Fig. 2.2** :

- a b Court-circuit** : le fil en partie fondu à son extrémité (sous forme de gouttes) est en contact avec le bain liquide. La tension devient nulle, et pour éviter des projections propres au transfert par la technologie court-circuit, le CMT maintient un courant de court-circuit de faible intensité à la valeur $I_{C.C.}$ (en A). La vitesse de dévidage du fil devient négative, on impose donc au fil de se rétracter. Le pont capillaire de métal fondu va s'étirer jusqu'à se rompre.

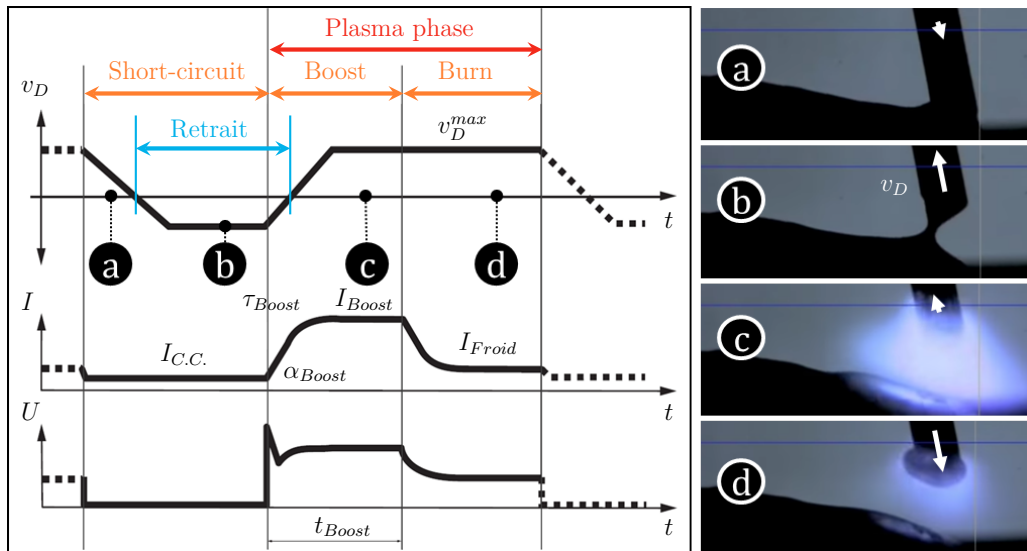


FIGURE 2.2 – Forme d'onde du procédé CMT modifiée depuis le manuel de commande du CMT [25], associé aux images de dépôt [filmés par Fronius](#) (lien cliquable) [21], et les différents paramètres du cycle.

- c Boost, ou "Arc chaud"** : Le détachement de la goutte provoque la sortie du court-circuit, et une différence de potentiel apparaît entre l'électrode et le substrat. Le courant est augmenté à la valeur I_{Boost} (en A) avec un taux α_{Boost} (en $A \cdot s^{-1}$) et amorti ensuite pendant la constante de temps τ_{Boost} (en s). La différence de potentiel et le courant sont suffisamment élevés pour ioniser le gaz : l'arc s'établit. La vitesse du fil redevient positive et atteint une vitesse nominale v_D^{max} (en $m \cdot s^{-1}$). Cette étape est maintenue durant une durée imposée t_{Boost} (en s).
- d Burn, ou "Arc froid"** : Le poste fait chuter le courant avec un taux $\alpha_{C.C}$ (en $A \cdot s^{-1}$), pour atteindre un courant de plus faible intensité I_{Froid} (en A), suffisant pour maintenir un plasma. La tension chute par rapport à la caractéristique de l'arc. Les

forces électromagnétiques étant ainsi limitées, le métal fondu à la pointe du fil, sous forme de gouttes, n'est pas cisailé et reste en contact avec celui-ci. Le dévidage continu du fil apporte la goutte délicatement dans le bain, générant à nouveau la phase de court-circuit.

Une vidéo proposée sur la [chaîne Youtube de Fronius](#) [21] permet clairement de saisir l'évolution du cycle à la pointe de l'électrode. A notre connaissance, aucune étude ne montre visuellement le dépôt continu du CMT. Aussi, pour permettre au lecteur de mieux appréhender la forme des cycles, l'entreprise CAVITAR (matériel d'imagerie) propose un enregistrement haute vitesse du CMT où l'on voit le plasma, la pression d'arc et les écoulements en surface du bain liquide [26].

2.1.4 Influence des paramètres opératoires sur le dépôt

Les caractéristiques géométriques d'un cordon sont présentées dans la **Fig. 2.3**. Sa largeur b , sa hauteur h_{cor} , la pénétration du bain P_{BL} (tous en m), l'angle de mouillage du cordon Θ (en $^\circ$), les aires de renforcement S_{cor} et de dilution S_p (en m^2), ainsi que le ratio d'aspect $A_r = h_{cor}/b$ et le taux de dilution $D = S_p/(S_{cor} + S_p)$ (adim) sont les caractéristiques essentielles pour estimer sa forme, surtout dans un contexte de FA où la qualité de la pièce dépend essentiellement de la qualité des couches et de leur adhésion.

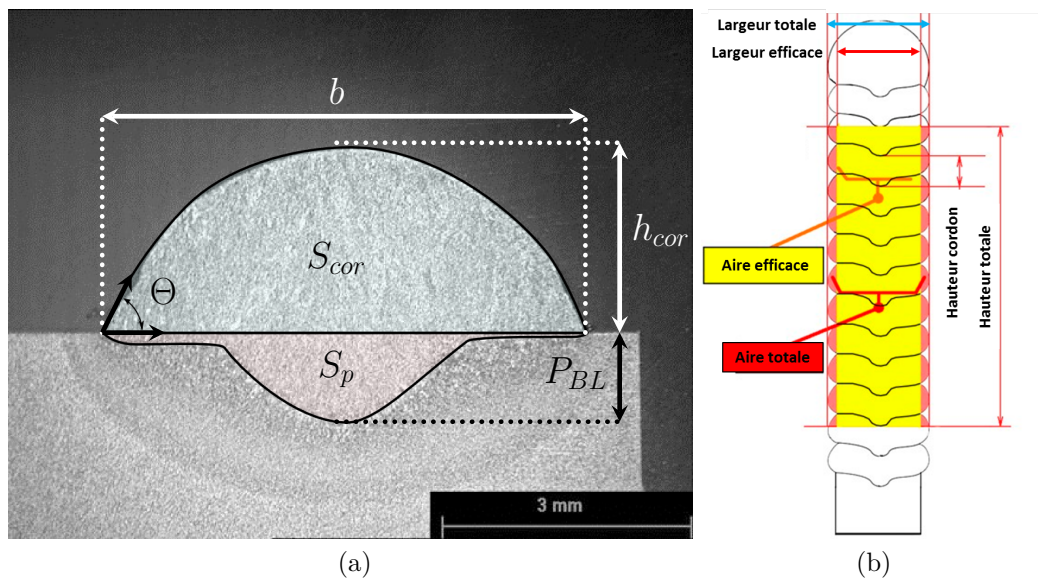


FIGURE 2.3 – Morphologies d'intérêt pour le WAAM : (a) Pour un cordon, coupe transverse d'un cordon de soudage par CMT et ses caractéristiques géométriques. Schéma modifié depuis les travaux de Almeida [23]. et (b) pour un mur mince de cordons où l'on distingue le métal réel des sections utiles [27].

Cette morphologie des dépôts est sensible aux valeurs des paramètres du cycle CMT présentés précédemment, qui repose sur un couplage complexe entre énergie apportée, quantité de matière, et déplacement de la torche. Les travaux sur le dépôt de l'aluminium d'Ortega [19] (voir **Annexe.A3**), et le soudage dissimilaire acier/aluminium de Mezrag et al. [10]; sur les aciers doux par Ali et al. [28] et Chen et al. [29]; et enfin ceux sur les réponses dynamiques du bain par Fang. et al [30] concordent sur les observations suivantes :

Phase boost avec I_{Boost} et t_{Boost} : la majorité de l'énergie vient de la phase boost, qui va augmenter avec le courant de boost I_{Boost} et sa durée t_{Boost} , considérés comme les plus influents. Chen et al. montrent que t_{Boost} est le paramètre le plus influent sur la quantité d'énergie apportée, comme on le voit sur les **Fig. 2.4** (a), (b) , et par conséquent, sur l'étalement et la pénétration du bain liquide (d), et la température des gouttes [10].

Le courant de burn I_{Froid} augmente aussi l'énergie du cycle. En augmentant I_{Froid} , le fil va plus fondre, les gouttes seront plus grosses et entreront plus rapidement en contact avec le bain liquide. La fréquence du cycle f_{CMT} et la masse des gouttes vont augmenter en conséquence le taux de dépôt.

La vitesse de dévidage v_D : une vitesse de dévidage "maximale" v_D^{max} faible va laisser plus de temps au fil pour fondre, ce qui génère des gouttes de plus grandes dimensions, et plus espacées dans le temps. A l'inverse, une haute valeur de v_D^{max} laissera moins de temps au métal pour fondre. Dans les deux cas, poussé à l'extrême, cela se traduit par des irrégularités.

Note I : Note : Asservissement du CMT

*Il est important de noter que le CMT est un cycle d'asservissement de la position du fil. Ainsi, la vitesse de dévidage v_D instantanée est pilotée par le statut de l'arc, et sa moyenne peut être bien différente de la valeur machine, jusqu'à 25 à 30 % inférieure [28], ce qui est confirmé par la **Fig. 2.4** (c), où le taux de dépôt réel augmente avec le courant moyen [29].*

La vitesse d'avance de la torche v_{tor} va piloter l'énergie linéique $E_{lin} = P_{tor}/v_{tor}$ (en $J \cdot m^{-1}$). Le bain va donc moins s'étaler, moins pénétrer si cette vitesse augmente [30]. En notant le débit volumique de matière D_{vol} (en $m^3 \cdot s^{-1}$) avec le diamètre \varnothing_F (en m)

$$D_{vol} = \pi \left(\frac{\varnothing_F}{2} \right)^2 v_D \quad (2.1)$$

et son pendant le débit massique $D_{mas} = \rho D_{vol}$ (en $kg \cdot s^{-1}$) avec la masse volumique ρ (en $kg \cdot m^{-3}$), la section du cordon S_{cor} (en m^2) va être influencée, définie comme le ratio du débit volumique D_{vol} (en $m^3 \cdot s^{-1}$) sur la vitesse d'avance v_{tor} (en $m \cdot s^{-1}$)

$$S_{cor} = \frac{D_{vol}}{v_{tor}} \quad (2.2)$$

Les gaz de protection : les métaux ayant tendance à réagir avec l'oxygène de l'air pour former des oxydes ou nitrures, un mélange de gaz de protection (argon, hélium, gaz carbonique, ... un aperçu est donné dans la thèse de Chapuis [31]) permet de limiter les interactions entre le bain et l'air. La composition du gaz, l'inertage à l'oxydation et la teneur en soufre du fil vont aussi modifier l'énergie interfaciale du liquide, entraînant l'étalement ou la pénétration du bain, comme on peut le voir dans la **Fig. 2.5**. L'étude bibliographique des travaux de Perry regroupe une grande quantité d'informations sur ce sujet [17]. Le gaz est généralement constitué d'argon, et l'ajout d'hélium, nitrogène ou hydrogène, en raison de leur capacité thermique et de leur conductivité électrique différentes, tend à augmenter la température et la vitesse de gaz dans un plasma TIG [32], donc la pénétration du bain.

Les autres paramètres (propres au cycle, à la hauteur d'arc, ...) sont moins influents mais pour des valeurs extrêmes, ils peuvent amener à la suppression de cette phase de

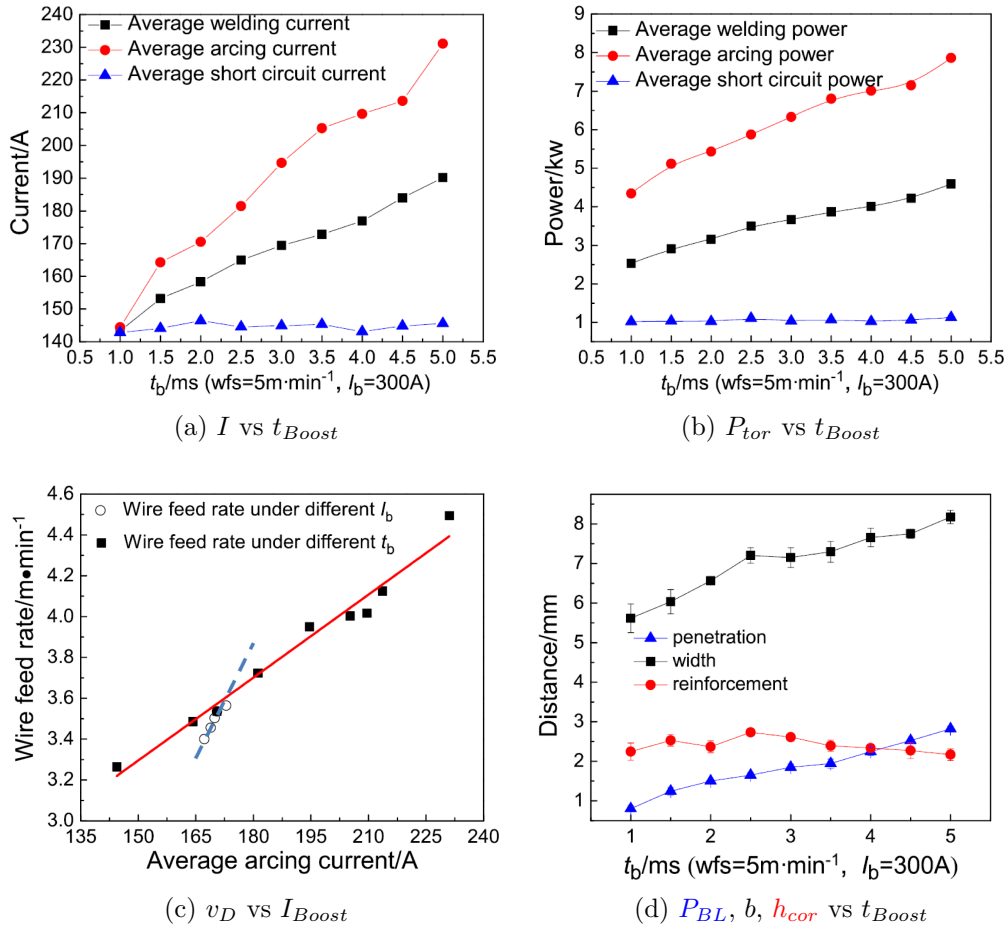


FIGURE 2.4 – Influence des paramètres du CMT selon l'étude de Chen et al. [29]. (a) et (b) permettent de voir que la durée du boost t_{Boost} a une grande influence sur le courant moyen, donc sur la quantité d'énergie apportée, et par conséquent (c) sur le débit de matière apportée et (d) les dimensions du cordon. Le courant de boost I_{Boost} entraîne les mêmes tendances mais dans une moindre mesure.

boost, limitant la fonte du fil ou la chauffe du substrat. A l'inverse, un plasma trop puissant amène sur des régimes de dépôt pulsés, ce qui entraîne projections, porosités et vaporisation du métal.

L'amorçage et la fin de l'arc sont considérés comme des périodes transitoires, où la morphologie du cordon peut être très irrégulière, et entraîner des répercussions sur les dépôts suivants. Ces zones sont estimées à quelques dizaines de millimètres [19]. Les solutions envisagées consistent soit à déposer en aller retour, pour des applications de murs, soit à déposer en cordon continu [33], pour des géométries complexes. Cela permettrait de limiter les erreurs dues aux arrêts/reprises.

Le temps de refroidissement d_{idl} : dans une application additive, le temps caractéristique d'attente (*dwell time* en anglais) laissé à un dépôt pour qu'il refroidisse de façon naturelle ou active contribue à gérer l'accumulation de chaleur dans la pièce, qui va influencer sur l'étalement du bain liquide, les gradients de température et la microstructure résultante. Industriellement, des compromis sont cherchés pour minimiser au mieux ce temps qui joue *in fine* sur le taux de dépôt moyen.

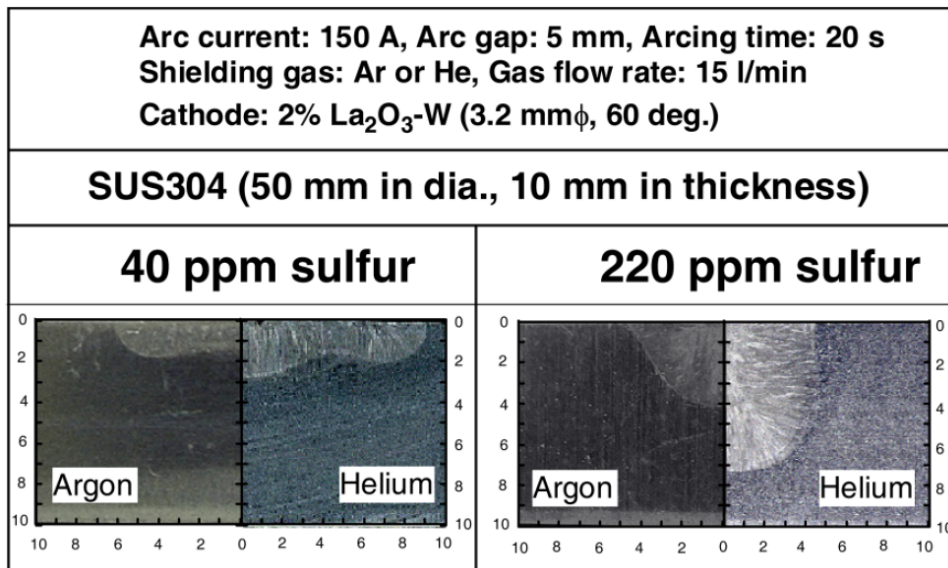


FIGURE 2.5 – Coupes macrographiques de bain liquide obtenues par soudage TIG, sous l'influence de différents gaz protecteurs, ici argon ou hélium, et avec des aciers contenant 40 et 220 ppm de soufre. [32].

2.2 Phénomènes physiques et échelles d'influence

Le WAAM repose sur des phénomènes qui couvrent plusieurs ordres de grandeur spatiale :

- $10^{-6} - 10^{-3}$ m : La génération du plasma d'arc, et la fusion de l'électrode comme source de chaleur.
- $10^{-3} - 10^{-2}$ m : Le transfert de chaleur sur la zone de dépôt, par le plasma ou le métal chaud, qui forment un bain de métal liquide.
- $10^{-2} - 10^{-1}$ m : Une solidification de ce bain venant figer sa morphologie, rapide à l'arrière, et plus lente en son fond, qui conduit en majorité à une microstructure colonnaire orientée dans le sens de construction.
- $10^{-1} - 10^1$ m : Un historique de cycles thermo-mécaniques générés par le dépôt successif de couches, qui engendrent une répartition et accumulation de chaleur spécifique à chaque cordon. La forme du bain liquide, la microstructure et les états de contrainte peuvent en être modifiés.

Ces phénomènes sont corrélés et interdépendants car ils viennent s'influencer mutuellement, et aussi affecter la qualité de la pièce. Comme dans tout procédé FA, le WAAM nécessite de maîtriser la qualité des dépôts individuellement, tout au long de la construction, mais aussi la qualité de la liaison entre ces dépôts - d'autant plus qu'une partie de la littérature sur le WAAM se concentre sur la construction de voiles minces, autrement dit de murs constitués d'une superposition de cordons uniques, dont la qualité dépendra du "maillon le plus faible". A l'échelle des interactions chimiques, un mauvais inertage entraîne la création d'oxydes sur la surface solidifiée où un régime CMT trop énergétique peut favoriser un taux de porosité important. Ces phénomènes viennent dégrader les propriétés mécaniques de la pièce, voire conduire à de la fissuration à chaud, imposant l'arrêt de la construction. Dans un autre cas, pour des pièces parachevées avec des états de surfaces maîtrisés, l'anticipation d'une section efficace au travers du profil, comme dans la **Fig.** 2.3 (b), est nécessaire. Un mauvais contrôle du dévidage génère des cordons irréguliers, et un seul écart peut conduire à sortir des critères

de construction. Le contrôle du profil sur des dizaines de couches sous certaines conditions peut devenir complexe, et certains travaux, comme ceux de Yehorov et al. proposent de composer avec ces défauts géométriques pour limiter les rebuts dans la production [27]. Pour de plus amples informations sur la connaissance du WAAM, le lecteur peut se référer aux sources suivantes [34, 35].

2.2.1 Transferts de chaleur et détachement du métal

Dans cette section, on présente de façon découpée les phénomènes propres au plasma, et à la fusion de l'électrode. Rapidement abordé dans la **Section 2.1.1**, un plasma d'arc est un environnement soumis à des interactions électromagnétiques et thermiques, où vient fondre l'électrode de métal. Les phénomènes électriques intervenant aux interfaces des électrodes ne seront pas détaillés ici, nous renvoyons le lecteur vers les travaux de S. Cadiou [20]. A partir du schéma **Fig. 2.6** qui positionne les zones d'interaction des phénomènes, on relève plus simplement dans le plasma :

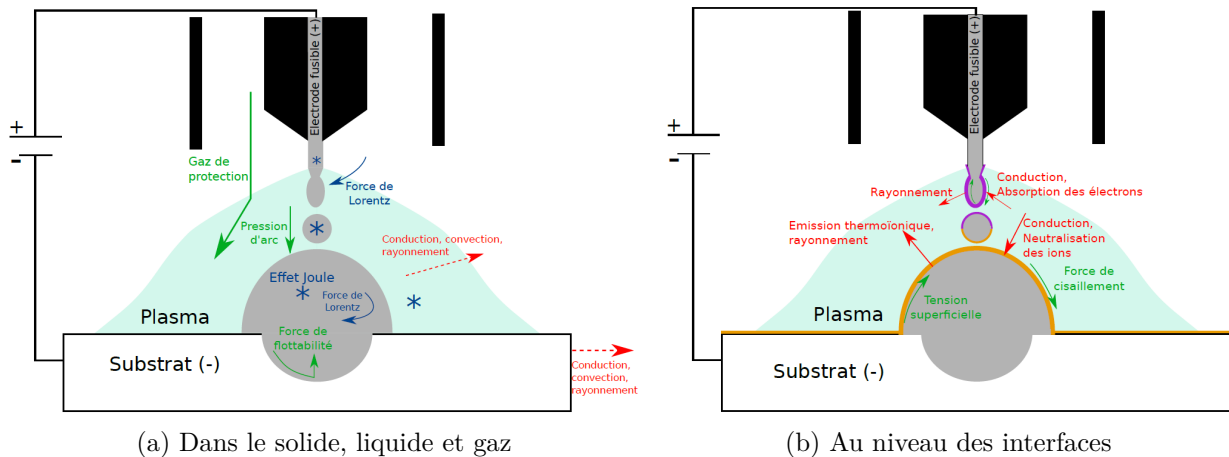


FIGURE 2.6 – Schéma des phénomènes physiques impliqués dans les procédés MIG, proposé dans les travaux de S.Cadiou [20]

L'effet Joule : le gaz ayant une résistance électrique, le passage du courant provoque un échauffement par effet Joule, considéré comme l'apport majoritaire de la puissance du plasma [16]. Dans le bain et le substrat, cet effet est relativement faible, dans l'aluminium ou l'acier, du fait de leur haute conductivité électrique, confirmé par la mesure de l'énergie apportée pendant le court-circuit [10], voir la **Fig. 2.4 (b)**.

Le rayonnement du plasma : dû aux très hautes températures du gaz, une partie de l'énergie est perdue par rayonnement. Dans les procédés à l'arc, cette perte est estimée entre 8 à 40 % de la puissance de la torche, comme le montrent les mesures par calorimètre de Pépe et al. [36], qui observent une influence du temps de dépôt, donc de température de la torche, de la puissance de la torche, et de la morphologie du support. Un chanfrein (concave) offre une surface plus importante qui permet de recevoir une partie du rayonnement plus importante comparativement à un cordon au sommet d'un mur (convexe). L'efficacité du CMT est alors donnée entre $\eta_{tor} = 80$ et 93 %.

La vaporisation du métal fondu à la pointe de l'électrode, soumis à l'environnement de plusieurs milliers de degrés du plasma. Sachant que les éléments constituant le 316L (voir **Tab.3.2**) sont les suivants (fer, chrome, nickel et molybdène), leurs températures respectives d'ébullition sont données à 2861, 2671, 2913, et 4639 °C [37]. L'influence de la vaporisation sur le transfert de chaleur et de matière reste assez peu documentée, et les travaux de modélisation de Hertel et al. pour du MIG pulsé [38], ou Rao et al. [39] concluent sur une répartition différente de la densité de courant et du cisaillement des gouttes. Cependant, cet effet ne serait susceptible d'arriver que dans des régimes très énergétiques, au delà de 300 à 350 A, ce qui a été aussi observé par Ortega [19], régimes qui ont été considérés dans la **Section 2.1.4** comme hors du régime CMT.

Concernant les phénomènes associés au transfert de masse, c'est-à-dire à la fusion de l'électrode et son détachement, ils sont les suivants :

Effet Joule : la densité de courant atteignant un ordre de grandeur de $10^9 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ à l'extrémité du fil, c'est l'effet Joule qui entraîne la fusion de l'électrode.

Force de Lorentz, ou électromagnétique : la contribution du champ magnétique \mathbf{B} et de la densité de courant \mathbf{j} créent une force électromagnétique

$$\mathbf{f}_{EMF} = \mathbf{j} \wedge \mathbf{B} \quad (2.3)$$

qui provoque dans la pointe chargée de l'électrode une force dirigée dans le sens du fil, qui vient cisailer la goutte fondue, visible à la **Fig. 2.7** issue des travaux de simulation de Hertel et al. [38].

Gravité : négligeable dans le plasma, elle intervient lorsque le poids de métal fondu en pointe d'électrode devient important, ce qui entraîne le détachement des gouttes.

Traînée du plasma : les écoulements dans le plasma, générés par le flux de gaz de protection, atteignent des valeurs de plusieurs centaines de mètres par seconde [40]. Ce flux soumet les gouttes à une force aérodynamique.

Néanmoins, il convient de rappeler que lors d'un cycle CMT normal (au contraire d'un régime CMT pulsé ou autres régimes abordés dans la **Section 2.1.2**), ce ne sont pas les forces conjuguées de Lorentz, de gravité et de traînée qui entraînent le détachement du métal fondu pour former une goutte. C'est le dévidage qui force la dilution de la goutte pendante. Le métal est déposé dans le bain liquide, et c'est la force mécanique de rétractation ($v_D < 0$) qui vient rompre le pont capillaire. Les forces de Lorentz contribuent à cisailer ce pont plus faiblement à cause du faible courant $I_{C.C.}$.

2.2.2 Dynamique du bain liquide

Les écoulements dans le bain de fusion dans le procédé CMT vont être modifiés par la quantité de mouvement transmise par les gouttes de métal en fusion, les forces volumiques et surfaciques. Ces forces sont visibles dans la **Fig. 2.8** et décrites à la suite. Ces écoulements sont responsables du transfert de chaleur ainsi que de la morphologie du cordon lors de la solidification. Une rapide étude dimensionnelle, synthétisée dans la **Tab.2.1** permet de cadrer leur influences respectives. Des valeurs caractéristiques de l'acier inoxydable 316L du **Tab.2.2** sont utilisées :

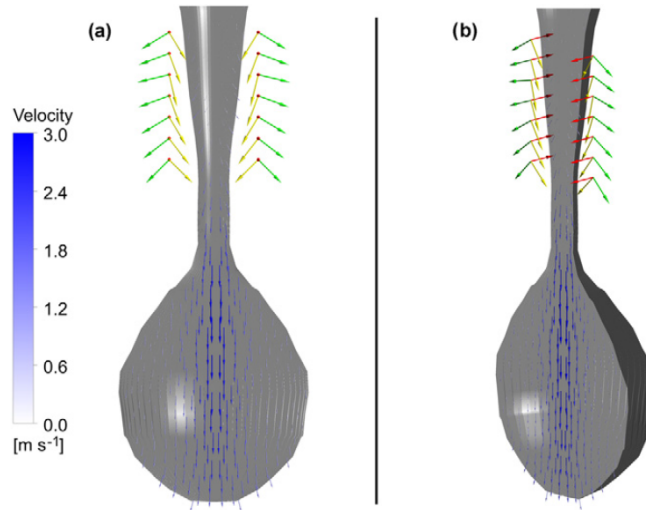


FIGURE 2.7 – Visualisation des résultats numériques du champ magnétique \mathbf{B} (flèches rouges), de la densité de courant \mathbf{j} (vertes) et des forces de Lorentz \mathbf{f}_{EMF} (jaunes) [38]

Les échanges de chaleur sont majoritairement causés par la convection, comme le montre le nombre de Péclet important ($Pe \approx 450$). De façon similaire, un nombre de Prandtl inférieur à 1 ($Pr \approx 10^{-1}$) permet de vérifier de même que les écoulements visqueux sont faibles devant la convection. Le nombre de Marangoni très important ($Ma \approx 5 \cdot 10^4$) indique que la convection de surface (générée par le gradient de tension superficielle) domine le régime convectif. En termes de comportement fluide, le nombre de Reynolds montre l'influence de la convection par rapport aux effets visqueux ($Re \approx 4 \cdot 10^3$). Il est de plus utilisé pour estimer le type de régime (laminaire, transitoire, turbulent). La valeur de transition se situe entre 4700 [41] et 9000 [42] et implique de prendre en compte une modélisation fluide adaptée. Ce point sera détaillé dans le **Chapitre 4**. Les forces visqueuses sont aussi négligeables devant les forces capillaires en observant un nombre Capillaire ($Ca \approx 2 \cdot 10^{-3}$). Pour anticiper la tenue du bain liquide soumis à son propre poids et sa tension de surface, on utilise le nombre de Bond qui vaut ($Bo \approx 3$). La gravité et la tension de surface sont équilibrées dans ce cas, mais la sensibilité quadratique à L_c démontre qu'un trop grand bain peut s'écrouler, comme un dépôt en surface inclinée ou déversante, ou dans le dépôt sur un mur de monocordons. Enfin, le nombre de Reynolds magnétique ($R_m \approx 3 \cdot 10^{-3}$) permet juste de vérifier que les écoulements n'affectent pas les forces électromagnétiques.

Le transfert de métal : les gouttes sont déposées par le fil avec une vitesse v_D^{max} (voir **Fig. 2.2**) qui se situe de 0.08 à $0.6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ [19]. La modélisation du détachement des gouttes en soudage GMAW rapporte des vitesses similaires lors de l'impact du bain liquide [43, 44], et le profil de vitesse généré dans le bain lors de l'impact tend à approfondir le bain. L'inertie est transférée sous forme d'énergie cinétique mais aussi comme un potentiel hydrostatique [44] en réchauffant le bain. Plus le bain a un volume important, plus cet effet tend à se diluer, et devenir faible devant les autres forces. La différence notable dans le CMT réside dans la présence quasi immobile de l'électrode qui rebrousse chemin, et stabilise la surface. Dans les sources vidéo, il est commun de voir apparaître une onde lors du contact de la goutte, qui va parcourir le bain et se solidifier pour former des rides en surface de cordon, appelées *ripples*.

Les forces volumiques

Forces électromagnétiques : déjà présentées pour le plasma, ces forces ont une influence

Physique		Thermique		Mécanique des fluides			
Nombres	Péclet Pe	Prandlt Pr	Marangoni Ma	Reynolds Re	Capillaire Ca	Bond Bo	Magnétique R_m
Effets	$\frac{\text{Convectif}}{\text{Conductif}}$	$\frac{\text{Visqueux}}{\text{Conductif}}$	$\frac{\text{Thermocapillaire}}{\text{Diffusif}}$	$\frac{\text{Convectif}}{\text{Visqueux}}$	$\frac{\text{Visqueux}}{\text{Capillaire}}$	$\frac{\text{Gravité}}{\text{Capillaire}}$	$\frac{\text{Convectif}}{\text{Diffusif}}$
Définition	$\frac{L_c v_{max}}{\alpha}$	$\frac{\mu c_p}{\lambda}$	$\left \frac{\partial \gamma}{\partial T} \right \frac{L_c \Delta T}{\mu \alpha}$	$\frac{\rho^l v_{max} L_c}{\mu}$	$\frac{v_{max} \mu}{\gamma}$	$\frac{\rho^l g L_c^2}{\gamma}$	$\sigma_e \mu_0 L_c v_{max}$
Ordre de grandeur	≈ 450	$\approx 10^{-1}$	$\approx 5 \cdot 10^4$	$\approx 6 \cdot 10^3$	$\approx 2 \cdot 10^{-3}$	≈ 3	$\approx 3 \cdot 10^{-3}$

TABLE 2.1 – Tableau des nombres adimensionnels de transfert de chaleur et de dynamique des fluides dans un bain liquide de soudage.

Nom	Symbole	Unité	Valeurs
Capacité thermique massique	c_p	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	650
Conductivité	λ	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	38
Masse volumique	ρ^l	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	7400
Diffusivité thermique	α	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	$8 \cdot 10^{-6}$
Viscosité dynamique	μ	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	$6 \cdot 10^{-3}$
Coefficient de Tension de surface	γ	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$	1.6
Coefficient de Marangoni	$\frac{\partial \gamma}{\partial T}$	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$-4 \cdot 10^{-4}$
Conductivité électrique	σ_e	$\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	$7.7 \cdot 10^5$
Longueur représentative	L_c	mm	7
Vitesse	v_{max}	$\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$	50

TABLE 2.2 – Valeurs représentatives du 316L liquide.

et viennent creuser le bain, visible sur le schéma **Fig. 2.8** (c) et (d). Dans le cas d'un acier, ces forces entraîneraient des vitesses jusqu'à $80 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ [45, 17].

Flottabilité : ses effets sont schématisés dans les **Fig. 2.8** (a) et (b). Généralement, la flottabilité est considérée comme négligeable dans les écoulements du bain liquide.

Gravité : La gravité n'a aucune influence directe sur les écoulements. Cependant, on l'a vu avec la valeur du nombre de Bond, la gravité va jouer un rôle significatif sur la tenue du cordon suivant la forme du support. Pour remédier à des effondrements, les stratégies de dépôts industriels reposent essentiellement sur des trajectoires tri-dimensionnelles plutôt qu'horizontales (2,5D), utilisant des substrats mobiles [46].

Les forces surfaciques

Cisaillement de l'arc : Le flux de gaz entraîne des courants centrifuges en surface qui vont élargir le bain, comme on le voit dans la **Fig. 2.8**(e) et (f). Le cisaillement maximal, difficilement mesurable expérimentalement, suivrait une loi puissance avec un facteur 1.5 au courant I et la vitesse maximale du gaz [48]. Cet effet est considéré comme négligeable en dessous de courants inférieurs à 300 A, mais prédominant dans les écoulements en TIG de Meng et al. [48], ce qui est visible en **Annexe.A4** (où $I = 350 \text{ A}$).

Pression d'arc : La pression de l'arc est causée par le cisaillement électromagnétique

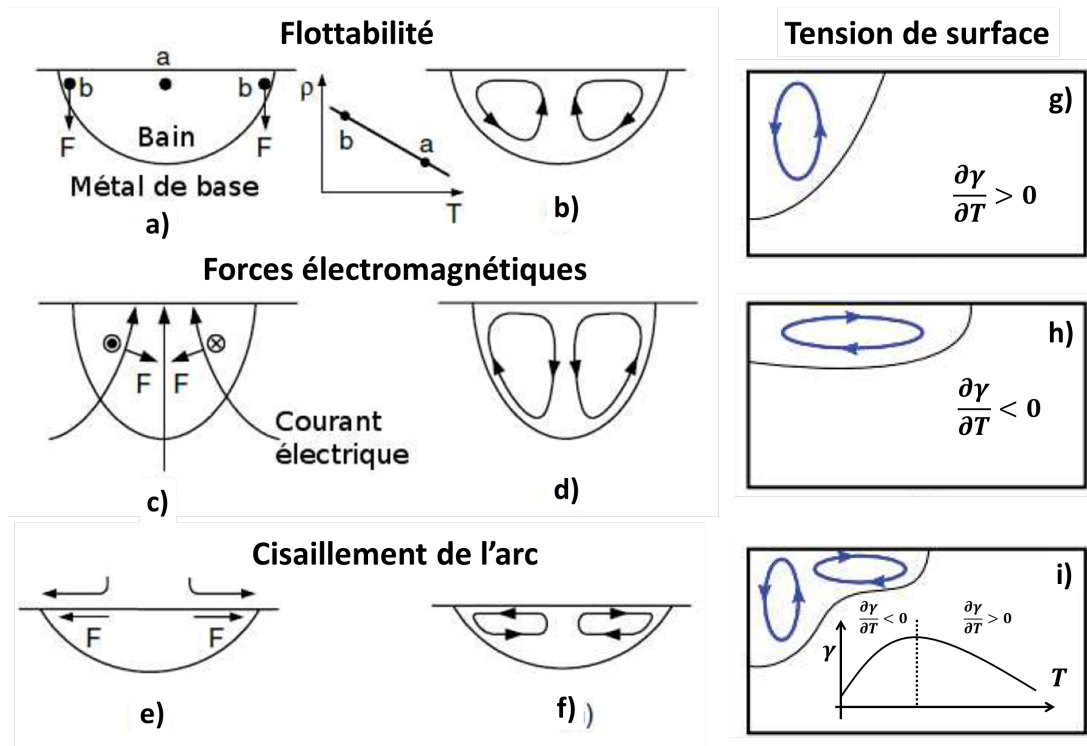


FIGURE 2.8 – Forces motrices dans le bain, schéma modifié à partir de la thèse de Chiocca [47]. Pour la flottabilité, (a) permet de distinguer les zones de température, donc de densité différentes et (b) les rouleaux centripètes qui en résultent. Les forces électromagnétiques (c) vont entraîner un mouvement centrifuge qui vont creuser le bain. **Attention**, ce schéma correspond à un procédé TIG [47], où la polarité est inversée par rapport au MIG-CMT. L'effet du cisaillement de l'arc (e) va avoir tendance à déplacer la chaleur vers les bords du bain et ainsi l'élargir comme on le voit en (f). Le gradient de tension de surface, par effet Marangoni, va (a) creuser le bain si $\frac{\partial\gamma}{\partial T} > 0$, (b) l'étaler si $\frac{\partial\gamma}{\partial T} < 0$, et (c) créer des cellules convectives séparées suivant l'évolution de la tension de surface avec la température (schématiquement représentatif des couples Fe-S, voir Fig. 2.10).

(*pinch effect*) qui attire le flux de plasma sous la pointe de l'électrode [40]. Généralement, au niveau de la surface, on modélise cette pression selon une répartition gaussienne de la forme

$$p_{arc}(r) = kI^2e^{-ar} \quad (2.4)$$

décrite par Erokhin [49] avec la pression p_{arc} (en Pa), r (en mm) la distance à l'axe de l'électrode, et le courant I (en A). k et a sont des fonctions de la hauteur de l'arc, du diamètre de l'électrode. Sensible de façon quadratique à l'intensité, la pression est considérée en TIG comme négligeable pour $I < 100$ A, et écrasante au delà de 200 A, aplatissant le bain si fortement qu'il devient une fine couche de métal fondu, et isole thermiquement le substrat. Ley et al. [50] proposent une méthode pour mesurer la pression d'arc pour du MIG grâce à un capteur piezo-électrique sous le substrat à partir duquel ils remontent à un équivalent de pression à la surface. Bai et al. emploient cette méthode pour du soudage plasma [51], où la pression mesurée est assimilable à une forme gaussienne dans la Fig. 2.9(a) qu'ils considèrent indépendante du temps. La Fig. 2.9 (b) donne la valeur simulée de la pression d'arc pour du CMT au cours d'un cycle, décrit par Rao et al. [39]. Ces hautes valeurs de pression sont attribuées à l'évaporation du zinc.

Respectivement, les intensités et tensions sont différentes, avec pour (a) 180 A, 23 V ; et (b) 85 à 55 A, 10 à 6.5 V. Les deux exemples donnent pourtant une pression maximale autour de 1500 Pa. Dans le cas du CMT, la position haute en phase de burn ($t = 4$ ms) fait chuter la pression, tandis que pour ($t = 3$ ou 10 ms) la pression est haute ; soit parce qu'elle est en phase de boost, soit parce que l'électrode est très proche de la surface.

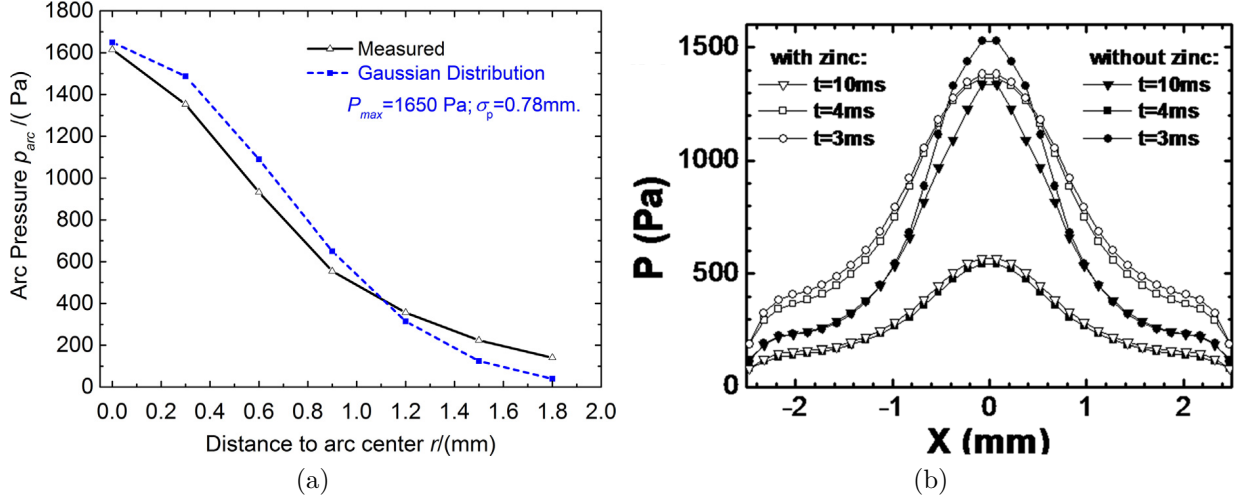


FIGURE 2.9 – Pression d’arc projetée sur la surface plane du métal donnée par rapport à la distance à l’axe de la torche. (a) correspond à la modélisation du soudage plasma par Bai et al [51], qui a ajusté un modèle gaussien à une mesure par capteurs, méthode proposée par Campbell et al. [50]. (b) Forme et évolution de la pression au cours d’un cycle CMT, 3 et 4 ms correspondent à une période de boost, 10 ms est la période de burn [39]

Tension de surface et effet Marangoni : La tension de surface correspond à une contrainte à l’interface d’un système constitué de deux fluides et qui permet de déformer cette surface pour minimiser son énergie. Dans le cas du soudage, cette tension superficielle se caractérise par la pression plus importante dans le liquide p^l que dans le gaz p^g , qui donne au bain liquide sa forme bombée, localement de courbure κ (en m^{-1}). Cette différence de pression est notée relation de Young-Laplace [52] :

$$p^g - p^l = \gamma \kappa \quad (2.5)$$

Les métaux voient la tension de leur surface libre évoluer suivant la température, et la concentration en soluté, ce qui est à l’origine des forces de Marangoni. Pour réduire similairement l’énergie d’interface, le liquide va migrer des zones de faible tension vers les zones de forte tension. Ces effets sont visibles **Fig.** 2.8(g)(h) et (i). La tension de surface γ est définie dans l’**Eq.**2.6 avec la température T , la température de liquidus T_L et le coefficient de Marangoni $\frac{\partial \gamma}{\partial T}$.

McNallan et al. [53] proposent une formulation du coefficient de Marangoni, visible dans l’**Eq.**2.7 à partir du modèle de Sahoo [54] qui dépend de l’activité du soufre ainsi que de la température. La dépendance est donnée avec : A la relation linéaire entre le coefficient de tension de l’élément pur, Γ_s l’excès de concentration en soluté, a_s l’activité du soufre, ΔH_0 la chaleur d’absorption et K le coefficient d’absorption.

$$\gamma(T) = \gamma_{T_L} + \frac{\partial \gamma}{\partial T} (T - T_L) \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial\gamma}{\partial T} = -A - R\Gamma_s \log(1 + Ka_s) - \frac{Ka_s \Delta H_0 \Gamma_s}{T(1 + Ka_s)} \quad (2.7)$$

La **Fig. 2.10** représente les évolutions de $\frac{\partial\gamma}{\partial T}$ en fonction de la température et de la concentration de soufre, en se basant sur l'**Eq.2.7**. Pour les fortes teneurs en soufre, le coefficient est positif pour les plus basses températures, et conduit alors vers des écoulements en cellules convectives indépendantes comme dans la **Fig. 2.8**. L'oxygène est aussi tensio-actif, en plus faible proportion que le soufre, mais intervient plutôt à travers la création de phases stables, qui viennent polluer le bain en modifiant la tension de surface. Pour des intensités moyennes ($I < 200$ A), les forces de Marangoni sont présentées comme les plus influentes, pouvant mener à des vitesses de l'ordre de 0.5 à 1,4 m·s⁻¹ pour du TIG [55]. La modélisation du plasma par Bai et al. [51] les amènent à observer que l'avant du bain liquide, dans un effet de quasi *key hole* est piloté par des rouleaux de convection dûs à l'effet Marangoni

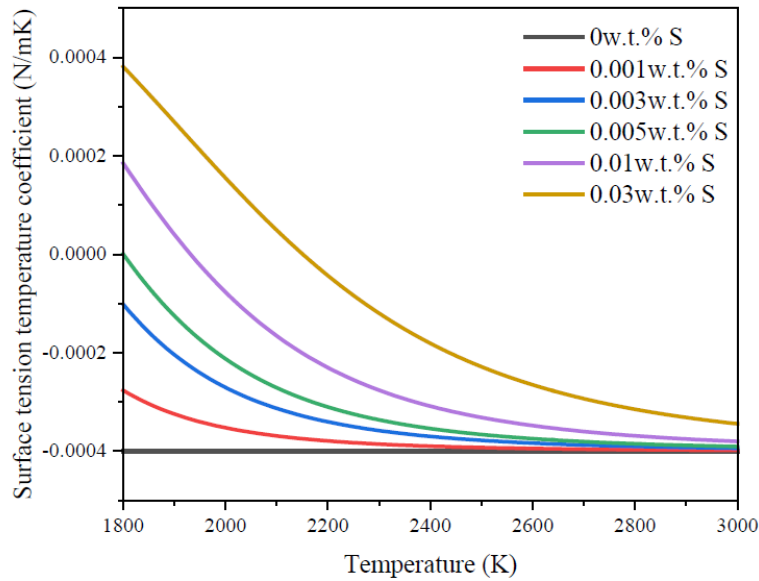


FIGURE 2.10 – Dépendance du coefficient de Marangoni $\frac{\partial\gamma}{\partial T}$ à la concentration de soufre et température dans l'étude de Kan et al. pour du 316L [56] selon l'équation **Eq.2.7**.

L'accumulation de chaleur est la conséquence d'un déséquilibre entre l'énergie apportée à la pièce et son évacuation, majoritairement conduite par la matière déjà apportée. On retient que plus le support est chaud, plus le bain sera important et large, et les dimensions du dépôt seront affectés. Numériquement, Bai et al. [51] s'intéressent à un cas de mur monocordon, et notent l'évolution de la morphologie du bain au cours des couches. Les bains de la première, seconde et vingt-et-unième couches sont visibles dans la **Fig. 2.11** (a). Les isothermes de températures deviennent de plus en plus horizontales, ce qui témoigne d'un fond de bain plat, dont le gradient s'oriente vers le haut, ainsi qu'un régime de refroidissement piloté par la conduction vers le bas du mur, et d'une vitesse de refroidissement plus faible. Les auteurs notent aussi l'affaissement notable du bain à la plus haute couche sur les côtés, poussé encore par la pression d'arc. La tension de surface n'est pas suffisante pour retenir le bain. Numériquement toujours, Zhao et al. [57] observent de façon corollaire une diminution de la valeur du gradient thermique au fil de la construction (**Fig. 2.11** (b)). Les mesures *post mortem* des dimensions des murs fabriqués par Ortega et al. [59] présentés dans la **Fig. 2.12** montrent que les cordons s'étalent, comme l'indique la non linéarité entre la hauteur du mur et le nombre de couches, ainsi que la largeur des cordons. Concernant la largeur des dépôts, un régime pseudo stationnaire est

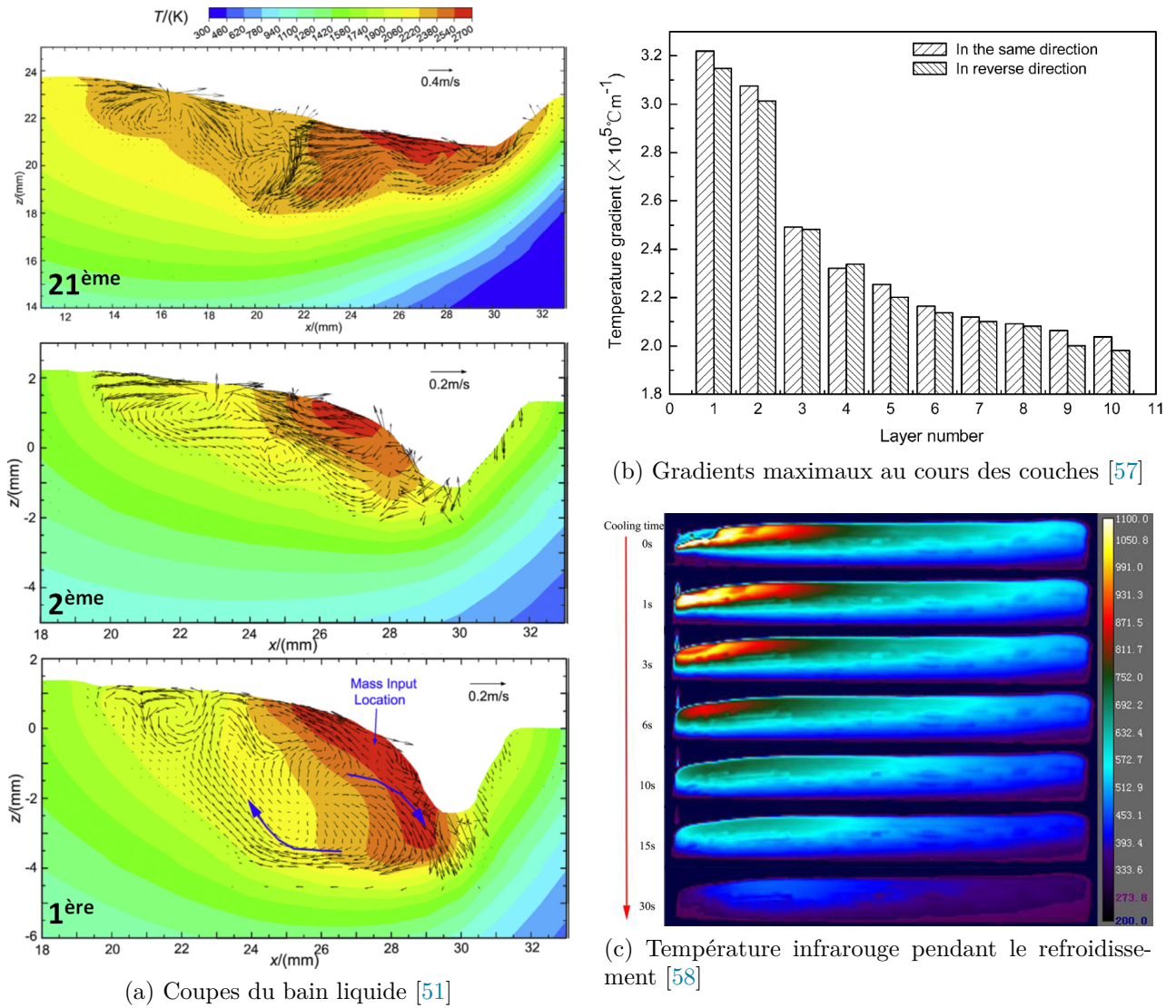


FIGURE 2.11 – La figure (a) représente les écoulements simulés du bain liquide dans un cas de mur WAAM monocordons en coupes longitudinales pour les première, seconde et vingt-et-unième couche. A mesure de la construction, le gradient de température s’oriente dans le sens de construction, le bain s’allonge dans la direction de dépôt, et s’élargit [51]. La valeur maximale du gradient de température vertical dans le bain liquide pour les différentes couches [57], obtenu numériquement pour différentes stratégies de dépôts, montrée en (b). La mesure infrarouge (c) permet d’apporter des informations plus exhaustives qu’un capteur ponctuel sur les gradients et vitesses de refroidissement [58]

atteint après la première dizaine de cordons, ce qui témoigne de la stationnarité du pompage thermique au sein de la construction. Alors que ces travaux utilisent des temps d’attente d_{idl} constants, Yang et al. [58] concluent avec des mesures infrarouges (visible dans la **Fig. 2.11 (c)**) que l’augmentation de d_{idl} permet à la pièce de refroidir, et donc d’augmenter les gradients et vitesse de refroidissement (les gradients diminuent au cours de la construction, cf. **Fig. 2.11 (b)**). Cela aurait pour effet d’améliorer significativement l’état de surface final. Les différents auteurs concluent sur la difficulté de trouver un compromis entre le régime transitoire du refroidissement et un temps d’attente trop long, néfaste pour le rendement industriel du procédé. On voit donc que l’historique thermique et morphologique de la pièce a une influence directe sur la

morphologie du bain liquide, la direction et la valeur du gradient thermique.

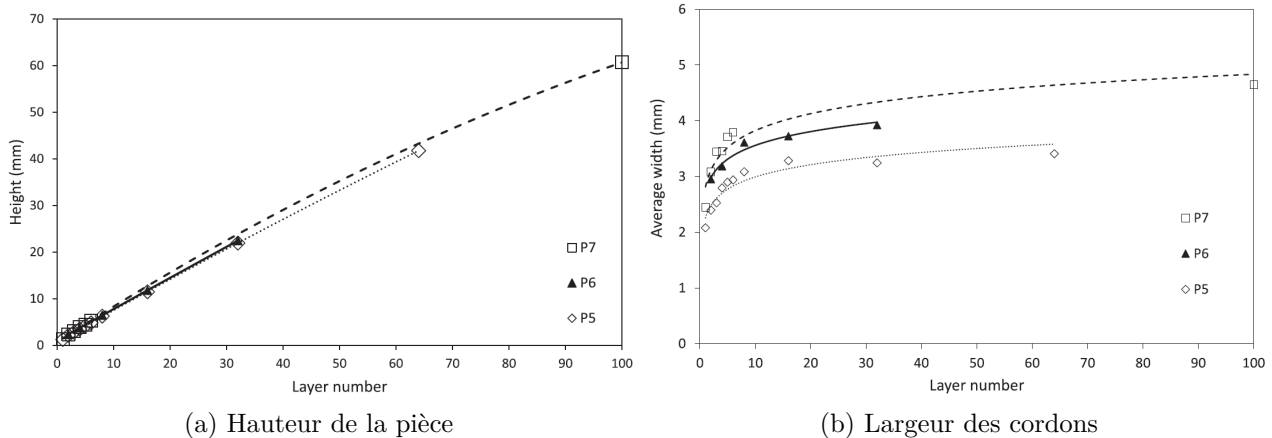


FIGURE 2.12 – Dimensions d'un mur monocordons au fur et à mesure de la construction avec (a) la hauteur de la pièce en fonction du numéro de couche et (b) la largeur du cordon. On observe expérimentalement pour des murs monocordons construits avec différents paramètres, les dimensions qui évoluent en fonction de la hauteur du mur. On note que la hauteur de la pièce n'est pas linéaire avec le nombre de couches, et que la largeur des cordons augmente et se stabilise après une dizaine de couches [59].

2.2.3 Solidification et microstructure

Le métal liquide va refroidir, soumis aux transferts thermiques par sa surface libre (par convection et rayonnement), et par conduction dans le métal de support. Ce refroidissement entraîne une solidification dirigée qui aboutit à différentes microstructures dans le métal, dépendantes de plusieurs paramètres. La vitesse de solidification et le gradient de température, schématisés dans la figure **Fig. 2.13**, sont entre autres les plus influents : la microstructure évolue de plane à cellulaire puis colonnaire et enfin équiaxe avec l'augmentation de la vitesse de solidification. Cette évolution est similaire avec la diminution du gradient de solidification. Comme on l'a vu, la forme du bain et l'histoire thermique évoluent au cours de la construction. Il en résulte des microstructures très hétérogènes au sein d'une pièce :

- Dans le sens de construction, où on retrouve au pied du mur (fort gradient thermique) des structures colonnaires fines orientées vers le haut en croissant de façon épitaxiale à partir des grains partiellement refondus. En montant dans les couches (diminution du gradient thermique) ces structures colonnaires deviennent plus grossières, et peuvent permettre une croissance dendritique secondaire. Finalement, lors des dernières couches et de l'arrêt de l'apport de chaleur, le refroidissement est important sur les côtés et le dessus, ce qui mène à des microstructures plus fines [60, 61]. On retrouve ces observations **Fig. 2.14** (a) dans les coupes transverses micrographiques sur un voile TA6V en TIG-WAAM. Cette hétérogénéité de microstructure entraîne la diminution de la dureté dans la hauteur des pièces. [61].
- Au sein d'une même couche, entre la jonction avec le cordon précédent et le centre du cordon, on peut distinguer un pattern de sandwich entre la matière partiellement refondue et nouvellement apportée, où la microstructure est plus fine. Sur de l'acier

doux en WAAM GMAW pulsé, Lu et al. [60] montrent que les grains de ferrite mesurent $12.5 \mu\text{m}$ dans les zones non-refondues, et $15.0 \mu\text{m}$ dans les zones refondues.

- Dans la largeur du mur : l'équilibre entre la convection forcée sur l'extérieur à cause des gaz de protections et le pompage thermique dans la pièce mènent à des refroidissements locaux différents. Rappaz et al. [62] schématisent dans la **Fig. 2.13 (b)** que les cordons mouillants offrent des conditions de croissance épitaxiale ($\Theta \rightarrow 0^\circ$), tandis qu'un refroidissement plus lent à cause d'une diffusion de la chaleur limitée par la surface de contact d'un bain non mouillant ($\Theta \rightarrow 180^\circ$) est propice à une germination équiaxe. En majorité, on observe en FA des croissances épitaxiales au centre des sections de murs, comme dans le cas du cladding poudre en 316L dont l'EBSD de la coupe transverse est visible **Fig. 2.14 (b)**. Cependant, sur les côtés, une microstructure fine est clairement visible, dû à des vitesses de refroidissement importantes.

D'autres problématiques interviennent aussi lors de la solidification, comme la formation de porosités ou la ségrégation qui ne seront pas détaillées dans ce manuscrit. Le but de cette section est de situer la sensibilité de la morphologie aux transferts de chaleur dans le bain liquide, et de montrer l'influence de cette microstructure sur les propriétés mécaniques de la pièce en construction. En plus de déformations mécaniques pouvant mener à la fissuration de la pièce, la microstructure colonnaire orientée engendre une anisotropie marquée dans le comportement mécanique de la pièce.

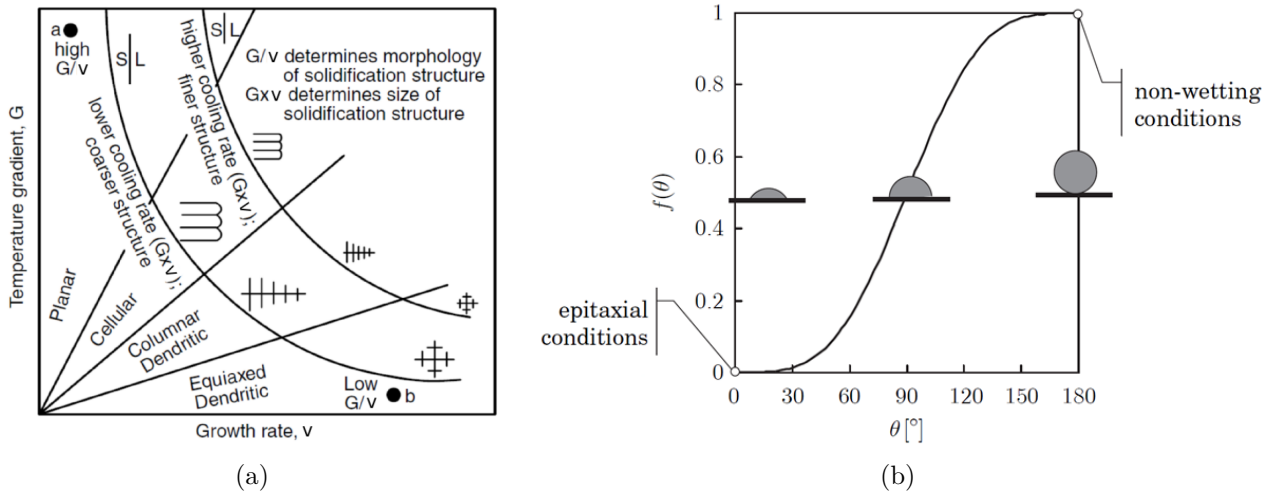


FIGURE 2.13 – (a) Les morphologies des microstructures en fonction du gradient de température et de la vitesse de solidification [63], et (b) les conditions préférentielles de croissance épitaxiale pour les bains aplatis et équiaxe pour les cordons démouillants. [62]

2.2.4 Contraintes résiduelles et déformations

Les cycles thermiques, les refontes et les microstructures résultantes conduisent à des contraintes et des déformations dans les pièces, ce qui est l'un des problèmes majeurs rencontrés en WAAM : Les tolérances géométriques peuvent alors être complètement dépassées si la pièce se déforme trop [27] ; il y a un trop grand décalage spatial entre la pièce et la trajectoire programmée de la torche, ce qui nécessite des trajectoires adaptatives [66]. Plus grave, les contraintes peuvent

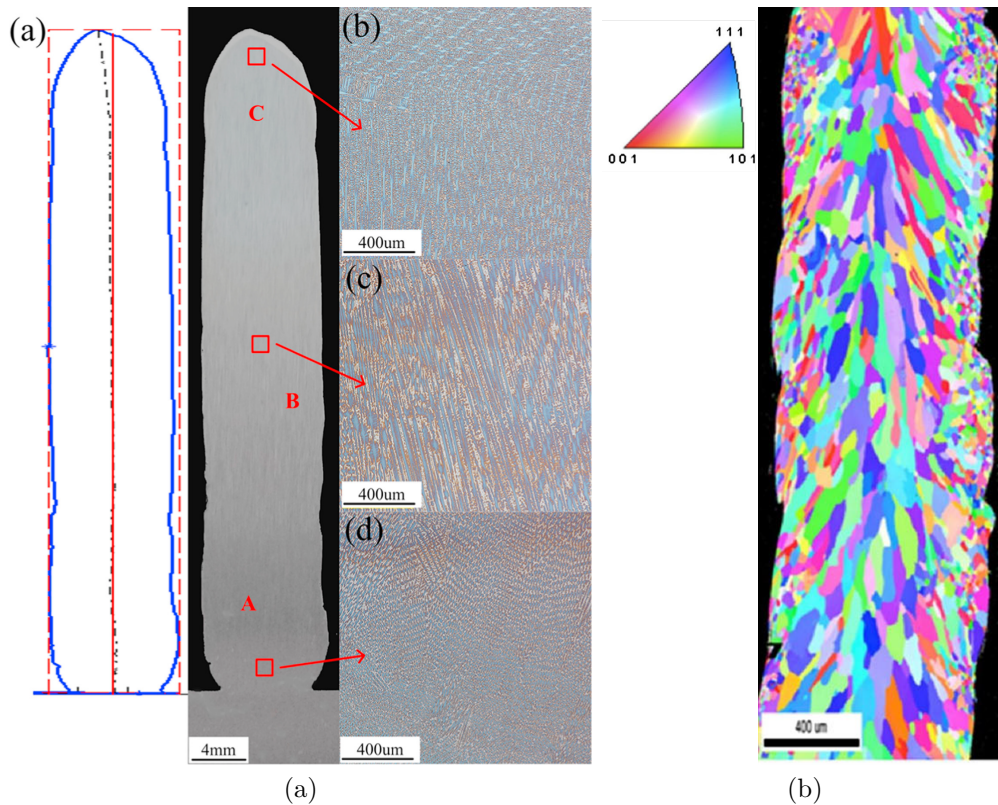


FIGURE 2.14 – Microstructures rencontrées en fabrication additive sur des voilures pour (a) du TIG-WAAM en TA6V [64], au pied du mur (fort gradient thermique) des structures colonnaires sans croissance dendritique secondaire, au milieu (diminution du gradient) des structures colonnaires orientées vers le haut avec dendrites secondaires, et dans les couches finales une transition vers une structure equiaxe, signe d'un refroidissement rapide avec une pièce à haute température donc gradients faibles. EBSD en (b) sur une coupe verticale de cladding en poudre 316L. On observe au centre les structures colonnaires orientées verticalement, ainsi qu'une transition vers une microstructure fine sur les bords due à un refroidissement forcé par le gaz froid [65].

être suffisantes pour générer des casses prématurées pendant la construction. Ces contraintes et déformations vont apparaître pendant la construction à cause de trois phénomènes :

La solidification. Le changement de phase liquide-solide dans la zone pâteuse - impliquant un retrait à cause de la densité, et des ségrégations chimiques - peut mener à de la fissuration à chaud. Le solide déjà formé génère des contraintes pouvant provoquer des fissures dans le fond de la zone pâteuse qui ne peuvent pas être remplies par le métal liquide [62]. Ce phénomène est aussi dépendant de la morphologie des grains, ainsi que de leur orientation. Les échelles impliquées ici ne concernent pas ces travaux de thèse et ne seront pas plus détaillées.

La dilatation thermique. L'apport successif des dépôts entraîne des cycles thermiques. La dilatation (en chauffage) et rétractation (refroidissement) résultantes entraînent respectivement des contraintes en compression ou en traction. Ding et al. [67] schématisent quatre phases mécaniques liées à l'état thermique de la matière initialement au repos pour nourrir un modèle élément fini :

- *A*, à l'approche du dépôt, la matière est chauffée et se dilate, puis met en compression de façon élastique les zones proches.
- *B*, la compression devient plastique si les contraintes dépassent le seuil de plasticité. Ces contraintes de compression diminuent à mesure que la température augmente car les seuils de plasticité deviennent plus faibles.
- *C*, la matière refroidit, se contracte, et des contraintes en tension se développent, jusqu'à ce que ...
- *D*, les contraintes atteignent le seuil de plasticité en tension et le métal plastifie.

La **Fig. 2.15** schématise l'état de contrainte dans la première couche à travers ces quatre phases pour les premiers dépôts. On note que la matière reste en traction après chaque passe. Avec l'évolution de la construction et la diminution de la température locale, les seuils de plasticité sont plus hauts. Expérimentalement, il est complexe d'obtenir qualitativement des mesures de contraintes pendant la construction, aussi certains travaux se focalisent sur les déformations d'un cas simple de mur. Dans le cas du DED (Directed Energy Deposition), Denlinger et al. [68] s'intéressent à l'effet du temps d'attente d_{idl} sur les déformations, en maintenant le substrat par un point unique et en mesurant la flèche. Biegler et al. [69] vont plus loin et mesurent in-situ par corrélation d'image le champ de déformation grâce à un mouchetis placé sur un mur 316L en construction. Les cycles sont visibles dans la **Fig. 2.16**, et la pièce reste soumise en traction sur le haut au repos. Les auteurs notent des déformations cycliques au cours de la construction de la pièce, qui plastifie et demeure cintrée en forme de "U". Bien que le procédé ne soit pas du WAAM (qui a des dimensions de bains/énergie/débit plus importants), le comportement est similaire en tendance.

L'hétérogénéité des microstructures. D'autre part, la morphologie de la microstructure influence le comportement mécanique de la matière déposée. Biegler et al. remarquent dans leurs mesures de distorsion que la comparaison avec leur modèle est assez fidèle pour les déplacements horizontaux, tandis que les distorsions verticales sont expérimentalement bien plus importantes. Bien qu'ils décrivent leur modèle reposant sur diverses hypothèses simplificatrices, les auteurs avancent que l'orthotropie engendrée par la microstructure colonnaire explique parfaitement cette sous-estimation des déformations, qui est recensée pour des procédés LPBF (Laser Powder Bed Fusion) [70] et DED [71]. En WAAM sur 316L, ce comportement anisotrope est caractérisé de façon *post mortem* sur des éprouvettes découpées dans les murs selon les orientations parallèles ou perpendiculaires au sens de construction [72] et soumises à des essais de traction. Le comportement uni-axial est visible à la **Fig. 2.17**. On note que la matière a un allongement et une contrainte maximale respectivement inférieurs de 12 % et 100 MPa dans le sens parallèle à la construction. De même, l'étude des faciès de rupture par Lu et al. [60] montre des structures alvéolées typiques d'une rupture ductile, mais avec des alvéoles de plus petites dimensions et profondeur pour les échantillons parallèles au sens de construction. Les auteurs concluent sur une meilleure résilience dans le sens perpendiculaire à la construction.

Ces déformations sont conséquentes, et les pièces WAAM sont généralement construites sur des substrats bridés pour limiter les amplitudes. Les pièces étant contraintes par les cycles précédemment évoqués, le débridage ou la séparation avec le substrat mènent une redistribution des contraintes et des distorsions associées pour trouver un nouvel équilibre. Pour un mur

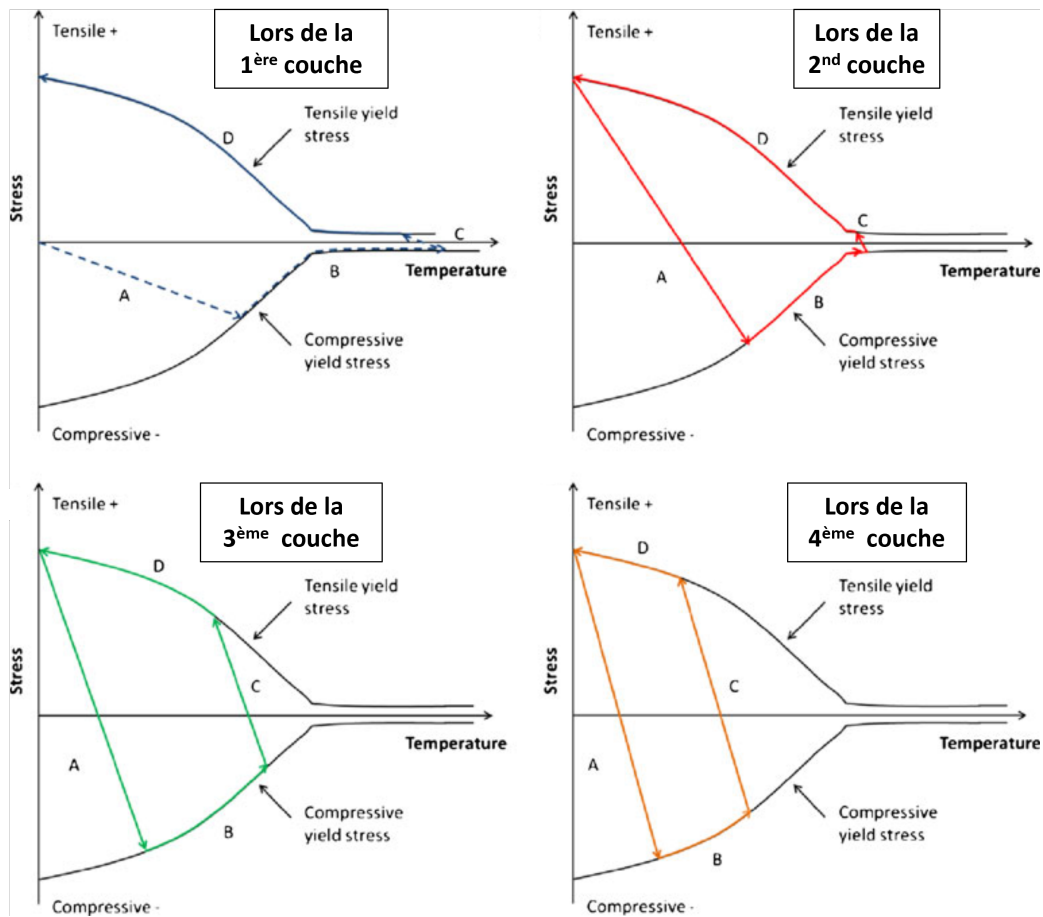


FIGURE 2.15 – Schéma des cycles thermo-mécaniques de dilatation/retrait subis par la matière dans la première couche lors du passage des quatre premiers dépôts. Le chauffage (*A*) entraîne une relaxation puis compression, jusqu'à plastifier (*B*) la matière. Le refroidissement (*C*) contracte le mur qui travaille en traction jusqu'à plastifier (*D*). La température moyenne lors des passes diminue, les dilatations sont plus faibles, et la matière travaille de façon élastique depuis un état plastifié [67].

bridé, les contraintes longitudinales sont maximales et uniformes dans la pièce, alors en tension [22]. Le substrat est en compression, avec des contraintes mieux réparties donc plus faibles. La représentation schématique de cet état, issue de la théorie des poutres, et proposée par Colegrove et al. [73], est donnée dans la Fig. 2.18 (a). Lorsque le substrat est libéré, la pièce va revenir à un équilibre en se déformant de façon conséquente, schématisé par la Fig. 2.18 (b). Ce modèle de contrainte simple présente un bon accord avec les mesures par diffraction de rayons X, visibles dans la Fig. 2.18 (c) et répétées depuis la caractérisation de Ding et al. [22].

Des pistes sont envisagées pour réduire cet état de contraintes :

- L'augmentation du temps d'attente d_{idl} permet de réduire la température maximale, le gradient de température et la vitesse de refroidissement. Selon l'équipe de Denlinger [68] sur du dépôt DED, cette augmentation de d_{idl} permettrait de réduire les contraintes et distorsions pour du nickel, tandis que l'effet serait inverse pour le titane. Dans le cas d'un acier doux, Ding et al. concluent sur la sensibilité des contraintes à la température maximale [67].
- Une trop grande accumulation de chaleur affecte le dépôt dans son ensemble comme vu dans la section Section 2.2.2. Des méthodes de refroidissement actives sont présentées

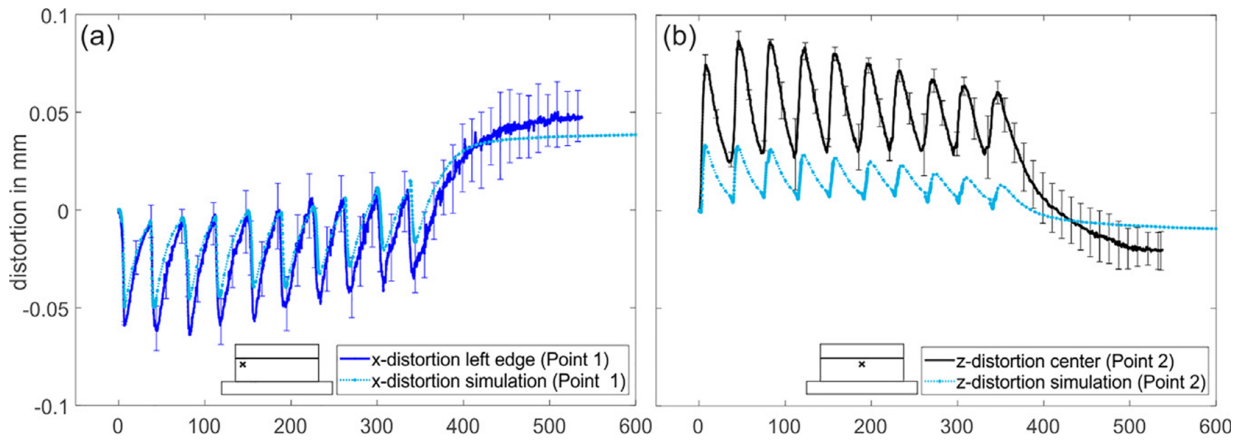


FIGURE 2.16 – Mesure des déformations in-situ par corrélation d'image. Un mur monocordons de vingt couches en DED est construit, un mouchetis est projeté, et la construction reprend. Les graphiques montrent que les résultats numériques sont en accord pour (a) les distorsions horizontales, tandis qu'elles sont très sous-estimées pour (b) les distorsions verticales [69]

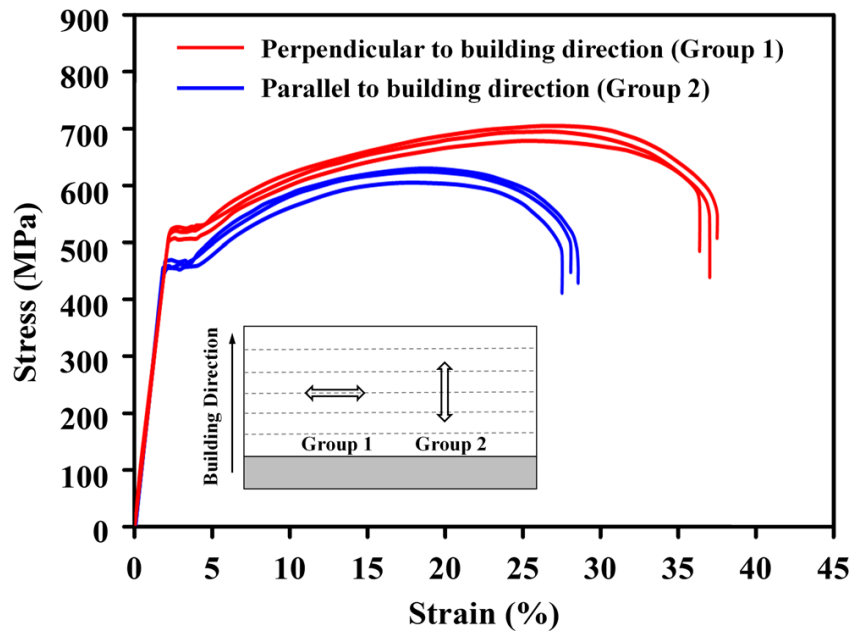


FIGURE 2.17 – Microtractions *post mortem* effectuées dans le sens parallèle et perpendiculaire au sens de construction sur de l'acier doux en WAAM [60]. Les éprouvettes comprennent plusieurs couches de façon à être représentatives de l'alternance des zones refondues et déposées.

dans la littérature. Le refroidissement par CO_2 avec un pilotage de la température maximale, d'après Wu et al. [74], permettrait de réduire les contraintes en plus d'améliorer jusqu'à 80 % la vitesse moyenne de dépôt. L'immersion du mur dans un bac d'eau [75] sur de l'aluminium, permettrait de restreindre l'anisotropie de la matière, d'améliorer l'état de surface du mur, sans affecter la densité de porosités.

- D'autre part, une action mécanique directe sur le dépôt par un gallet (*rolling*), permet de diminuer les contraintes longitudinales maximales dans la pièce, sans pour autant réduire les distorsions sur de l'acier [73]. Cette technique utilisée par la même équipe semble plus efficace sur de l'aluminium [76].

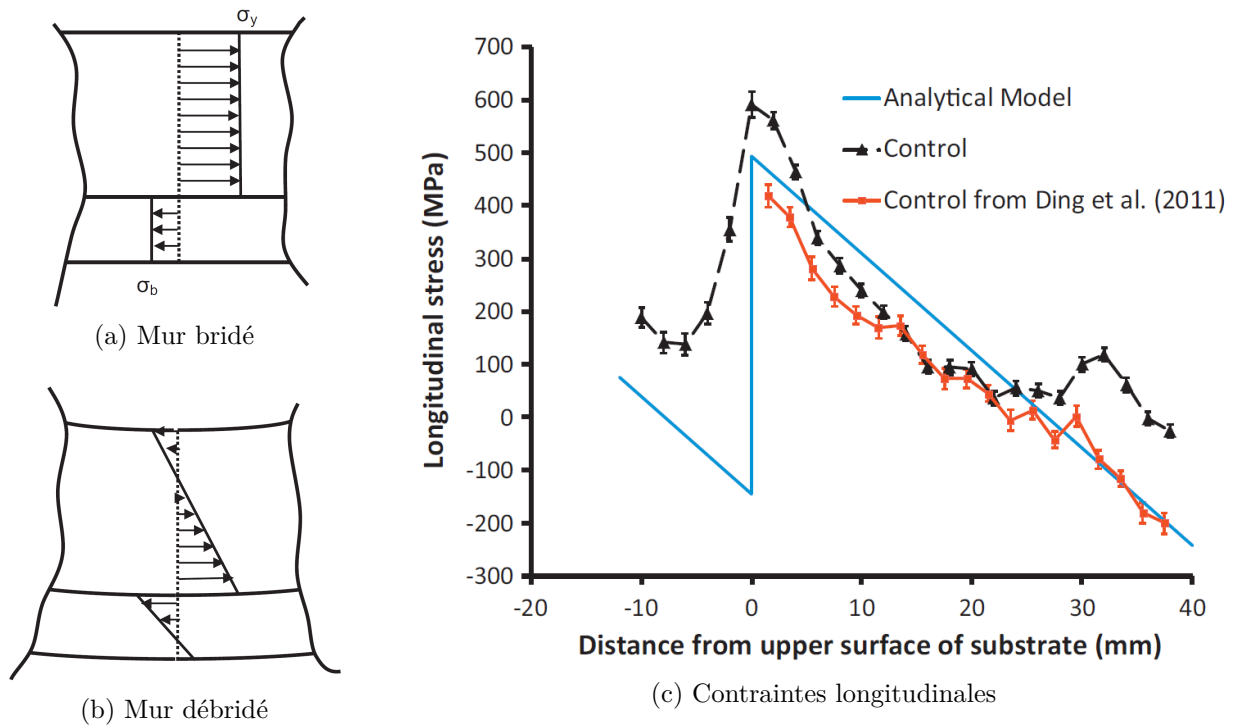


FIGURE 2.18 – Schéma des états de contraintes dans le plan du mur proposé par Colegrove et al. [73]. (a) Avant débridage, le mur est en tension longitudinalement et le substrat en compression, et ce de façon quasiment uniforme [22]. (b) Après libération du substrat, les contraintes s'équilibrent ce qui mène à une déformation conséquente de l'ensemble, en forme de "U". Ce modèle analytique est cohérent par rapport aux (c) contraintes obtenues par diffraction aux rayons X sur la génératrice verticale en pointillé [73] et les travaux de Ding et al. [22].

2.3 Modélisation des phénomènes du WAAM

La partie précédente a permis de décrire succinctement les phénomènes présents dans le soudage CMT et son application dans un usage WAAM, focalisé en partie sur des structures fines ou des murs. Le lecteur a pu se rendre compte des ordres de grandeur et des variétés phénoménologiques impliquées, et que leurs relations sont insuffisamment comprises et maîtrisées pour permettre la construction de pièces aux dimensions et propriétés voulues. La modélisation s'inscrit alors dans cette démarche : d'une part, comme vecteur de compréhension, en décrivant des phénomènes difficilement atteignables par des observables directs, comme la température dans le plasma, la fusion du fil ou dans notre cas la forme des écoulements dans le bain liquide ; d'autre part, pour transiter vers des utilisations prédictives pour l'intégration dans un cadre industriel. A cause des contraintes numériques (liées au nombre de degrés de libertés, au pas spatial et temporel), il est impossible de couvrir l'intégralité de ces phénomènes dans une résolution multiphysique (électromagnétique, fluide, thermique et mécanique) pour le WAAM. La littérature numérique, déjà fournie sur la modélisation des procédés de soudage conventionnels, est quasiment inexistante sur le procédé CMT, dû à la complexité de son cycle de dépôt. A notre connaissance, seuls Rao et al. [39] et Cadiou [77] se sont attaqués à la modélisation du cycle CMT. Pour les plus grandes échelles, les hypothèses simplificatrices de résolution englobent suffisamment de procédés et on citera même des travaux centrés sur d'autres procédés FA. A la lumière du schéma **Fig. 2.19**, on peut choisir de classer les familles de modélisations

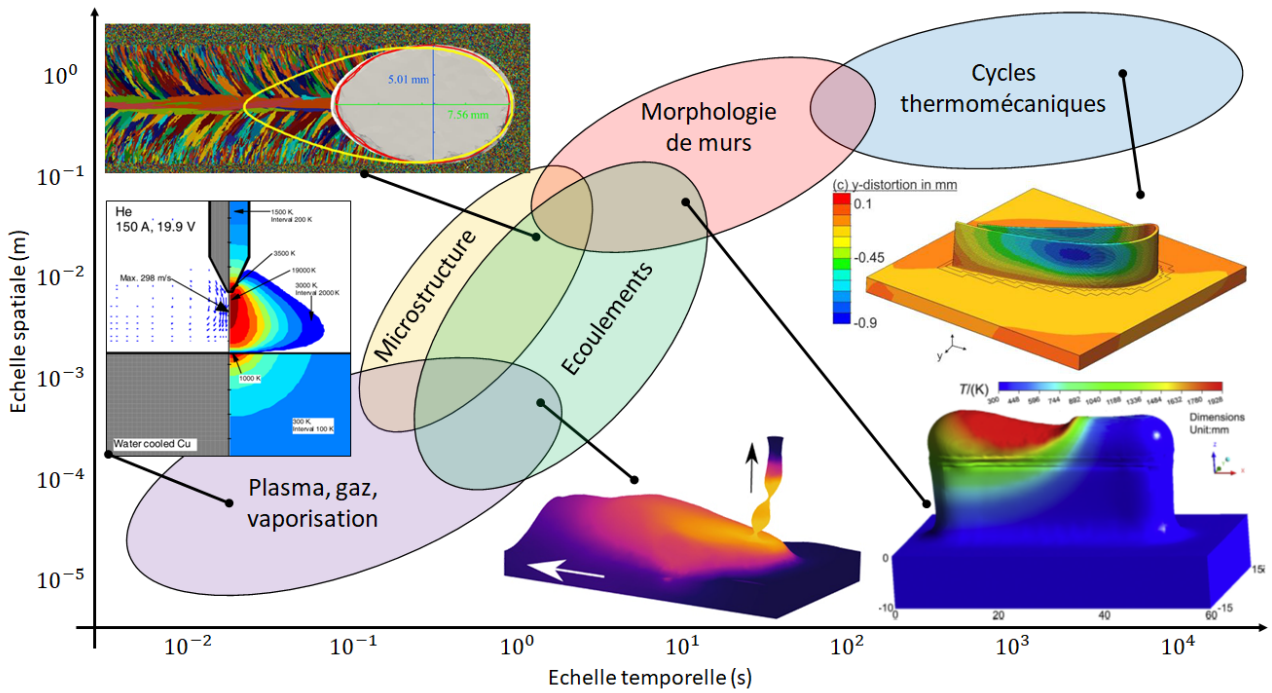


FIGURE 2.19 – Schéma de classification des modèles numériques du soudage et fabrication additive. De gauche à droite, on retrouve l'étude de l'influence des gaz dans le transfert de chaleur de Tanaka et al. [32], la modélisation de la microstructure sur une tôle de faible épaisseur par Xue et al [78], le cycle du CMT multiphysique tri-dimensionnel de Cadiou et al. [77], le comportement du bain liquide dans une construction de mur par Bai. et al [51] et la réponse mécanique d'une aube en construction par Biegler [79].

des procédés de soudage, et de WAAM, selon leur échelle et le cadre d'étude des phénomènes :

- Les modèles fins (micro) s'appuient sur la résolution des équations électromagnétiques, fluide et thermique dans le fil et le plasma. Les champs obtenus permettent de générer les flux de chaleur dans le plasma [80, 40] et substrat [32, 81], les quantités de mouvements des gouttes détachées [44, 43], et les forces communiquées à l'interface du métal. De plus, les faibles dimensions et pas de temps permettent de prendre en compte des physiques supplémentaires, comme la vaporisation du métal [39] ou la diffusion d'espèces chimiques [82]. On ne présentera que très rapidement ces modèles, mais la compréhension et modélisation du dépôt CMT à une échelle méso présentée dans cette thèse nécessite *a minima* de comprendre les enjeux et résultats des simulations micro.
- Les modèles moyens (méso) se concentrent sur les écoulements, la forme du bain et sa solidification lors du déplacement de la torche. La résolution électromagnétique est en général évitée, et ses influences sont approximées par des modèles paramétriques, de chaleur, de forces et de transfert de matière [48, 83, 84]. L'accent est mis sur la compréhension des transferts de matière et chaleur, importantes pour le comportement thermique et la forme de la zone pâteuse d'un bain mobile. Ces modèles sont très intéressants pour permettre la modélisation de la microstructure [85], et peuvent être optimisés pour modéliser quelques cordons superposés [51, 20].
- Les modèles larges (macro) ne prennent pas en compte les écoulements pour réduire les coûts de calcul, et approximent encore les formes d'apport de matière et de chaleur, avec des géométries construites *a priori*, voire des champs de températures analytiques.

Les résolutions thermiques et mécaniques sont focalisées sur les stratégies de dépôt [57, 86], l'accumulation et dissipation de chaleur, ainsi que les réponses mécaniques aux cycles de chauffage et refroidissement [73, 22, 79]. Ces modèles parviennent à simuler des constructions de plusieurs dizaines à centaines de couches sur plusieurs centaines de secondes voire d'heures.

Alors que les deux modèles développés au cours de mes travaux de thèse sont basés sur des méthodes numériques et modèles assez différents, par leurs hypothèses et dimensions, le choix est fait de regrouper un état de l'art qui survole l'ensemble des échelles abordées dans le WAAM CMT, en augmentant les dimensions simulées et simplifiant les physiques. **On justifie cet état de l'art général par le fait que le but de cette thèse est de construire un socle à la modélisation couplée multi-échelles du WAAM.** Il n'est pas question de faire une liste exhaustive de tous les articles s'intéressant à la question, mais recenser les études qui semblent les plus pertinentes pour permettre au lecteur de situer les dépendances, limites et applications des modèles macro et méso. Au besoin, certains points seront détaillés dans les chapitres respectifs.

2.3.1 Méthodes numériques

Avant tout, il est nécessaire de proposer un tour d'horizon sur les méthodes numériques, qui permet assez directement de classer les simulations selon leur application, micro et méso par rapport à macro. La principale distinction se fait dans la manière de concevoir l'interface entre le métal et le gaz : les simulations qui cherchent à modéliser l'évolution de la surface libre du métal, la déplacer selon un champ de vitesse ou une minimisation d'énergie ; et celles qui approchent grossièrement cette séparation sans faire cas de la mécanique des fluides.

2.3.1.1 Interfaces mobiles

Level Set : introduite par Osher et Sethian [87], la méthode LS (Level Set) permet de suivre l'évolution de la surface d'un objet sans paramétrisation dans un domaine éléments finis. Son utilisation est généralisée dans la modélisation des écoulements car elle permet de décrire l'interface en conservant précisément sa morphologie dans un maillage fixe. Les principaux désagréments de cette méthode sont la non conservation de la masse, et que la précision dépende directement de la finesse du maillage autour de l'interface. En distinguant deux domaines Ω_1 et Ω_2 séparés par une interface Γ ($\psi = 0$), on note la level set ψ (en m) comme la distance signée x à cette interface :

$$\psi(x) = \begin{cases} -d(x) & \text{si } x \in \Omega_1 \\ 0 & \text{si } x \in \Gamma \\ d(x) & \text{si } x \in \Omega_2 \end{cases} \quad (2.8)$$

L'interface Γ évolue par la résolution d'une équation de convection selon un champ de vitesse \mathbf{v} (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$).

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\partial\psi}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\psi = 0 \quad (2.9)$$

Cependant, le champ \mathbf{v} peut ne pas être homogène et si son gradient est trop important, cela entraîne une mauvaise définition du champ de distance. Pour pallier ce problème, on doit vérifier que le gradient reste unitaire avec une équation eikonale ($\|\nabla\psi\| = 1$). Il est alors d'usage de

reconstruire ψ à partir de la position de Γ . Deux méthodes sont utilisées, soit la reconstruction est faite directement lors de la convection [88], soit par une méthode géométrique directe [89], qui sera employée dans le modèle méso et décrite dans le **Chapitre 4**.

La normale \mathbf{n} à l'interface Γ est construite à partir du gradient de la LS $\nabla\psi$:

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla\psi}{\|\nabla\psi\|} \quad (2.10)$$

et il est possible de définir une courbure locale κ sur Γ avec la relation donnée **Eq.2.11**. Cette méthode fournit une courbure moyenne, pouvant mener à des erreurs de calculs conséquents si le maillage autour de Γ est insuffisamment fin.

$$\kappa = -\nabla \cdot \mathbf{n} \quad (2.11)$$

Les propriétés moyennées $\{\chi\}$ - dépendantes des propriétés respectives $\{\chi^{\Omega_1}\}$ et $\{\chi^{\Omega_2}\}$ des domaines - sont définies par une loi de mélange Heaviside \mathcal{H} évoluant entre 0 et 1 dans une épaisseur donnée autour de Γ , visible dans la **Fig. 2.20(a)**. Cela permet alors de résoudre les équations sur un domaine continu, mais les multiples ordres de grandeur dans les valeurs des propriétés imposent un maillage raffiné autour de Γ . 5 à 10 éléments sont souhaités dans l'épaisseur de ψ pour permettre une bonne définition de la loi de mélange [83, 90]. Ce critère sera détaillé dans le **Chapitre 4**. Par commodité et pour la suite, on prendra les domaines de métal $\Omega_M = \Omega_1$ et de gaz $\Omega_G = \Omega_2$.

$$\{\chi\} = (1 - \mathcal{H}(\psi))\langle\chi^{\Omega_1}\rangle + \mathcal{H}(\psi)\langle\chi^{\Omega_2}\rangle \quad (2.12)$$

Volume de fluide : la méthode VOF (Volume of fluid) fut proposée à l'origine par Hirt et Nicolas [91] et s'applique en majorité dans des résolutions basées sur la méthode des volumes finis. Une fraction (ou couleur) est attribuée à chaque cellule, selon le domaine 1 ou 0, ce qui permet de capturer l'interface pour les valeurs intermédiaires, visibles dans la **Fig. 2.20(b)**. La robustesse de cette méthode réside dans la conservation de la masse, et elle permet parfaitement de traiter des cas de coalescence d'interface (tel que le détachement ou l'impact de gouttes dans un bain). Cependant, l'interface doit être reconstruite après une convection de la forme **Eq.2.9**, dans le but de raccorder de façon homogène les cellules voisines. Des méthodes sont alors proposées pour reconstruire cette interface, mais au détriment de la conservation de la masse [92]. Une grande partie des modélisations des écoulements présentées dans la suite de cette section s'appuie sur la méthode VOF [40, 48, 93, 51, 82, 94].

Note II : Note : Méthode CSF

Pour les méthodes VOF et LS à l'interface diffuse, il est commun d'utiliser la méthode CSF (Continuum Surface Force) proposée par Brackbill [95]. Les forces surfaciques \mathbf{f} agissant sur la surface Γ sont transformées en forces volumiques \mathbf{F} dans un volume ΔV de faible épaisseur h autour de Γ , dont on s'assure que la contribution soit égale :

$$\lim_{h \rightarrow 0} \int_{\Delta V} \mathbf{F} dV = \int_{\Gamma} \mathbf{f} dS \quad (2.13)$$

Plus spécifiquement dans le cadre LS (qui sera détaillé dans le **Chapitre 4**), une fonction de Dirac δ définie par \mathcal{H} est utilisée en vérifiant :

$$\begin{cases} \delta(\psi) = \frac{\partial \mathcal{H}(\psi)}{\partial \psi} \\ \int \delta(\psi) d\psi = 1 \end{cases} \quad (2.14)$$

Champ de phase : similaire à la level set, l'interface est définie par une fonction distance et convectée par l'équation de Cahn-Hilliard [96], qui prend en compte non seulement le champ de vitesse, mais aussi la minimisation de l'énergie du système. Cette méthode est souvent rencontrée en modélisation des évolutions microstructurales, quasiment pas aux grandes échelles telles celles qui nous intéressent dans cette thèse.

ALE : contrairement aux précédentes méthodes qui reposent sur la convection d'un champ d'interface dans un maillage fixe, la méthode ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) considère que l'interface est représentée par un sous-ensemble de noeuds du maillage qui sont déplacés suivant le champ de vitesse \mathbf{v} . La méthode permet une très bonne description des interfaces et l'imposition aisée de conditions aux limites. Par exemple, Saadlaoui et al. [97] proposent une méthode directe pour appliquer les forces de tension de surface sur les segments/tétraèdres de l'interface, permettant de s'affranchir des simplifications dans l'expression de la courbure (**Eq.2.11**). Pour du CWT (Cold Wire Transfer), procédé similaire au TIG où le fil est directement plongé dans le bain par le côté, Hejripour et al. [98] modélisent l'apport de matière comme une condition limite de vitesse à la surface du bain, visible dans la **Fig. 2.26**. La méthode ALE est plus précise mais est peu adaptée pour les fortes perturbations d'interface, comme le détachement ou le contact d'une goutte.

2.3.1.2 Domaines de dépôts construits *a priori*

L'attention est moins portée sur la qualité de l'interface Γ qu'à la forme correcte des champs et cycles de température pour l'étude de la mécanique du solide, et de l'optimisation du temps de calcul, pour des cordons ou pièces complètes. Les écoulements ne sont pas modélisés, les interfaces ne sont pas convectées, le transport de chaleur non plus. A la place, un maillage ou trajectoire prédéfinie permet d'ajouter par quantité discrète la matière. La morphologie des dépôts est construite *a priori* et ne rend pas compte des problèmes liés aux écoulements du bain détaillés dans la **Section 2.2.2**. Cependant, la simplicité de mise en place justifie son utilisation dans des codes éléments finis commerciaux avec des approches "ingénieur". Deux méthodes sont proposées par Lindgren et Lundbäck [99], et Michaleris [86] les différencie de cette façon en proposant une alternative hybride visible à la **Fig. 2.20(c)**.

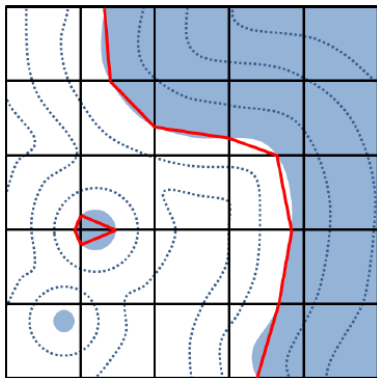
Éléments neutralisés. Nommée en anglais *quiet element method*, les éléments qui seront considérés comme le métal d'apport sont déjà présents dans le domaine de calcul. Cependant, on leur assigne des propriétés dégradées, telles que la conductivité λ_{quiet} ou la capacité thermique $c_{p_{quiet}}$ par rapport aux propriétés du métal, ajustées avec des coefficients s_λ et s_{c_p} , pris à des valeurs plus faibles.

$$\lambda_{quiet} = s_\lambda \lambda \quad (2.15)$$

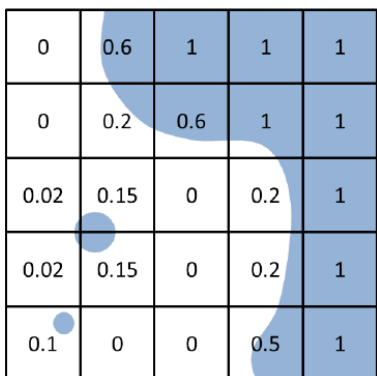
$$c_{p_{quiet}} = s_{c_p} c_p \quad (2.16)$$

La facilité d'implémentation permet l'utilisation de cette méthode avec des logiciels commerciaux. Le degré de liberté reste constant à travers la simulation. Cependant, si les coefficients sont trop importants, un transfert de chaleur peut s'opérer numériquement vers les éléments neutralisés. A l'inverse, des coefficients trop faibles aboutissent à un mauvais conditionnement des matrices de résolution, sources d'erreurs et d'oscillations numériques.

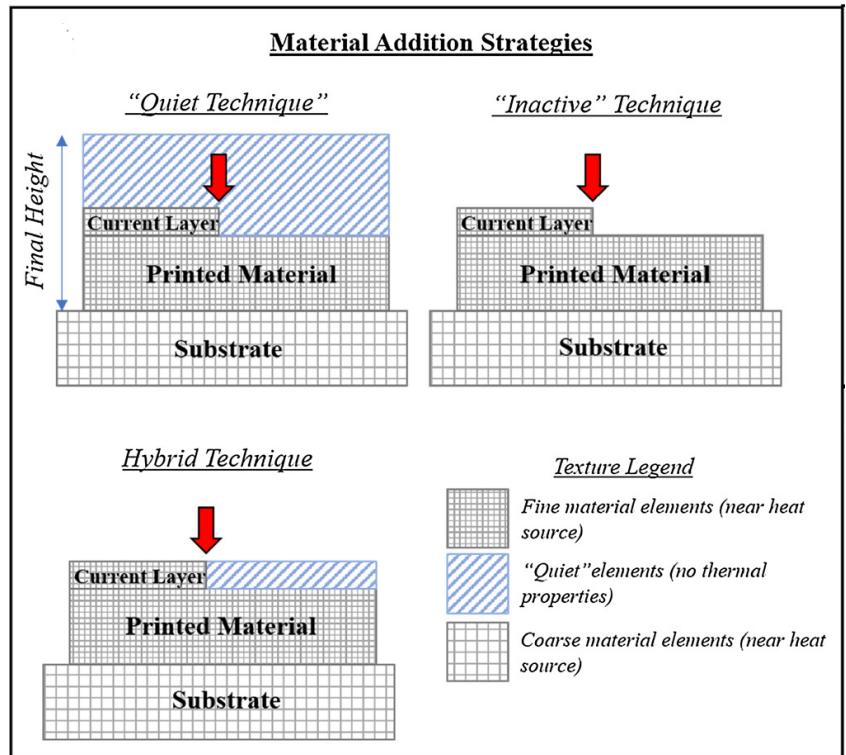
Éléments inactifs. Autrement évoqué sous le terme de *Birth and Death technique*, les éléments inactifs ne font pas partie du domaine de calcul à l'origine, et sont activés uniquement lors du passage de la torche. Le nombre de degrés de liberté est alors réduit car seuls les éléments d'ajout sont considérés dans les équations. La méthode permet de s'affranchir des problèmes de conditionnement propres à la méthode précédente. Cependant, la ré-indexation des équations devient vite très coûteuse en ressources numériques, et son utilisation peu adaptée dans des logiciels commerciaux.



(a) Méthode LS



(b) Méthode VOF



(c) Méthode des éléments neutralisés, inactifs et hybride

FIGURE 2.20 – Schémas des méthodes (a) LS et (b) VOF avec reconstruction d'interface par méthode PLIC, issus du manuscrit de Brissot [100]. En (c) sont distinguées les méthodes des éléments neutralisés et inactifs [99], et hybride [86].

Michaleris [86] conclut que pour les deux méthodes, il est nécessaire de réinitialiser la température des éléments apportés avant l'ajout d'un terme de chaleur, à moins d'entraîner des erreurs supérieures à 5 %. De plus, la morphologie en "forme de marche" du dépôt rend difficile la définition claire de l'interface Γ du métal, et donc l'application des pertes thermiques. L'auteur insiste sur le fait que négliger les pertes surfaciques sur le haut du mur mène à des erreurs de température (dans son cas à 7.5 %). L'auteur propose alors une méthode hybride, où l'activation d'éléments se fait couche par couche, et ajoute la matière d'une couche avec des éléments neutralisés. Ainsi, les contraintes liées à la re-numérotation des éléments sont limitées au nombre de couches simulées.

2.3.2 Plasma d'arc, fonte et détachement des gouttes

Les équations aux dérivées partielles (EDP) électromagnétiques, thermiques et fluidiques sont très sommairement détaillées dans cette section. Cela permettra dans la suite du chapitre de s'y référer pour comprendre la simplification des termes de sources, forces, et les conditions limites dans l'évolution des modèles.

Résolution électromagnétique : les travaux qui s'intéressent au comportement thermique et mécanique du plasma et du transfert de masse nécessitent la résolution des équations électromagnétiques, souvent sur un premier maillage [40] ou seulement dans une partie du domaine [20]. La loi d'Ohm est résolue pour définir la densité de courant \mathbf{j} (en $\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$) avec le potentiel électrique U (en V) et la conductivité électrique σ_e (en $\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$) :

$$\mathbf{j} = -\sigma_e \cdot \nabla U \quad (2.17)$$

La continuité du courant en régime permanent est vérifiée par :

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (2.18)$$

Le champ magnétique est obtenu ensuite avec la dérivation de la loi d'Ampère avec μ_m la perméabilité magnétique (en $\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$).

$$\nabla^2 \mathbf{B} = -\mu_m (\nabla \wedge \mathbf{j}) \quad (2.19)$$

Résolution thermique : la densité de courant permet de calculer la source de chaleur par effet Joule \dot{Q}_{Joule} via l'Eq.2.20, dans le plasma comme dans le fil. Ajouté aux pertes radiatives \dot{q}_r (en $\text{W}^2 \cdot \text{m}^{-1}$), convectives \dot{q}_c , et thermo-ioniques (non détaillé ici) imposés sur les interfaces métal/gaz, il est possible de construire le terme source \dot{Q} (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$) à l'équation de la chaleur donnée dans Eq.2.21, avec l'enthalpie massique h (en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$) et la température T (en K)

$$\dot{Q}_{Joule} = \mathbf{j} \cdot \nabla U \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \nabla \cdot \rho h \mathbf{v} = \nabla \cdot \lambda \nabla T + \dot{Q} \quad (2.21)$$

Résolution fluidique : la résolution électromagnétique donne de plus accès aux forces de Lorentz. Leur expression est notée \mathbf{f}_{EMF} et calculée via l'Eq.2.3 qui contribuent aux forces volumiques totales \mathbf{F} (en $\text{N} \cdot \text{m}^{-3}$), second membre de l'équation de Navier-Stokes, dont la

forme forte est communément reportée sous la forme donnée dans l'**Eq.2.22** avec la pression p (en Pa). La transposée est notée T .

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) - \nabla \cdot (\mu (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T)) + \nabla p = \mathbf{F} \quad (2.22)$$

La conservation de la masse est respectée avec la condition suivante :

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \dot{\Theta}_d \quad (2.23)$$

où $\dot{\Theta}_d$ (en s^{-1}) est le taux d'expansion. Peu de modèles prennent en compte la dilatation thermique directement, et la plupart des études se placent dans un contexte incompressible ($\dot{\Theta}_d = 0$). Pour les modèles avec apport de matière, $\dot{\Theta}_d$ est non nul, soit à cause d'une condition aux limites, soit à cause de l'expansion d'un domaine, ce qui sera détaillé par la suite.

Alors que la mécanique des fluides est résolue sur tout le domaine, en méthode VOF ou LS, il est nécessaire de limiter les écoulements à la surface du métal solide, qui est physiquement immobile. Pour y parvenir, deux méthodes sont utilisées :

- Une viscosité artificiellement élevée ($\mu \approx 10^3$ à 10^5 Pa·s) dans le métal [83, 98, 81]. Cette méthode sera utilisée pour le modèle méso et détaillée dans le **Chapitre 4**.
- Ajout d'une force de Darcy \mathbf{F}_D , fonction de la fraction liquide g^l avec $C \gg 1$ (en $\text{Pa} \cdot \text{s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$), et $b \ll 1$ une constante pour éviter une division par zéro.

$$\mathbf{F}_D = -C \frac{(1 - g^l)^2}{(g^l + b)} \mathbf{v} \quad (2.24)$$

2.3.2.1 Flux de chaleur

La répartition de la température et du flux de chaleur à la surface du substrat peut être obtenue par différents modèles. Tanaka et al. [32] regardent en 2D par méthode VOF l'influence que les gaz de protection peuvent avoir sur le comportement thermique et mécanique du plasma, visible dans la **Fig. 2.21(a)**. Bien que cette modélisation concerne le TIG, il est noté que la répartition de chaleur, à cause de la conductivité thermique et électrique du gaz, soit bien différente au niveau du substrat. L'utilisation d'hélium pur entraîne un transfert de chaleur presque d'un ordre de grandeur supérieur à celle de l'argon pur. De façon similaire, lorsque ces gaz sont mélangés, l'augmentation de la concentration d'hélium tend à étaler le bain et à diminuer le renforcement [101]. Hertel et al. [38] se concentrent sur la vaporisation du fer en GMAW pulsé, qui vient refroidir le plasma et changer la répartition du flux de chaleur. A notre connaissance, le premier article qui traite du cycle de dépôt CMT, est réalisé par Rao et al. [39] en VOF où l'équipe s'intéresse à la réaction de la vaporisation du zinc pour du soudage dissimilaire aluminium - acier galvanisé. Le cycle de boost, burn et court circuit présenté dans la **Section 2.1.3** est correctement représenté avec des valeurs de U et I évoluant au cours du cycle. La température résultante est visible dans la **Fig. 2.21(b)**. Les auteurs relèvent que la vaporisation du zinc contenu dans le revêtement de la pièce à souder amène à un élargissement du flux de chaleur mais une diminution en température. Cependant, bien que le cycle de courant/tension/dévidage caractéristique du CMT (**Fig. 2.2**) soit imposé, l'étude est réalisée seulement sur deux cycles, avec un domaine de $20 \times 20 \times 8 \text{ mm}^3$, et avec un pas de temps $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$.

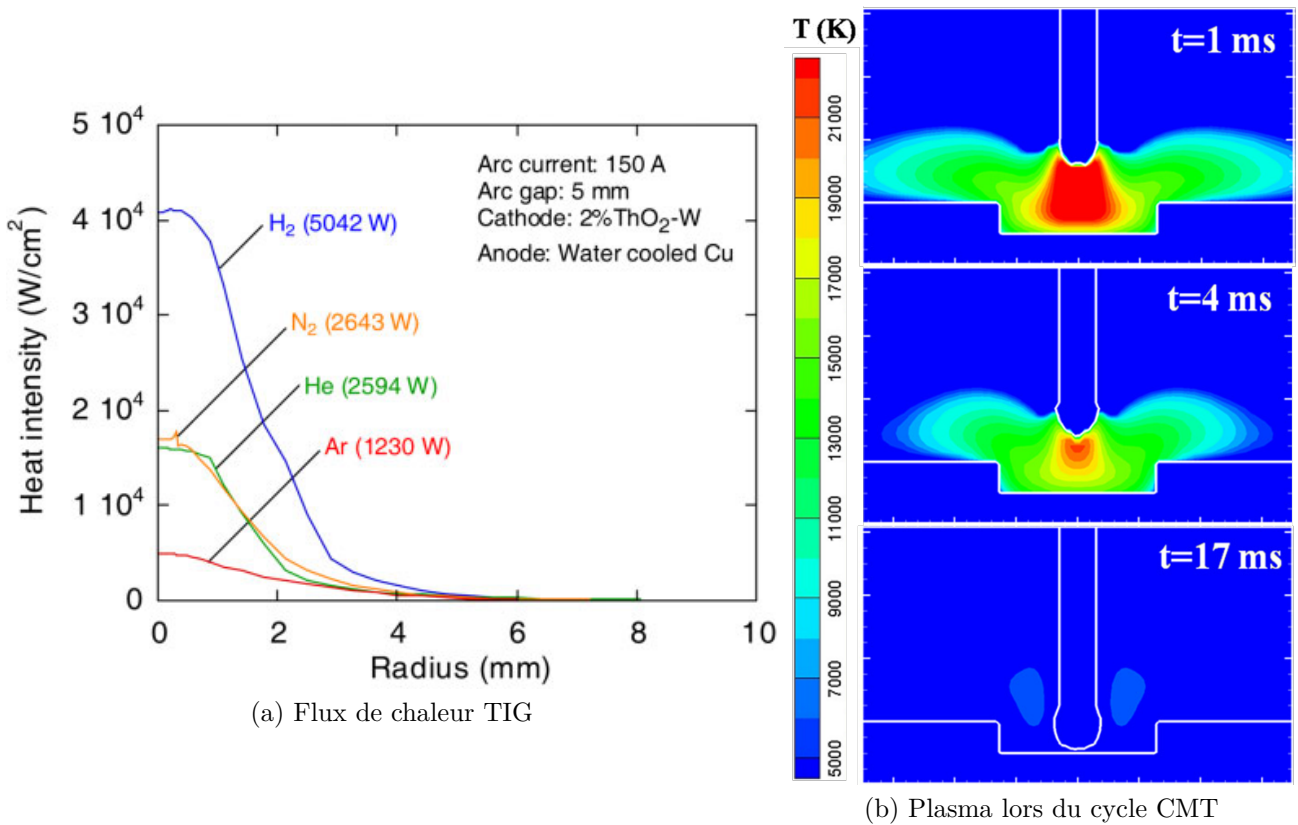


FIGURE 2.21 – (a) Influence du gaz sur la forme et la valeur du flux thermique distribué par le plasma sur le substrat pour du TIG [32], et (b) température mesurée dans le plasma lors du cycle CMT pour les période de boost, de burn et de court-circuit, pour l'assemblage d'alliages dissimilaires par Rao et al. [39].

2.3.2.2 Conditions de détachement des gouttes

La modélisation du détachement de la matière fondue en pointe d'électrode est un sujet d'étude très présent dans la littérature du soudage GMAW, et aide à comprendre pourquoi le cycle CMT classique ne provoque pas de détachement spontané : historiquement, deux modèles sont utilisés pour déterminer les conditions de détachement en GMAW, le SFBM (Static Force Balance Model) [102] et PIT (Pinch Instability Theory) [103, 104] qui permettent de déterminer les dimensions des gouttes suivant le courant I . Cependant, ces modèles sont seulement applicables dans une fourchette de courant, le SFBM adapté à des transferts globulaires, et PIT en spray. L'enjeu retrouvé dans la littérature est de déterminer le passage d'un type de transfert à un autre (qui sont schématisés dans la **Fig. 2.1**). Des modèles plus récents sont proposés pour le GMAW [105, 106], et dans une modélisation en champs de phase, Zhao et al. [80] parviennent à représenter la transition en accord avec l'expérimental. Le cycle de détachement spontané alterne entre des gouttes plus larges (un stade qui dure 54 ms) et de plus petites dimensions (9.5 ms). L'évaluation des contraintes, visible dans l'**Annexe.A5**, permet alors de comprendre que pour le CMT, le courant est suffisamment important pour fondre le métal, mais la durée du boost est trop courte (quelques ms, voir **Fig. 2.4**) pour pouvoir cisailer le métal. D'autre part, le cycle de dévidage et contact du fil, évoluant entre 5 et 30 ms ($f_{CMT} \in [30; 200]$ Hz) est trop rapide pour permettre à la goutte de grossir et se détacher sous son propre poids. La tension de surface est alors la force prédominante qui retient le détachement de la goutte

2.3.3 Dynamique du bain liquide

2.3.3.1 Impact des gouttes et du plasma

La considération du détachement des gouttes à la pointe du fil amène logiquement à l'étude du transfert de masse et de chaleur lors de l'impact des gouttes. En dépôt stationnaire en 2D et sur quelques gouttes seulement, les études s'intéressent à la vitesse de chute des gouttes et l'influence sur la forme des écoulements dans le bain liquide : Fan et Kovacevic [94] estiment que la distribution de la chaleur se fait au centre du bain, et que la vitesse d'impact est déterminante. Hu et Tsai [43], dans une modélisation découplée entre plasma et métal, proposent la même explication, rapporté aussi par Cadiou [77]. De leur côté, Wang et al. [44], estiment que l'énergie cinétique de la goutte est rapidement diluée dans le bain, et que les écoulements demeurent majoritairement pilotés par les forces de Marangoni.

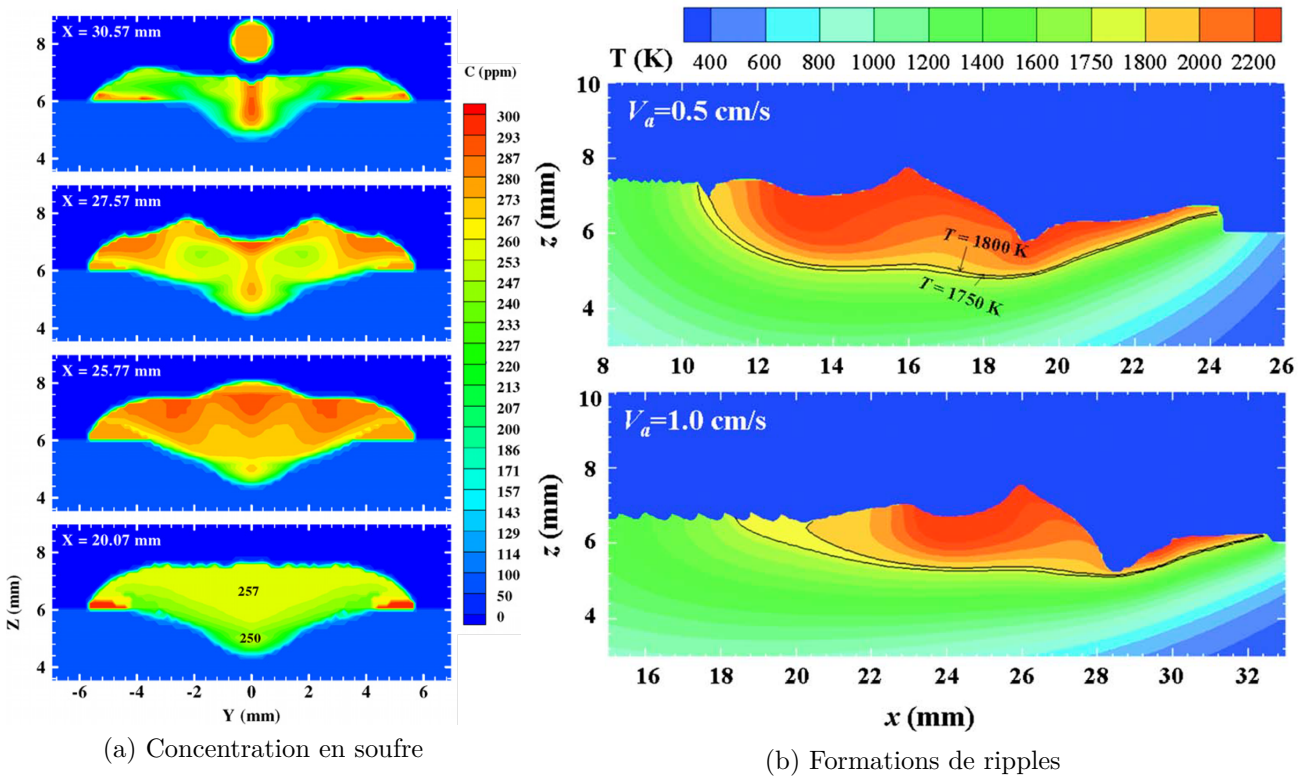


FIGURE 2.22 – (a) Répartition de la concentration en soufre dans le bain liquide pour la tension de surface [107] et (b) influence de la vitesse d'avancée de torche sur la formation des ripples [82].

Des méthodes sont proposées pour étendre la résolution électromagnétique à des cas plus complexes en trois dimensions :

Etat stationnaire : Zhou et al. utilisent la morphologie d'un bain expérimental sur cordon double en GMAW de forte puissance, et un champ de température analytique, comme conditions initiales en VOF [93]. Dans ce cas quasi-stationnaire, une goutte est générée explicitement à une température et une vitesse initiale imposées (respectivement 2100 K, et $0.6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), visible dans l'**Annexe.A6**. Sa dimension est imposée en fonction du débit D_{vol} , et de la fréquence du procédé

modélisé. La prise en compte du plasma et une viscosité du liquide nominale ($\mu = 6 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$) nécessitent un pas de temps $\Delta t = 10^{-5} \text{ s}$ et des dimensions de maille $\Delta x = 200 \mu\text{m}$. Les forces électromagnétiques et un coefficient de Marangoni positif creusent le bain, mais l'impact de la goutte va convecter le métal à haute température vers l'arrière du bain liquide pour solidifier en ripples.

Résolution partielle de l'électromagnétisme : deux études consécutives menées sur la formation des ripples, par Hu et al. [107], et par Rao et al. [82], parviennent à modéliser le dépôt d'un cordon pendant quelques secondes, dans un domaine mobile de 50 mm de long en VOF. Les cas sont instationnaires, les gouttes sont générées de façon explicite comme dans le cas de Zhou et al. [93] avec une vitesse initiale de $0.7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La résolution électromagnétique ne sert qu'à construire les forces électromagnétiques \mathbf{f}_{EMF} , mais la source de chaleur \dot{Q} et la pression d'arc sont approximées sous forme de fonctions gaussiennes à la surface du bain. La formation des ripples est totalement dépendante du transfert de matière, sa quantité et sa fréquence. L'impact entraîne la propagation d'une onde à l'arrière du bain liquide qui vient solidifier. L'équipe résout la convection du soufre dans le bain, apporté par le métal, dont la concentration est utilisée pour définir la tension de surface dans une expression similaire à l'Eq.2.7. Le soufre se concentre en surface après l'impact du bain avant de s'homogénéiser avant la solidification, comme illustré dans la Fig. 2.22(a). Le pas de l'ondulation est inversement proportionnel à la fréquence et à la taille des gouttelettes et proportionnel à la vitesse de déplacement (visible dans la Fig. 2.22(a)); tandis que la hauteur de l'ondulation dépend de l'ampleur de la montée et de la descente du bain de soudure. Cette hauteur est étroitement liée à la taille des gouttelettes et du bain de soudure et à la vitesse de solidification. Ces études sont menées avec des pas de temps adaptatifs, dont la valeur moyenne est de $\Delta t = 10^{-4}$ - les plus faibles à 10^{-5} s - , avec un maillage au plus fin de $\Delta x = 500 \mu\text{m}$.

2.3.3.2 Simulation du CMT

Cadiou [20] est le premier à fournir une modélisation complète du cycle CMT en 3D, où le domaine du fil est représenté, sur de l'acier 304L. Dans un domaine mobile, le dévidage/retrait est imposé et asservi par le court-circuit, avec une fréquence $f_{CMT} = 15 \text{ Hz}$, et l'hypothèse d'un courant constant est retenue. Contrairement aux précédents cas, cette étude est menée dans un contexte LS, dont la définition est faite sur un maillage fin , tandis que les autres physiques sont résolues sur un maillage plus grossier, respectivement $\Delta x = 180 \mu\text{m}$ et $\Delta x = 500 \mu\text{m}$, avec un pas de temps constant $\Delta t = 10^{-4} \text{ s}$. La description LS pose problème sur le transfert de chaleur à cause de l'interface, ce que l'auteur avait noté dans un cas 2D [77]. Des sources de chaleur artificielles, dans le fil et à la surface du bain, sont construites à partir de \dot{Q}_{Joule} (lignes de courants visibles Fig. 2.23 (b)) avec la méthode CSF, et permettent de fondre l'électrode et transférer la chaleur au substrat. Au contraire, la température à la surface du bain (qui atteint 3500 K dans la Fig. 2.24 (a)) est jugée trop importante par l'auteur, à cause de cet artifice. Ce point a été soulevé par Desmaison [108] et Chen [109], qui seillent la vitesse de convection de la chaleur de l'Eq.2.21 pour ne garder que la composante normale à l'interface, ce qui sera détaillé dans le Chapitre 4. Les vitesses sont maximales au point de contact, mais n'excèdent pas $10 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, comme on peut le voir sur la Fig. 2.23 (a). La longueur du bain est en accord avec les images expérimentales, mais le profil du cordon ne correspond pas à la coupe macrographique visible dans la Fig. 2.24 (b). Une tension constante et la non prise en compte de la physique du point triple sont proposées comme hypothèses principales expliquant

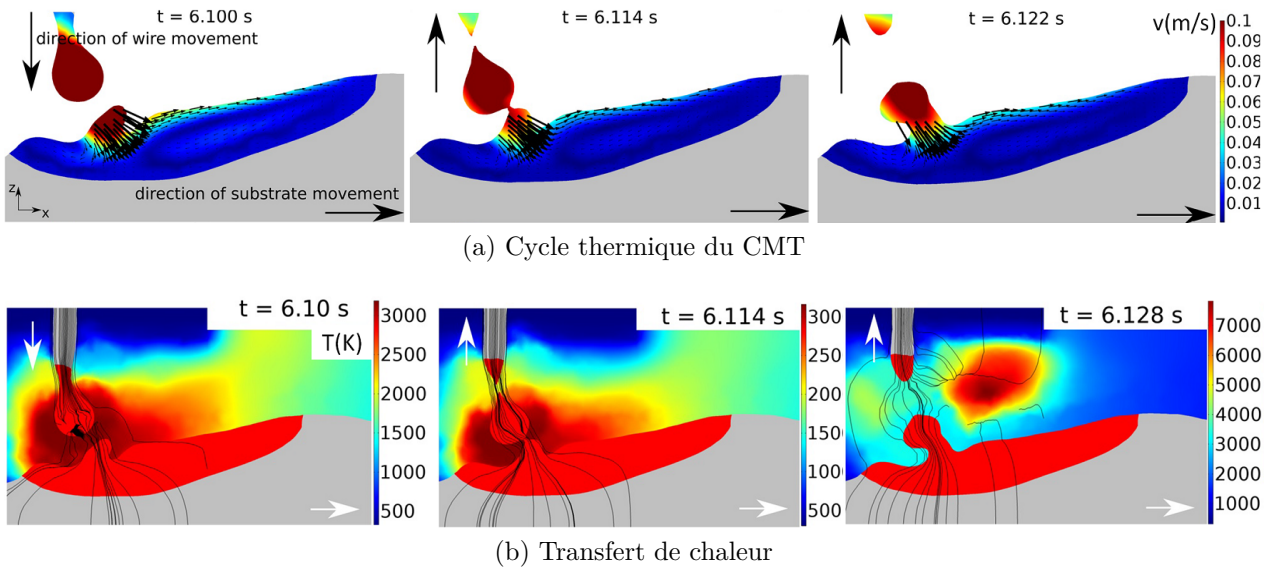


FIGURE 2.23 – Simulation du procédé CMT par Cadiou [81]. Le cycle du dévidage asservi est établi par la condition de court-circuit, et le comportement du fil de matière est visible par les flèches. (a) Le champ de température est piloté par le transfert du fil chaud, mais particulièrement par l'échauffement provoqué par le plasma, dans la phase de boost. En (b), champ de vitesse dans une coupe longitudinale du bain liquide.

cet écart.

Limites de la modélisation du plasma et électromagnétique : Cet état de l'art sur les modèles de plasma/électromagnétisme a permis de recenser les applications possibles. Néanmoins, l'intégration de ces physiques apporte les contraintes suivantes :

- Les cas sont de faibles dimensions, et lorsqu'ils ne sont pas statiques, la résolution est eulérienne, ce qui permet plus difficilement la construction de plusieurs dépôts, ou de trajectoires complexes.
- Les vitesses importantes du gaz (jusqu'à $230 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ [40], $50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ [44]) nécessitent des pas de temps et dimensions de maillage très faibles. Cadiou limite cet écoulement avec une vitesse de $0.4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ [81]
- La contrainte supplémentaire dans la résolution d'un système d'équation complet et des difficultés numériques qui lui sont rattachées [110], ainsi que la dépendance à des propriétés matériaux variées. Les conditions limites de densité de courant sont imposées en bord de domaine, ou par des méthodes CSF ou directement sur l'interface en ALE, comme proposé par Hejripour et al. [98] qui ne modélisent pas le fil.
- La méthode LS, de par son expression, ne semble pas la plus adaptée pour prendre en compte des interactions électromagnétiques à l'interface, ce qui nécessite l'ajout de termes artificiels pour la fonte du fil froid.

En comprenant que le transfert du CMT est piloté par le mouvement du fil, les forces de tension de surface, et non par un détachement spontané du métal fondu, la résolution électromagnétique dans l'approche méso est considérée comme non essentielle à une première compréhension de la forme des écoulements. Un domaine de fil explicite sera construit pour simuler le parcours de l'électrode asservie. En ne résolvant pas les équations d'électromagnétisme, il n'est pas possible d'obtenir les flux de chaleur et les termes d'effet Joule \dot{Q}_{Joule} . Ainsi, des sources de chaleur équivalentes seront modélisées : elles sont décrites dans la suite.

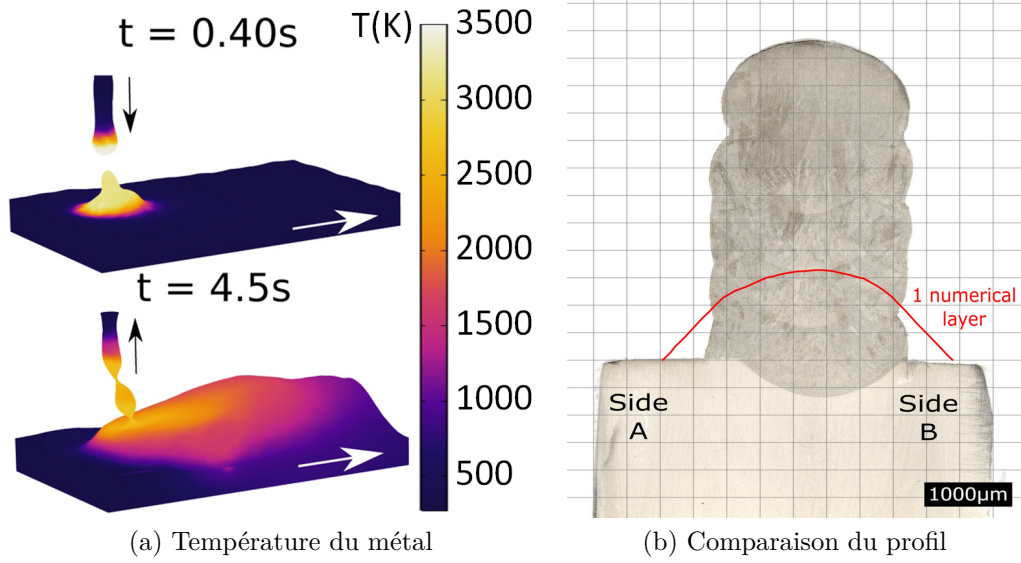


FIGURE 2.24 – (a) Température à la surface du bain liquide, apportée par la source de chaleur du plasma, et (b) Comparaison du cordon expérimental de Cadiou. L’auteur considère que la non prise en compte d’une physique de mouillage dans ce cas ne permet pas de restituer correctement la morphologie du bain. Schémas modifiés depuis [77].

2.3.4 Modèles équivalents et développement de cordons

En prenant le parti de ne pas résoudre l’électromagnétique et la fonte du fil d’apport, diverses méthodes sont utilisées pour approximer ces phénomènes qui sont prépondérants dans le soudage. Ces modèles sont analytiques et dépendent de paramètres géométriques et de grandeurs moyennées dans le temps, qui seront utilisés dans l’équation de la chaleur (**Eq.2.21**).

2.3.4.1 Modèles de chaleur

Puisque la fonte du fil n’est pas modélisée, l’énergie totale apportée au système P_{Tot} (en W), qui est composée, d’une part, par l’enthalpie du débit du fil froid $P_{Mat} = h^m(T_{amb})D_{mas}$ et, d’autre part, par la puissance du poste à souder entachée des pertes $P_{tor} = \eta_{tor}UI$ va être répartie selon l’expression suivante [83, 98] :

$$\begin{aligned}
 P_{Tot} &= \underbrace{P_{tor}}_{\text{Torche}} + \underbrace{P_{Mat}}_{\text{Fil froid}} \\
 &= \underbrace{P_{gou}}_{\text{Fil chaud}} + \underbrace{P_P}_{\text{Plasma}}
 \end{aligned}
 \tag{2.25}$$

où P_{gou} est la puissance absorbée par le fil d’apport pour être fondu présentée dans l’**Eq.2.26**, avec le débit massique D_{mas} de matière. Initialement, le fil a une enthalpie massique $h^m(T_{amb})$ (en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$) à la température ambiante T_{amb} (en K), et il va être amené à une température T_{gou} , associé à son enthalpie $h^m(T_{gou})$. Cette valeur de température T_{gou} est imposée, qu’on retrouve dans la littérature égale à 2100 K [93], 2500 K [83] ou 2600 K [51]. On obtient alors la valeur théorique de P_P , puissance transmise par le plasma d’arc, par soustraction à partir

de l'Eq.2.25. C'est cette puissance qui va alimenter les modèles géométriques de répartition de chaleur.

$$P_{gou} = [h^m(T_{gou}) - h^m(T_{amb})] D_{mas} \quad (2.26)$$

Terme surfacique : La puissance transmise par le plasma est répartie selon un flux de chaleur surfacique \dot{q}_P (en $W \cdot m^{-2}$), qui est considéré en majorité de façon gaussienne dans la littérature [48, 20]. Cependant, ce modèle gaussien ne permet pas de rendre compte de l'inclinaison de la surface du bain : il fait l'hypothèse d'une projection orthogonale. Desmaison [83] propose une réécriture de ce flux de chaleur, appelé flux angulaire gaussien, qui permet de tenir compte de la morphologie du bain, et de l'inclinaison de la torche. Son expression est détaillée ci dessous et schématisée dans la Fig. 2.25(a) :

$$\dot{q}_P = \frac{3P_P}{K_p 2\pi d^2 (1 - \cos \alpha_P)} \exp\left(-3\left(\frac{\beta^2}{\alpha_P^2}\right)\right) \cos \Phi_P \quad (2.27)$$

Le point d'émission \mathbf{X}_P , α_P (en rad) l'angle d'ouverture du flux de chaleur et \mathbf{n}_{flux} la direction du flux sont imposés. Pour chaque point M de l'interface Γ , β (en rad) est l'angle entre la direction du flux de chaleur et la normale à l'interface \mathbf{n} , d (en m) la distance $\|\mathbf{X}_P \mathbf{M}\|$, et Φ_P l'angle entre \mathbf{n} et $\mathbf{X}_P \mathbf{M}$. K_P est un coefficient de normalisation géométrique. Ce flux de chaleur surfacique \dot{q}_P est transformé par méthode CSF en terme volumique \dot{Q}_P (en $W \cdot m^{-3}$), et pour s'assurer de sa correcte valeur, il est corrigé avec un coefficient K_Q [48] :

$$K_Q \left(\int_{\Omega} \dot{q}_P \delta dV \right) - P_P = 0 \quad (2.28)$$

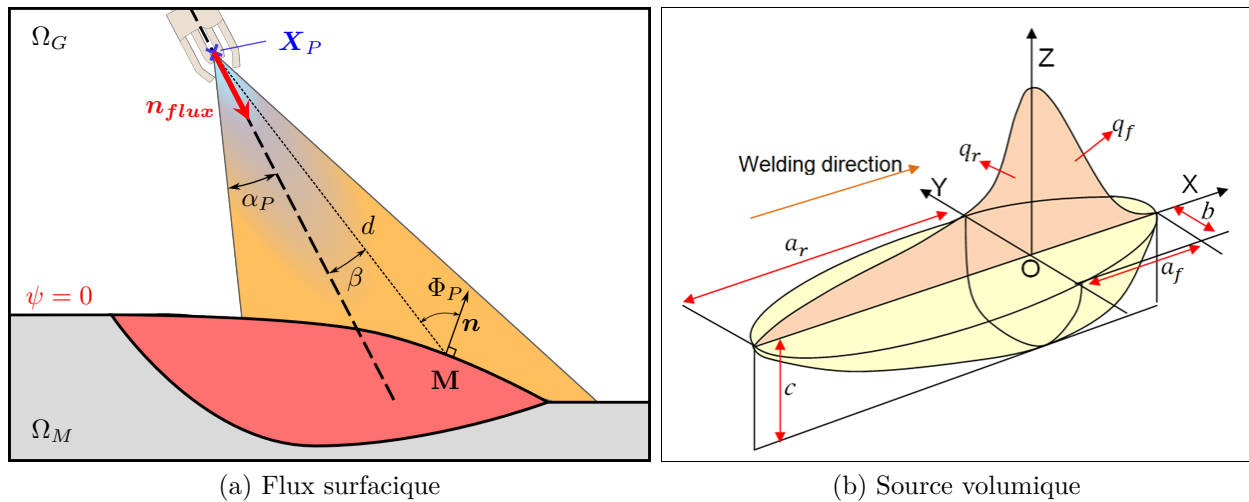


FIGURE 2.25 – Schémas de la source de chaleur (a) surfacique angulaire gaussienne, modifié depuis [108] et (b) volumique, double ellipsoïde ou de Goldak, récupéré depuis [111].

Terme volumique : Le modèle de chaleur double ellipsoïdal de Goldak et al. [112] permet de répartir la puissance du plasma selon une fonction volumique. Son expression asymétrique et adaptable en profondeur fut proposée à l'origine pour couvrir une large gamme de procédés de soudage, lorsque la mécanique des fluides n'est pas résolue. Cela permet de rendre compte de la redistribution d'énergie associée aux mouvements de convection dans le bain. Il est surtout

utilisé pour des modélisations de soudage sans apport de matière, ou adapté sur des méthodes d'éléments neutralisés/inactifs, ce qu'on retrouvera dans la section suivante. Bai et al. [51] reformulent le modèle d'origine pour prendre en compte la déformation de la surface Γ . Ainsi, à partir de la **Fig.** 2.25(b), en notant les coordonnées de la torche mobile (x_0, y_0) et la profondeur depuis l'interface z_Γ (en mm), la puissance est répartie de la façon suivante :

$$\dot{Q}_P(x, y, z) = \frac{12\sqrt{3}P_P}{(a_f + a_r)bc\pi} \exp\left(-\frac{3(x-x_0)^2}{a^2} - \frac{3(y-y_0)^2}{b^2} - \frac{3z_\Gamma^2}{c^2}\right) \quad (2.29)$$

$$\text{avec} \begin{cases} a = a_r & \text{si } x < x_0 \\ a = a_f & \text{si } x > x_0 \end{cases}$$

avec les distances caractéristiques de la source, c'est à dire sa forme asymétrique dans le sens de déplacement de la torche (porté par x) due aux longueurs a_f et a_r , à la largeur b et sa profondeur c (toutes en mm). La littérature s'accorde sur la nécessité de calibrer ces dimensions à partir d'observables expérimentaux, comme les coupes macrographiques.

2.3.4.2 Modèles d'apport de matière.

L'apport de matière peut se faire de façon explicite, en générant des gouttes, comme on l'a précédemment vu à la **Fig.** 2.22 dans les travaux de [107, 82]. Les méthodes suivantes s'affranchissent d'une géométrie supplémentaire à considérer en plus du bain liquide, et décrivent un apport continu et moyenné dans le temps :

Conditions limite de vitesse. Dans un contexte ALE pour du CWT, une condition limite de vitesse est directement imposée par Hejripour et al. [98], à l'intersection entre le cylindre modélisant le fil d'apport et la surface du bain liquide. On peut voir dans la **Fig.** 2.26 (a) une troncature du bain liquide modélisé, avec le disque bleu au centre du bain qui correspond à la zone d'ajout de la matière. Ainsi, la vitesse du fil v_D et l'orientation du fil sont bien compris dans la modélisation. Cette méthode est utilisée de façon similaire par Bai et al. [51] qui imposent un débit de matière dans une région sphérique en aval de la source de chaleur pour modéliser le Plasma Arc Welding.

Modèle de cavité. Dans une région du bain liquide, appelée cavité et de volume V_c (en m^3) est imposé un terme d'expansion Θ_d exprimé à partir du débit volumique D_{vol} et du rapport de masse volumique du métal froid et du métal dans le bain, respectivement $\rho(T_{amb})$ et $\rho(T)$:

$$\dot{\Theta}_d = \frac{\rho(T_{amb})}{\rho(T)} \frac{D_{vol}}{V_c} = \frac{D_{mas}}{\rho(T) V_c} \quad (2.30)$$

Lancaster [113], Kumar et Bahduri [114] et dernièrement Bellet et Hamide [115] s'accordent sur le fait que de nombreux phénomènes thermo-hydrauliques sont présents dans la cavité qui se veut représentative de la région de bain fondu, directement impactée par la chute des gouttes. Les dimensions de la cavité sont alors exprimées selon des modèles qui prennent en compte entre autres le diamètre des gouttes, leur vitesse d'impact, la tension de surface γ . Les modèles ne seront pas plus détaillés ici et nous renvoyons le lecteur vers les thèses de Desmaison [108] et Hamide [116].

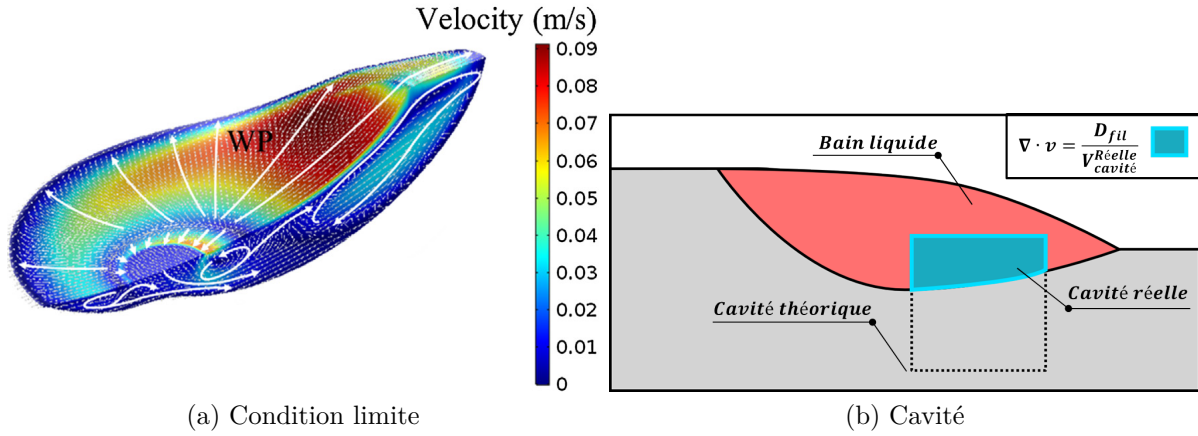


FIGURE 2.26 – (a) Clip isométrique de la modélisation du bain liquide par Hejripour et al. pour du CWT. Les fortes puissances impliquées écrasent le bain en repoussant la matière sur les côtés, comme le montrent les lignes de courant. Au centre, la région cylindrique correspond au fil d'apport, modélisé par une condition limite en surface [98], (b) schéma de la cavité et du terme d'expansion $\nabla \cdot \mathbf{v} = \dot{\Theta}_d$

2.3.4.3 Modèles de forces

Sans pouvoir s'appuyer sur des densités de courant ou de vitesse de gaz, des modèles sont proposés pour représenter la pression d'arc p_{arc} (en Pa) déjà donnée **Eq.2.4**. Concernant le cisaillement de l'arc τ_{arc} (en Pa), Meng et al. [48] proposent un modèle asymétrique, qui dépend de 9 paramètres, entre autres liés à la géométrie de l'électrode, des paramètres procédés et des lois de comportement de fluide. Ces forces surfaciques sont transformées en forces volumiques par méthode CSF.

Concernant les forces de Lorentz, les simplifications de Tsao et Wu [117] leur permettent de les approximer avec des paramètres géométriques

$$\mathbf{f}_{EMF}|_z = \frac{C_0 \mu_0 I^2}{2\pi^2 L r^3} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_j^2}\right) \right] \left(1 - \frac{(z - z_0)}{L} \right) \quad (2.31)$$

avec $C_0 = 10^6$ mm un coefficient d'atténuation, L et z_0 (en mm) respectivement l'épaisseur et la hauteur du substrat, r la distance à l'axe de la torche, et σ_j le paramètre d'ajustement de la distribution. Cette formulation est reprise par Meng et al. [48] pour le soudage haute vitesse, et Bai et al. [51] estiment que la composante maximale atteint $10^4 \text{ N} \cdot \text{m}^{-3}$ pour un courant $I = 180 \text{ A}$.

Note III : Note : prise en compte des \mathbf{f}_{EMF}

Compte tenu du manque de comparaison expérimentale pour estimer les paramètres géométriques, de l'influence relative des grandeurs dans un cadre CMT (on le rappelle, faible courant moyen et plasma intermittent), et surtout de la difficulté à appliquer \mathbf{f}_{EMF} sur une interface complexe (z_0 non constant), le choix est fait que ces forces ne seront pas considérées dans le modèle mésoscopique.

Les forces surfaciques de tension de surface \mathbf{f}_s et de Marangoni \mathbf{f}_M sont exprimées à partir des **Eq.2.6**, et sont appliquées par méthode CSF. Dans le cas de Cimlib, elles ont été implémentées

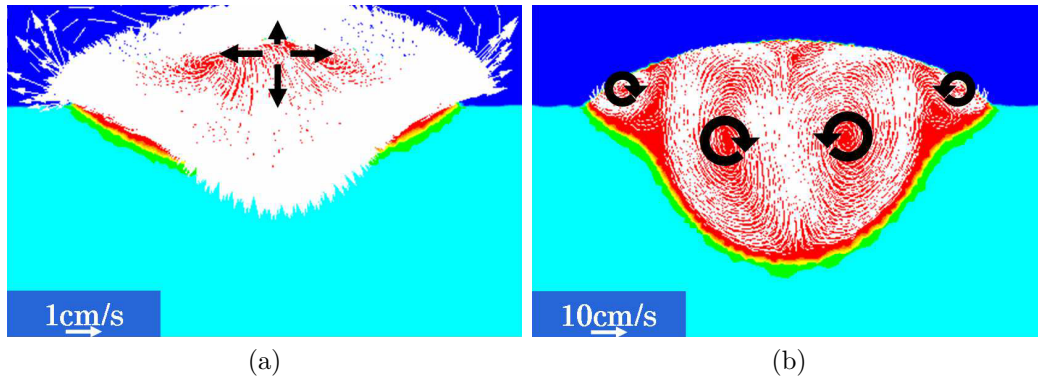


FIGURE 2.27 – Méthode de développement d'un cordon de soudage de Desmaison [83] en deux séquences : (a) une résolution Navier-Stokes (NS) compressible est effectuée avec un terme d'expansion dans une cavité, sans forces extérieures et une viscosité très élevée, et (b) une résolution NS incompressible avec une viscosité nominale du liquide et une viscosité du gaz très forte pour empêcher toute déformation de la surface du bain liquide. Le bain est lui majoritairement soumis aux forces de Marangoni, comme le montrent les rouleaux convectifs

de façon semi-implicite par Chen [90] et seront détaillées dans le **Chapitre 4**.

2.3.4.4 Application à des dépôts

Les différentes simplifications présentées précédemment permettent de modéliser les écoulements dans le bain jusqu'à plusieurs secondes de temps réel : Bai et al. [51] parviennent à modéliser (par méthode VOF sur FLUENT) le dépôt de 3 cordons de 50 mm, pendant 8 s. L'utilisation d'une viscosité nominale $\mu = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ leur impose d'utiliser un $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ et une taille de maille minimale $\Delta x = 250 \mu\text{m}$. Le champ de vitesse et température sont visibles dans la **Fig. 2.11** et la vitesse maximale n'excède pas $30 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$.

Pour construire un cas de soudage hybride multipasses, Desmaison [108] propose une résolution double de Navier-Stokes (**Eq.2.22**), dont les champs de vitesse sont visibles dans les **Fig. 2.27** (a) et (b) :

1ère résolution avec un terme d'expansion dans la cavité, avec des viscosités très augmentées du liquide et du gaz, respectivement $\mu^m = 5$ et $\mu^g = 0.5 \text{ Pa} \cdot \text{s}$. Le champ de vitesse obtenu sert uniquement à convecter la LS, et ainsi faire gonfler le bain.

2nd résolution avec cette fois une viscosité du gaz de $\mu^g = 10 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ mais celle du liquide $\mu^m = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$. Le but est d'empêcher tout déplacement de l'interface, mais de générer des écoulements qui peuvent transporter la chaleur via le second terme de l'**Eq.2.21**, et ainsi homogénéiser la température.

Cette méthode permet de générer des écoulements du bon ordre de grandeur et de calculer la convection thermique dans le bain, ce qui a pour effet de diminuer la température, et ce tout en conservant des pas de temps $\Delta t = 5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$.

La description de plusieurs cordons prenant en compte les écoulements physiques est assez peu fournie, et on l'a vu, réduite à quelques secondes de temps réel. Cependant, Ogino et al. [118] avancent pouvoir modéliser des stratégies de dépôt d'un cylindre (rayon $R = 25 \text{ mm}$) de 10 cordons, chacun de $2\pi R \approx 157 \text{ mm}$ de long, pour un total de 150 s, visible dans la **Fig. 2.28**. La

prise en compte de la pression d'arc, tension de surface (sans Marangoni) et une viscosité nominale sont avancées, mais aucune information n'est détaillée (champ de température, vitesses, densité du maillage, pas de temps). Dans un article rédigé en japonais par la même équipe pour du soudage, on trouve une mention à $\Delta t = 2 \cdot 10^{-4}$ s et $\Delta x = 400 \mu\text{m}$. Le manque de comparaison *a minima* quantifiée avec l'expérimental ne permet pas de conclure sur la fiabilité et la qualité de la modélisation dans ces hypothèses.

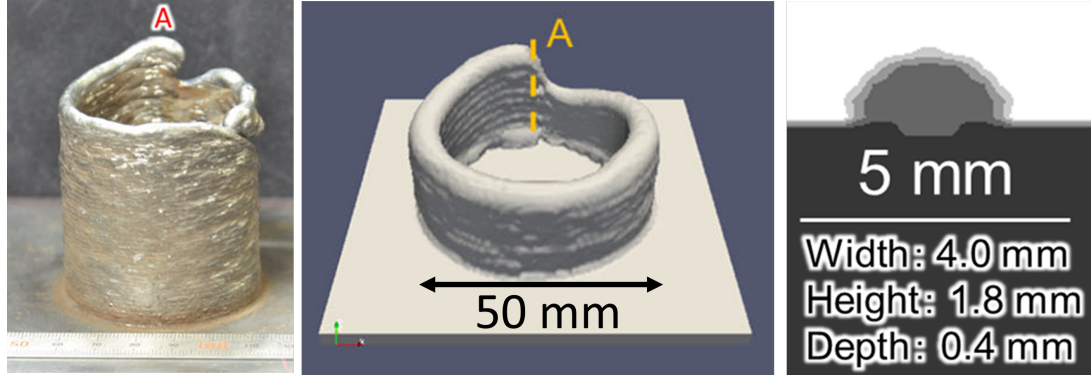


FIGURE 2.28 – Dépôt cylindrique de 40 couches et la modélisation équivalente de 10 couches pour une stratégie d'arrêt et de reprise. La discrétisation spatiale "grossière" dans la méthode VOF est visible dans la coupe numérique du premier cordon [118].

2.3.4.5 Vers des modèles sans résolution des écoulements

Pour assurer la convergence des résolutions des écoulements (**Eq.2.22**) et de l'énergie (**Eq.2.21**), des conditions liant topologie du maillage et discrétisation du temps doivent être respectées, données dans l'**Eq.2.32** :

- pour les écoulements, l'inégalité de CFL (Courant–Friedrichs–Lewy) dans le terme de droite, impose qu'une particule ne se déplace pas au delà de C (constante adimensionnelle prise entre 2 et 10) mailles/volumes pendant Δt ;
- pour que la chaleur puisse se diffuser dans le maillage et éviter des instabilités de type choc thermique, une seconde condition est donnée par le terme de gauche [119].

$$\frac{\rho c_p}{\lambda} (\Delta x)^2 \leq \Delta t \leq \frac{C}{\|\mathbf{v}\|} \Delta x \quad (2.32)$$

Pour représenter correctement les écoulements, les exemples précédents s'appuient sur des dimensions de maille associés ($\approx 300 \mu\text{m}$) et des pas de temps faibles ($\approx 10^{-5}/10^{-4}$ s), qui rendent impossible toute utilisation pour applications sur des cas industriels d'envergure. On l'a vu (**Tab.2.1**), le transport de chaleur est assuré par la convection et les approches de modélisation du soudage qui ne prennent pas en compte les écoulements sont alors confrontés à des températures très importantes dans le bain liquide. L'augmentation artificielle de la conductivité λ du métal liquide (avec g^l la fraction liquide) par un coefficient α_λ est alors utilisée dans le bain [20, 83], sous la forme :

$$\lambda = (1 - g^l)\lambda_s + g^l\alpha_\lambda\lambda_l \quad (2.33)$$

Dans un contexte d'apport de matière uniquement, Desmaison [83], montre la sensibilité à ce coefficient qui est visible dans la **Fig. 2.29**. L'augmentation de λ permet de limiter la tem-

pérature à des valeurs physiques et de réduire la longueur du bain liquide. Cela n'affecte pas la profondeur du bain, qui reste cependant sous-estimée par rapport aux cas qui prennent en compte le transport de la matière. Cependant, cette méthode nécessite le calage du facteur au cas par cas, et son expression linéaire avec la fraction liquide g^l (Eq.2.33) mène à une sur-estimation de la taille de la zone pâteuse. On retrouve l'utilisation de cette méthode dans toutes les approches sans écoulements, et les coefficients évoluent, par exemple, entre $\alpha_\lambda = 3$ [120], 12 [121], 20 [116] et 420 [122]. Sans aucune résolution des écoulements, Cadiou s'intéresse

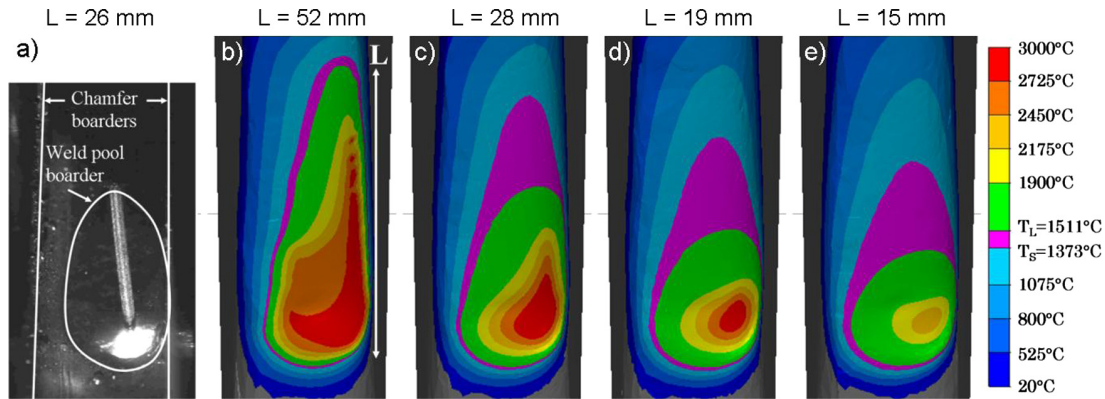


FIGURE 2.29 – Influence du coefficient multiplicateur de la conductivité α_λ dans la phase liquide pour modéliser le transfert de chaleur sans prendre en compte les écoulements, avec les valeurs de α_λ (b) 1, (c) 5, (d) 10 et (e) 20, Une comparaison expérimentale (a) permet de déterminer que $\alpha_\lambda = 5$ est la valeur la plus appropriée [83].

à déposer 2 cordons consécutifs. L'interface du bain liquide définie par LS est convectée dans une géométrie elliptique de cordon, estimée à partir des coupes expérimentales. La résolution purement thermique permet de gagner du temps, et les températures sont en très bon accord avec les mesures par thermocouples. Cependant, l'utilisation d'une LS nécessite un maillage encore très raffiné, cette approche repose sur des géométries construites *a priori*.

2.3.5 Comportement des structures larges

Des premiers modèles de soudage, appliqués à des tôles ou sur des joints, jusqu'à des dépôts massifs ou des constructions de murs, la littérature sur les modèles larges (étendus) est très riche. Les échelles spatiales et les méthodes sont aussi utilisées pour différents procédés de soudage ou d'impression 3D. Pour le WAAM, les études numériques sont orientées sur des constructions monocordons, où les champs de température sont estimés et validés dans différentes configurations. La température est alors utilisée pour générer la dilatation et nourrir un modèle mécanique. Ces études reposent en majorité sur des logiciels de calculs commerciaux dans une approche "ingénieur" à partir des méthodes d'éléments neutralisés ou inactifs détaillés **Section 2.3.1.2**, décrivant une structure construite *a priori*. Les auteurs se concentrent sur l'optimisation du temps de calcul, tout en limitant les compromis sur la précision des résultats, car des dépôts jusqu'à 8000 s sont modélisés [123]. En effet, la prise en compte de la mécanique, en fonction du degré de complexité, peut multiplier par 2 [22] voire jusqu'à 10 fois le temps de calcul [108].

2.3.5.1 Résolution thermique

La contrainte de choc thermique donnée par l'**Eq.2.32** nécessite de limiter les gradients de température trop importants, ainsi les sources de chaleur diffuses sont privilégiées. On retrouve en majorité une description de \dot{Q} par la source de Goldak (**Section 2.3.4.1**) [123, 22, 57] où l'intégralité de P_{tor} est apportée (le métal est apporté par les éléments), tandis que des sources ponctuelles type Rosenthal [124] (non détaillées ici) ou uniforme (énergie répartie dans un domaine) sont plus rares. On peut avoir les remarques suivantes liées à la résolution thermique :

- L'utilisation des sources approximées nécessite un calage expérimental de façon à s'approcher de la forme du bain liquide.
- L'intérêt des modèles de grandes structures est, entre autre, de déterminer la distribution de température pour des temps de dépôts long. On ne s'intéresse alors plus vraiment à la parfaite description de la température autour du bain liquide, mais plutôt sa répartition dans la pièce pour les temps longs, pilotée par les transferts avec l'extérieur. Les conditions limites thermiques regroupent les pertes convectives, exprimées par \dot{q}_c (en $W \cdot m^{-2}$) et le coefficient convectif h_c (en $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$). La température extérieure est notée T_{ext} (en K) :

$$\dot{q}_c = h_c (T - T_{ext}) \quad (2.34)$$

et les pertes radiatives \dot{q}_r , avec l'émissivité ε (adimensionnel), et σ la constante de Stefan-Boltzmann :

$$\dot{q}_r = \varepsilon \sigma (T^4 - T_{ext}^4) \quad (2.35)$$

Ces coefficients d'échanges sont systématiquement ajustés par essai-erreur pour retrouver les valeurs de températures expérimentales. L'émissivité ε prend des valeurs comprises entre 0.2 [125, 22], 0.4 [126] et 0.75 [108]. Pour h_c , on peut retrouver 4 [125], 300 [22] et jusqu'à $2000 W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ [127]. Certaines études prennent en compte des variations de ces paramètres en fonction des régions du domaine, ou au fil du temps [123].

- L'optimisation du maillage est recherchée dans le but de réduire les degrés de liberté, ainsi que le pas de temps pour réduire le nombre d'incrément temporels. La majorité des cas s'appuie sur des maillages hexaédriques, comme dans la **Fig. 2.30(b)**. Montevecchi et al. [128] divisent par 5 le temps de calcul thermique en passant d'un maillage uniforme de 1 mm au maillage visible **Fig. 2.30 (a)**, tandis que Ding et al. [22] utilisent les mailles les plus fines de $2 \times 2 \times 2 mm^3$. Pour les pas de temps, Delinger et al. [129] donnent pour ordre de grandeur $\Delta t \approx r/v_{tor}$ avec r le rayon de la source de chaleur (dans son cas un laser), pouvant atteindre 3 s [22], ce qui décompose un cordon de 500 mm en 32 incréments. Pendant les périodes de refroidissement, les pas de temps sont augmentés, jusqu'à 10 s [86, 129].
- Pour des cordons longilignes, les états stationnaires thermiques sont atteints en quelques secondes, et certains travaux utilisent ce champ de température, déplacé selon la vitesse d'avancée de la torche, de façon à éviter toute résolution. Soit le champ de température est obtenu sous forme de lois analytiques (Rosenthal), soit il est extrapolé depuis une résolution annexe. Ding et al. [22] obtiennent ainsi de très bons accords avec l'expérimental, et parviennent à réduire de 51 h à 10 min la description de la thermique.

2.3.5.2 Résolution mécanique

Les hypothèses majeures et méthodes liées à la mécanique du solide sont rapidement présentées ici, et le détail de la résolution sera donnée dans le **Chapitre 3**. Les modèles fins de fissurations

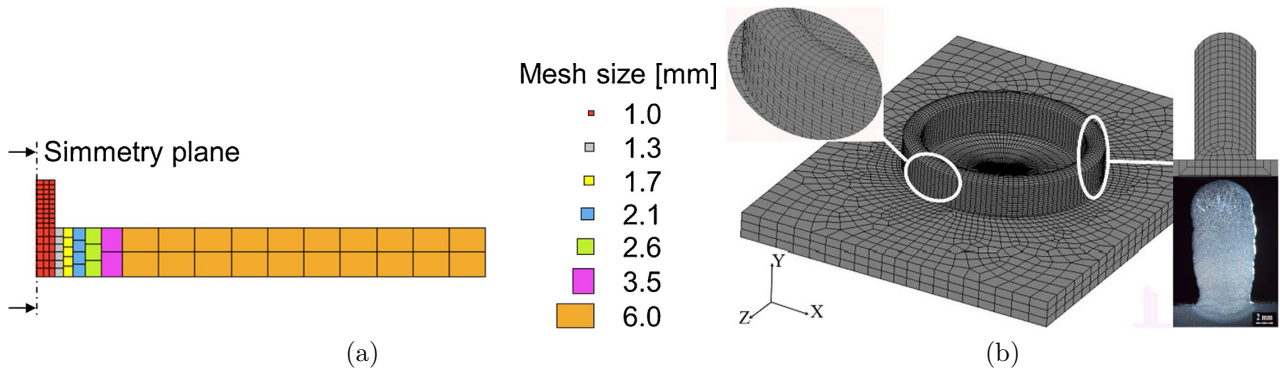


FIGURE 2.30 – (a) Optimisation du maillage par construction d'éléments décentrés, vue transverse d'une symétrie de cordon [128] et (b) forme du maillage hexaédrique déformé [120]

ne seront pas évoqués ici car ils sortent du cadre de l'étude. Toujours présentée comme résolue de façon découplée de la thermique, la mécanique sur les larges structures repose sur la prise en compte de la dilatation thermique, exprimée par le tenseur du taux de déformation thermique $\dot{\epsilon}^{th}$ (en s^{-1}) :

$$\dot{\epsilon}^{th} = -\frac{1}{3\rho(T)} \frac{\partial \rho}{\partial t} \mathbb{1} \quad (2.36)$$

On retrouve ces différents points dans la littérature :

- Les effets volumétriques des changements des phases à l'état solide et leurs propriétés respectives sont le plus souvent négligés. Le caractère isotrope de la matière présenté dans l'Eq.2.36 est établi partout, ce qui peut entraîner des écarts, qui ont été vus dans la Section 2.2.3. Les études prenant en compte l'effet de la microstructure sur la mécanique s'intéressent à des cas statiques [130] et ne seront pas détaillés.
- Les résolutions s'appuient sur des lois de comportement en majorité élasto-plastiques, et ne prennent pas en compte le comportement visco-plastique [108, 131, 22, 132].
- Les propriétés mécaniques sont arrangées dans les hautes températures pour stabiliser les modèles : pour la prise en compte d'un comportement newtonien, les viscosités sont alors très élevées ($\mu = 10 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ [108]) ; dans les modèles élastiques purement plastiques, les valeurs du module d'Young E et du seuil de plasticité σ_Y (respectivement en Pa) sont constantes au delà de $T = 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ [22] pour de l'acier doux, et Biegler et al. relaxent complètement les contraintes sur du 316L au delà de $T = 1280 \text{ }^\circ\text{C}$ [69].
- Les propriétés mécaniques des éléments neutralisés ont une influence directe sur les résultats. Biegler et al. modélisent une géométrie complexe (une aube) avec des contraintes et déformations hors plan [79]. Ils observent qu'une rigidité trop faible des éléments neutralisés vient altérer la résolution lagrangienne continue, et entraîner des déformations surestimées des noeuds du maillage, ce qu'on voit dans la Fig. 2.31.
- Pour diminuer le temps de résolution total, la mécanique peut être résolue sur un second maillage plus grossier [22], ou avec des pas de temps plus importants que la thermique. Desmaison [108] résout la mécanique tous les $10\Delta t$ dans du soudage multipasses. Pour du WAAM, Nycz et al. [123] utilisent des pas de temps de 1 s pour les 3 premières couches, qui voient les plus grandes contraintes, puis comparent l'influence d'un $\Delta t = 10$ puis 20 s pour un mur bi-cordons de 300 mm. La thermique est calée aux mesures expérimentales, et les tendances à très large pas de temps sont en bon accord avec les contraintes longitudinales mesurées expérimentalement, visible Fig. 2.32. Cela permet

de diminuer de 72 à 20 h la durée du calcul.

- Des conditions limites de vitesse nulle ou de chargement sont utilisées sur certaines zones du substrat, voire en dessous, de façon à modéliser le bridage. Ces contraintes sont libérées par les méthodes de *death technique*.

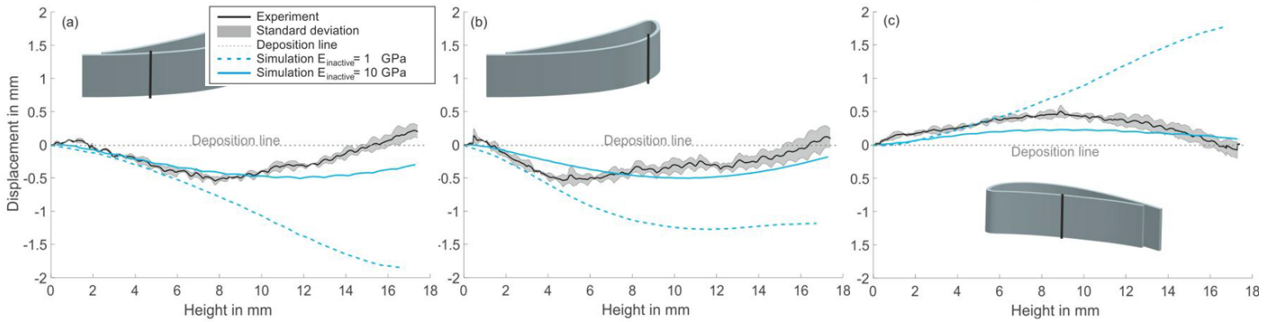


FIGURE 2.31 – Sur une aube en 3D, la résolution lagrangienne du modèle entraîne des déformations artificielles si les propriétés mécaniques des éléments neutralisés sont trop faibles [79].

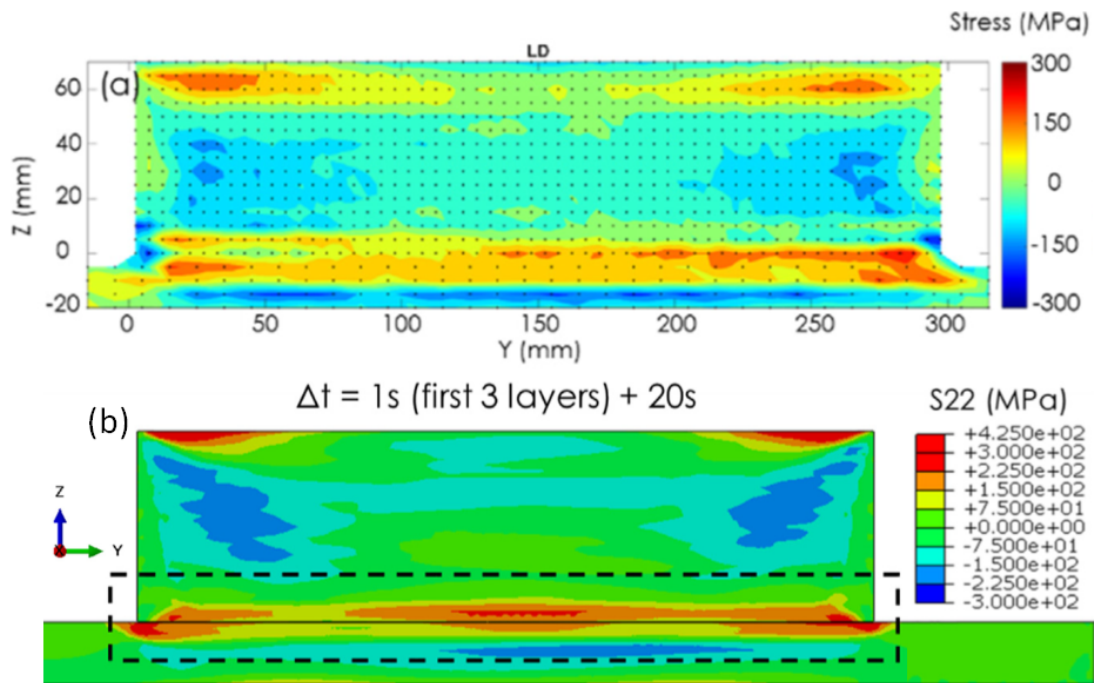


FIGURE 2.32 – Figure modifiée depuis l'article de Nycz et al. [123] sur l'étude de l'optimisation de la résolution mécanique pour le procédé WAAM. Contraintes longitudinales obtenues (a) par diffraction aux neutrons, et (b) résultats numériques à large pas de temps.

Dans le but d'obtenir des prédictions thermomécaniques rapides et réduire encore la durée de la simulation, Ding et al. s'appuient sur les champs thermiques stationnaires, et diminuent de 80 % la durée totale [22]. La même équipe [67] propose un modèle "ingénieur", un algorithme analytique simple sur la base des travaux de Camilleri [133], qui repose sur les états de contraintes schématisés dans la Fig. 2.15. Cette fois, en considérant les deux approches cumulées, le temps de calcul total est diminué de 75 h à 41 min, tout en conservant des estimations très correctes des contraintes longitudinales, normales et transverses mesurées expérimentalement. Les méthodes *inherent strain* reposent quant à elles sur le cumul de contraintes issues d'un état d'équilibre [134], et ne seront pas plus amplement détaillées.

Cependant, ces dernières méthodes sont adaptées pour des géométries simplifiées et ne semblent pas encore totalement maîtrisées pour des simulations au caractère transitoire, sur des géométries complexes. Le but de construire un modèle représentatif du comportement thermo-mécanique permet de déterminer comment une pièce refroidit, de façon naturelle [60, 126] ou forcée [127], ou enfin des stratégies de dépôt [132]. Le modèle macroscopique se place dans cette direction, et s'appuiera sur une résolution complète et découplée de l'énergie, puis de l'équilibre dynamique. Pour autant, l'accent sera focalisé sur la simplification du transfert de chaleur et l'efficacité du pas de temps, ainsi que le contrôle précis du maillage.

2.4 Conclusion de l'état de l'art

Le CMT est un procédé de soudage GMAW modifié, où le métal est déposé directement dans le bain par le contrôle cyclique du dévidage. Ce contrôle est directement asservi par le court-circuit provoqué par le contact électrode-bain, et par de nombreux paramètres machine. Reconnu pour sa stabilité, ce procédé est parfaitement adapté pour la fabrication additive par dépôt de fil.

Son application relève de nombreux phénomènes qui ont une influence respective. La qualité de chaque dépôt, sa morphologie et son adhérence à la couche précédente, sont requises pour aboutir à la qualité de la pièce complète, à l'image du "maillon faible". On peut recenser en partant des plus petites échelles spatiales : la physique du plasma et son interaction avec la matière, dépendante des paramètres procédés, de la nature du gaz de protection ; le transfert particulier du métal dans le bain, soumis au cycle du CMT ; la dynamique engendrée dans le bain liquide et sa solidification, que les forces électromagnétiques, de Marangoni ainsi que l'état du dépôt précédent viennent modifier ; dans un usage FA où le dépôt successif de matière entraîne des cycles thermo-mécaniques et accumulation de la chaleur, complètement pilotés par les stratégies de dépôts, d'attentes ou d'environnements refroidissants.

Néanmoins, la compréhension et maîtrise du procédé n'est pas encore assez solide pour étendre le WAAM à un déploiement industriel. Le projet MACCADAM s'ancre alors dans la volonté de lever ces verrous, en partie au travers de cette thèse focalisée sur la modélisation numérique du procédé. Le but est d'apporter des informations difficilement accessibles par les observables, et de construire un socle à l'évolution de modèles prédictifs. Pour couvrir des phénomènes aux échelles importantes, inaccessibles par une approche de résolution unique multi-physique, deux modèles sont développés :

Macroscopique : Evoqué sous le nom de modèle **macro**, son but est de représenter le transfert de chaleur sur des structures larges, c'est à dire de grandes dimensions, pendant des temps longs, et de prendre en compte les échanges de chaleur avec l'extérieur. Le modèle de chaleur sera considéré comme uniforme, sur la base des travaux de Zhang et al. [135] sur le LPBF, les écoulements ne seront pas représentés. En sachant que la modélisation correcte du champ de la température autour du bain liquide est visée par le modèle mésoscopique, cette simplification du transfert thermique sera considérée suffisante pour retrouver des températures dans la pièce complète, qui seront confrontées à des mesures expérimentales. Ces températures permettent, ensuite, de nourrir des modèles mécaniques basés sur des lois de comportement élasto-viscoplastique.

Mésoscopique : A l'échelle du bain liquide, le modèle dit **méso** se focalise sur les écoulements provoqués par le cycle du CMT. Les considérations électromagnétiques ne seront pas prises en compte, mais tandis que le fil est explicitement modélisé sous la forme d'un cylindre piloté selon son contact avec le bain, le flux de chaleur est repris des travaux de Desmaison [108], et la construction des écoulements par Chen [90]. L'objectif du modèle est de simuler la forme du bain et la morphologie du cordon solidifié sous les variations des paramètres procédés. Le modèle sera alimenté par des enregistrements du transfert, et confronté qualitativement à des ressources vidéos et des coupes macrographiques.

Chapitre 3

Modélisation à l'échelle de la pièce

Sommaire

3.1	Objectif et contraintes d'une modélisation à l'échelle de la pièce .	65
3.2	Description numérique de l'acier 316L	65
3.2.1	Domaine multiphasé	66
3.2.2	Chemin de solidification et enthalpies de phases	67
3.2.3	Conductivité thermique	68
3.3	Gestion du dépôt à l'échelle de la pièce	69
3.3.1	Construction explicite de la pièce, approximation des dimensions . . .	69
3.3.2	Organigramme global du modèle	70
3.3.2.1	Les couches	70
3.3.2.2	Les cordons	72
3.3.2.3	Les segments	73
3.3.2.4	Résolution interpasses	74
3.3.3	Gestion de la métrique et du remaillage	75
3.4	Conservation de l'énergie	78
3.4.1	Équation de conservation d'énergie	78
3.4.2	Transfert de matière	79
3.4.3	Transfert de chaleur	81
3.4.4	Conditions limites, pertes de chaleur	82
3.4.4.1	Pertes aux frontières du domaine	83
3.4.4.2	Sources volumiques	83
3.4.5	Discrétisation éléments finis	84
3.5	Comportement thermique du modèle macro	86
3.5.1	Cadre du modèle et paramètres	86
3.5.1.1	Paramètres de dépôt et dimensions	87
3.5.1.2	Propriétés de la matière	87
3.5.2	Conservation d'énergie et sensibilité au maillage	88
3.5.2.1	Description des maillages	88
3.5.2.2	Cas adiabatique	89
3.5.2.3	Cas plus réel avec conditions limites thermiques	94
3.5.2.4	Conclusion sur la dépendance au maillage	95

3.5.3	Sensibilité au volume critique	97
3.5.4	Influence de la chaleur latente	102
3.5.5	Conclusion du modèle thermique	104
3.6	Modélisation mécanique	105
3.6.1	Équations de l'équilibre dynamique, lois de comportement	106
3.6.1.1	Comportement élasto-viscoplastique du métal	107
3.6.1.2	Comportement newtonien du gaz	108
3.6.1.3	Réponse numérique à un chargement uniaxial de traction- relaxation	109
3.6.2	Hypothèses simplificatrices de la résolution EF	111
3.6.3	Modèle de débridage	112
3.7	Comportement mécanique du modèle macro	113
3.7.1	Cadre du modèle et paramètres	113
3.7.2	Influence du comportement mécanique	113
3.7.3	Conclusion sur le modèle mécanique	117
3.8	Conclusions et perspectives pour le modèle macro	119

3.1 Objectif et contraintes d'une modélisation à l'échelle de la pièce

Le chapitre présent est consacré au modèle macroscopique. Bien qu'il aurait été plus logique de commencer par l'échelle mésoscopique, la simplicité du modèle macroscopique permet d'introduire de nombreux éléments numériques (description du 316L, résolution thermique entre autres) qui sont communs aux deux modèles, ce qui permettra d'alléger le chapitre dédié au modèle méso. La simulation à l'échelle macro est focalisée sur un dépôt WAAM de plusieurs couches consécutives, permettant d'obtenir l'histoire thermique et mécanique d'une pièce. Comme vu précédemment, on retrouve essentiellement dans la littérature ces modèles avec des approches thermiques, voire thermo-mécaniques, dénuées de résolution fluide et de convection d'interface. Les domaines sont construits *a priori*, les modèles de chaleur sont réduits à des équivalents géométriques, et l'apport de matière est simulé par des méthodes d'activation d'éléments, ou éléments neutralisés (cf. **Fig. 2.20** p.44).

Le modèle macroscopique présenté dans cette thèse va donc reposer sur des hypothèses similaires :

- Une géométrie de pièce et de son substrat construits explicitement. En effet, la mécanique des fluides n'étant pas résolue, aucun champ de vitesse n'est utilisé pour la convection de l'interface libre métal/gaz.
- Les couches de matière sont donc définies avec des altitudes précises, et un maillage adaptatif accompagne l'apport de la matière, de façon à conserver de la précision autour des zones à forte variation de température.
- A cette construction est associée pour chaque cordon, de façon indépendante, les trajectoires de dépôt avec les paramètres procédés : vitesse de dépôt, de dévidage, puissance et temps d'attente interpasses. Un outil permettant de piloter aisément des stratégies variées est construit.
- Le dépôt de matière et de chaleur se fait sous forme de blocs, qu'on appellera **les segments**. Leur volume est ajusté avec le paramètre utilisateur de volume critique V_{crit} (en m^3), qui est de l'ordre de grandeur des volumes de bain fondu. Ce paramètre pilote le nombre de segments par cordon, dont le dépôt se fait en un unique pas de temps.
- De façon analogue aux méthodes d'éléments neutralisés, les propriétés de la matière sont substituées à celles du gaz dans les segments, ce qui permet de modéliser le dépôt.
- La puissance du dépôt est répartie de façon uniforme dans chaque segment, et sa valeur est ajustée pour respecter le bilan d'énergie.

3.2 Description numérique de l'acier 316L

La description multiphasée du domaine de calcul du modèle macro et le chemin de solidification forment la base commune vers une utilisation couplée entre méso et macro. Les différences propres à chaque échelle de modélisation seront détaillées, mais cela permet de définir un cadre homogène dans un contexte multi-échelles.

3.2.1 Domaine multiphasé

Le domaine total de calcul Ω est composé d'un domaine métallique Ω_M et d'un domaine de gaz Ω_G , qui va progressivement se faire remplacer par du métal au fur et à mesure du dépôt, de sorte qu'à la fin du calcul on retrouve $\Omega = \Omega_M$. Les propriétés finales sont calculées à partir de l'**Eq.2.12** (p.42), ré-adaptée au modèle macro ci dessous,

$$\{\chi\} = \mathcal{H}_M \langle \chi \rangle^{\Omega_M} + (1 - \mathcal{H}_M) \langle \chi \rangle^{\Omega_G} \quad (3.1)$$

avec \mathcal{H}_M une fonction de Heaviside qui définit l'appartenance au métal en chaque élément K du maillage. Alors que le modèle macro repose sur des éléments de dimensions importantes, au contraire du modèle méso, l'évolution de \mathcal{H}_M va se faire sur une épaisseur de deux éléments autour de Γ (une représentation est disponible plus loin **Fig. 3.13**, p.92).

$$\mathcal{H}_M = \begin{cases} 1 & \text{si } K \in \Omega_M \\ 0 & \text{si } K \in \Omega_G \end{cases} \quad (3.2)$$

Au sein du domaine métallique, les propriétés homogénéisées $\langle \chi \rangle^{\Omega_M}$ sont calculées avec l'outil Cimlib *ISMicrosegregation* et s'expriment en accord avec la méthode de Volume Élémentaire Représentatif (REV). Le domaine du matériau (ici Ω_M) est construit en

- k zones Z_k de fraction massique respectives $g_{\Omega_M}^{Z_k}$, qui sont elles mêmes composées de
- j structures S_j de fraction massique $g_{Z_k}^{S_j}$ dans chaque zone, à leur tour composées de
- i phases φ_i , finalement de fraction massique $g_{S_j}^{\varphi_i}$.

Ces propriétés sont alors définies selon l'**Eq.3.3**, à partir des propriétés relatives à chaque phase χ^{φ_i} , et on s'assure que les fractions respectives de chaque niveau respectent la complémentarité donnée à l'**Eq.3.4**. L'avantage de cette description est que la fraction de chaque phase, structure et zone peut être suivie et les propriétés physiques du domaine peuvent être homogénéisées. Pour plus d'informations, le lecteur pourra s'intéresser aux travaux de Carozzani [136] et Saad [137], où la description complexe des alliages s'était justifiée par le travail sur la modélisation de microstructures.

$$\langle \chi \rangle^{\Omega_M} = \sum_{Z_k \in \Omega_M} \sum_{S_j \in Z_k} \sum_{\varphi_i \in S_j} g_{\Omega_M}^{Z_k} g_{Z_k}^{S_j} g_{S_j}^{\varphi_i} \chi^{\varphi_i} = \sum_{\varphi_i \in \Omega_M} g_{\Omega_M}^{\varphi_i} \chi^{\varphi_i} \quad (3.3)$$

$$\sum_{Z_k \in \Omega_M} g_{\Omega_M}^{Z_k} = 1, \quad \sum_{S_j \in Z_k} g_{Z_k}^{S_j} = 1, \forall Z_k, \quad \sum_{\varphi_i \in S_j} g_{S_j}^{\varphi_i} = 1, \forall S_j \quad (3.4)$$

$$\langle \chi \rangle^{\Omega_G} = \chi^g \quad (3.5)$$

La description du 316L, alliage de l'étude, est simplifiée et le résumé est donné dans la **Tab.3.1**. Le gaz ne comporte qu'une unique phase de gaz, qui permet de fournir des propriétés constantes χ^g , données dans l'**Eq.3.5**. Le métal est composé de seulement trois phases $\varphi_i = \{l, \gamma, \alpha\}$, avec l'austénite γ , la ferrite α et le liquide l . Les propriétés thermodynamiques sont simplifiées au terme de droite de l'**Eq.3.3**. Le choix de ces phases est justifié dans la **Section 3.2.2**.

Pour le modèle macro, la répartition de Ω_M et Ω_G est donnée dans la **Fig. 3.1(a)**. Il est à noter que les bords du domaine $\partial\Omega$ sont situés sur la CAO (Conception Assistée par Ordinateur) de la pièce finale, et non sur un domaine comprenant du gaz. L'utilisation d'un domaine immergé et défini par level set, précédemment utilisé dans la modélisation du LPBF par Zhang [135] est évitée, car très coûteuse en éléments pour bien définir l'interface. Seule l'interface métal/gaz du haut du cordon en construction est concernée.

Domaine	Matériau (Ω_M)			Gaz (Ω_G)
Zone	316L (Z_1)			Gaz (Z_0)
Structure	Solide (S_1)	Solide (S_1)	Liquide (S_1)	Gaz (S_0)
Phase	Ferrite (α)	Austénite (γ)	liquide (l)	Gaz (g)

TABLE 3.1 – Décomposition multiphasique du domaine total par zones, structures et phases

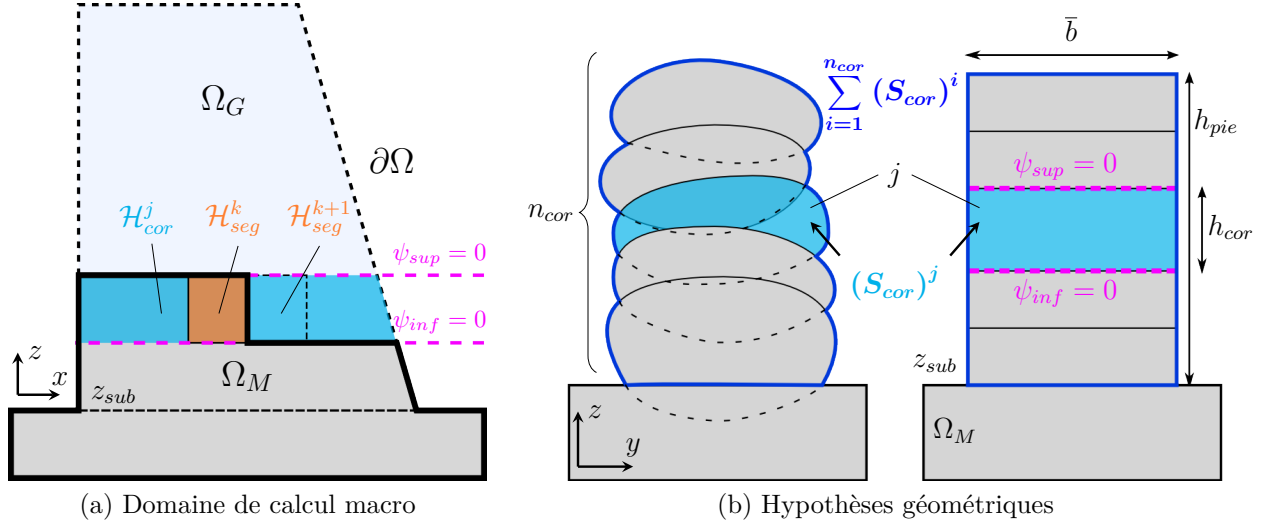


FIGURE 3.1 – (a) Schéma d'un domaine métallique en cours de construction, de dimension totale Ω et ses bords $\partial\Omega$. Ici et dans cette thèse, on se focalisera sur des murs minces. On distingue les domaines de gaz Ω_G et de métal Ω_M , évoluant avec le transfert de la matière. **Pour la Section 3.3.2.3** : les couches sont définies avec ψ_{inf} et ψ_{sup} (détaillé plus loin dans **Eq.3.10**), entre lesquelles sont construits les cordons dont l'appartenance est notée \mathcal{H}_{cor} . Les segments sont identifiés par leur appartenance \mathcal{H}_{seg} et leur indice k . (b) Schéma de simplification de la géométrie du modèle macro, avec une coupe transverse de la construction achevée : les n_{cor} cordons sont considérés pour la pièce d'une largeur moyenne \bar{b} et de hauteur h_{pie} . Pour chaque cordon j , on vérifie ainsi que la section S_{cor} soit respectée (cf. **Eq.2.2** p.22), avec la hauteur de couche h_{cor} .

3.2.2 Chemin de solidification et enthalpies de phases

A partir de la composition du 316L donnée dans le **Tab.3.2**, la base de données thermodynamiques TCFE9 [138] et la librairie *PhysalurgY* [139], un chemin de solidification est calculé. Les tabulations des fractions sont données dans la **Fig. 3.2(a)**. L'équilibre partiel pendant la solidification est supposé avec l'activation de la réaction péritectique où le liquide l et la ferrite α se transforment partiellement en austénite γ . Les fractions massiques g^φ sont calculées avec $\varphi = \{l, \gamma, \alpha\}$. La solidification commence à la température de liquidus $T_L = 1452^\circ\text{C}$ et se termine à la température de solidus $T_S = 1300^\circ\text{C}$. Ces valeurs sont déterminées respectivement lorsque $g^l = 100\%$ pour le liquidus, et de façon arbitraire pour le solidus avec $g^l = 1\%$. Le choix d'un équilibre partiel est motivé par les observations expérimentales des différents partenaires sur la présence dominante de l'austénite après refroidissement, ce que ne permet pas un chemin de type Gulliver-Scheil. Les tabulations des enthalpies massiques h_φ (en $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$) sont également extraites et données à la **Fig. 3.2(b)**. De cette façon, la chaleur latente est directement prise en compte.

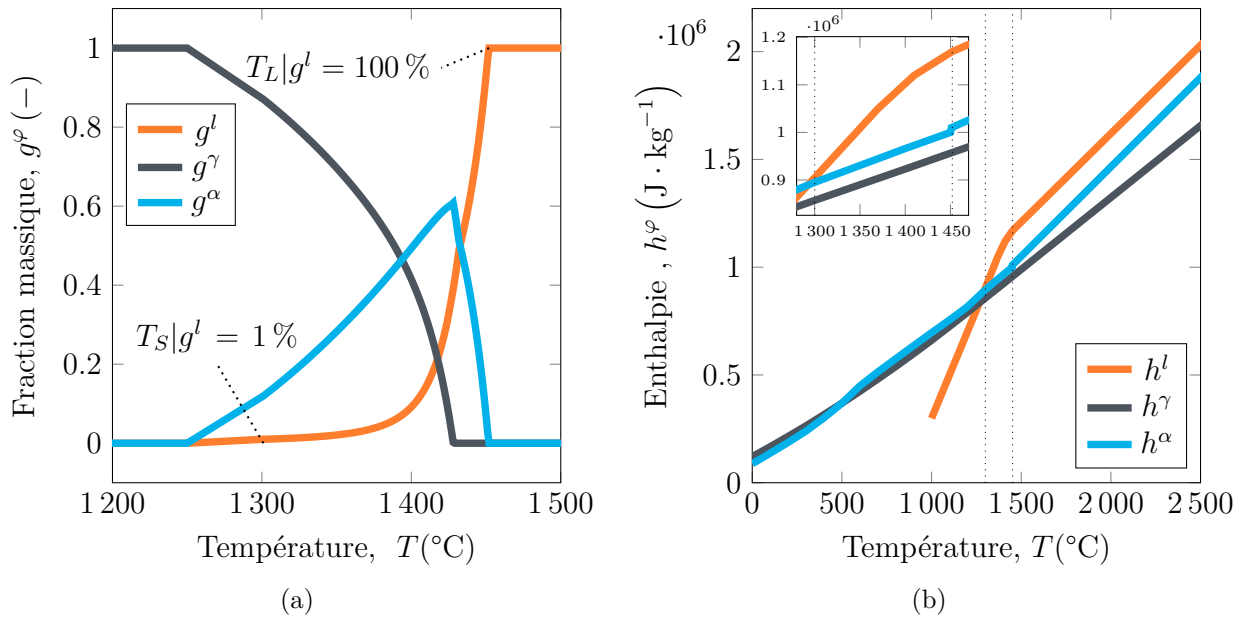
Note IV : A l'attention de l'utilisateur

Un travail de nettoyage doit être accompli sur la mise en données issue de *PhysalurgY*. Il est conseillé de construire des points artificiels d'enthalpie "raisonnable" (non physique) pour les phases, même lorsque leur fraction est nulle, pour sécuriser toute interpolation menant à des divergences du solveur thermique. C'est pourquoi h^γ et h^α sont définies au delà de T_L .

L'intérêt est ici d'utiliser une description thermique similaire entre les deux modèles. Par souci de simplification dans les modèles méso et macro, on utilisera des densités constantes.

	Fe	C	Cr	Mn	Mo	Ni	P	S	Si	N	Co
wt%	Comp	0.016	16.765	1.383	2.044	10.070	0.031	0.001	0.389	0.041	0.187

TABLE 3.2 – Composition du 316L simplifiée (obtenue depuis la norme EN10088-4 [140]).


 FIGURE 3.2 – (a) Chemin de solidification et (b) enthalpies massiques des phases du 316L. Le solidus $T_S = 1300^\circ\text{C}$ et liquidus $T_L = 1452^\circ\text{C}$ sont identifiés par les lignes pointillées.

3.2.3 Conductivité thermique

La conductivité thermique de l'acier 316L, λ_{316L} , est estimée à partir de nombreuses sources disponibles dans l'**Annexe.A7**. La conductivité λ augmente linéairement jusqu'à la température proche du solidus T_S . Au delà, ces valeurs sont propres aux études. On choisira de notre côté une valeur constante au delà de $T_L = 1452^\circ\text{C}$ [69]. La tabulation de λ_{316L} est donnée dans la **Tab.3.3**. Les propriétés étant propres à chaque domaine, $\langle \lambda \rangle^{\Omega_M}$ est donnée dans l'**Eq.3.6**, dépendante de la température et du coefficient de multiplication réparti selon la fonction $f(\alpha_\lambda) \in [1, \alpha_\lambda]$, comme on l'a vu dans l'**Eq.2.33**. Cette fonction sera détaillée par la suite

T (°C)	λ_{316L} (W · m ⁻¹ · K ⁻¹)
20	14.1
1452	33.8
2000	33.8

TABLE 3.3 – Tabulation linéaire de la conductivité du 316L λ_{316L}

dans l'**Eq.3.53**. Pour rappel (cf. **Section 2.3.4.5**, p.56), dans les cas sans résolution fluide, la conductivité est dopée pour simuler la convection de chaleur, et on retrouve dans la littérature $\alpha_\lambda > 1$.

$$\langle \lambda \rangle^{\Omega_M} = \lambda^m = f(\alpha_\lambda) \lambda_{316L}(T) \quad (3.6)$$

Pour l'air, la conductivité est prise constante avec $\langle \lambda \rangle^{\Omega_G} = 0.024 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$.

3.3 Gestion du dépôt à l'échelle de la pièce

3.3.1 Construction explicite de la pièce, approximation des dimensions

Il a été vu dans la **Section 2.2.2** (p.26) que les paramètres procédés ont une influence d'autant plus importante sur la morphologie de la pièce que celle-ci est de type mur monocordons, où les effets de bord sont importants, comme illustré dans la **Fig. 2.3** (b). Pour autant, il est rappelé que le modèle macro n'a pas pour vocation, ni la capacité de rendre compte d'une morphologie totalement prédictive d'un mur et de ses rugosités intercordons, ce qui sera l'objectif du modèle méso à l'échelle du cordon. Le modèle macro nécessite en entrée un domaine maillé issu de la CAO de la pièce définitive et du substrat. Cette géométrie est imposée *a priori*. **Seuls les jeux de paramètres déjà éprouvés lors de dépôts et donnant lieu à un respect relatif de la géométrie de base de la pièce, peuvent être utilisés à des fins pertinentes dans ce modèle.** Définir géométriquement la rugosité intercordons nécessite des observations *post mortem* [20] ou des modèles analytiques [141]. Ceci n'a pas semblé pertinent pour une utilisation accessible du modèle, et rajoute une contrainte sur la construction d'un maillage aux singularités géométriques.

Les écarts de morphologie qui peuvent résulter de cette simplification sont schématisés dans la **Fig. 3.1**(b). Pour autant, on peut s'appuyer sur certaines hypothèses qui assurent une cohérence dans le cadre de structures fines :

- Les géométries utilisées dans la construction du modèle sont réduites à des murs droits de largeur moyenne constante \bar{b} dans la hauteur. A partir des paramètres procédés et trajectoires spécifiques à chaque cordon j (cas d'étude MACCADAM), on connaît l'indice j et le nombre de cordons total n_{cor} (on note ici que dans un cas de structure monocordon, il existe un seul cordon par couche, $n_{cor} = n_{cou}$, ce point sera repris à la section suivante). La section moyenne $\overline{S_{cor}}$ transverse de chaque cordon j peut être alors écrite

$$\overline{S_{cor}} = \left(\sum_{j=1}^{n_{cor}} (S_{cor})^j \right) / n_{cor} \quad (3.7)$$

avec la définition de $(S_{cor})^j$ donnée par l'**Eq.2.2** (p.22).

- Les cas de dépôts dont la position de la torche est asservie au fur et à mesure que la construction progresse ne peuvent pas être représentés dans ce cas de géométrie construite *a priori*. La hauteur h_{pie} (en m) de la pièce est donc fixée par la hauteur des trajectoires outils, en supposant que les paramètres permettent d'approcher cette condition. Uniquement dans la configuration d'un mur monocordon, ce qui sera le cas tout au long de cette thèse, la largeur moyenne de la CAO est alors donnée avec la hauteur moyenne $\overline{h_{cor}}$ des cordons :

$$\bar{b} = \frac{\overline{S_{cor}}}{\overline{h_{cor}}} = n_{cor} \frac{\overline{S_{cor}}}{\overline{h_{pie}}} \quad (3.8)$$

- Finalement, avec la volonté de respecter la conservation de la masse pour chacun des cordons avec un jeu de paramètre spécifique, on redéfinit pour chaque cordon son épaisseur $(h_{cor})^j$:

$$(h_{cor})^j = \frac{(S_{cor})^j}{\bar{b}} \quad (3.9)$$

En exemple, un mur imprimé avec un unique jeu de paramètres aura des cordons de hauteur constante dans le modèle, c'est à dire $(h_{cor})^j = h_{cor} = cst$. Au contraire, un mur mince avec les cordons 12 et 47 déposés avec des débit/vitesse torche différents va conserver une largeur constante dans la hauteur $\bar{b} = b^{12} = b^{47}$, mais la différence se fera par $(h_{cor})^{12} \neq (h_{cor})^{47}$.

3.3.2 Organigramme global du modèle

Le modèle macro repose sur la discrétisation du transfert en trois étapes : les couches, contiennent des cordons qui contiennent à leur tour plusieurs segments. Cette organisation permet d'anticiper des cas multipasses à plat, comme dans des constructions *bulk* [132]. L'organigramme général du modèle est donné à la **Fig. 3.3** et permet de distinguer ces étapes, qui sont commentées par la suite.

3.3.2.1 Les couches

Les couches, identifiées par leur indice i et au nombre total n_{cou} , sont essentiellement dédiées à préparer un maillage raffiné autour de la zone de dépôt, comme présenté dans la **Section 3.3.3**. Une première boucle est comprise par le cadre **Etape Couche** dans la **Fig. 3.3**. La lecture d'un fichier d'altitudes z_{cou} (en m) tabulées (via la fonction **ISCouche**) permet de construire les distances au haut et au bas de chaque couche, respectivement ψ_{sup} et ψ_{inf} (en m), définies dans l'**Eq.3.10**. On note z_{sub} (en m) l'altitude du substrat, la hauteur de couche et cordon h_{cor} , et ces variables sont visibles dans les schémas **Fig. 3.1(a)** et **(b)**

$$\psi_{inf}^i = z - (z_{sub} + z_{cou}^i) = \psi_{sup}^i + h_{cor}^i, \forall i \in [1; n_{cou}] \quad (3.10)$$

L'identification de l'appartenance de chaque couche \mathcal{H}_{cou}^i se fait avec la relation suivante

$$\mathcal{H}_{cou}^i = \begin{cases} 1 & \text{si } (\psi_{inf}^i > 0) \text{ et } (\psi_{sup}^i < 0) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}, \forall i \in [1; n_{cou}] \quad (3.11)$$

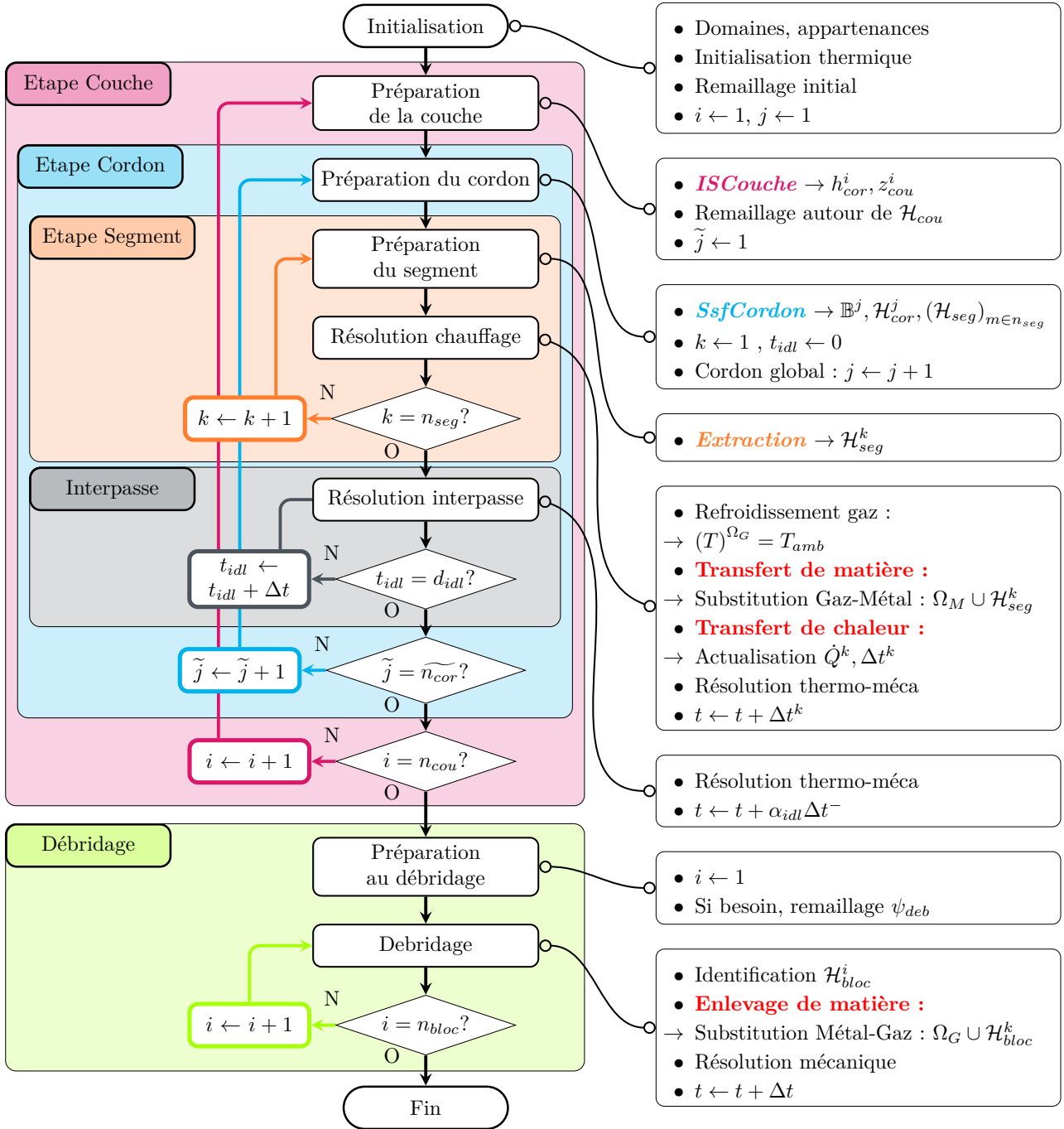


FIGURE 3.3 – Organigramme complet du modèle macro. Après l'initialisation, on entre dans une boucle sur les couches, permettant de préparer le remaillage de la zone de dépôt. Vient ensuite la boucle sur les cordons, où les paramètres \mathbb{B} sont lus. Chaque cordon est découpé en n_{seg} segments, qui vont être déposés à chaque pas de temps. Ces segments permettent le transfert de masse en substituant les propriétés du gaz par celles du métal et le transfert de chaleur en intégrant \dot{Q} dans la résolution thermique. A la fin de chaque dépôt, une durée de repos d_{idl} est prise en compte. Pendant ce temps d'attente, les contraintes sur la résolution thermique étant moins importantes, on pilote Δt de façon à l'augmenter progressivement et ainsi diminuer le temps de calcul. Lorsque le mur est construit, un modèle de débridage permet de détacher la pièce de son substrat en enlevant le métal par les blocs \mathcal{H}_{bloc} .

Note V : Cordons et couches en mur monocordons, même évolution

Le projet se focalise sur des constructions monocordons. Chaque couche contient donc un unique cordon, ce qui implique que $n_{\tilde{cor}} = \tilde{j} = 1$. Par conséquent, l'indice de cordon global j et le nombre total de cordons n_{cor} évoluent de façon identique aux couches i et n_{cou} . La notation $\tilde{\cdot}$ fait référence à l'indice du cordon dans la i ème couche. Par exemple dans du *bulk*, dans une couche constituée de 6 cordons, on retrouvera $\tilde{j} \in [1, n_{\tilde{cor}}]$ avec $n_{\tilde{cor}} = 6$.

3.3.2.2 Les cordons

L'état de l'art a montré que la grande majorité des modélisations WAAM à grande échelle est effectuée sur une portion de murs mono-cordons (cf. **Section 2.3.5**, p.57). Cependant, alors que l'utilisation du WAAM se fait de façon plus contrôlée, certaines études numériques s'orientent vers la caractérisation de géométries complexes [79, 142]. Dans le but de sortir de ce genre d'étude et pouvoir anticiper de futurs travaux sur :

- des utilisations du modèle macro sur des géométries complexes,
- des stratégies de dépôts (temps d'attente d_{idl} , pattern de dépôt, construction *bulk* [132]),
- des jeux de paramètres qui peuvent varier au cours de la construction (*contouring*, ...),

l'outil *SsfCordon* est alors développé. On peut attribuer à chaque cordon un ensemble d'informations qui comprend : l'indice global du cordon j pour un total n_{cor} ; la puissance et la vitesse de la torche, respectivement P_{tor} et v_{tor} ; la vitesse de dévidage v_D ; le temps d'attente post dépôt d_{idl} ; et la liste des points de passage d'origine de la torche, noté \mathbf{X}_{ori} . Un fichier texte regroupe toutes ces informations sous la forme de l'espace \mathbb{B} pour chaque cordon j , défini dans l'**Eq.3.12**. Plusieurs cordons par couches peuvent être considérés, ce qui est schématisé par la boucle de l'**Etape Cordon** dans la **Fig. 3.3**. Pour la suite de la section, on ne fera plus référence au cordon j pour alléger les notations.

$$\mathbb{B}^j = (P_{tor}, v_{tor}, v_D, d_{idl}, \mathbf{X}_{ori})^j, \forall j \in [1; n_{cor}] \quad (3.12)$$

Chaque cordon est identifié par un champ d'appartenance \mathcal{H}_{cor} , défini comme la somme de tous les segments disjoints \mathcal{H}_{seg} , exprimé par la relation **Eq.3.13a**, qui sont visibles dans les **Fig. 3.1(a)** et (b) et qui seront définis dans la prochaine section. Par intégration, le volume du cordon V_{cor} (en m^3) est la somme de ceux des segments V_{seg} , exprimé dans l'**Eq.3.13b**.

$$\mathcal{H}_{cor} = \sum_{k=1}^{n_{seg}} \mathcal{H}_{seg}^k \quad (3.13a)$$

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \mathcal{H}_{cor} dV &= \int_{\Omega} \left(\sum_{k=1}^{n_{seg}} \mathcal{H}_{seg}^k \right) dV \\ &= \sum_{k=1}^{n_{seg}} \left(\int_{\Omega} \mathcal{H}_{seg}^k dV \right) \end{aligned} \quad (3.13b)$$

$$V_{cor} = \sum_{k=1}^{n_{seg}} V_{seg}^k$$

Note VI : Intégration EF dans un maillage tétraédrique linéaire

Ce point pourra sembler trivial, mais il nous paraît didactique d'insister sur trois définitions qui auront leur importance par la suite.

- Intégration volumique dans le domaine : en procédant par intégration numérique de Gauss, un champ $P1$ sur les noeuds est intégré sur l'unique point au centre du tétraèdre. On obtient alors pour chaque élément K de volume V_K (en m^3), le champ $P0$

$$\int_K a^{P1} dV = \left(\frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 a_j^{P1} \right) V_K = A^{P0} \quad (3.14)$$

La valeur du champ intégré sur l'ensemble du domaine est alors obtenue par sommation sur tous les éléments tel que :

$$\sum_{N_K} A^{P0} = A^{P0C} \quad (3.15)$$

Pour la simplification d'écriture, on fera mention à cette intégration avec l'expression simplifiée suivante :

$$\sum_{N_K} \int_K a^{P1} dV = \int_{\Omega} a dV \quad (3.16)$$

- Pour passer d'un champ aux éléments $P0$ à un champ aux noeuds $P1$, on utilisera une moyenne des valeurs des $n_{K \text{ vsn.}}$ éléments voisins :

$$a^{P1} = \frac{1}{n_{K \text{ vsn.}}} \sum_1^{n_{K \text{ vsn.}}} a^{P0} \quad (3.17)$$

- A l'inverse, passer d'un champ aux noeuds $P1$ à un champ aux éléments $P0$ se fera avec une moyenne sur les 4 noeuds E de l'élément :

$$a^{P0} = \frac{\sum_1^4 a^{P1}}{4} \quad (3.18)$$

3.3.2.3 Les segments

Le principe du modèle macro est de découper chaque cordon en blocs de matière (segments) qui possèdent un volume proche du volume critique, V_{crit} , imposé par l'utilisateur. Ce volume se veut équivalent aux volumes de matière fondue en état stationnaire avec comme ordre de grandeur dans le cas du WAAM, de 50 à 200 mm^3 . Cette simplification permet de déposer des quantités de matière importante, c'est à dire **un segment à chaque pas de temps**. La décomposition des segments est présentée ici de façon sommaire, avec l'aide des trois schémas donnés dans la **Fig. 3.4**. Pour trouver une description complète, le lecteur est invité à considérer l'**Annexe.B**, avec les différents algorithmes **Algorithme 1** à **5**.

La trajectoire d'origine est issue de \mathbb{B} , avec n_p points d'origine de la liste $\mathbf{X}_{ori} = \sum (\mathbf{x}_{ori})_{m \in [1; n_p]}$, visible dans le schéma **Fig. 3.4(a)**. La norme du vecteur formé par deux points consécutifs est notée $\|\mathbf{s}_P\|$, donc pour les points d'origine on la note $\|\mathbf{s}_{P_{ori}}\|$ (en m) avec

$$\left(\mathbf{s}_{P_{ori}} \right)^m = (\mathbf{x}_{ori})^{m+1} - (\mathbf{x}_{ori})^m, \forall m \in [1; n_p - 1] \quad (3.19)$$

La construction des points intermédiaires se fait en utilisant le volume V_{crit} défini par l'utilisateur. Ce volume, divisé par la section de cordon S_{cor} , donne accès à une longueur $l_{crit} =$

V_{crit}/S_{cor} (en m), schématisé en rouge dans la **Fig. 3.4** (b). Pour chaque vecteur d'origine, la condition suivante est testée :

$$\|\mathbf{s}_{P_{ori}}\| > l_{crit} ? \quad (3.20)$$

- Si la condition est respectée, des points sont rajoutés entre ceux d'origine comme dans la **Fig. 3.4** (b), et leur nouvel espacement $\|\mathbf{s}_{P_{nvx}}\|$, c'est à dire la longueur des segments l_{seg} est arrondi par la fonction partie entière $\lfloor \cdot \rfloor$:

$$\|\mathbf{s}_{P_{nvx}}\| = \left\lfloor \frac{l_{crit}}{\|\mathbf{s}_{P_{ori}}\|} \right\rfloor \|\mathbf{s}_{P_{ori}}\| = l_{seg} \quad (3.21)$$

- Sinon, le calcul est arrêté, car les points sont trop rapprochés par rapport à la valeur de V_{crit} . **Par sécurité**, la totalité des trajectoires de la torche est vérifiée dès le lancement du calcul, ce qui permet d'éviter des crashes au bout de plusieurs jours de calcul ...

Finalement, on retrouve bien la longueur d'origine du cordon comme les sommations suivantes :

$$\sum_{m=1}^{n_p} \|\mathbf{s}_{P_{ori}}^m\| = \sum_{k=1}^{n_{seg}} \|\mathbf{s}_{P_{nvx}}^k\| = \sum_{k=1}^{n_{seg}} l_{seg} = l_{cor} \quad (3.22)$$

L'identification des segments est au final effectuée à partir des nouveaux vecteurs. Les éléments du maillage compris dans une distance $d_G = \alpha b$ au vecteur représenté dans la **Fig. 3.4**(c) sont considérés dans le segment associé. $\alpha \leq 1$ est un coefficient géométrique donné par l'utilisateur, b la largeur du cordon. Par usage, on utilise le terme de "segment" pour définir les ensembles d'éléments identifiés depuis les vecteurs liants les nouveaux points. Leur champ d'appartenance est donc défini comme suit, avec M un élément du maillage EF :

$$\mathcal{H}_{seg}^k = \begin{cases} 1 & \text{si } M \in k^{ème} \text{ segment} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}, \forall k \in [1; n_{seg}] \quad (3.23)$$

La lecture et le traitement des trajectoires d'un cordon se fait uniquement au début de chaque cordon. Les domaines de segments sont stockés dans un vecteur, dont est *extrait* (**Fig. 3.3**) dans la boucle de segment chaque \mathcal{H}_{seg}^k et son volume défini dans l'**Eq.3.13**. Visuellement, un exemple de segment est donné plus loin dans la **Fig. 3.7**.

3.3.2.4 Résolution interpasses

L'étape de repos interpasses est caractérisée à partir du moment où la torche est arrêtée, à nouveau visible dans la **Fig. 3.3**. Les gradients thermiques étant très fortement diminués, le pas de temps est augmenté progressivement de façon à réduire le nombre d'incrément, et donc le temps de calcul. L'augmentation se fait selon une récurrence géométrique de raison α_{idl} , exprimée dans l'**Eq.3.24**. Pour éviter une explosion de la valeur de Δt , on seuille à β fois le pas de temps utilisé pendant le dernier segment du cordon, Δt^0 . Afin de respecter la valeur de la durée de repos d_{idl} , un ajustement est réalisé à partir du temps passé depuis l'arrêt de la torche, noté t_{idl} , avec les γ derniers pas de temps imposés à une valeur constante. Après quelques tests, des valeurs arbitraires de $\alpha = 1.05$, $\beta = 10$, $\gamma = 5$ seront conservées pour la suite.

$$\Delta t = \begin{cases} \max(\alpha_{idl} \Delta t^-, \beta \Delta t^0) & \text{si } (d_{idl} - t_{idl}) > \gamma \Delta t^- \\ \frac{d_{idl} - t_{idl}}{\gamma} & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.24)$$

L'étape finale, le débridage, étant associée à la résolution mécanique, sera détaillée par la suite dans la **Section 3.6.3**.

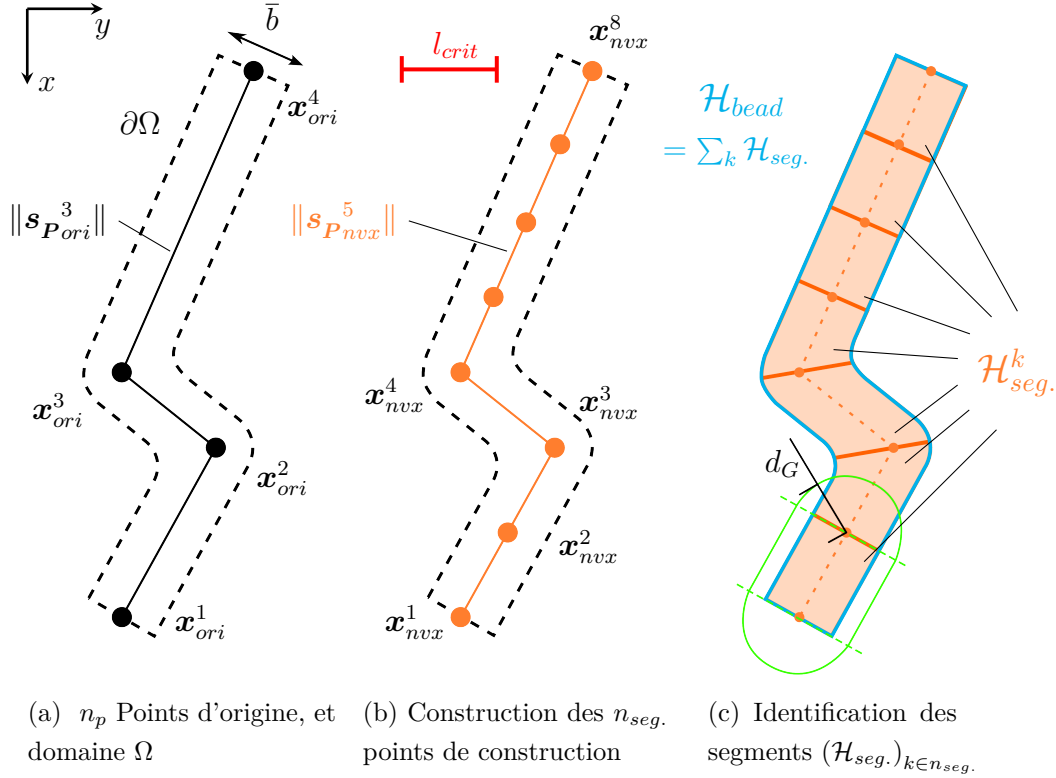


FIGURE 3.4 – Vue schématique de dessus, d'un cordon déposé à plat. Dans (a), on voit $\partial\Omega$ correspondre au bord du maillage issu de la CAO, les points d'origine \mathbf{X}_{ori} et les distances qui les séparent. En (b), suivant le critère de l'Eq.3.20, on ajoute de nouveaux points intermédiaires, \mathbf{X}_{nvx} . En exemple, $\|\mathbf{s}_{P^2_{ori}}\|$ n'est pas suffisamment importante pour rajouter un point. La distance de chaque élément de Ω à chaque vecteur est calculée, et en comparant à d_G , les éléments sont identifiés dans chaque segment $\mathcal{H}_{seg.}$.

3.3.3 Gestion de la métrique et du remaillage

Les erreurs d'approximations dans la résolution des EDPs reposent essentiellement sur la qualité du maillage. Même en assumant des hypothèses simplificatrices sur la non-résolution des écoulements, les gradients thermiques et la discrétisation des dépôts nécessitent quand même des éléments de l'ordre de $\approx 250 - 500 \mu\text{m}$ de côté. Le maillage régulier et fixe d'un mur de dimensions $150 \times 7 \times 200 \text{ mm}^3$ nécessiterait presque $N_K = 7 \cdot 10^6$ éléments, sans compter ceux du substrat. Pour des structures plus larges, le temps de résolution serait alors prohibitif. Dans le but de conserver une précision dans les zones d'intérêt, un maillage hétérogène est utilisé autour des couches et singularités géométriques. Ainsi, pour minimiser le nombre d'éléments, ce maillage est anisotrope selon les interfaces utilisées. Le remaillage est effectué à chaque nouvelle couche, référencé dans l'algorithme Fig. 3.3.

Métrique : le maillage est piloté par un tenseur métrique \mathbb{M} symétrique dans la base ortho-normée classique $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$, et donc diagonalisable dans son repère $(\boldsymbol{\tau}_1, \boldsymbol{\tau}_2, \mathbf{n})$. Les matrices R et R^T sont les matrices de rotation entre les deux repères. La métrique est construite avec

les tailles de maille $h_{\tau 1}, h_{\tau 2}, h_n$ selon les directions du repère propre.

$$\mathbb{M}_{(e_1, e_2, e_3)} = RMR^T = R \begin{pmatrix} \frac{1}{h_{\tau 1}^2} & & 0 \\ & \frac{1}{h_{\tau 2}^2} & \\ 0 & & \frac{1}{h_n^2} \end{pmatrix} R^T \quad (3.25)$$

Pour le modèle macro, il est proposé de construire cette métrique à partir de l'outil *ISMetricDistance*, disponible dans la librairie Cimlib. Pour plus d'informations, le lecteur est invité à considérer les travaux de Shakoor [143]. La définition de h dans Ω s'appuie sur le champ de distance ψ avec la relation suivante :

$$\begin{cases} h_{\tau 1} = h_{\tau 2} = \min \left(\max \left(\frac{h_{iso} - h_{tang}}{d_{iso} - d_{an}} (|\psi| - d_{an}) + h_{tang}, h_{tang} \right), h_{iso} \right) \\ h_n = \min \left(\max \left(\frac{h_{iso} - h_{norm}}{d_{iso} - d_{an}} (|\psi| - d_{an}) + h_{norm}, h_{norm} \right), h_{iso} \right) \end{cases} \quad (3.26)$$

où les paramètres géométriques scalaires (tous en m) sont représentés dans la **Fig. 3.5**.

- Jusqu'à la distance d_{an} (i.e. $\psi \in [0; d_{an}]$), le maillage est anisotrope selon la normale à l'interface $h_n = h_{norm}$, et tangent $h_{\tau 1} = h_{\tau 2} = h_{tang}$
- Pour $|\psi| \in [d_{an}; d_{iso}]$, le maillage va évoluer linéairement des valeurs précédentes à une valeur constante, pour former un maillage isotrope de dimension $h = h_{iso}$.
- Au delà de d_{iso} , le maillage est isotrope à la valeur $h = h_{iso}$.

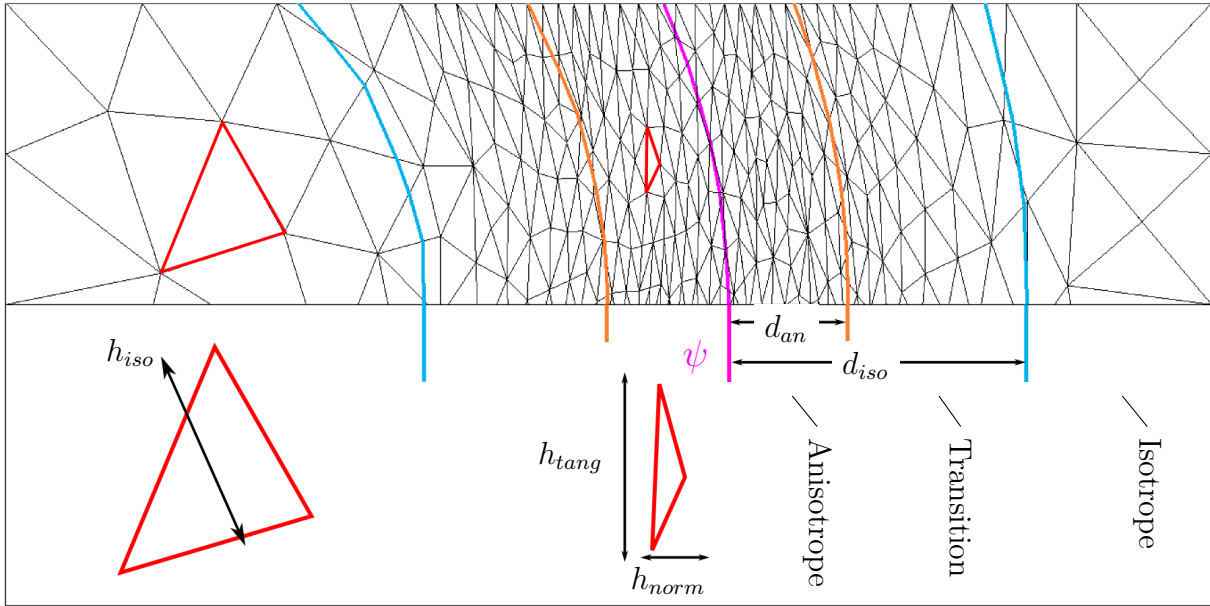


FIGURE 3.5 – Exemple de topologie d'un maillage 2D, obtenu avec *ISMetricDistance*.

Intersection des métriques : l'outil présenté précédemment permet de construire une métrique à partir d'un champ de distance ψ . Cependant, compte tenu de l'encadrement de la couche ainsi que les singularités géométriques de la CAO (contact avec le substrat), le maillage doit être raffiné à plusieurs endroits. A partir de l'expression de la métrique donnée aux **Eq.3.25** et **3.26**, différentes métriques \mathbb{M}_i sont construites :

(mm)	h_{norm}	h_{tang}	h_{iso}	d_{an}	d_{iso}
M_{lay}	0.2	0.5	0.5	0	1.5
M_{sub}, M_{deb}	0.5	2	8	0	5

TABLE 3.4 – Ordre de grandeur des dimensions de mailles rencontrées dans un cas macro.

- le contact pièce-substrat, constitué de l'altitude supérieure du substrat ψ_{sub} et de la distance à la pièce finale ψ_{CAO} pour M_{sub} . Cette dernière fonction concerne la géométrie de la pièce sans le substrat, et sera visible à la **Fig. 3.7**.
- pour les couches, on utilisera ψ_{inf} et ψ_{sup} pour déterminer une fonction annexe $\min(|\psi_{inf}|, |\psi_{sup}|)$. Cette métrique est ensuite reconstruite pour assurer une cohérence avec la métrique du substrat, de façon à ce que h_{iso} évolue linéairement entre $(h_{iso})_{cou}$ et $(h_{iso})_{sub}$, donnés dans la **Tab.3.4**.
- le débridage entre la pièce, ou avec un substrat double (cas expérimental) nécessite une zone de démarcation raffinée selon la distance ψ_{deb} , notée M_{deb} .

Le mailleur ne pouvant accepter qu'une unique métrique, une intersection est construite entre celles décrites précédemment. Le principe est de déterminer le minimum des valeurs propres de chaque métrique dans chaque direction. Pour des métriques anisotropes, ce problème peut se résumer à chercher l'ellipsoïde (dans le cas 3D) qui est contenue dans toutes les ellipsoïdes représentant les métriques, à partir d'une base commune où elles peuvent être diagonalisées. L'intersection n'étant pas une opération associative, la métrique finale diffère selon l'ordre dans lequel les intersections sont effectuées, ce qui est schématisé dans la **Fig. 3.6**. Une topologie finale est visible sur un cas de mur dans la **Fig. 3.7**, qui comporte seulement 1 million d'éléments.

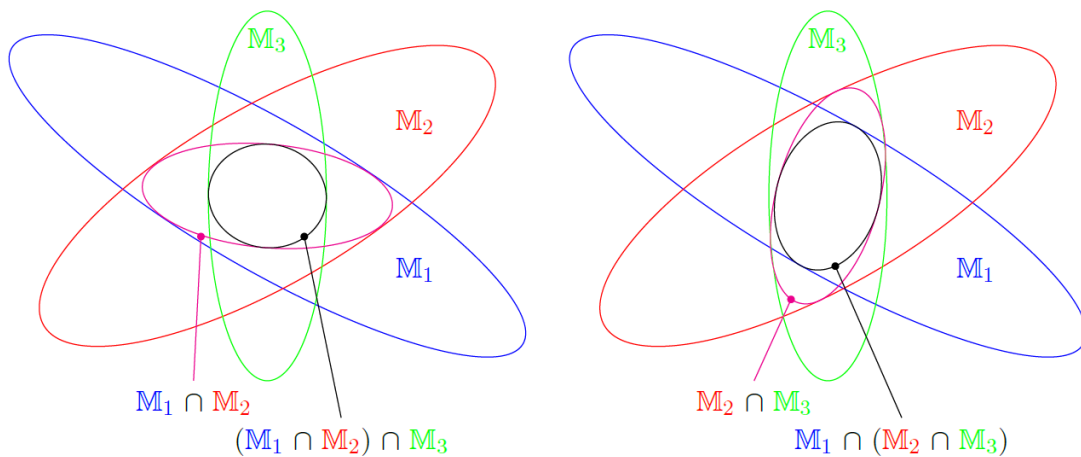


FIGURE 3.6 – Schéma de la non associativité de l'intersection de différentes métriques [109]. Pour des mêmes métriques M_i , Suivant l'ordre dans lequel les métriques sont associées, la métrique finale ne représentera pas le même maillage.

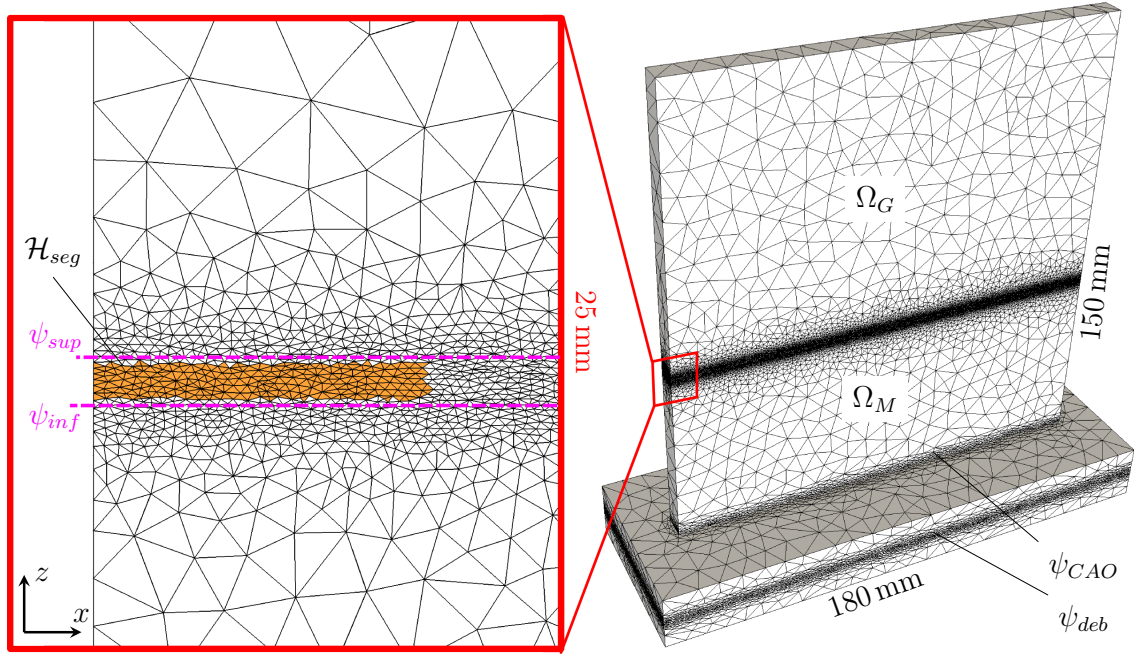


FIGURE 3.7 – Maillage du modèle macro d'un mur mono-passes d'une centaine de couches pour 1 million d'éléments. Les éléments dans la couche (pour permettre de représenter le domaine de segment) et les singularités géométriques (ψ_{CAO}) sont raffinés. Par commodité, on note ψ_i pour ($\psi_i = 0$). Les éléments en orange constituent le segment, c'est à dire $\mathcal{H}_{seg} = 1$.

3.4 Conservation de l'énergie

3.4.1 Équation de conservation d'énergie

La résolution du transfert thermique est effectuée de façon instationnaire sur la totalité du domaine (métal et gaz), à chaque pas de temps, autrement dit, à chaque fois qu'un segment est déposé. L'équation générale de conservation de la chaleur a déjà été donnée **Eq.2.21**, et on propose de l'adapter ci dessous pour le modèle macro : le terme d'advection est représenté dans l'équation pour être repris dans le **Chapitre 4** du modèle méso. **Attention** cependant, ce terme est nul dans le modèle macro, puisque les écoulements ne sont pas modélisés. Les propriétés $\{\rho h\}$ et $\{\lambda\}$ sont locales (cf. **Eq.3.1**).

$$\frac{\partial}{\partial t} \{\rho h\} + \overbrace{\nabla \cdot (\{\rho h\} \mathbf{v})}^{\substack{=0 \text{ macro} \\ \neq 0 \text{ meso}}} - \nabla \cdot (\{\lambda\} \nabla T) = \dot{Q} \quad (3.27a)$$

$$\dot{Q} = \dot{Q}_{seg} + \dot{Q}_r + \dot{Q}_c \quad (3.27b)$$

$$(h, \lambda) = f(T) \quad (3.27c)$$

Le terme source \dot{Q} est décomposé entre l'apport de chaleur de la torche dans un segment \dot{Q}_{seg} , et des pertes surfaciques radiatives et convectives, transformées en pertes volumiques, respectivement \dot{Q}_r et \dot{Q}_c . Ces trois termes seront détaillés dans la **Section 3.4.4.2**. Les conditions aux limites sur les bords du domaine sont présentées dans la **Section 3.4.4.1**.

Une difficulté numérique réside dans la relation entre T et $\{\rho h\}$. Comme les fractions volumiques et les enthalpies spécifiques sont tabulées (cf. **Fig.** 3.2(a) et (b)), ces propriétés sont mélangées avec la répartition des propriétés au sein du métal (**Eq.**3.3), et son homogénéisation dans le domaine total (**Eq.**3.1). La non-linéarité de l'**Eq.**3.27a est due à la relation entre T et $\{\rho h\}$ à cause de la chaleur latente liée à la transformation de phase, telles que la fusion ou solidification, ou l'évolution de la capacité thermique, et sera détaillée dans la **Section** 3.4.5.

3.4.2 Transfert de matière

La conservation de la masse se fait de manière intrinsèque au domaine et à la hauteur des couches. En effet, il a été vu à la **Section** 3.3.1 que la largeur moyenne du mur et la hauteur de chacune des couches sont choisies dès la construction de la CAO, de façon à ce que le volume de matière déposé respecte les paramètres procédés de vitesse de déplacement v_{tor} et de dévidage v_D . Ces hypothèses sont formulées dans les **Eq.**3.7, 3.8 et 3.9. Le transfert s'appuie sur les notions suivantes :

Temporalité du dépôt : le pas de temps Δt est calculé en fonction des volumes de segments. Pendant une durée τ , le volume de matière déposée V est donné à partir du débit volumique D_{vol}

$$V(\tau) = \int_t^{t+\tau} D_{vol} dt \quad (3.28)$$

La modélisation du transfert par les segments du modèle macro simplifie cette équation. Avec la relation entre débit, section de dépôt et vitesse de torche (**Eq.**2.2) et la durée $\tilde{\Delta t}$ nécessaire pour déposer le volume de segment, on obtient pour chaque volume de segment déposé :

$$V_{seg} = \underbrace{v_{tor} S_{cor}}_{D_{vol}} \tilde{\Delta t} \quad (3.29)$$

D'autre part, la temporalité du dépôt doit être respectée. Le temps cumulé du dépôt de chaque segment doit correspondre à la durée totale du cordon d_{cor} (en s). L'équation suivante, basée sur le véritable pas de temps Δt utilisé dans le modèle, doit donc être vérifiée :

$$\sum_{k=1}^{n_{seg}} \Delta t^k = d_{cor} = \frac{l_{cor}}{v_{tor}} \quad (3.30)$$

Avant de parcourir les segments, l'appartenance et donc le volume numérique du cordon est connue (**Eq.**3.13b). En sachant que différents effets de bord peuvent intervenir (forme de la CAO, topologie du maillage, juxtaposition de cordons multipasses, ...), il y a un écart faible entre ce volume numérique V_{cor} et le volume théorique du cordon ($l_{cor} S_{cor}$). On note leur rapport α (sans dimension), qui va permettre de normaliser les pas de temps :

$$\frac{V_{cor}}{l_{cor} S_{cor}} = \alpha \quad (\text{et } \alpha \simeq 1) \quad (3.31)$$

Autrement dit, bien qu'ils soient proches, il n'existe pas d'égalité rigoureuse entre le temps nécessaire au débit du segment $\tilde{\Delta t}$, et le temps d'avancée de la torche Δt , i.e. $\tilde{\Delta t} \neq \Delta t$. En utilisant la décomposition du cordon en segments de l'**Eq.**3.13b avec l'**Eq.**3.31, la relation suivante est vérifiée :

$$\sum_{k=1}^{n_{seg}} V_{seg}^k = \alpha l_{cor} S_{cor} \quad (3.32)$$

En insérant la durée vraie du dépôt de segment (**Eq.3.29**) dans l'équation précédente, la durée de dépôt s'exprime par

$$\sum_{k=1}^{n_{seg}} \left(\frac{\tilde{\Delta}t}{\alpha} \right)^k = d_{cor} \quad (3.33)$$

Par identification entre l'**Eq.3.30** et l'**Eq.3.33**, le pas de temps associé à chaque segment est donné par la relation suivante :

$$\Delta t^k = \frac{\tilde{\Delta}t^k}{\alpha} = \frac{V_{seg}^k}{\alpha D_{vol}} \simeq \frac{V_{crit}}{D_{vol}} \quad (3.34)$$

Cette linéarité entre Δt et V_{seg} impose de définir des segments qui sont de dimensions similaires, pour éviter des trop grandes variations de pas de temps qui entraînent des problèmes de convergence. On justifie alors que le transfert du modèle macro soit effectué par des segments dont le volume est ajusté à V_{crit} .

Note VII : Conservation de la masse

De plus, on note que la conservation de masse par cordon n'est respectée que si son volume numérique a une valeur correcte, c'est à dire $\alpha = 1$. Pour autant, cet écart est de plus en plus faible à mesure de la construction, et la conservation est assurée lorsque $\Omega = \Omega_M$. Autrement dit à la fin du calcul, la somme suivante est vérifiée sur les cordons $j \in [1; n_{cor}]$:

$$\sum_{j=1}^{n_{cor}} (\alpha)^j = n_{cor} \quad (3.35)$$

Transfert du métal : Identifié dans l'organigramme général du modèle **Fig. 3.3**, dans l'étape de segment, le transfert de métal se fait selon un principe analogue à la méthode des éléments neutralisés. Le principe adapté pour le modèle macro est donné dans la **Fig. 3.8**, décrit à travers trois étapes (IRT).

Identification. A la suite de la résolution thermique précédente, le champ de température T est établi dans tout Ω , qu'on note $(T)_I$. Le segment de travail, là où la matière va être déposée, est identifié. Il appartient au domaine de gaz, et possède donc ses propriétés physiques $\langle \chi \rangle^{\Omega_G}$.

Refroidissement. La seconde étape implique de réinitialiser la température du gaz. Les observations de Michaleris [86], vues dans la **Section 2.3.1.2**, montrent que laisser la température calculée dans le gaz peut mener à des erreurs de conservation d'énergie au delà de 7%. En effet, cela reviendrait à apporter du métal à une température déjà élevée. Le bilan d'énergie donné **Eq.2.25** ne serait pas respecté. Théoriquement, l'enthalpie du gaz étant négligeable devant celle du métal pour n'importe quelle température, ce refroidissement forcé n'affecte pas la conservation d'énergie. La température à l'étape de refroidissement $(T)_R$ est alors modifiée par

$$(T)_R = \mathcal{H}_M(T)_I + (1 - \mathcal{H}_M) T_{ext} \quad (3.36)$$

On conserve ainsi la température dans le mur $(T)_I$ provenant de la résolution thermique précédente, mais le gaz est imposé à la valeur T_{ext} . Cependant, la répartition selon la loi de mélange \mathcal{H}_M de la température entraîne des erreurs artificielles dans la conservation d'énergie qui sera détaillée dans la **Section 3.5.2.2**.

Transfert. Une fois la température réinitialisée, le domaine de métal \mathcal{H}_M se voit incrémenté du domaine de segment \mathcal{H}_{seg} tel que

$$(\mathcal{H}_M)^k = (\mathcal{H}_M)^{k-1} + \mathcal{H}_{seg}^k \quad \text{avec } k \in [1; n_{seg}] \quad (3.37)$$

Il est rappelé que Ω_M est représenté sous l'appartenance au métal \mathcal{H}_M (**Eq.3.2**). Le domaine de gaz Ω_G est donc actualisé comme suit

$$\mathcal{H}_G = 1 - \mathcal{H}_M \quad (3.38)$$

Toutes les propriétés thermodynamiques sont alors recalculées (**Eq.3.1, 3.3, 3.6**). On "ajoute" ainsi le segment de métal.

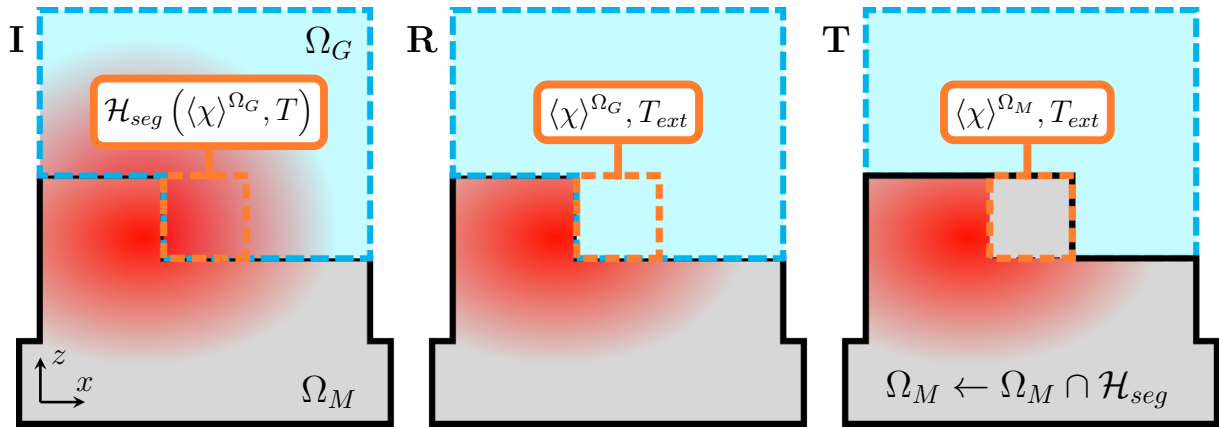


FIGURE 3.8 – Les trois étapes du transfert de matière dans un même pas de temps. Les couleurs grise et bleu représentent la matière froide, respectivement le métal et le gaz, tandis que le rouge représente une température élevée. A la première étape, l'identification (**I**), le champ de température est obtenu de la résolution thermique précédente dans les domaines Ω_G et Ω_M . Le futur segment est identifié mais il fait encore partie du gaz. A la seconde étape, le refroidissement (**R**), le champ de température du domaine de gaz (et donc du segment) est remis à la valeur T_{ext} . Finalement, le segment est inclus au domaine de métal lors du transfert (**T**), et les propriétés sont recalculées.

3.4.3 Transfert de chaleur

Alors que la littérature sur la modélisation des structures larges, présentée dans la **Section 2.3.5**, montre essentiellement des utilisations de sources de chaleur volumiques gaussiennes, une nouvelle approche simplifiée est proposée ici. Inspirée du dépôt dans le modèle macroscopique du procédé LPBF par Zhang [135], la puissance est répartie de façon uniforme dans un domaine qui est celui du segment. Le but de ce modèle est donc de s'affranchir au mieux des différents paramètres géométriques dans l'ajustement des sources gaussiennes (vu dans la **Section 2.3.4.1**) pour simplifier la prise en main d'un modèle destiné à définir des tendances thermiques sur des larges structures. Ainsi, le seul et unique paramètre géométrique modifiable dans le contrôle du transfert est le volume critique V_{crit} qui, on le rappelle, vient piloter le volume des segments V_{seg} , et le pas de temps Δt .

Pour définir le terme source \dot{Q}_{seg} de l'**Eq.3.27a**, la puissance théorique est directement répartie dans le segment. En supposant une valeur de P_{tor} (en W) constante car moyennée dans le temps par cordon, cette répartition du champ de puissance pour chaque segment est donnée par :

$$\dot{Q}_{seg} = \frac{P_{tor}}{V_{seg}} \mathcal{H}_{seg} \quad \left(\text{donc } \dot{Q} \simeq \frac{P_{tor}}{V_{crit}} \right) \quad (3.39)$$

En intégrant sur les éléments dans tout le domaine, et en utilisant la relation entre champ d'appartenance d'un domaine et son volume de l' **Eq.3.13**, ainsi que la formulation de l'intégration en FEM avec l'**Eq.3.14**, on retombe de façon évidente sur la conservation de l'énergie appliquée dans le domaine global :

$$\int_{\Omega} \dot{Q}_{seg} dV = P_{tor} \quad (3.40)$$

Le transfert de chaleur s'effectue par la suite de la troisième étape présentée à la **Fig. 3.8**, où \dot{Q}_{seg} est calculée dans Ω avant la résolution thermique (cf. **Fig. 3.3**).

Note VIII : Énergie du transfert de matière

Alors que le bilan de masse est intrinsèquement respecté par les dimensions ajustées de la CAO à la fin du dépôt de la matière, ce qui a été vu dans la **Section 3.3.1**, le bilan n'est pas exact pour chaque cordon. En effet, il existe une différence entre le volume théorique $l_{cor}S_{cor}$ d'un cordon et son volume numérique V_{cor} , dépendant du maillage et des effets de bord. Leur rapport α a été défini dans l' **Eq.3.31**. Cependant, ce léger écart ($\alpha = \pm 5\%$) ne vient pas affecter le bilan d'énergie. Déjà défini dans l'**Eq.2.26** on peut calculer la puissance apportée par la masse de matière froide apportée P_{Mat} (en W). En utilisant les données relatives au 316L de la **Fig. 3.2**, des valeurs thermo-dynamiques de la **Section 2.2.2** avec un débit de $D_{vol} = 50 \text{ mm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ($\varnothing_F = 1 \text{ mm}$, i.e. $v_D \simeq 64 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$), la puissance est de

$$P_{Mat} = \rho c_p T_{amb} D_{vol} \simeq 70 \text{ W} \quad (3.41)$$

Un écart de quelques % sur le volume du cordon (α dans l'**Eq.3.31**) entraîne une erreur dans l'apport d'énergie de αP_{Mat} , ce qui est négligeable devant les puissances de torche mises en jeu ($P_{tor} > 800 \text{ W}$).

3.4.4 Conditions limites, pertes de chaleur

Les conséquences de l'accumulation de la chaleur sur le comportement thermo-mécanique de la pièce ont été mises en avant dans la **Section 2.2.2**, qui est en majorité pilotée par les formes et valeurs des transferts de chaleur avec l'extérieur. Toutes les études prennent en compte la convection et la radiation aux bornes de leur domaine, et viennent calibrer les valeurs des coefficients ε et h_c (**Eq.3.42**) à partir de comparaisons de mesure de température sur le long terme. Ces valeurs peuvent couvrir plusieurs ordres de grandeur, comme on l'a vu dans la **Section 2.3.5.1**.

Le modèle macro, destiné à être comparé à un mur en construction sur substrat, va prendre en compte un contact différent avec le martyr métallique pour modéliser le flux de chaleur extrait dans la table d'atelier, puisque celle-ci n'est bien entendue considérée explicitement dans la simulation. En plus de conditions sur les surfaces du domaine, des pertes volumiques

sont prises en compte sur la surface du métal en contact avec le gaz dans le domaine (Ω_G), et sont visibles dans le schéma de la **Fig. 3.9**.

3.4.4.1 Pertes aux frontières du domaine

Dessous : la surface inférieure du substrat, $\partial\Omega_{sub}$ est théoriquement en contact avec le martyr, et suivant la qualité de la surface, la température dans l'atelier ou la dimension de la table, le transfert va être différent. Même imparfait, le contact avec une surface métallique permet une conduction thermique importante. Un coefficient de transfert thermique spécifique h_{sub} (en $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$) est utilisé pour le substrat.

L'élévation de la température dans la table vient affecter le flux extrait du substrat. Il est raisonnable de dire que ce flux ne va pas être linéaire seulement avec la température d'origine T_{ext} du substrat. L'hypothèse est alors faite de considérer non seulement h_{sub} constant, mais d'utiliser une température extérieure différente pour le substrat, notée T_{sub} . Le rayonnement n'est pas considéré explicitement, et l'unique condition limite imposée à la surface inférieure du substrat est définie dans l'**Eq.3.42**.

Surfaces libres du domaine : sur les bords à l'air libre $\partial\Omega_{ext}$, les échanges par radiation et convection sont considérés comme dans l' **Eq.3.42** avec des valeurs constantes pour ε et h_c . Les échanges sont représentés sur les surfaces bleues dans la **Fig. 3.9**. On note que comme la température du gaz est réinitialisée, les échanges sur les surfaces libres dans le gaz sont négligeables, voire nulles. Finalement, les conditions aux limites sont représentées ainsi :

$$\lambda \nabla T \cdot \mathbf{n}_\Omega = \begin{cases} \overbrace{\left[h_c + \varepsilon \sigma (T + T_{ext})(T^2 + T_{ext}^2) \right]}^{h_{tot}} & (T - T_{ext}) \quad \text{sur } \partial\Omega_{ext} \\ h_{sub} & (T - T_{sub}) \quad \text{sur } \partial\Omega_{sub} \end{cases} \quad (3.42)$$

3.4.4.2 Sources volumiques

Une difficulté apparaît dans la formulation des pertes sur la frontière métal-gaz Γ . Cette interface n'étant ni lissée, ni suffisamment raffinée pour utiliser correctement une méthode CSF, une approximation dans l'épaisseur du cordon est faite. Cependant, l'implémentation du modèle macro ne permet pas de définir facilement toute la matière exposée à Ω_G , car on a vu que les domaines de couches \mathcal{H}_{cou} et de cordon \mathcal{H}_{cor} sont inclus dans Ω_G avant le dépôt complet des segments.

Un modèle est proposé pour identifier la matière exposée au gaz, d'une épaisseur de cordon h_{cor} , pour y répartir de façon volumique les échanges surfaciques. La méthode est similaire au principe des CSF, mais dans une épaisseur large. Le champ d'appartenance au métal \mathcal{H}_M (**Eq.3.2**) est déplacé vers le bas (\mathbf{e}_3 porté par z) d'une hauteur de cordon h_{cor} avec l'équation de convection donnée **Eq.2.9**, pendant un temps fictif \tilde{t} d'une seconde. La formulation est donnée ci après, et on obtient l'appartenance du métal décalée \mathcal{H}_M^- :

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathcal{H}_M + \mathbf{v}_z \cdot \nabla \mathcal{H}_M = 0 \quad \text{Avec } \mathbf{v}_z = -\frac{h_{cor}}{(\tilde{t} = 1 \text{ s})} \mathbf{e}_3 \quad (3.43)$$

La zone de métal à l'air libre, identifiée en violet sur la **Fig. 3.9**, est construite à partir de la différence des champs d'appartenance. Cette méthode est grossière, mais permet de déterminer avec efficacité l'épaisseur "visible du métal", avec son appartenance \mathcal{H}_{vis} .

$$\mathcal{H}_{vis} = \mathcal{H}_M - \mathcal{H}_M^- \quad (3.44)$$

Les termes de pertes donnés à l'**Eq.3.27a** sont alors répartis avec les mêmes valeurs ε et h_c associées aux frontières libres :

$$\dot{Q}_c + \dot{Q}_r = \left[\frac{h_c(T - T_{ext}) + \varepsilon\sigma(T^4 - T_{ext}^4)}{h_{cor}} \right] \mathcal{H}_{vis} \quad (3.45)$$

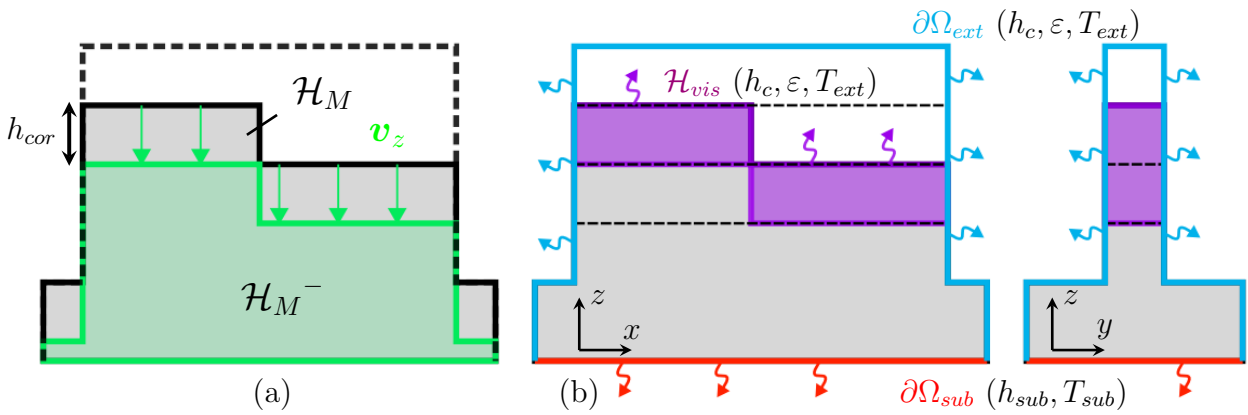


FIGURE 3.9 – (a) Schéma de la construction du domaine de métal visible \mathcal{H}_{vis} , en déplaçant \mathcal{H}_M avec v_z , c'est à dire d'une hauteur h_{cor} . En (b) les répartitions des pertes de chaleurs, surfaciques sur $\partial\Omega_{ext}$ et $\partial\Omega_{sub}$, et volumiques dans \mathcal{H}_{vis} , visualisée suivant deux orientations.

3.4.5 Discrétisation éléments finis

La méthode des éléments finis permet de résoudre l'équation de conservation de l'énergie donnée à l' **Eq.3.27a**. Dans un premier temps, l'équation est écrite dans sa forme faible à l'aide d'une formulation variationnelle. **En sachant que le solveur thermique est identique pour les modèles macro et méso, le terme d'advection est noté, mais on le rappelle à nouveau, sa valeur est nulle dans le modèle macro.** L'équation est multipliée par une fonction test w continue et intégrable appartenant à l'espace de Sobolev $\mathcal{H}^1(\Omega)$, et par la suite intégrée sur tout Ω . Par simplicité, la fonction test correspond au schéma Galerkin standard, bien que son implémentation dans Cimlib soit stabilisée par méthode Streamline Upwind Petrov-Galerkin (SUPG), pour appréhender des phénomènes d'advection forts (Péclet important). Ensuite, le domaine Ω est discrétisé en un ensemble Ω^E d'éléments finis, avec des simplexes d'ordre 1 (P1), des tétraèdres dans le cas 3D. Les conditions limites de type Fourier sont imposées sur les bords du domaine Ω^E . Ecrit sous la forme faible, le problème thermique à résoudre est posé de façon suivante,

avec $H = \{\rho h\}$:

$$\begin{aligned} & \text{Trouver } T \in \tau = \{T \in \mathcal{H}(\Omega^E), T|_{\partial\Omega_T^E} = T_{imp}\}, \\ & \forall w \in \mathcal{W} = \{w \in \mathcal{H}^1(\Omega^E), w|_{\partial\Omega_T^E} = 0\} \text{ satisfaisant :} \\ & \int_{\Omega^E} w \frac{\partial H}{\partial t} dV + \underbrace{\int_{\Omega^E} w \nabla \cdot (H \mathbf{v}) dV}_{\substack{=0 \text{ macro} \\ \neq 0 \text{ meso}}} - \int_{\Omega^E} w \nabla \cdot (\{\lambda\} \nabla T) dV - \int_{\Omega^E} w \dot{Q} dV = 0 \end{aligned} \quad (3.46)$$

L'**Eq.4.32** correspond au système global à résoudre, et la contribution de l'élément E au résidu du noeud i au temps t est donnée par :

$$(R_i^E)^t = M_{ij}^E (H_j^t - H_j^{t-\Delta t}) + \underbrace{A_{ij}^E H_j^t}_{\substack{=0 \text{ macro} \\ \neq 0 \text{ meso}}} + (K1_{ij}^E + K2_{ij}^E) T_j^t - F_i^E - \dot{Q}_i^E = 0 \quad (3.47)$$

Avec $i, j \in [1, D + 1]$ et D la dimension du problème.

$$\bullet \text{ Terme transitoire : } M_{ij}^E = \int_{\Omega^E} \frac{1}{\Delta t} N_i N_j dV \quad (3.48a)$$

$$\bullet \text{ Terme d'advection : } A_{ij}^E = \int_{\Omega^E} N_i \mathbf{v} \nabla N_j + N_i N_j \nabla \cdot \mathbf{v} dV \quad (3.48b)$$

$$\bullet \text{ Terme de diffusion : } K1_{ij}^E = \int_{\Omega^E} \{\lambda\} \nabla N_i \cdot \nabla N_j dV \quad (3.48c)$$

$$\bullet \text{ Terme source net : } \dot{Q}_i^E = \int_{\Omega^E} \dot{Q} N_i dV \quad (3.48d)$$

Les conditions limites (CL) sur $\partial\Omega$ sont construites de la façon suivante :

$$\bullet \text{ Terme CL Substrat : } K2_{ij}^E = \int_{\partial\Omega^E} \widetilde{h}_c N_i N_j dS \quad (3.49a)$$

$$\bullet \text{ Température extérieure } F_i^E = \int_{\partial\Omega^E} \widetilde{h}_c \widetilde{T}_{ext} N_i dV \quad (3.49b)$$

Avec

$$\widetilde{T}_{ext} = \begin{cases} T_{ext} & \text{sur } \partial\Omega_{ext} \\ T_{sub} & \text{sur } \partial\Omega_{sub} \end{cases} \quad (3.50)$$

$$\widetilde{h}_c = \begin{cases} h_{tot} & \text{sur } \partial\Omega_{ext} \\ h_{sub} & \text{sur } \partial\Omega_{sub} \end{cases} \quad (3.51)$$

où N_i est le polynôme d'interpolation. Les matrices locales sont obtenues en bouclant sur tous les éléments de Ω^E . Elles sont ensuite assemblées dans la matrice globale, menant à la résolution du système linéaire enthalpique suivant :

$$(R_i)^t = M_{ij} (H_j^t - H_j^{t-\Delta t}) + \underbrace{A_{ij} H_j^t}_{\substack{=0 \text{ macro} \\ \neq 0 \text{ meso}}} + (K1_{ij}^E + K2_{ij}^E) T_j^t - F_i - \dot{Q}_i = 0 \quad (3.52)$$

Cependant, la non-linéarité provient de la relation enthalpie-température, évoquée dans la **Section 3.2.1**. Sa résolution est faite par l'utilisation de la méthode de Newton-Raphson [144].

3.5 Comportement thermique du modèle macro

3.5.1 Cadre du modèle et paramètres

Après la présentation formelle du modèle macro, des cas simples sont modélisés. Il est alors question de vérifier si les hypothèses - sur la géométrie, le transfert de masse et d'énergie - permettent d'apporter une estimation des limites, ainsi que des applications potentielles du modèle macro. Un cadre simple, inspiré des paramètres d'impression utilisés par le LMGC pour la fabrication de murs en aller-retours, est simulé. Les paramètres procédés sont fournis dans la **Fig. 3.10** et la justification des dimensions numériques sera détaillée dans la **Section 3.5.1.1**.

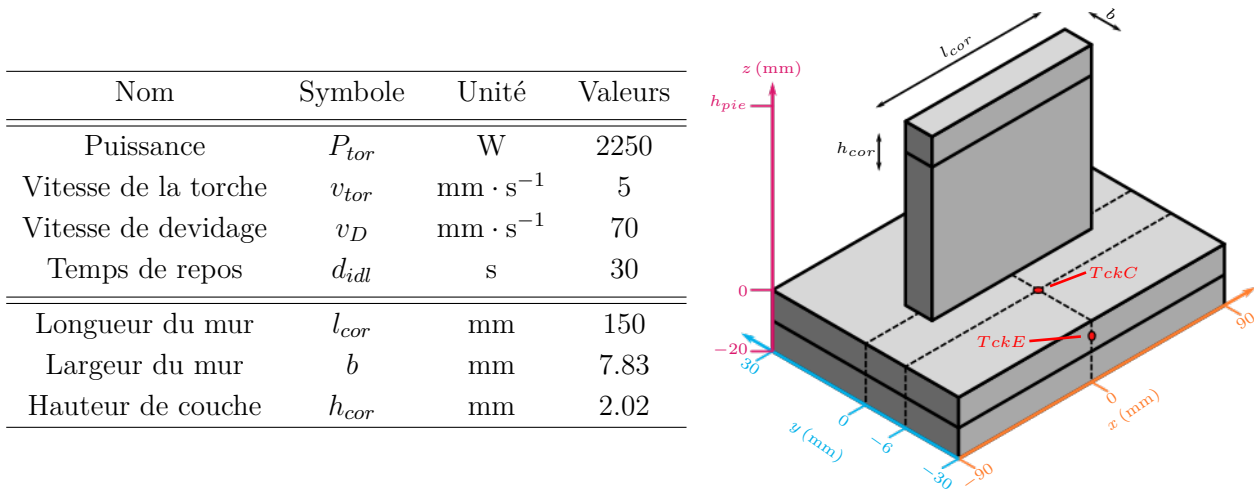


FIGURE 3.10 – Paramètres de dépôt et dimensions du domaine macro, avec les thermocouples $TckC$ $(0, -6, -3)$ et $TckE$ $(0, -27, -5)$.

Une discussion est alors engagée à partir de trois études, dans lesquelles les paramètres numériques jugés les plus influents sont étudiés, et résumés dans la **Tab.3.5** :

Sensibilité au maillage. Quatre cas sont investigués. Le premier (#1) est considéré adiabatique de façon à quantifier précisément la conservation de l'énergie dans le système. Le cas #2 est effectué sans refroidir le gaz. Ainsi, on vérifie les hypothèses du modèle de transfert en plus de déterminer l'impact du maillage. Une correction sur l'hypothèse de refroidissement est proposée afin d'améliorer la conservation d'énergie, qui est testée dans le cas #3. Le dernier cas (#4) prend en compte des conditions limites afin d'apprécier un comportement thermique proche d'un cas réel. En effet, l'accumulation de chaleur en conditions adiabatiques mène rapidement à des bains liquides qui s'étalent sur toute la longueur du mur. La précision du modèle est mise en perspective par rapport à sa rapidité de résolution, en sachant que son utilisation est orientée vers des pièces de grande taille. 5 maillages $\{M_1, \dots, M_5\}$ sont utilisés et présentés dans la **Section 3.5.2.2**.

Sensibilité à V_{crit} . Seul paramètre géométrique ajustable du modèle, plusieurs valeurs sont utilisées dans le but de déterminer son influence sur la distribution de chaleur. Le cas #5 sera développé dans la **Section 3.5.3**.

Influence de la chaleur latente. Finalement, la nécessité de prendre en considération la chaleur latente dans la résolution thermique sera discutée. En effet, se passer d'une

résolution non linéaire des équations de conservation permettrait une prise en main plus facile par l'utilisateur ainsi que des temps de calculs réduits. La **Section 3.5.4** détaille les cas #6 et #7.

Nom	Symbole	Unité	#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7
Maillage	-	-	$\{M_1, \dots, M_5\}$				M_2	M_2	
Volume critique	V_{crit}	mm^3	100				$\{70, \dots, 190\}$	100	
Refroidissement	-	-	✓	✗	✓	✓	✓	✓	✓
Correction	-	-	✗	✗	✓	✓	✓	✓	✓
Chaleur latente	-	-	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✗
Adiabatique	-	-	✓	✓	✓	✗	✗	✗	✗
Cond. limites	h_c, h_{sub}	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	0	0	0	40	40	40	
	ε	-	0	0	0	0.3	0.3	0.3	
Couches	n_{cou}	-	10	10	10	15	15	15	

TABLE 3.5 – Présentation globale des trois études. La première se focalise sur l'influence du maillage et la méthode de transfert (cas #1, 2, 3 et 4). La seconde porte sur le volume critique V_{crit} (cas #5). Finalement, les cas #6 et #7 permettent une discussion sur l'importance de la prise en compte de la chaleur latente.

3.5.1.1 Paramètres de dépôt et dimensions

Les dimensions du mur et du substrat ainsi que les paramètres de dépôt seront similaires pour les trois études. Ces paramètres sont inspirés de ceux utilisés dans le cadre du projet MACCADAM, identifiés comme viables pour une construction WAAM. Pour simplifier les cas, les paramètres sont constants au cours de la construction, et le temps d'attente d_{idl} est considéré similaire au temps de dépôt d_{cor} . Cela permet d'avoir une durée pour un cordon (dépôt + arrêt) qui soit d'1 min. Sur la base d'observations et des CAO utilisées pour la comparaison aux mesures thermiques fournies par le LMGC (présentées dans le **Chapitre 5**), les dimensions du mur - sa largeur b et sa hauteur h_{cor} - sont construites selon les critères présentés dans la **Section 3.3.1**, et aboutissent à la forme du mur présentée dans la **Fig. 3.7**. Les données du cadre sont résumées dans la **Fig. 3.10**.

3.5.1.2 Propriétés de la matière

Les propriétés thermodynamiques utilisées sont recensées dans la **Tab.3.6**. Le gaz est simplement considéré comme de l'air. Ses propriétés impacteront peu le transfert thermique puisque la convection n'est pas prise en compte et que sa température est réinitialisée avant chaque dépôt de segment. Concernant la conductivité du métal, exprimée à partir de l'**Eq.3.6** (p.69), la fonction multiplicative suivante est imposée avec $\alpha_\lambda = 5$:

$$f(\alpha_\lambda) = \begin{cases} 1 & \text{si } T < T_S \\ \alpha_\lambda & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.53)$$

Cette valeur est inspirée des calibrations effectuées dans le **Chapitre 5**. La masse volumique du métal ρ^m est considérée constante.

Matériau	Nom	Symbole	Unité	Valeurs	Refs.
Métal	Enthalpies	h^l, h^γ, h^α	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$	Fig. 3.2(b)	[138, 139]
	Masse volumique	ρ^m	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	8000	
	Conductivité	λ^m	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Tab.3.3 (p.69)	Annexe.A7
		α_λ	-	5	
Gaz	Capacité thermique	$(c_p)^g$	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	1000	[145]
	Masse volumique	ρ^g	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	1.3	[145]
	Conductivité	λ^g	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	0.024	[145]

TABLE 3.6 – Résumé des propriétés thermodynamiques utilisées dans les cas.

3.5.2 Conservation d'énergie et sensibilité au maillage

3.5.2.1 Description des maillages

Le contrôle précis du maillage est l'un des points essentiels pour l'optimisation de la simulation en trouvant le meilleur compromis temps de calcul/précision des modèles, sans le faire au dépend de la bonne résolution des modèles EF. Le modèle macro est alors éprouvé sur 5 maillages : seules les tailles de mailles propres aux couches sont modifiées, telles qu'elles ont été vues dans la **Section 3.3.3**. A partir du maillage M_2 , les tailles de mailles sont modifiées de 33 %. Ces derniers sont représentés dans le **Tab.3.7**.

Symbole	Unité	M_1	M_2	M_3	M_4	M_5
h_{norm}	mm	0.134	0.2	0.266	0.332	0.4
$h_{tang}, h_{iso}, d_{an}$	mm	0.335	0.5	0.665	0.83	1
V_{crit}	mm^3	100	-	-	-	-
$\overline{N}_K(\mathcal{H}_{seg})$	-	54195	16312	6853	3647	2141
h_{norm}/h_{cor}	%	5.0	9.9	13.1	16.4	19.8
$N_K(\Omega)$	$(\cdot 10^6)$	3.6	1.3	0.7	0.4	0.3
Ξ	Mo	132	45	22	14	11

TABLE 3.7 – Grandeurs propres aux différents maillages, pilotés uniquement par les tailles de mailles, vues à la **Section 3.3.3**. Pour quantifier les différences, on donne les valeurs moyennes du nombre d'éléments par segment $\overline{N}_K(\mathcal{H}_{seg})$ et dans le domaine $N_K(\Omega)$, la dimension relative d'un élément par rapport à la hauteur de couche h_{norm}/h_{cor} , ainsi que le poids numérique du maillage Ξ . Cette dernière grandeur est uniquement fournie à titre informatif sur le stockage informatique que peut nécessiter un calcul macro où l'écriture pour la visualisation des champs est effectuée pour plusieurs centaines/milliers d'incrément.

La valeur du volume critique est imposée à $V_{crit} = 100 \text{ mm}^3$. Un même segment est représenté pour les deux maillages extrêmes dans la **Fig. 3.11**, qui illustre bien la différence de densité d'éléments. Le nombre d'élément moyen par segment $\overline{N_E}(\mathcal{H}_{seg})$ ainsi que le nombre total $N_E(\Omega)$ évoluent comme attendu autour d'une loi cubique par rapport aux tailles h . Le poids du maillage Ξ (taille du fichier) suit en conséquence le même comportement.

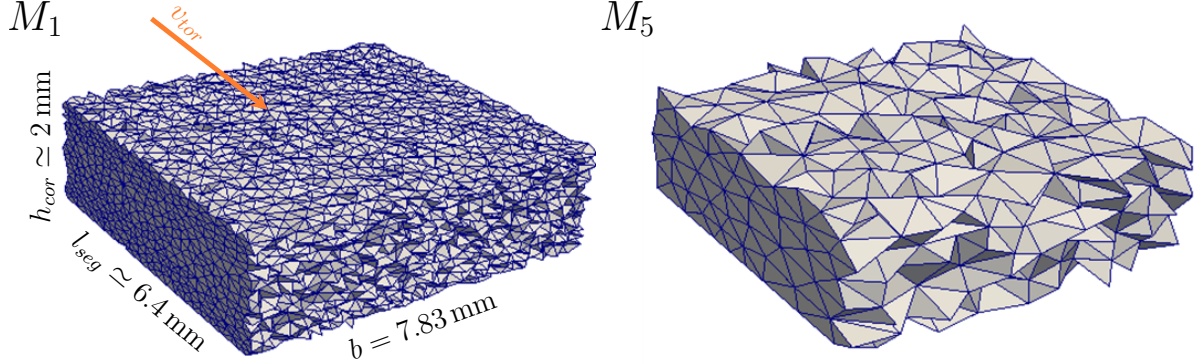


FIGURE 3.11 – Maillages d'un même segment isolé ($\mathcal{H}_M = 1$) identifié dans différents maillages, ici le plus raffiné de l'étude, M_1 , et le plus grossier M_5 . La largeur b étant imposée par les bords du maillage, sa valeur est exacte, tandis que la hauteur et la longueur du segment restent approximatifs.

3.5.2.2 Cas adiabatique

Perte d'énergie. Pour déterminer si le maillage a une influence sur la conservation de l'énergie, l'énergie du domaine est comparée à l'énergie théorique attendue au cours du dépôt. L'énergie totale du système E_Ω à un instant t est calculée à partir de l'enthalpie moyenne $\{\rho h\}$ dans le domaine :

$$E_\Omega(t) = \int_{\Omega} \{\rho h(t)\} dV \quad (3.54)$$

L'énergie théorique du système E_{th} (en J) est donnée dans l'**Eq.3.55**, où $E_\Omega(t_0)$ est l'énergie initiale du substrat, P_{Mat} et P_{tor} sont respectivement les puissances du métal froid et de la torche qui constituent l'énergie théorique apportée E_{th}^+ . Pour les périodes de repos, l'arrêt de la torche est prise en compte avec $P_{Mat} = P_{tor} = 0 \text{ W}$. Le compteur temporel est donné par n_t , tel que $\sum_1^{n_t} \Delta t = t$.

$$E_{th}(t) = E_\Omega(t_0) + \underbrace{\sum_1^{n_t} \Delta t P_{tor} + \sum_1^{n_t} \Delta t P_{Mat}}_{E_{th}^+(t)} \quad (3.55)$$

Pour le cas #1 où le gaz est refroidi, les énergies relatives aux différents maillages sont visibles dans la **Fig. 3.12**. Alors que la temporalité est respectée en fonction des cordons (on retrouve bien $l_{cor}/v_{tor} + d_{idl} = d_{cor} + d_{idl} = 60 \text{ s}$ (cf. **Fig. 3.10**) tout au long de la construction) et que la convergence correcte du solveur thermique est vérifiée, l'énergie mesurée est plus faible que l'énergie attendue. Cet écart, noté e (en %) et formalisé par la relation suivante

$$e(E_\Omega(t)) = \frac{E_\Omega(t) - E_{th}(t)}{E_{th}^+(t)} \quad (3.56)$$

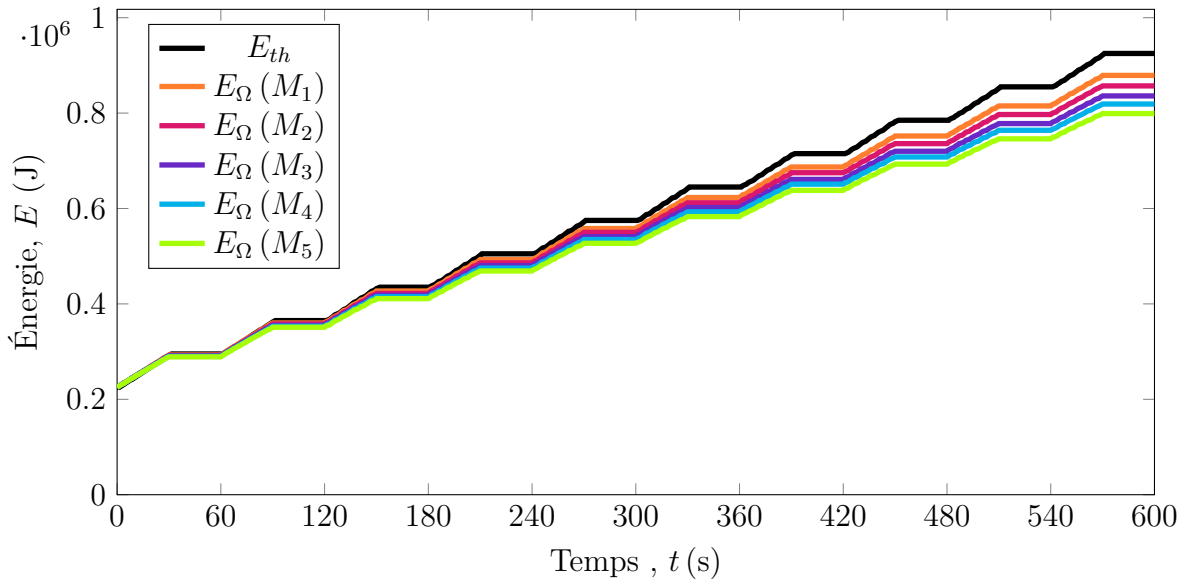


FIGURE 3.12 – Pour le cas #1, mesure de l'énergie totale E_Ω des différents maillages M par rapport à l'énergie attendue théoriquement, E_{th} , pour un dépôt de 10 cordons. La formulation des énergies est donnée dans les **Eq.**3.55 et 3.54.

est amplifié de façon linéaire avec l'augmentation de la taille des mailles.

Il est proposé de ne pas refroidir le gaz (cas #2). Cela permet de quantifier la quantité artificielle d'énergie ajoutée, et par conséquent de vérifier si les conclusions de Michaleris [86] sur le refroidissement sont retrouvées. Par rapport au schéma du transfert de la **Fig.** 3.8, l'étape de **refroidissement** n'est pas effectuée.

Les valeurs finales (à $t = t_f$) de e avec et sans refroidissement sont données dans la **Tab.**3.8. En accord avec les observations de Michaleris [86], le non refroidissement du domaine entraîne une surestimation de l'énergie : en rappel de la **Section** 3.4.2, cela reviendrait à ajouter du métal déjà chaud. Cependant, alors que l'auteur ne constatait qu'un écart de 5 à 7 %, les écarts dans notre cas dépassent 20 %, de façon indépendante du maillage. Cette différence est explicable entre autre car Michaleris résout dans un contexte hybride où le gaz au dessus de la couche n'est pas pris en compte dans la résolution thermique (**Section** 2.3.1.2). On conclut de façon similaire que ne pas refroidir artificiellement le gaz mène à des erreurs importantes.

A la lumière des cas #1 et #2, il apparaît nécessaire pour conserver l'énergie non seulement de refroidir le gaz, mais il faudrait de plus utiliser un maillage infiniment fin (ce constat est visuellement accessible plus loin dans la **Fig.** 3.17, p.97). Bien entendu, c'est assez peu pertinent pour un cas macro. Les écarts pour #1, même avec des maillages fins, ne sont pas justifiables. Il est question dans la suite de déterminer d'où vient cette perte, pourquoi la dépendance au maillage est si forte, et de proposer des corrections.

Identification de la perte. A partir des résultats obtenus lors de ces premiers tests, il semble pertinent de penser que l'hypothèse de refroidissement vient affecter au premier ordre la conservation d'énergie. Pour quantifier ces pertes, l'énergie est calculée avant le refroidissement (à l'**identification**, $(E_\Omega)_I$) et après $((E_\Omega)_R)$. Leur différence ΔE_{R-I} est donnée par :

$$\Delta E_{R-I}(t) = (E_\Omega(t))_R - (E_\Omega(t))_I \quad (3.57)$$

Symbole	Unité	Cas	Refroid.	M_1	M_2	M_3	M_4	M_5
e_{t_f}	%	#1	✓	-6.58	-9.62	-12.69	-15.10	-17.98
		#2	✗	+21.77	+21.97	+22.02	+22.00	+21.90

TABLE 3.8 – Écarts sur l'énergie avec (voir **Fig.** 3.12), et sans refroidissement du gaz à chaque dépôt de segment.

En cumulant cette différence pour chaque nouveau segment déposé, l'énergie totale dissipée artificiellement est notée E_{R-I} :

$$E_{R-I}(t) = \sum_1^{n_t} \Delta E_{R-I}(t) \quad (3.58)$$

Cette perte artificielle, lorsqu'elle est comparée à l'énergie théorique ajoutée, prend des valeurs très importantes, qui sont visibles dans la **Tab.**3.9 : de quelques pourcents à presque 15 % de perte artificielle pour le maillage grossier M_5 . Cela représente une énergie considérable pour "simplement refroidir le gaz". En rajoutant arithmétiquement les valeurs des pertes aux écarts initiaux du **Tab.**3.8, on retrouve un bilan d'énergie quasiment correct (autour de 3%), et ce, de façon totalement indépendante du maillage.

Artificiellement donc, la majorité de l'énergie est perdue lors du transfert. L'énergie restante (les $\simeq 3\%$) n'est pas traitée son caractère secondaire et par manque de temps. Cette observation permet de confirmer qu'avant même la dépendance au maillage, c'est bien la méthode de refroidissement utilisée qui perturbe la conservation de l'énergie.

Symbole	Unité	Cas	M_1	M_2	M_3	M_4	M_5
E_{R-I}/E_{th}^+	%	#1	-3.02	-6.06	-9.15	-11.55	-14.45
$e_{t_f} - E_{R-I}/E_{th}^+$	%		-3.56	-3.56	-3.54	-3.55	-3.53

TABLE 3.9 – Écarts sur l'énergie du cas adiabatique : le rapport E_{R-I}/E_{th}^+ correspond à l'énergie relative perdue lors du refroidissement. La seconde ligne, en déduisant cette énergie perdue, permet d'estimer que la valeur des pertes artificielles explique en grande partie la non conservation de l'énergie. Par soucis de lisibilité dans le tableau, ces grandeurs sont calculées au temps final t_f .

Proposition de correction. Il a été vu précédemment que les pertes lors du refroidissement artificiel prennent des valeurs trop importantes. La méthode de refroidissement est alors remise en cause. Pour rappel de son fonctionnement :

- Le modèle macro repose sur un domaine EF Ω qui contient le métal Ω_M et le gaz Ω_G , évoluant avec le dépôt des segments. Ces domaines sont décrits avec les champs d'appartenance \mathcal{H}_M^{P0} (**Eq.**3.2), qui sont stockés sur les éléments ($P0$) et visibles en gris dans le schéma de la **Fig.** 3.13(a) et (b).
- Pour décrire ces domaines sur les éléments ($P1$), dans le souci de représenter le matériau de façon similaire au modèle méso, une moyenne sur le voisinage est effectuée, reposant sur l'**Eq.**3.17 pour décrire \mathcal{H}_M^{P1} . Cette description de l'interface s'apparente à une formulation level set très grossière, car l'interface métal-gaz est diluée dans l'épaisseur de

seulement deux éléments, où les valeurs de \mathcal{H}_M^{P1} vont évoluer entre 0 et 1 aux noeuds. Des valeurs schématiques sont encadrées dans la **Fig. 3.13(a)**.

- Le champ de température à l'étape de **Refroidissement** (**Fig. 3.8**) est réinitialisé à la valeur T_{ext} avec la méthode de seuillage de l'**Eq.3.36**, en utilisant le champ d'appartenance aux noeuds de \mathcal{H}_M^{P1} . Ce champ de température est visible dans la **Fig. 3.14(a)**.

Cette méthode de réinitialisation est une hypothèse forte : la température des noeuds situés sur l'interface Γ qui appartiennent aux éléments de métal va donc être pondérée par les valeurs de \mathcal{H}_M^{P1} . Par exemple, entre une température dans le métal de 2000 °C et dans le gaz de 20 °C, un élément de l'interface peut voir sa température remise à $\simeq 1000$ °C. Les propriétés physiques, dont l'enthalpie de l'élément, sont alors artificiellement modifiées en étant calculées à partir d'une température fausse (**Eq.3.1, 3.3, 3.6**). La dépendance forte au maillage est alors clairement identifiée si on compare les dimensions relatives des mailles à la hauteur de cordon h_{norm}/h_{cor} (cf. **Tab.3.7**, p.88) aux écarts présentés dans la **Tab.3.8**. Au premier ordre, on aperçoit que les valeurs pour chacun des maillages sont identiques. L'énergie est donc diluée dans une proportion relative à la hauteur des éléments dans la couche. Il faudrait tendre théoriquement vers un maillage infiniment raffiné pour conserver l'énergie.

Une proposition est faite d'utiliser un champ d'appartenance annexe, noté $\widetilde{\mathcal{H}}_M^{P1}$, qui est décrit dans l'**Eq.3.59** et schématisé dans la **Fig. 3.13(b)**.

$$\widetilde{\mathcal{H}}_M^{P1} = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathcal{H}_M^{P1} > 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}, \forall K \in \Omega \quad (3.59)$$

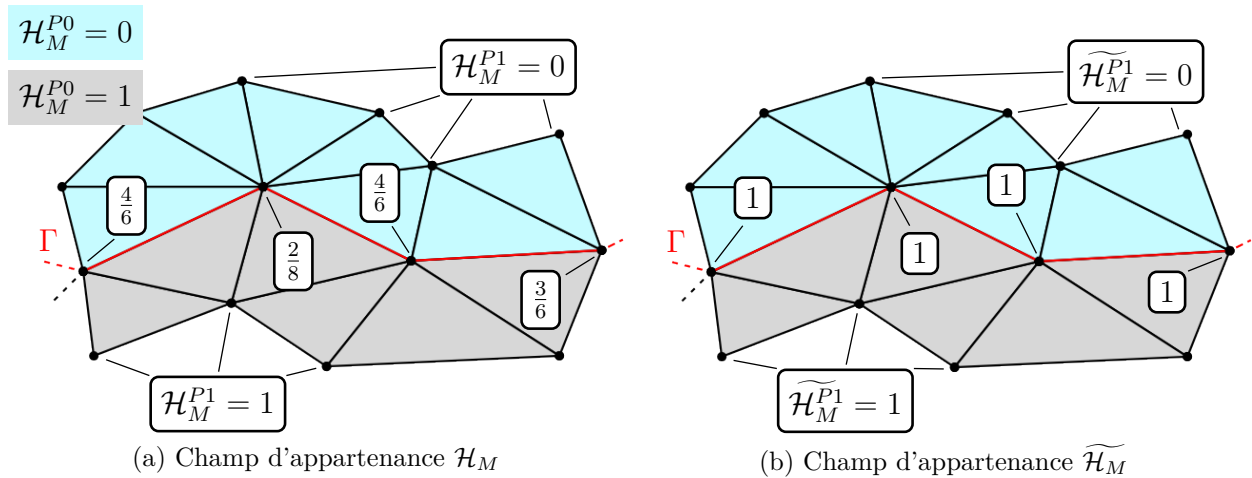


FIGURE 3.13 – Schéma des domaines de métal et gaz autour de l'interface Γ . A partir de l'identification des segments, l'appartenance au métal \mathcal{H}_M se fait sur les éléments, noté \mathcal{H}_M^{P0} . Par interpolation sur les éléments avec l'**Eq.3.17**, le champ \mathcal{H}_M^{P1} est obtenu et ses valeurs sont visibles en (a). Cependant, pour permettre un seuillage plus franc de la température, un champ d'appartenance secondaire est créé, $\widetilde{\mathcal{H}}_M^{P1}$, en (b). La température sur Γ n'est plus affectée.

Les champs de température à l'étape d'**Identification**, et à l'étape de **Refroidissement** sont visibles dans la **Fig. 3.14**, qui correspond à une observation latérale du cordon pour les deux méthodes de refroidissement. Le maillage grossier M_5 est choisi pour bien visualiser la différence. Le cas #3 avec cette nouvelle correction est donc relancé avec les différents maillages. Les écarts sont présentés dans la **Tab.3.10**. Les valeurs sont légèrement surestimées, mais demeurent

presque toutes en dessous de 5%. Cette dernière erreur ne sera pas d'avantage traitée et des perspectives seront proposées en conclusion de la section. Dans le but de déterminer l'influence de ces écarts, donc du maillage, la prochaine section portera sur un dépôt similaire avec 15 cordons avec l'observation des températures dans la pièce et proches du bain liquide.

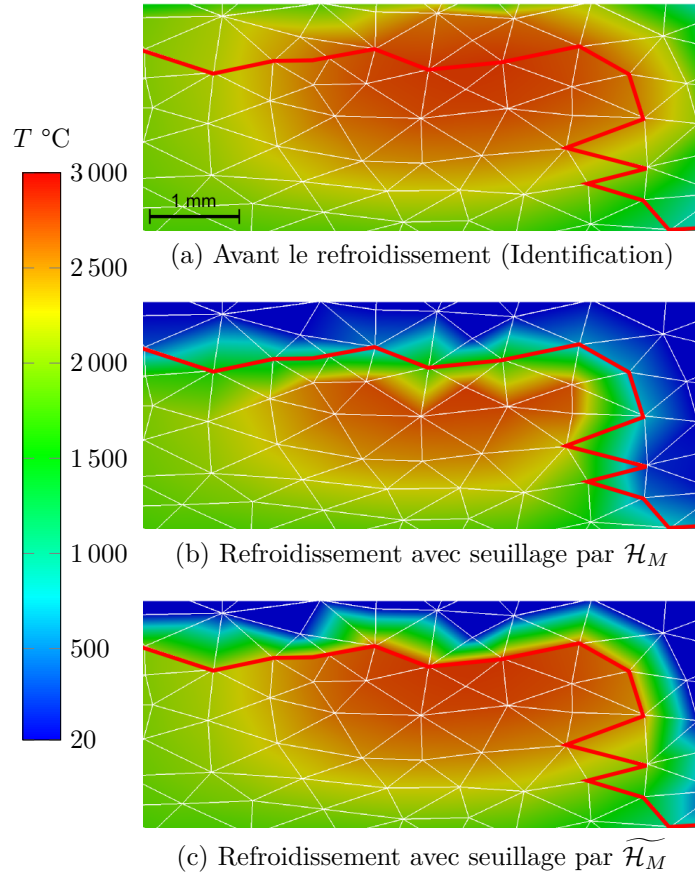


FIGURE 3.14 – Vue latérale (xz) du cordon en déposition pour le cas M_5 (schématiquement, les éléments grossiers permettent de mieux rendre compte de la modification apportée par la correction du refroidissement). La frontière rouge correspond à l'interface Γ entre les éléments du gaz et ceux du métal. La figure (a) montre le champ de température à l'identification, donc avant refroidissement, et (b) et (c) montrent le refroidissement respectivement avec \mathcal{H}_M et $\widetilde{\mathcal{H}}_M$. De façon visible, la température sur les noeuds de Γ est totalement différente entre les deux méthodes. Pour rappel, les étapes de transfert sont visibles **Fig. 3.8**.

Symbole	Unité	Cas	M_1	M_2	M_3	M_4	M_5
e_{tf}	%	#3	+1.92	+2.87	+3.80	+4.65	+5.52

TABLE 3.10 – Écarts finaux sur l'énergie du cas (#3) avec un refroidissement contrôlé par le seuillage binaire de $\widetilde{\mathcal{H}}_M$.

3.5.2.3 Cas plus réel avec conditions limites thermiques

Le cadre précédent est repris dans des conditions non adiabatiques, et avec des dépôts de 15 couches, dont le détail a été fourni dans la **Tab.3.5**, pour former le cas #4. Le but est de déterminer l'influence de ces écarts sur l'énergie entre les différents maillages sur le comportement thermique du modèle pour des temps "longs". En conditions adiabatiques, la température de la pièce devient particulièrement élevée, et les bains liquides font presque la longueur du mur. La prise en compte des échanges thermiques permet d'apprécier des champs de température plus réels, avec des bains liquides de dimension physique.

Les cycles de température sont mesurés pour chacun des maillages de façon ponctuelle (capteur) au point $TckC$ (cf **Fig. 3.10**), visibles dans la **Fig. 3.15** (a). La température se stabilise au bout d'une dizaine de cordons, mais la différence entre les cas est difficile à apprécier. La **Fig. 3.15**(b) met alors en avant la différence de température ΔT par rapport à la température calculée au cours du temps pour le maillage le plus raffiné $T(t)_{M_1}$. Cette différence est donc définie par

$$\Delta T(t)_{M_i} = T(t)_{M_i} - T(t)_{M_1} \quad \text{avec } i \in [2, 5] \quad (3.60)$$

Il est alors possible de faire le lien entre les écarts d'énergie et la différence de température : l'écart d'énergie entre les cas les plus extrêmes, respectivement $e(M_1) = 1.92\%$ et $e(M_5) = 5.52\%$ sur un dépôt de 15 min, crée des différences de température d'environ 10°C . Concernant

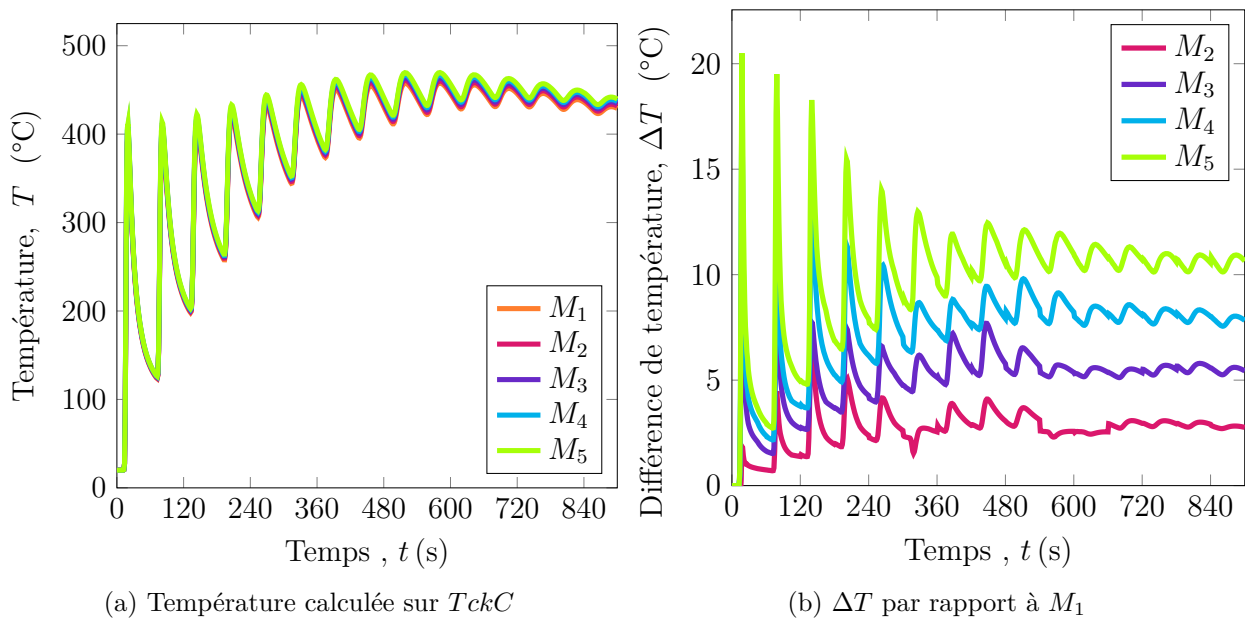


FIGURE 3.15 – (a) Cycles de température mesurés au point $TckC$ pour les différents maillages, et (b) l'écart de température par rapport à celle calculée avec le maillage le plus raffiné M_1 .

le champ de température autour du bain liquide, la **Fig. 3.16** donne un aperçu des formes de bain pour différentes couches. Pour chacun des maillages, le liquidus et le solidus sont représentés avec la même couleur. De façon similaire aux mesures ponctuelles, les champs de température sont très peu dépendants du maillage. Une augmentation faible de la zone pâteuse est observée avec les maillages plus grossiers, qui, on le rappelle, surestiment l'énergie du système. Ainsi, pour le dernier cordon $n_{cor} = 15$, le gradient de température approximé (isotherme normal

à la surface du métal) sur l'épaisseur de la zone pâteuse voit sa valeur évoluer entre $\nabla T_x = (T_L - T_S)/(10^{-3} \cdot (46.1 - 19.2)) = 557 \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$ pour le maillage M_1 et $614 \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$ pour M_5 , qui cumule le plus de chaleur dans le domaine.

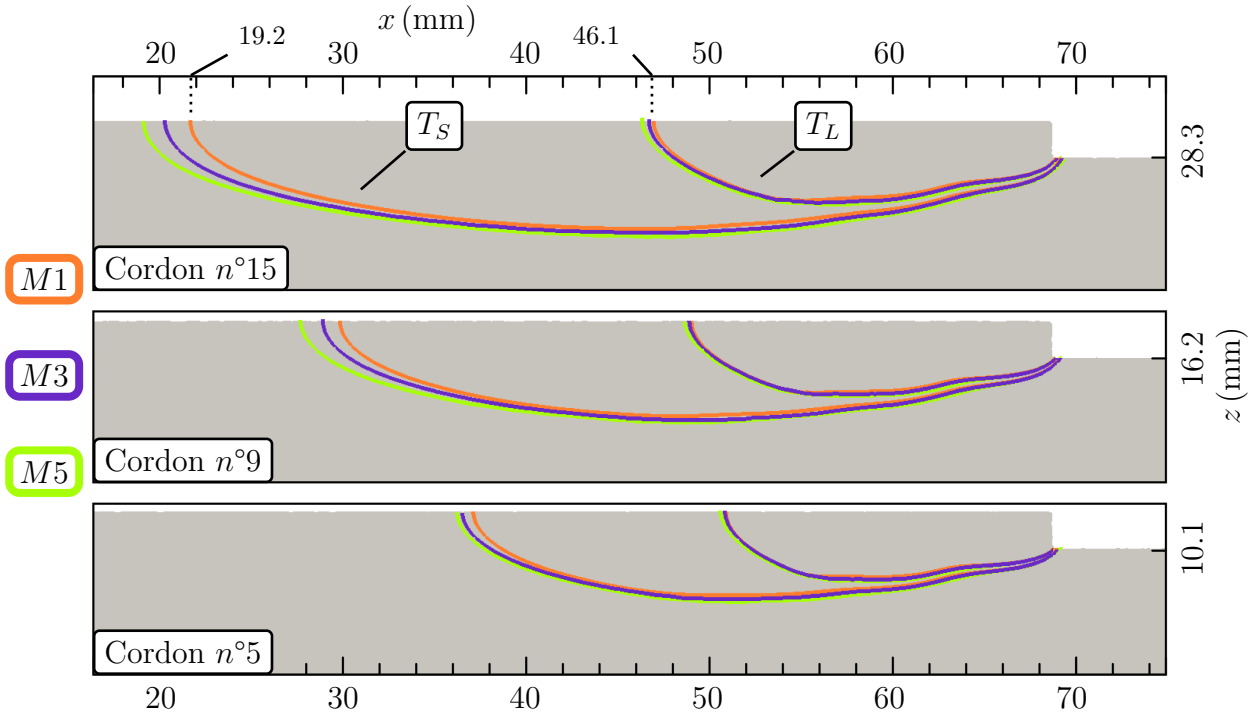


FIGURE 3.16 – Influence du maillage : coupe longitudinale des bains liquides à différentes couches (choisies impaires (5, 9 et 15) pour garder une cohérence vis à vis des aller-retours). La capture est faite lors de l'avant-dernier segment de chacune des couches, et le mur s'arrête à $x = 75 \text{ mm}$. Le domaine de métal \mathcal{H}_M est représenté en gris, tandis que le gaz est mis en fond blanc. Pour les trois maillages M_1 , M_3 et M_5 , le liquidus T_L et solidus T_S sont représentés. Les cas M_2 et M_4 , intermédiaires, ne sont pas représentés pour une plus grande lisibilité. L'écart d'énergie se ressent assez peu sur la position du liquidus. On constate que le positionnement du solidus, donc l'étendue de la zone pâteuse, est un peu plus influencé. Rappel, \mathcal{H}_{seg} fait $\simeq 6.4 \times 7.83 \times 2 \text{ mm}^3$ (cf. **Fig.** 3.11 p.89).

3.5.2.4 Conclusion sur la dépendance au maillage

Validation du modèle. Une étude sur la conservation de l'énergie a été menée sur un mur mono-cordons réguliers en aller-retours. Cette étude a permis dans un premier temps de vérifier que le modèle était stable sur différents maillages, et que la temporalité du dépôt était respectée. La première version du modèle basé sur un refroidissement lissé a montré des limites sur la conservation de l'énergie, accentuées avec la grossièreté du maillage, et avec des écarts non acceptables. Dans ces conditions, seul un maillage infiniment fin, ou un retour à une formulation LS (5 à 10 éléments dans la zone de transition autour de Γ) permettraient de conserver l'énergie à un niveau acceptable. Bien entendu, cela serait bien trop coûteux en éléments, donc totalement inadapté aux contraintes de calcul imposées par un cas macro.

Une correction sur la méthode de refroidissement est alors proposée, appliquée uniquement dans

les éléments propres au gaz. Les écarts demeurent linéaires avec les dimensions du maillage, positifs et contenus entre +2 % et +5 % pour les cas extrêmes (**Fig. 3.11**). Le modèle surestime légèrement l'énergie apportée, mais ces écarts sont jugés acceptables dans notre étude. La méthode est retenue pour la suite. En effet, sur le cas simulé, ces écarts ont une influence restreinte sur le comportement thermique du modèle à distance, et limité sur les champs de température autour du bain liquide. Ainsi, la stabilité du modèle vis à vis du maillage est prouvée. Bien que d'autres méthodes numériques existent (éléments neutralisés, inactifs, cf. **Section 2.3.1.2**) pour ne pas avoir à considérer un domaine de gaz et gérer les inconvénients d'une interface, il est rappelé que le choix d'un domaine multiphasé est justifié pour créer une description commune du 316L avec le cas méso.

Toutefois, cette étude n'est réalisée qu'avec un jeu de paramètres unique et sur un cas particulier de trajectoires et paramètres procédés \mathbb{B} (**Eq.3.12**). Il est impératif pour l'utilisateur de vérifier la conservation d'énergie sur les cas futurs abordés. Le choix d'un maillage pour des simulations de grandes structures, où l'écart sur l'énergie se cumule, peut finir par avoir une influence sur le champ de température. Cependant, ce point est à mettre en rapport avec l'utilisation du modèle macro, ce modèle étant destiné à des structures de grandes dimensions, déposées sur des temps longs. Il a été vu dans l'étude bibliographique que ce genre de modèle fournit des résultats pilotés au 1er ordre par les transferts avec son environnement, donc par les paramètres d'ajustement et de conditions limites (η_{tor} , h_c , ε , α_λ , ...) qui sont autant de valeurs complexes à déterminer précisément. Raisonnablement, les écarts d'énergie artificiels peuvent alors être considérés comme "dilués" dans la calibration des conditions limites au cas par cas des simulations.

Rapidité du modèle. Finalement, cette étude sur la précision du maillage est aussi à relier au nombre d'éléments, donc le temps de résolution et le poids de stockage des informations. La **Fig. 3.17** résume la situation : pour rappel, le dépôt dure (réel) 15 min avec 2.25 m de trajectoire de torche. Le temps de résolution (en condition similaires sur 28 coeurs *Intel*) entre les cas extrêmes M_1 et M_5 diminue de 8 h à 25 min, avec des poids de fichiers diminués de 90 %. Pour les différents maillages, ce temps est réparti de façon homogène entre environ 30 % pour le remaillage, et 40 % pour la résolution thermique. Le reste inclut différents traitements, dont l'écriture des fichiers de résultats. Le maillage M_2 semble être un compromis acceptable pour réduire au mieux les pertes, avec 10 éléments dans l'épaisseur du cordon.

Note IX : Temps de calcul et parallélisation

Attention cependant, le temps de résolution ne constitue pas une quantification fiable de la rapidité du modèle : alors que le nombre d'éléments N_K va évoluer d'une décade entre les cas extrêmes, la parallélisation du calcul rentre en jeu. Ce point sort complètement de notre étude, et nous n'avons pas la connaissance de l'efficacité de la gestion du calcul parallèle de la bibliothèque Cimlib. Il est donc plutôt pertinent de se référer uniquement à N_K pour comparer les cas.

Dans une optique de dimensionnement thermique (avec des temps de repos pilotés par une température maximale par exemple), l'utilisation de maillages très grossiers permet parfaitement de définir un comportement thermique général.

Perspectives :

- Une étude complémentaire sur la conservation d'énergie devrait être étendue à différentes

épaisseurs de cordons. En effet, il serait intéressant de vérifier que la dépendance au maillage ne soit pas simplement liée à la taille absolue de maille h_{norm} , mais plutôt à sa dimension relative avec l'épaisseur du cordon (i.e. le nombre d'éléments dans l'épaisseur d'un cordon, c'est à dire h_{norm}/h_{cor}). Le dimensionnement en nombre d'éléments pourrait dès lors être très accessible à piloter et estimer, et cette méthode de transfert serait facilement extensible à d'autres procédés FA.

- La correction proposée surestime l'énergie apportée dans le système. La zone de transition entre métal chaud et segment métallique froid apporté est susceptible d'être à l'origine de l'écart. Cette piste serait à confirmer avant d'envisager une correction plus aboutie.
- Il serait intéressant de ne pas réinitialiser la température du gaz, donc d'apporter un segment de métal chaud, mais de déduire l'énergie déjà contenue dans ce domaine du terme source \dot{Q}_{seg} .

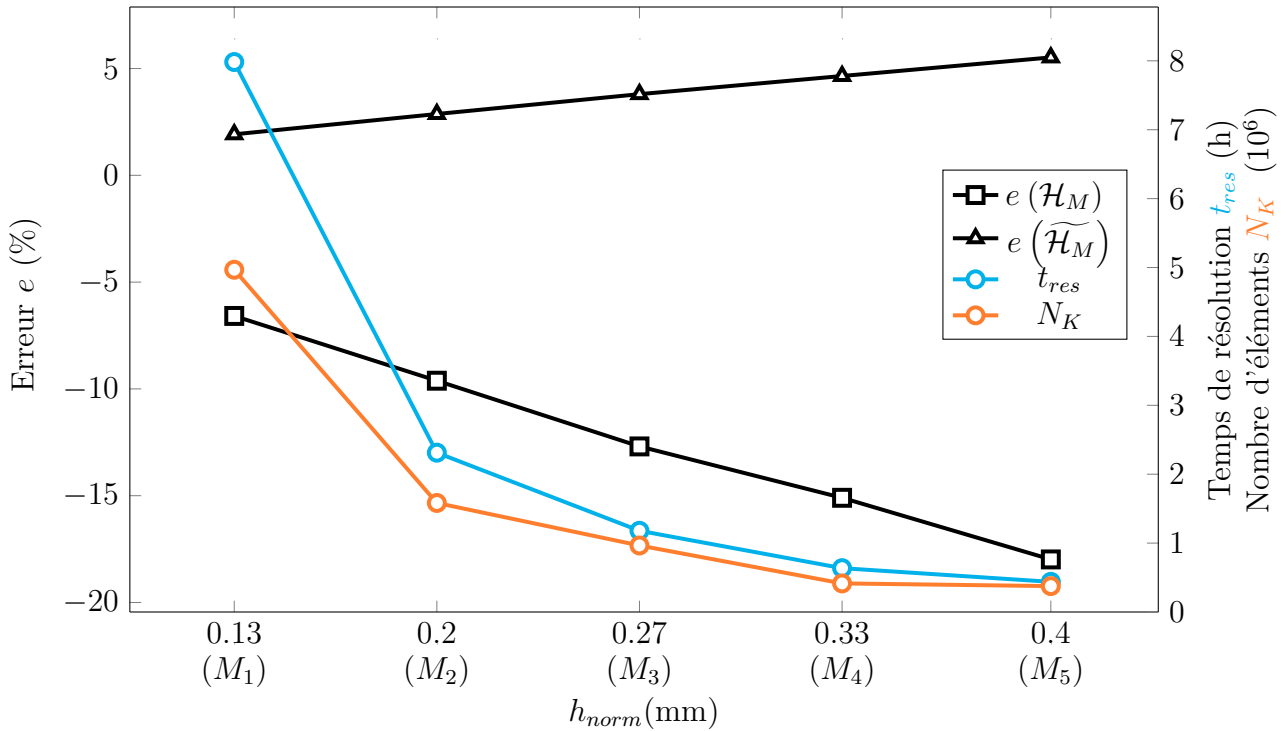


FIGURE 3.17 – Graphique résumé des capacités du modèle macro. L'abscisse correspond à la taille normale à l'interface h_{norm} . Les maillages associés sont respectivement les M_i (cf. **Tab.3.7**, p.88). Sur l'ordonnée de gauche, l'erreur sur l'énergie e est donnée pour la méthode de refroidissement d'origine (avec \mathcal{H}_M) et corrigée (avec $\widetilde{\mathcal{H}}_M$), qui correspondent aux courbes noires. Sur l'ordonnée de droite, le temps de résolution t_{res} du modèle et le nombre d'éléments N_K . Une relation linéaire avec la taille de maille est parfaitement observée.

3.5.3 Sensibilité au volume critique

La section suivante explore le cas #5, c'est à dire la sensibilité du modèle au seul paramètre géométrique ajustable, le volume critique V_{crit} . Pour rappel, celui ci pilote : la dimension des segments (**Eq.3.23**) ; le pas de temps (**Eq.3.34**) ; et la répartition du terme de chaleur (**Eq.3.39**). Au total, 6 cas sont investigués, évoluant à partir du cas précédent basé sur V_{100} ($V_{crit} =$

100 mm³), et les valeurs sont présentées dans la **Tab.3.11**. Tous les cas vérifient une bonne convergence du solveur thermique, sauf le cas V_{40} qui sera retiré pour la suite. Le détail du cas modélisé (puissances, dimensions, conditions limites) a déjà été donné dans la **Section 3.5.1**.

Symbole	Unité	V_{40}	V_{70}	V_{100}	V_{130}	V_{160}	V_{190}
V_{crit}	mm ³	40	70	100	130	160	190
\overline{V}_{seg}	mm ³	-	69.9	99.1	132.2	158.6	183
\dot{Q}_{seg}	($\cdot 10^{10}$)W · m ⁻³	-	3.22	2.27	1.70	1.42	1.23
\overline{l}_{seg}	mm	-	4.4	6.3	8.4	10.0	11.6
L_c	mm	-	5.7	6.8	7.8	8.6	9.2

TABLE 3.11 – Valeurs explorées pour le volume critique. Le solveur thermique n'ayant pas réussi à converger dès les premiers pas de temps pour $V_{crit} = 40$ mm³, ce cas ne sera donc pas cité par la suite. Les volumes et longueurs moyens des segments \overline{V}_{seg} et \overline{l}_{seg} démontrent le pilotage correct du modèle par V_{crit} , ainsi que les ordres de grandeur de puissance volumique imposés dans le segment \dot{Q}_{seg} . La longueur caractéristique de diffusion L_c est donnée à partir de l'**Eq.3.61**, réexprimée en mm.

Temporalité et pilotage. L'évolution des pas de temps Δt est présentée dans la **Fig. 3.18** (a) pour les 3 premiers cordons. La temporalité du dépôt est bien respectée dans chaque cas. Pour le repos interpasse, Δt augmente suivant la relation géométrique donnée à l'**Eq.3.24**, ce qui permet de réduire le nombre de résolutions. La **Tab.3.11** rend aussi compte du pilotage correct de la dimension des segments, et on vérifie globalement que $V_{crit} \simeq V_{seg}$.

Températures maximales dans le métal. T_{max} va être grandement impactée par V_{crit} , comme on peut le voir dans la **Fig. 3.18**(b). Cette influence est reliée directement à la dilution du terme source \dot{Q}_{seg} . Il a été vu que ce terme était inversement proportionnel au volume critique (**Eq.3.39**), visuellement accessible dans la **Fig. 3.18**(b). De plus, on définit une longueur caractéristique de diffusion L_c (en m) de la chaleur qui est l'unique mode de transport de chaleur dans le modèle macro

$$\underbrace{\sqrt{\alpha_\lambda \frac{\lambda_{316L}}{\rho c_p}}}_{6.04 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1/2}} \sqrt{\Delta t} = L_c \quad (3.61)$$

Les valeurs pour chaque cas sont données dans la **Tab.3.11**. On observe qu'avec les propriétés du 316L et la prise en compte du dopage de la conductivité ($\alpha_\lambda = 5$), L_c est très proche de la longueur du segment l_{cor} pour chaque cas. Plus les segments ont un volume important, plus le terme source va être dilué dans une région étendue sur un temps long, et plus les températures maximales vont diminuer. C'est la raison pour laquelle le calcul de V_{40} n'a pas réussi à converger. A cet égard, il faut se rappeler que V_{crit} est un paramètre qui est à l'origine apparenté à un volume de matière chaude, c'est à dire le bain liquide. Concentrer la puissance dans des volumes trop faibles ne rend plus compte d'un sens physique.

Dimensions du bain liquide. Les valeurs de longueur du bain liquide L_{BL} (en m) sont données dans la **Fig. 3.19** (a) pour chacun des cordons. Cette grandeur est définie ici comme la dimension du liquidus, mesurée en chaque fin de cordon où le bain est stationnaire (représenté

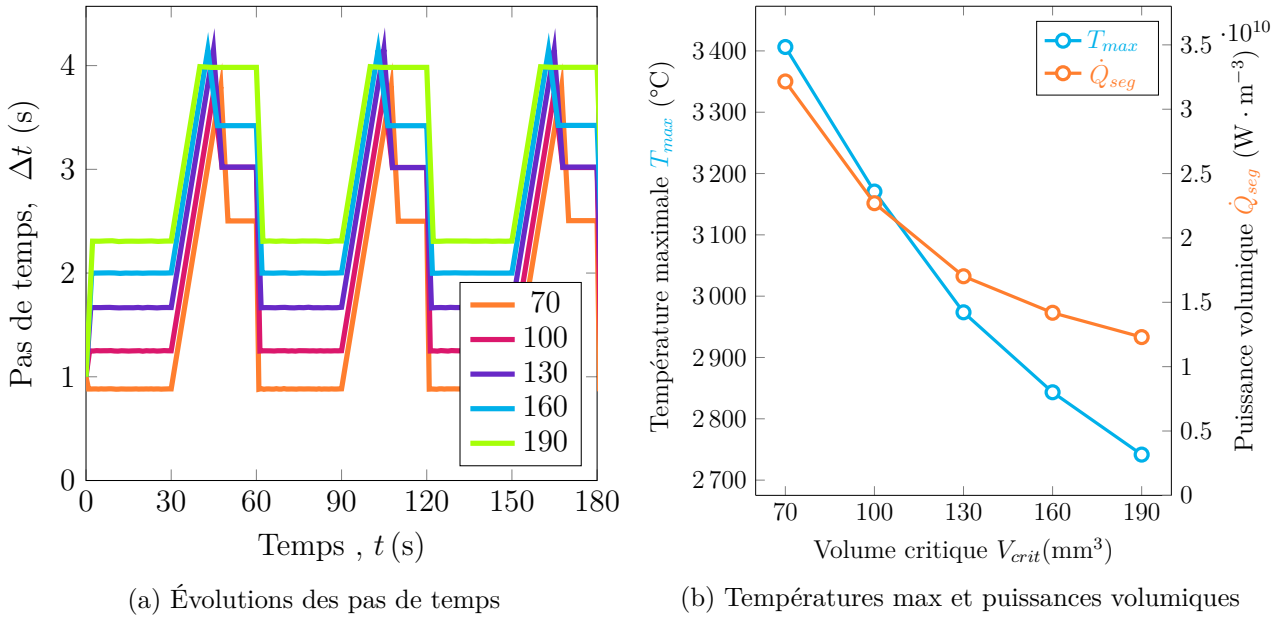


FIGURE 3.18 – Influence de V_{crit} sur le transfert : l'évolution des pas de temps est donnée pour les 3 premiers cordons en (a), évoluant entre $\Delta t = 0.88$ et 2.31 s. En (b) sont représentées la température maximale en régime stationnaire (T_{max} est vérifiée constante sur tous les cordons après le second) ainsi que les valeurs de puissance volumique de \dot{Q}_{seg} . La dilution dans le volume de segment a une influence importante sur la valeur de température maximale.

plus loin dans la **Fig. 3.20**). Pour tous les V_{crit} , L_{BL} augmente rapidement jusqu'au 5ème cordon, puis augmente linéairement après le 7ème. Bien que le dépôt ne soit pas arrivé à un état stationnaire (L_{BL} constant avec les couches), les observations permettent une discussion sur l'influence relative des phénomènes physiques et numériques :

Pertes radiatives. Il a été vu précédemment que les volumes critiques faibles génèrent des températures élevées. Les pertes locales radiatives ($\propto \Delta T^4$) sur $\partial\Omega$ et dans le cordon (voir **Fig. 3.9**) en seront d'autant plus importantes. Pourtant, il a été vérifié en conditions adiabatiques (non présenté ici) que l'énergie finale $E_{\Omega}(t_f)$ est plus importante pour les cas de faible V_{crit} , ce qui est contraire à l'explication liée aux pertes radiatives.

Surestimation de l'énergie. Le modèle de transfert est mis en cause. Les écarts d'énergie après correction du modèle, même faibles (voir **Fig. 3.17**, $e = +2.87\%$), nous semblent être encore la conséquence de la méthode de transfert. Plus le volume critique est faible, plus le nombre de segments est important, donc plus l'étape de refroidissement/transfert est fréquente. A chaque étape une part d'énergie artificielle est apportée, et vient augmenter de façon non physique la température de l'ensemble de la pièce. Cet effet aurait tendance à accumuler la chaleur, donc diminuer les gradients thermiques à l'arrière des bains liquides, et augmenter L_{BL} .

Dimension des segments. Ce point semble être prédominant devant les autres : en accord avec l'explication précédente sur la longueur caractéristique L_c (**Eq.3.61**), les segments longs vont permettre une diffusion plus importante de la chaleur, en plus d'une distribution spatiale mieux répartie de \dot{Q}_{seg} . Au contraire, l'apport de chaleur dans les cas de faible V_{crit} se fait au rythme des "flashes" de chaleur.

Il est à noter finalement que pour des grandes variations de V_{crit} (respectivement 70 et 190 mm³), l'écart sur les bains est relativement faible (21.2 et 24.3 mm), ce qui représente une différence

de $\simeq 15\%$ pour la dernière couche. Des coupes du mur sont visibles dans la **Fig. 3.20** avec les isothermes du liquidus et solidus. Suite au transfert plus ou moins discretisé, la discontinuité de l'isotherme est plus marquée avec les segments de grandes dimensions. Pour autant, les solidus sont confondus de façon indépendante du volume critique, ce qui témoigne de différences de températures amoindries au fur et à mesure de l'éloignement du bain (**Fig. 3.19**).

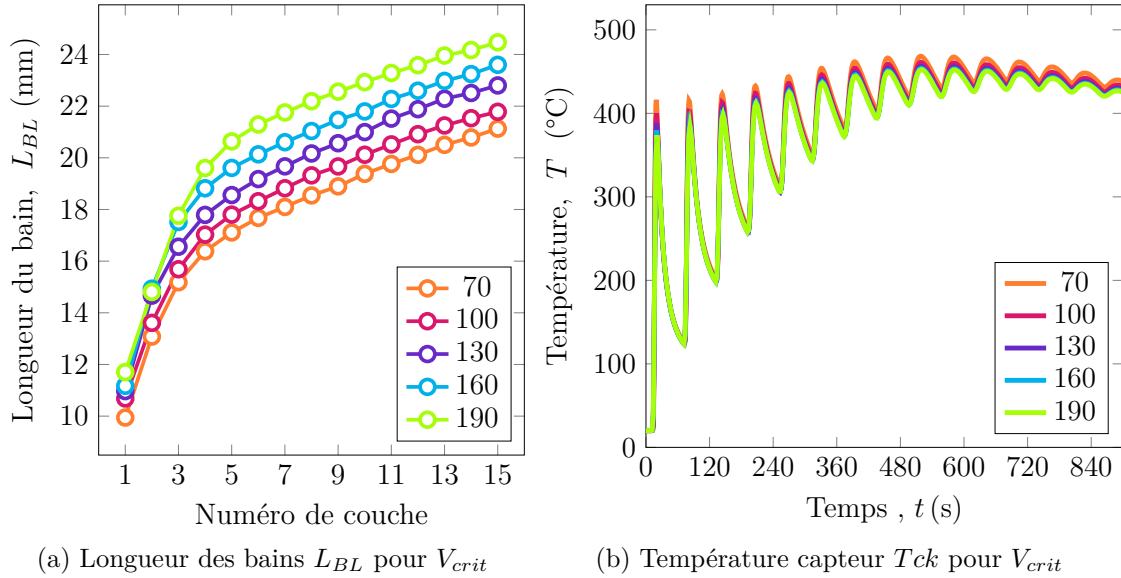


FIGURE 3.19 – (a) Évolution des bains liquides au cours des différents dépôts. La sensibilité à V_{crit} est visible bien que le régime stationnaire ne soit pas encore atteint. Une stabilité apparaît à partir de la couche 7, où les bains évoluent linéairement avec l'avancée de la construction. Les faibles volumes critiques vont générer des bains de dimensions plus réduites. En (b), la mesure capteur de la température rend compte des différences dues aux pics de températures pour les premières couches, proches du capteurs. Au long terme, les différences s'atténuent pour converger vers des écarts de température au maximum (V_{70} et V_{190}) de 12°C .

Température dans la pièce. Enfin, ce qui dans l'utilisation du modèle macro nous intéresse le plus, est bien le comportement de la chaleur au fur et à mesure de la construction. Les cycles de températures mesurés au point Tck traduisent l'influence du volume critique pour les différentes positions du dépôt.

- Proche de la source de chaleur, c'est à dire pour les premières couches, la température visible dans la **Fig. 3.19** est plus importante pour les petits segments. Cela est directement causé par les températures maximales locales (**Fig. 3.18** (b)).
- Au fur et à mesure de la construction du mur, les températures des cas pour faibles V_{crit} demeurent supérieures. Ce faible écart ($V_{70} : T_f = 437^\circ\text{C}$ et $V_{190} : T = 425^\circ\text{C}$) est attribué à la surestimation de l'énergie du système pour les faibles volumes de segments.

Conclusion sur l'influence du volume critique. Les précédentes observations permettent à partir de cette étude sur ce jeu de paramètres de proposer les conclusions suivantes :

- Le transfert d'énergie, dans sa temporalité et dans son apport de chaleur, est parfaitement piloté : les volumes des segments sont correctement indexés sur la valeur de V_{crit} , et les pas de temps adaptés en conséquence.
- L'énergie étant répartie dans un segment, le pas de temps associé et la concentration de cette énergie (pilotés par V_{crit}) va conditionner la diffusion de la chaleur autour du

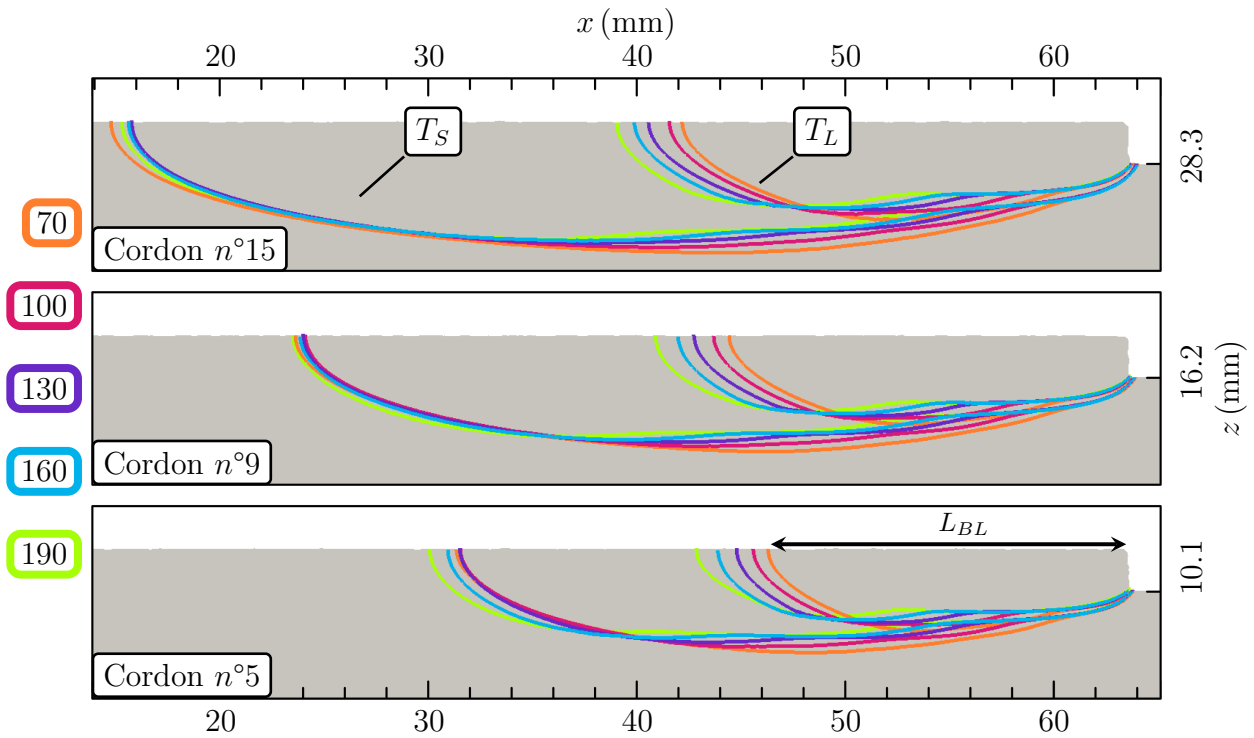


FIGURE 3.20 – Influence de V_{crit} : coupe longitudinale des bains liquides à $j = 5, 9$ et 15 . La capture est faite lors de l'avant dernier segment de chacune des couches. Les segments pour les différents volumes critiques n'étant pas alignés, les fronts de métal sont déplacés pour le post traitement, ce qui donne un enchevêtrement des isothermes de T_L et T_S . Les longueurs de \mathcal{H}_{seg} , non représentés, évoluent de 4.4 mm (V_{70}) à 11.6 mm (V_{190}).

dépôt. A même jeu de paramètres procédés, la température maximale dans le domaine va augmenter avec la diminution du volume de segment.

- Les cycles de température sont très peu affectés à distance suffisamment grande du dépôt (de l'ordre de quelques °C), et ce en partie à cause de l'énergie artificielle causée par l'étape de transfert.
- Les dimensions du bain liquide vont être modifiées, mais de façon raisonnable par rapport à l'étendue des volumes investigués. Au travers des différentes couches visibles dans la **Fig. 3.20**, les longueurs (et donc gradients thermiques) d'un cas extrême à l'autre voient leur valeur contenues dans un écart d'une vingtaine de %. A ce moment, on se permet de ré-insister sur le but du modèle macro qui n'est en aucun cas de fournir une précision fine sur le comportement thermique du bain liquide, mais qui en donne tout de même la tendance générale.
- Au vu de l'influence restreinte de V_{crit} pour l'unique jeu de paramètres procédés utilisé, il est difficile de conclure directement sur le choix à opter pour une valeur générale du volume critique pour n'importe quel cas. Néanmoins, les segments trop petits vont résulter sur des concentrations de chaleur trop marquées, ce qui mène rapidement à des non-convergences en thermique. Les segments trop grands vont au contraire distribuer la chaleur et limiter l'élévation de température. De plus, l'utilisation de segments trop longs peut poser problème dans des cas de trajectoires très courbes, qui nécessitent une discrétisation suffisamment régulière pour suivre la morphologie de la pièce.
- Le volume critique est censé conceptualiser une quantité de matière chaude physique, qu'on associe au volume de bain fondu typiquement issue d'un cas méso, cette valeur

physique est amenée à évoluer au cours du dépôt à cause de l'accumulation de chaleur. Les volumes réels de bain vont évoluer de plusieurs facteurs (non montrés ici, mais visibles à travers la longueur des bains liquides de la **Fig. 3.19**) par rapport à la dimension fournie à l'origine.

- Concernant la rapidité du calcul : les cas ayant été effectués avec une parallélisation, remaillage et autre traitements qu'on estime quasiment similaires pour chaque cas, seul le temps de résolution thermique total diffère. Par segment, le temps moyen de résolution thermique est de $t_{res}^{th} \simeq 150$ s, quelque soit son volume. Le temps de résolution total augmente linéairement avec le nombre de segments n_{seg} . Dans cette étude, ce temps total pour la thermique évolue entre $V_{70} : t_{res}^{th} = 1$ h 21 min, $V_{130} : t_{res}^{th} = 45$ min et $V_{190} : t_{res}^{th} = 31$ min.

Finalement, ce volume peut être estimé à partir de cas stationnaires sur substrat froids, qui représentent les ordres de grandeur de volumes fondus, mais demeure une variable d'ajustement au cas par cas vis à vis : des contraintes de résolution thermique ; des températures physiquement acceptables ; des dimensions de taille de bain ; de la rapidité du modèle dans un contexte de dimensionnement.

3.5.4 Influence de la chaleur latente

Une dernière étude rapide met en perspective la nécessité de prendre en compte la chaleur latente dans cette résolution macroscopique. L'intérêt ici est de vérifier si une résolution thermique linéaire est suffisante. Deux cas #6 et #7 sont proposés à partir d'une description thermo-dynamique simplifiée du 316L, plutôt que d'utiliser les données présentées dans la **Section 3.2.2**, qui exploitent des enthalpies de phases non linéaires et complexes. La capacité thermique de chaque phase est constante, moyennée à partir de la **Fig. 3.2(b)**, et ce pour chacune des phases. La chaleur latente \mathcal{L} (en $J \cdot kg^{-1}$) est estimée à partir des mêmes données pour le cas avec chaleur latente, #6 = $A_{\mathcal{L}}$. Elle est prise nulle pour le cas sans chaleur latente #7 = $S_{\mathcal{L}}$. Le **Tab.3.12** résume l'étude. Il est à noter que ces cas sont tous les deux résolus avec

Symbole	Unité	#6 : $A_{\mathcal{L}}$	#7 : $S_{\mathcal{L}}$
\mathcal{L}	$J \cdot kg^{-1}$	$1.6 \cdot 10^5$	0
$(c_p)^{\alpha,\gamma,l}$	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$		625
V_{crit}	mm^3		130

TABLE 3.12 – Données thermodynamiques simplifiées du 316L pour les cas avec et sans chaleur latente, estimées à partir des données 316L de la **Fig. 3.2**. On renomme #6 et #7 pour la lisibilité des cas avec et sans chaleur latente.

la formulation EF décrite dans la **Section 3.4.5**. Un calcul plus judicieux aurait été de comparer l'utilisation du solveur non linéaire avec un solveur linéaire [135]. Cette comparaison n'a pas été jugée pertinente, car la mise en donnée diffère de la résolution non linéaire et nécessite de vérifier les effets de bords de la formulation EF. Au stade de l'avancement, ce travail ne sera pas effectué, et cette étude constitue seulement une preuve de concept pour des utilisations futures. D'autre part, il faudrait théoriquement discuter de cas avec des conductivités λ_{316L} nominales, mais l'adaptation à un cas expérimental déjà existant rend la conservation d'une conductivité dopée plus cohérente. On conserve $\alpha_{\lambda} = 5$.

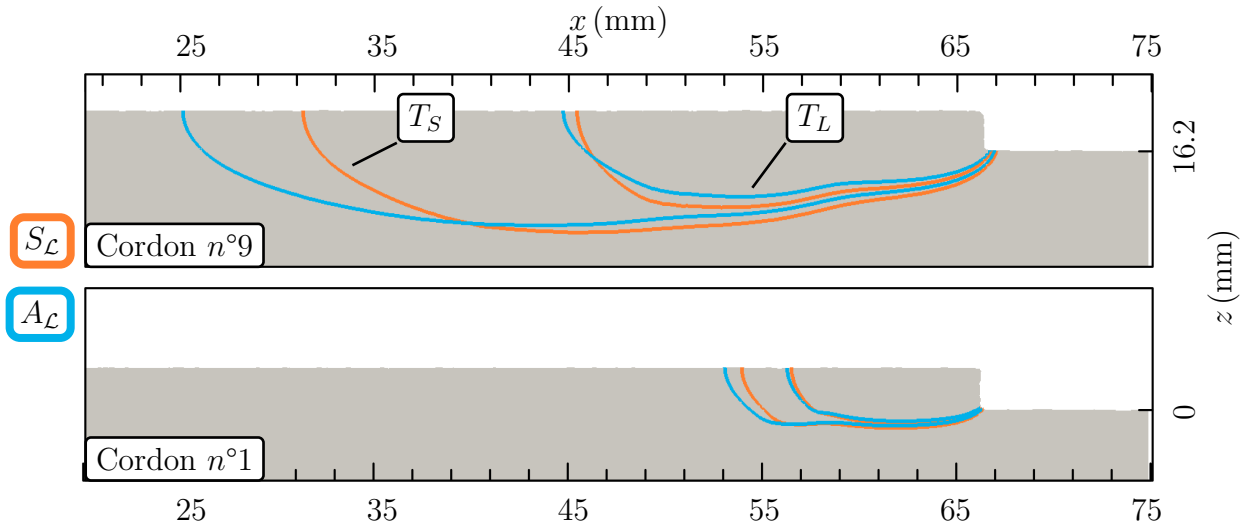


FIGURE 3.21 – Influence de la chaleur latente : coupe longitudinale des bains liquides à $j = 1$ et 9.

Une estimation simple de l'influence de la chaleur latente sur les températures atteintes est donnée par la relation suivante, avec ΔT la différence de température attendue pour les valeurs maximales rencontrées.

$$\Delta T = \frac{\mathcal{L}}{c_p} = 256 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (3.62)$$

Dans les résultats numériques, on retrouve un ordre de grandeur avec des valeurs de températures maximales évoluant entre les moyennes $A_L : \overline{T_{max}} = 3046 \text{ } ^\circ\text{C}$ et $S_L : \overline{T_{max}} = 3204 \text{ } ^\circ\text{C}$, donc un $\Delta T = 158 \text{ } ^\circ\text{C}$. La dimension du bain liquide ainsi que sa profondeur sont peu affectées, en partie à cause de l'influence de l'augmentation de la conductivité, illustré dans la **Fig. 3.21**. La zone pâteuse quant à elle est significativement augmentée à mesure que le mur est construit, lorsque la chaleur latente est relâchée à l'arrière du bain. Une vue 3D des bains est donnée dans la **Fig. 3.22**, avec les gradients thermiques sur les liquidus et solidus. Alors qu'il est difficile de conclure sur les valeurs absolues des gradients qui nécessiterait une comparaison expérimentale, on note qu'on retrouve des ordres de grandeur de l'ordre de

- $\nabla T_x = 2 \times 10^5 \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$ à l'horizontal et $\nabla T_z = 8 \times 10^5 \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$ à la vertical dans le fond du bain pour le dépôt sur un substrat froid,
- $\nabla T_x = 1 \times 10^4 \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$ et $\nabla T_z = 2 \times 10^5 \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$ pour la couche $j = 9$.

Pour donner une comparaison grossière, les gradients thermiques maximaux ($\backslash z$) obtenus par Zhao et al. [57] pour un mur similaire en acier doux ont été donnés dans la **Fig. 2.11(b)**, et montrent des fourchettes similaires pour les premières couches. Le modèle macro permet d'obtenir une estimation au premier ordre. Cependant, il est important de souligner que le macro, à cause du modèle simplifié de segment, ne permet absolument pas d'obtenir une morphologie allongée/en goutte d'eau pour le bain.

Concernant les cycles de température au Tck , $T_{oscille}$ entre des différences inférieures à $\pm 7 \text{ } ^\circ\text{C}$ entre les deux cas pour toute la durée de la construction, ce qui est négligeable.

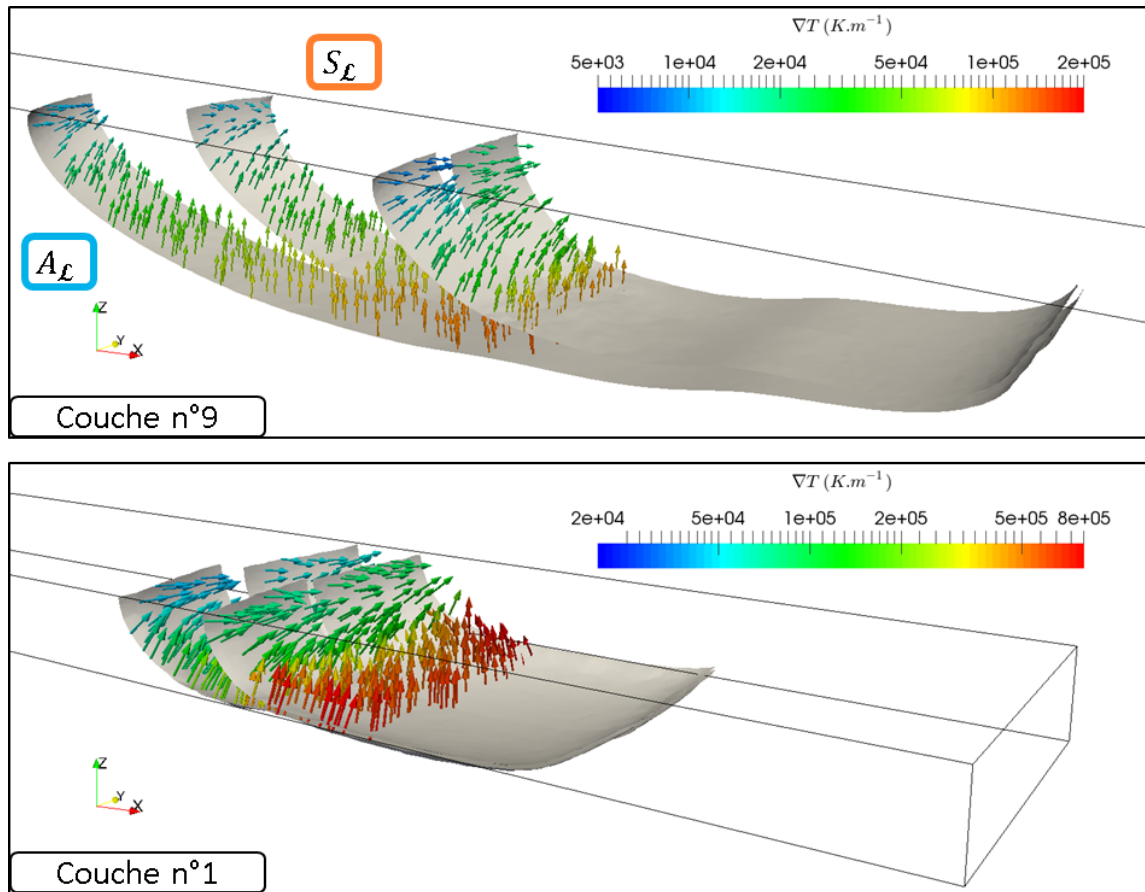


FIGURE 3.22 – Morphologie des bains liquides pour les cas avec (A_L) et sans (S_L) chaleur latente, annexe à la Fig. 3.21. Cette représentation 3D permet de visualiser la forme très grossière des bains donnés par le modèle macro, avec les isothermes T_L , T_S qui sont scindés par un plan milieu du cordon. Les contours noirs correspondent à l'encadrement du cordon en train d'être ajouté.

3.5.5 Conclusion du modèle thermique

A travers les différentes études menées sur le comportement du modèle macro, il est possible de porter les conclusions suivantes :

- Le modèle de dépôt par segments permet un pilotage très simplifié du transfert d'énergie adapté à la simulation de la fabrication WAAM de grandes pièces, à partir d'un unique paramètre V_{crit} .
- La méthode de transfert repose sur diverses hypothèses simplificatrices (refroidissement du gaz et transfert de matière) qui peuvent générer des sources d'erreurs sur l'énergie du système. Ces erreurs se cumulent et viennent affecter le comportement thermique de la pièce sous l'influence de divers paramètres numériques (maillage ou V_{crit}). Une vérification systématique de la conservation d'énergie doit être effectuée, de façon à limiter au plus ces sources d'erreurs artificielles.
- Une première correction a été effectuée, et permet de limiter les pertes.
- Le modèle répond de façon stable sur un grand panel de maillages, ainsi que le paramètre principal géométrique du volume critique V_{crit} , qui demeure une variable d'ajustement.
- Alors que le champ de température à distance (au delà de 5 couches) de la source

- de chaleur ne montre qu'une sensibilité limitée à la dimension du maillage, au volume critique, et à la prise en compte de la chaleur latente, il est montré que le temps de résolution et les ressources numériques utilisées peuvent être significativement diminués.
- Cependant, ces hypothèses simplificatrices vont impacter plus fortement le comportement thermique autour de la zone de dépôt. La problématique porte alors sur l'utilisation du modèle macro : si le modèle est destiné à approcher une tendance thermique pour nourrir des conditions limites en vue d'un couplage multi-échelles, ou dimensionner des temps de repos entre passes, les hypothèses fortes sont totalement légitimes, et l'approche simple du modèle macro prend tout son sens. A l'inverse, si le but est d'apporter des résultats semi-quantitatifs pour la thermique autour du bain (pour de la modélisation de microstructures par automate cellulaire par exemple, ou pour une modélisation des contraintes réparties dans l'épaisseur d'un cordon), le modèle macro par dépôt de segments n'est pas du tout adapté actuellement. On préférera alors ré-orienter vers des sources volumiques plus fines à piloter (**Section 2.3.4.1**), qui s'approchent d'une morphologie plus physique des bains liquides, avec des discrétisations temporelles et de dépôt plus réduites. Autrement, dans une approche couplée, c'est ici bien le rôle du modèle méso.
 - Finalement, le modèle a été sollicité sur un cas particulier de mur régulier, qui a un sens physique qui demeure ambigu : les températures atteintes dans le substrat atteignent bien $T \simeq 400^\circ\text{C}$, et le métal avant le dépôt du 10ème cordon voit presque $T \simeq 680^\circ\text{C}$. Il paraît tout à fait logique d'anticiper que des températures aussi élevées résultent en un aplatissement du bain liquide (cf. **Fig. 2.12**, p.33). Les cordons, et donc la pièce, verraient leur hauteur réelle évoluer. C'est donc en tant que "preuve de concept" que cette étude doit être prise. L'étude parallèle avec le modèle méso, qui lui est défini pour appréhender les morphologies de cordon, se justifie d'autant plus sur ce type de problématique.

3.6 Modélisation mécanique

La **Section 2.3.5.2** a permis de comprendre que la prise en compte de la résolution mécanique est indispensable pour apprécier le comportement d'une pièce pendant sa fabrication. Il a été vu brièvement que :

- L'histoire thermo-mécanique d'une pièce engendre des déformations ou concentrations de contraintes qui peuvent mener à des défauts de fabrication critiques. Ces situations sont sensiblement liées aux paramètres et environnement de fabrication, qui vont influencer la dilatation thermique.
- La modélisation de la mécanique du solide apparaît comme un atout majeur dans l'appréciation de l'influence de ces paramètres sur le comportement d'une pièce en construction, et donc de la limitation des défauts de production.
- Cependant, la résolution mécanique est extrêmement coûteuse en ressources numériques (on peut raisonnablement compter une augmentation en temps de calcul dans la décade par rapport à une résolution thermique pure), ce qui contraint significativement les dimensions/durées du procédé simulé.
- Des pistes multiples sont envisagées dans la littérature pour rendre l'accès à ces états de contraintes plus rapide. Ces études reposent sur des résolutions mécaniques moins fréquentes, des états de contraintes stationnaires extrapolés de façon judicieuse, voire se passer de résolution mécanique pour utiliser des algorithmes analytiques simplifiés.

Alors que la mécanique du solide ne constitue pas la priorité dans les développements des travaux de cette thèse, on se place dans une démarche "utilisateur". Le modèle repose sur une résolution faiblement couplée avec la thermique, pilotée par la dilatation thermique. Cette résolution mécanique est simplifiée à un comportement isotrope, et ne prend pas en compte les contraintes issues des changements de phase à l'état solide.

Dans un premier temps, les lois de comportement seront détaillées. A l'état solide, le comportement élasto-viscoplastique est décrit sous une forme générale qui peut être déclinée en deux formes, qui se distinguent par leur réponse en relaxation. Ces deux formes sont alors comparées : d'abord sur un cas uniaxial, ensuite sur un mur de 10 couches comme ceux vus à la section précédente, après un refroidissement de 5 minutes.

3.6.1 Équations de l'équilibre dynamique, lois de comportement

La résolution de la mécanique du solide repose sur le couplage entre les équations de conservation du mouvement et de la masse. Les vitesses de déformations impliquées étant faibles, les effets d'inertie sont négligés, et l'équation d'équilibre dynamique est donnée par

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{g} = 0 \quad (3.63)$$

avec une condition limite de contact glissant sur la surface inférieure $\partial\Omega_{sub}$ (portée par le vecteur vertical \mathbf{e}_3 visible dans la **Fig.** 3.9) telle que

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_3 = 0 \quad \text{sur } \partial\Omega_{sub} \quad (3.64)$$

Le métal subit des variations de températures allant de la température de l'atelier aux températures de vaporisation. Il est nécessaire d'utiliser des lois de comportement adaptées aux différents états que la matière peut rencontrer dans le procédé. Le modèle mécanique se base de façon simplifiée sur

- un comportement élasto-viscoplastique (EVP) dans le métal pour tout T ;
- un comportement newtonien dans le gaz (N).

En effet, la prise en compte d'un modèle purement visco-plastique pour la zone pateuse n'a pas été concluante, et il est décidé de ne pas plus détailler cette loi. La mise en place de la loi EVP a été effectuée pour le soudage dans les travaux de Hamide [116] et Desmason [108]. Dans l'hypothèse de petites déformations, le tenseur taux de déformation $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$ (en s^{-1}) peut être décomposé en différentes contributions :

$$\dot{\boldsymbol{\epsilon}} = \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{th} + \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{el} + \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{vp} \quad (3.65)$$

où $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{th}$, $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{el}$ et $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{vp}$ sont respectivement les parties thermiques, élastiques et viscoplastiques de $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$. La densité étant considérée constante, le taux d'expansion thermique donné **Eq.**2.36 (p.59) est réécrit avec le coefficient de dilatation linéique α (en K^{-1}) comme

$$\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{th} = \alpha \dot{T} \mathbf{1} \quad (3.66)$$

En notant $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$ la partie déviatorique de $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$, on peut écrire $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$ sous une partie déviatorique et sphérique, car $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{th}$ est purement sphérique, et $tr(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{vp}) = 0$:

$$\begin{cases} \dot{\boldsymbol{\epsilon}} = \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{el} + \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{vp} \\ tr(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}) = tr(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{el}) + tr(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{th}) \end{cases} \quad (3.67)$$

De façon similaire, on décompose $\boldsymbol{\sigma}$:

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{s} - p\mathbf{1} \quad (3.68)$$

avec $p = -\frac{1}{3}tr(\boldsymbol{\sigma})$ la pression isostatique. Les différentes lois de comportement sont détaillées par la suite.

3.6.1.1 Comportement élasto-viscoplastique du métal

Partie élastique. La déformation élastique $\boldsymbol{\epsilon}^{el}$ est linéairement liée à la contrainte $\boldsymbol{\sigma}$ par la loi de Hooke

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbb{E} : \boldsymbol{\epsilon}^{el} \quad (3.69)$$

où \mathbb{E} est la matrice de rigidité d'ordre 4. Le tenseur taux de déformation élastique $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{el}$ est alors obtenu avec la relation

$$\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{el} = \mathbb{E}^{-1}\dot{\boldsymbol{\sigma}} + \frac{\partial\mathbb{E}^{-1}}{\partial t}\boldsymbol{\sigma} \quad (3.70)$$

Dans le cas d'un matériau isotrope, \mathbb{E} dépend uniquement du module d'Young E (en Pa) et du coefficient de Poisson ν . L'Eq.3.70 peut se réécrire de la façon suivante :

$$\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{el} = \frac{1+\nu}{E}\dot{\boldsymbol{\sigma}} - \frac{\nu}{E}tr(\dot{\boldsymbol{\sigma}})\mathbf{1} + \frac{d}{dt}\left(\frac{1+\nu}{E}\right)\boldsymbol{\sigma} - \frac{d}{dt}\left(\frac{\nu}{E}\right)tr(\boldsymbol{\sigma})\mathbf{1} \quad (3.71)$$

En distinguant les parties sphérique et déviatorique du taux de déformation élastique, on obtient

$$\begin{cases} \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{el} = \frac{1}{2\mu}\dot{\mathbf{s}} - \frac{1}{2\mu^2}\frac{d\mu}{dt}\mathbf{s} \\ tr(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{el}) = -\frac{\dot{p}}{\chi_b} + \frac{1}{\mu^2}\frac{d\mu}{dt}p \end{cases} \quad (3.72)$$

avec $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ le module de cisaillement et $\chi_b = \frac{E}{3(1-2\nu)}$ le module de compressibilité élastique.

Partie visco-plastique. Lorsque la contrainte équivalente de von Mises $\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{3}{2}\mathbf{s} : \mathbf{s}}$ dépasse le seuil de plasticité σ_0 (en Pa), le comportement est considéré élasto-visco-plastique. Le taux de déformation plastique équivalent est noté $\dot{\bar{\epsilon}} = \sqrt{\frac{2}{3}\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{vp} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{vp}}$. La déformation plastique équivalente $\bar{\epsilon}$ correspond à

$$\bar{\epsilon} = \int_0^t \dot{\bar{\epsilon}}(\tau) d\tau \quad (3.73)$$

La relation entre le taux de déformation et la partie déviatorique de la contrainte est obtenue par

$$\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{vp} = \frac{3}{2}\frac{\dot{\bar{\epsilon}}}{\bar{\sigma}}\mathbf{s} = \frac{3}{2\bar{\sigma}}\left\langle \frac{\bar{\sigma} - \sigma_0}{k} \right\rangle_+^{\frac{1}{m}}\mathbf{s} \quad (3.74)$$

où k (en $\text{Pa} \cdot \text{s}^{-1}$) est la consistance viscoplastique totale qui sera détaillée par la suite.

Une loi isotropique avec écrouissage est alors utilisée pour définir la contrainte équivalente $\bar{\sigma}$, donnée dans l'Eq.3.75

$$\bar{\sigma} = \underbrace{\sigma_Y + R(\bar{\epsilon})}_{\sigma_0(\bar{\epsilon})} + k(\bar{\epsilon})\dot{\bar{\epsilon}}^m \quad (3.75)$$

avec la limite d'élasticité σ_0 composée de la limite d'élasticité nominale σ_Y et d'une contrainte supplémentaire liée à l'écroutissement $R(\bar{\epsilon})$. La consistance totale k , elle aussi, est donnée dépendante de l'écroutissement $\bar{\epsilon}$, tandis que la sensibilité à la vitesse de déformation est notée $m \in [0; 1](-)$.

Alors que les pièces en construction voient des états de contraintes et de déformations très variés (déformations importantes pour les premiers dépôts, fluage et relaxation lorsque la pièce est bridée, ...), il est proposé dans cette thèse de s'intéresser à deux formulations particulières issues de la loi générale donnée dans l'**Eq.3.75**, qui vont réagir différemment. Par simplification, on nommera respectivement ces formulations *Additive* et *Multiplicative*, qui sont détaillées par la suite. La partie **Section 3.6.1.3** et le **Fig. 3.23** mettront en lumière un cas *1D* pour illustrer la différence entre les deux formulations.

Multiplicative : le seuil de plasticité est indépendant de l'écroutissement, tandis que la contrainte visqueuse augmente avec celui-ci à travers l'expression de la consistance. On note alors

$$\begin{cases} R(\bar{\epsilon}) = 0 \\ k(\bar{\epsilon}) = K\sqrt{3}^{m+1}\bar{\epsilon}^n \end{cases} \iff \sigma_Y = \sigma_0 \quad (3.76)$$

avec K (Pa) la consistance viscoplastique, et $n \in [0; 1](-)$ le coefficient d'écroutissement. La loi générale se réexprime sous la forme

$$\bar{\sigma}_{multi} = \underbrace{\sigma_Y}_{\sigma_0} + \underbrace{\left(K\sqrt{3}^{m+1}\bar{\epsilon}^n\right)}_{k(\bar{\epsilon})} \dot{\bar{\epsilon}}^m \quad (3.77)$$

Additive : pour cette résolution, la sensibilité à l'écroutissement est apportée par le seuil de plasticité, tandis que le comportement visqueux est lié uniquement au taux de déformation. Autrement dit, on s'appuie sur le cas particulier suivant

$$\begin{cases} R(\bar{\epsilon}) = Q(1 - \exp(-b\bar{\epsilon})) \\ k(\bar{\epsilon}) = K\sqrt{3}^{m+1} \end{cases} \iff k(\bar{\epsilon}) = k \quad (3.78)$$

La contrainte équivalente s'écrit alors

$$\bar{\sigma}_{addi} = \underbrace{\sigma_Y + Q(1 - \exp(-b\bar{\epsilon}))}_{\sigma_0(\bar{\epsilon})} + \underbrace{\left(K\sqrt{3}^{m+1}\right)}_k \dot{\bar{\epsilon}}^m \quad (3.79)$$

Bien entendu, les différents paramètres mécaniques peuvent être définis dépendants de la température, autrement dit $(\sigma_Y, K, m, n, Q, b) = f(T)$.

Finalement, en injectant les **Eq.3.66** 3.67, et 3.74 dans l'**Eq.3.72**, la loi de comportement EVP peut s'écrire

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{s}} = 2\mu \left(\dot{\boldsymbol{\epsilon}} - \frac{3}{2} \frac{\dot{\bar{\epsilon}}}{\bar{\sigma}} \mathbf{s} \right) + \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dt} \mathbf{s} \\ \dot{p} = -\chi_b \left(\text{tr}(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) + \frac{1}{\chi_b} \frac{d\chi_b}{dt} p \end{cases} \quad (3.80)$$

3.6.1.2 Comportement newtonien du gaz

Le comportement newtonien du gaz est dérivé du comportement purement visqueux issu du modèle de Norton-Hoff. Notons que ce modèle est obtenu en considérant $\sigma_0 = 0$ et $m = 1$ dans

l'**Eq.3.74** avec $k = \sqrt{3}^2 K = 3K$ (**Eq.3.76**). On a alors

$$\bar{\sigma} = 3K\dot{\bar{\epsilon}} \quad (3.81)$$

$$\dot{\bar{\epsilon}}^{vp} = \frac{1}{2K} \mathbf{s} \quad (3.82)$$

La consistance K est alors égale à la viscosité dynamique du gaz (i.e. $K = \mu$).

Finalement, la formulation EF s'appuie sur la résolution du système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{s} - \nabla p + \mathbf{F} = \mathbf{0} \\ \nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{\dot{p}}{\chi_b} - \frac{1}{\chi_b^2} \frac{d\chi_b}{dt} p + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = 0 \end{array} \right. \quad (3.83)$$

L'implémentation éléments finis complète de ces modèles EVP et newtoniens ne sera pas détaillée. Un organigramme du solveur est donné dans l'**Annexe.A8**, mais pour plus d'informations, le lecteur est invité à se reporter aux travaux de thèse de Chen [90], et au livre de mécanique de Lemaitre-Chaboche [146].

3.6.1.3 Réponse numérique à un chargement uniaxial de traction-relaxation

Pour appréhender la différence entre les deux lois de comportement EVP *multiplicative* (**Eq.3.77**) et *additive* (**Eq.3.79**), une simulation d'un essai uniaxial de traction puis relaxation est effectuée pour différentes températures : une éprouvette de 50 mm de longueur est soumise à une traction à $\dot{\bar{\epsilon}} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, pendant 200 s, ce qui amène à $\bar{\epsilon} = 20\%$. L'éprouvette est ensuite maintenue ($\Delta l = 0$) pendant plusieurs minutes, au cours desquelles la contrainte uniaxiale relaxe.

Propriétés mécaniques et ajustements. A l'origine, les propriétés mécaniques sont issues des travaux de thèse de Hamide [116] sur le soudage du 316L avec l'entreprise *Transvalor*, pour alimenter la loi dite *multiplicative* (**Eq.3.77**). Ces propriétés sont visibles dans l'**Annexe.A9**. Cependant, ces données ne proviennent pas d'une vraie campagne de caractérisation du matériau, et ce sur toute la plage de température rencontrée en WAAM, mais ont été identifiées comme représentatives du comportement du 316L par l'auteur [116].

Pour alimenter la loi *additive*, les propriétés mécaniques (**Eq.3.79**) fournies dans l'**Annexe.A10** ont été estimées avec un calibrage manuel à partir des courbes de traction issues de la formulation *multiplicative*, et ce, sur la plage de déformation $\bar{\epsilon} \in [5; 20]\%$. Nous insistons ici sur le fait que ces données ne sont pas issues d'une campagne approfondie de caractérisation, ni d'une calibration exhaustive sur un panel de vitesses de déformation, et que les résultats mécaniques sont présentés seulement à des fins de preuve de concept. Les courbes de contrainte vraie-déformation pour une fourchette large de température sont données aux **Fig. 3.23** (a) et (b). Lors de la traction pour les très faibles déformations ($\bar{\epsilon} < 1\%$), il est clairement visible que le seuil de plasticité est beaucoup plus faible avec le comportement *multiplicatif*, puisque la sensibilité à l'érouissage est diluée dans la consistance (**Eq.3.76**). Cependant, au delà de ($\bar{\epsilon} > 5\%$), les deux lois de comportement vérifient bien une évolution similaire de la contrainte.

Bien que la mise en données soit imprécise, les ordres de grandeur pour les contraintes vraies sont en accord avec la littérature [147, 148] (316L imprimé en LPBF).

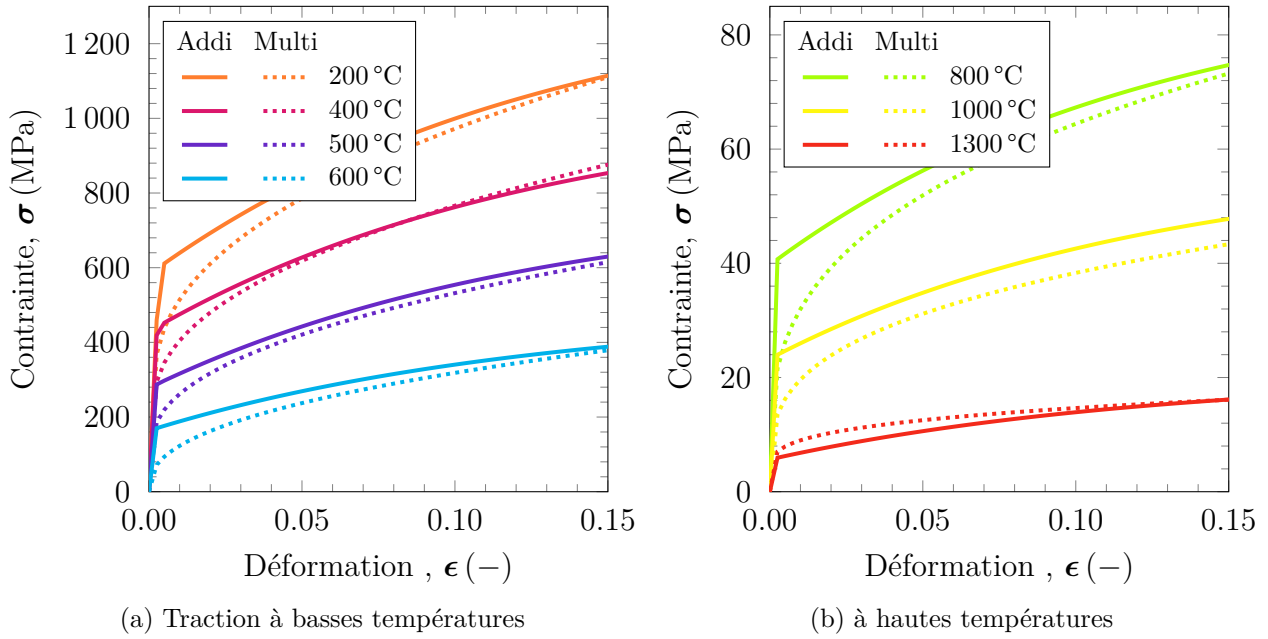


FIGURE 3.23 – Réponse numérique en contrainte vraie à une traction uniaxiale de la loi de comportement dérivée en formulation additive et multiplicative à différentes températures.

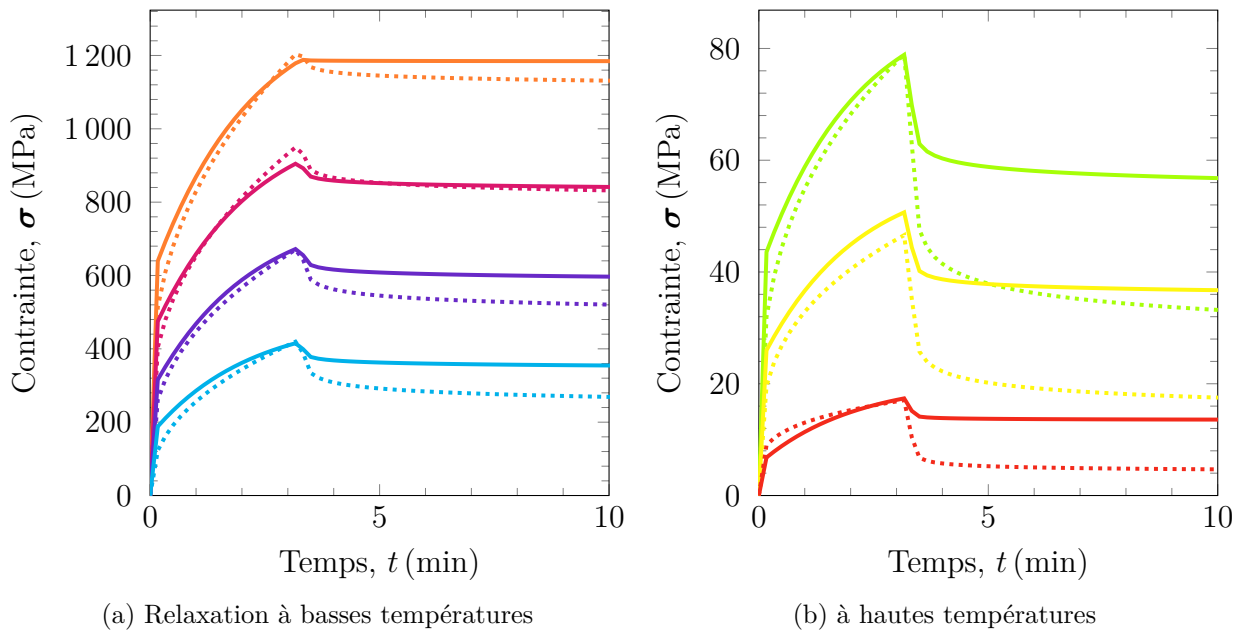


FIGURE 3.24 – Réponse numérique à une traction uniaxiale, puis une relaxation des lois de comportement. Pour une meilleure lisibilité, la légende est similaire à la **Fig. 3.23**.

Lors de la relaxation : la réelle différence entre les deux lois se ressent, représentée dans la **Fig. 3.24**, lorsque la déformation est maintenue à partir de $\bar{\epsilon} = 20\%$. La formulation *additive* repose sur un seuil de plasticité qui est évolutif ($\sigma_0 \nearrow$ avec $\bar{\epsilon} \nearrow$), au contraire du seuil indépendant de l'écroutissage pour la formulation *multiplicative*. Avec un temps caractéristique de relaxation de l'ordre de 1 min, la contrainte résultante est inférieure de presque une centaine de MPa pour les températures ≤ 500 °C, et s'amenuise à la dizaine au delà. On pourra alors se

demander si cette différence a une influence sur le comportement thermo-mécanique d'un mur construit en WAAM, ce qui sera abordé dans la **Section 3.7**.

3.6.2 Hypothèses simplificatrices de la résolution EF

La précision sur la dimension du bain liquide, les pas de temps importants et le maillage grossier du modèle macro nécessitent d'imposer des hypothèses de simplification pour la résolution EF mécanique. Ces hypothèses ont été inspirées de celles trouvées régulièrement dans la littérature, déjà évoquées dans la **Section 2.3.5.2**, et qui ont été établies après différents essais. Il est retenu que :

- L'intervalle de temps entre deux résolutions mécaniques peut être augmenté jusqu'à plusieurs secondes (20 s [123]) tout en conservant des résultats cohérents. Cela permet d'appréhender sereinement l'utilisation de pas de temps pilotés par le volume critique ($\Delta t \geq 1$ s, voir **Fig. 3.18(a)** p.99).
- Cela a été indirectement dit, mais la prise en compte d'une combinaison de la loi EVP (pour $T < T_S$) et de la loi de comportement purement viscoplastique (pour $T > T_S$) n'est pas retenue. En plus de conduire à des grandes difficultés de convergence du solveur mécanique, la qualité de la modélisation de la zone pâteuse a déjà été discutée dans la **Section 3.5.5**. On confirme le choix de ne prendre en compte qu'une résolution EVP étendue à tout l'intervalle de température rencontré dans nos simulations.
- Les propriétés mécaniques sont seuillées en fonction de la température ou du domaine pour stabiliser encore plus la résolution mécanique. Ainsi, les valeurs tabulées du module d'Young E ainsi que du coefficient de dilatation thermique α sont imposées constantes au delà de T_S .
- De façon similaire, les champs mécaniques finaux sont tronqués à partir du métal et de la température : la déformation dans le bain liquide est annulée comme suit :

$$\{\bar{\epsilon}\} = \begin{cases} \bar{\epsilon} & \text{si } T < T_S \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.84)$$

tandis que α est tronqué dans le métal (**Fig. 3.13** p.92 pour \mathcal{H}_M) avec

$$\{\alpha\} = \begin{cases} \mathcal{H}_M \alpha & \text{si } T < T_S \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.85)$$

De même, tous les champs mécaniques (\mathbf{v} , p , \mathbf{s}) sont annulés dans le gaz après résolution.

- Le coefficient de dilatation thermique α (en s^{-1}) est pris constant à $\alpha = 2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.
- Il n'y a pas d'adaptation lagrangienne du maillage à chaque remaillage. L'utilisation d'un comportement newtonien dans le gaz, même si il est limité avec les seuillages cités précédemment, provoque des déplacements trop importants des noeuds proches de l'interface Γ . Il a été vu que Biegler et al. [79] (cf. **Section 2.3.5.2** p.59) soulignent l'importance des propriétés mécaniques artificielles élastiques du gaz sur la cohérence du modèle. Cependant, notre approche repose sur le comportement newtonien inélastique, et ce point n'aura pas été investigué. Le maillage sera conservé immobile lors de la résolution. Seulement en post-traitement avec le logiciel *Paraview*, le maillage sera déplacé avec le déplacement cumulé total \mathbf{D} (en mm) tel que

$$\mathbf{D} = \int_0^t \mathbf{v} dt \quad (3.86)$$

3.6.3 Modèle de débridage

Dans le but de simuler des conditions réalistes de fin de construction (débridage, coupe par électro-érosion, usinage, ...), un modèle de débridage par *death technique* (voir **Section 2.3.1.2**) est mis en place. Le fonctionnement dans le modèle macro est similaire à la méthode de transfert déjà vue dans la **Fig. 3.8** (p.81), utilisé cette fois pour "enlever" de la matière. Le métal /substrat/ table à enlever est discrétisé par blocs qui vont progressivement être considérés comme du gaz. L'algorithme est disponible dans la **Fig. 3.3** (p.71) et on le détaille dans la suite :

- Initialement, un remaillage fin est effectué autour de la "future" interface, qui est visible par la LS ψ_{deb} dans la **Fig. 3.25** entre deux plaques.
- Ces blocs sont identifiés par leur nombre n_{bloc} et par leur appartenance \mathcal{H}_{bloc} , visibles par les boîtes colorées de la **Fig. 3.25**.
- A chaque pas de temps ($\Delta t = 1$ s), les blocs sont déduits du domaine de métal tel que

$$(\mathcal{H}_M)^i = (\mathcal{H}_M)^{i-1} - \mathcal{H}_{bloc}^i \quad \text{avec } i \in [1; n_{bloc}] \quad (3.87)$$

Le domaine de gaz est donc réinitialisé par complémentarité (**Eq.3.38**, p.81).

- La résolution mécanique avec le comportement newtonien du gaz permet de libérer les contraintes. La partie métallique va se déformer pour respecter l'équilibre.

Dans ce cas (et celui qui sera utilisé dans les cas expérimentaux du LMG, qui sera détaillé dans le **Chapitre 5**, la pièce est construite sur un substrat de $180 \times 60 \times 10$ mm³, qu'on nommera substrat de **construction**, superposé sur un second substrat, dit de **protection**. En effet, à notre connaissance, les modèles de contact ne sont pas disponibles dans la bibliothèque Cimlib. Il n'est alors pas possible de "séparer" ces deux substrats, et la méthode de débridage est retenue pour modéliser la séparation des deux tôles. Ici, les blocs sont enlevés depuis les extrémités du substrat, deux par deux de façon symétrique par rapport au plan $x = 0$, ce qui est visible par les \mathcal{H}_{bloc}^i et les flèches rouges de la **Fig. 3.25**.

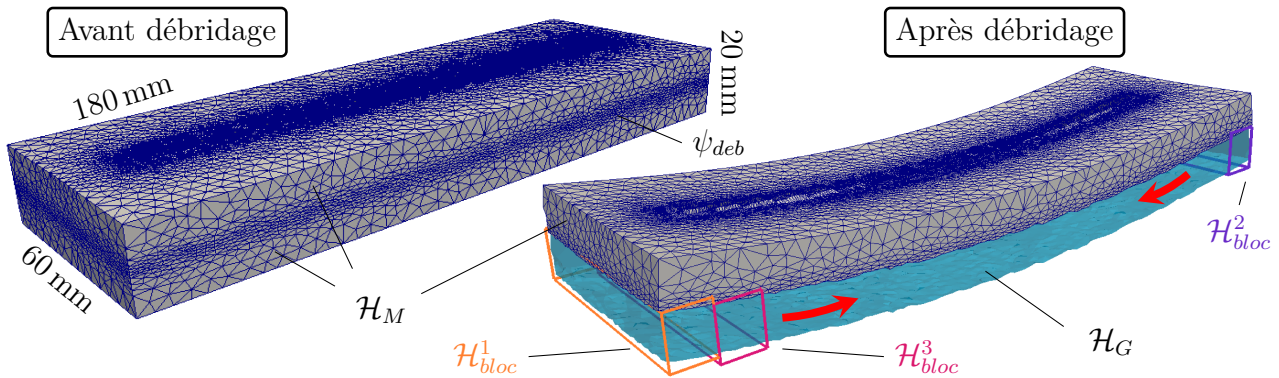


FIGURE 3.25 – Représentation du modèle de débridage pour un unique cordon sur un substrat double (substrat de construction superposé sur un substrat de protection). *Avant débridage* : après le dépôt du cordon et refroidissement de la pièce, les deux substrats sont encore bridés ; Les blocs du substrat de protection sont enlevés successivement depuis les extrémités vers le centre ($\mathcal{H}_{bloc}^1, \mathcal{H}_{bloc}^2, \dots$), dans le sens des flèches rouges. Ils sont intégrés au fur et à mesure au gaz \mathcal{H}_G (en bleu). *Après débridage* : le substrat de protection est totalement remplacé par du gaz, et le substrat de construction est dans un état d'équilibre. Pour une visualisation plus marquée, la distorsion de la pièce est augmentée d'un facteur $\times 10$.

Au vu du manque de temps, une vraie étude de sensibilité sur l'influence de la viscosité du gaz, du nombre de blocs et du pas de temps entre chaque n'a pas été effectuée. Cependant, une rapide comparaison visible dans l'**Annexe.A11** a permis d'identifier que : le maillage dans le substrat doit être *a minima* raffiné ($h_{iso} \leq 5$ mm) ; le remaillage de l'interface est absolument nécessaire ; les blocs ne doivent pas être de trop grandes dimensions (le retour à l'équilibre de la pièce est alors trop brutal). La quantification de ces influences est à poursuivre pour les travaux ultérieurs.

3.7 Comportement mécanique du modèle macro

3.7.1 Cadre du modèle et paramètres

Un cadre de mur simple composé de 10 cordons réguliers, identique à celui présenté dans la **Section 3.5.1**, est utilisé. En récapitulatif,

- Les paramètres de dépôt sont disponibles dans la **Fig. 3.10**.
- Les propriétés thermo-dynamiques utilisées sont données dans la **Tab.3.6**.
- La finesse du maillage M_3 est utilisée : il a été vu précédemment (**Fig. 3.17**) que le maillage avait une influence raisonnable sur la conservation de l'énergie, et dans le but de limiter des temps de calcul trop importants, un maillage "moyen" ($N_K \simeq 800k$) est jugé bien suffisant pour aborder une discussion sur le comportement mécanique.
- Le volume critique est choisi à la valeur moyenne de l'étude **Section 3.5.3**, à $V_{crit} = 130$ mm³. Son influence sur la mécanique n'est pas étudiée dans ces travaux.
- Pour vérifier l'influence des lois de comportement mécaniques *additive* et *multiplicative* vues dans la **Section 3.6.1.1**, les propriétés mécaniques du 316L sont disponibles dans les **Annexe.A9** et **A10**.

On s'intéresse dans la section suivante à l'influence que peuvent avoir des lois de comportement répondant différemment en relaxation sur le comportement du mur WAAM en construction.

3.7.2 Influence du comportement mécanique

Résoudre la mécanique du solide sur une structure 3D en instationnaire mène à une pléthore d'informations. La **Fig. 3.26** représente la contrainte équivalente $\bar{\sigma}$ à la fin de la construction du mur, où on peut voir l'influence de la source de chaleur sur la dilatation de la matière, qui va générer des contraintes les plus fortes pendant le refroidissement en se contractant. La différence entre les deux lois de comportement est presque imperceptible en visualisant les champs, c'est pourquoi la discussion se focalisera sur des observables plus accessibles : les contraintes longitudinales sur une génératrice verticale ; l'évolution temporelle et ponctuelle des déformations à l'extrémité d'un cordon ; et la morphologie du plan basal après débridage de la pièce. Pour simplifier, on aborde ces informations lorsque que le mur est encore bridé, puis relâché.

Mur bridé : la **Fig. 3.27** représente les contraintes longitudinales σ_{xx} le long de la génératrice verticale centrée ($x = y = 0$) ainsi que la température, et ce, à différents temps de la construction du mur : lors de l'arrêt de la torche, à +0s (couleur orange) ; avant la reprise

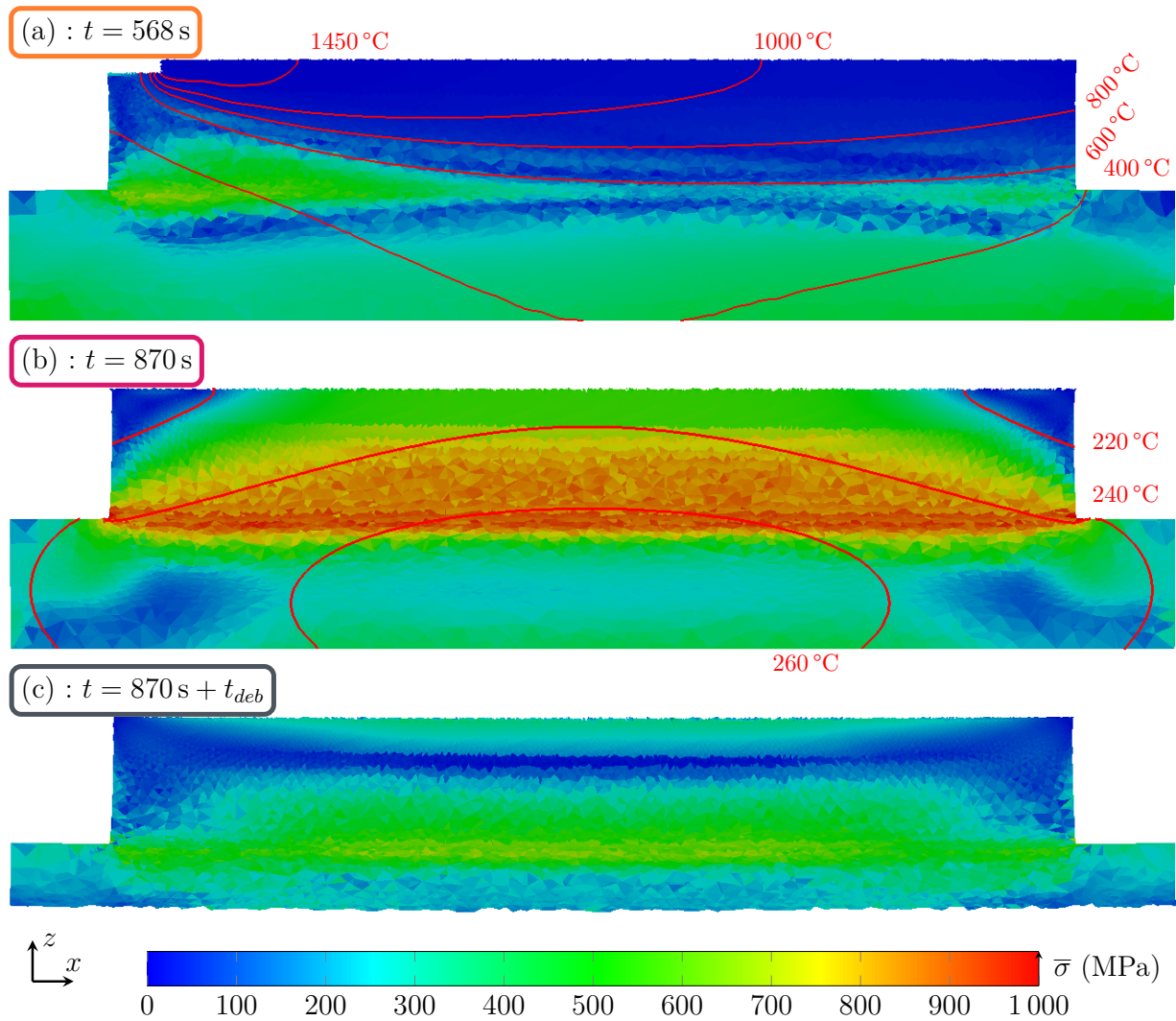


FIGURE 3.26 – Champ de la contrainte équivalente $\bar{\sigma}$ dans la coupe longitudinale du mur avec la formulation *Multiplicative*, pour différents instants : presque à l'arrêt du dernier cordon ($t = 568$ s) ; après le repos de 5 min (correspondant à **Fig. 3.27** (f)) ; et après le débridage. Pour le débridage, le champ de température est le même (pas de résolution thermique), et le maillage lagrangien est déformé avec \mathbf{D} sous *Paraview*. Les isothermes sont marquées en rouge.

du prochain cordon, c'est à dire à +30 s (couleur **bleu**) ; et avant débridage +300 s (couleur **violette**). *Attention, le débridage du premier cordon ($t = 330$ s) correspond à un calcul annexe d'un cordon unique, pour mettre en avant l'influence des lois sur des pièces froides.* Pour les deux résolutions, on retrouve la forme générale de l'état de contrainte vu dans le schéma de Colegrove et al [73] (**Fig. 2.18(a)**) de contraintes et compression dans la hauteur du mur, qui va se produire dans le premier substrat. De façon générale, le mur en refroidissement va se contracter, et alors qu'il est bridé, la sollicitation va évoluer vers les tractions. Cette explication est représentée par le décalage systématique des courbes, indiqué par la flèche noire pour le 5ème cordon dans la **Fig. 3.27(b)**. La différence entre les deux comportements est observée ici par l'écart de contrainte $\Delta\sigma_{xx}$ (visible en **Fig. 3.27** (a)). Alors que $\Delta\sigma_{xx}$ est marqué pour la première couche, sa valeur diminue au fil de la construction jusqu'à devenir quasi négligeable. Ce constat est appuyé par la mesure ponctuelle des contraintes longitudinales aux extrémités du premier cordon, visibles dans la **Fig. 3.28** (a), (b). Pour le 1er cordon, la différence de

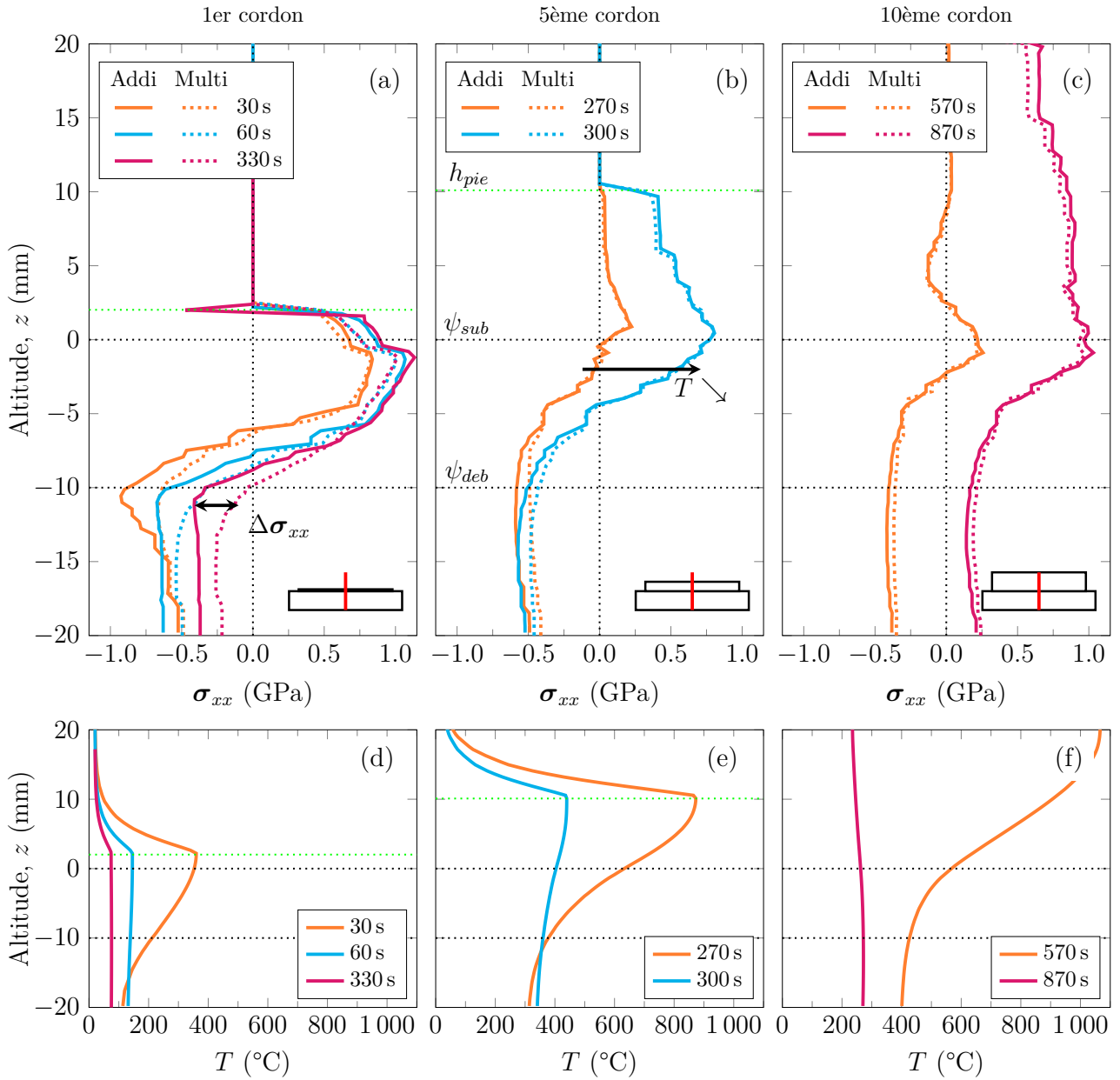


FIGURE 3.27 – Contraintes horizontales σ_{xx} et températures T mesurées le long d'une génératrice verticale ($x = y = 0$), pour les cordons $j = 1, 5$ et 10 à différents moments. La représentation verticale est justifiée pour une meilleure compréhension. **Positions :** Les pointillés verticaux distinguent quasiment un état de compression/traction ($\sigma_{xx} = 0$ Pa), tandis que les pointillés horizontaux donnent les altitudes : du haut de substrat ($z = \psi_{sub} = 0$ mm) ; de la séparation entre les deux substrats ($\psi_{deb} = 0$ mm, $z = -10$ mm) ; et du haut de la pièce h_{pie} . **Label :** les traits pleins correspondent au comportement *additif*, les pointillés au comportement *multiplicatif*. La couleur orange représente l'état des contraintes et températures après l'arrêt de la torche pour le cordon correspondant ($j = 1, t = 30$ s ; $j = 5, t = 270$ s ; $j = 10, t = 570$ s ;). La couleur bleu correspond à +30 s après l'arrêt de la torche ($j = 1, t = 60$ s ; $j = 5, t = 300$ s ;). Finalement, la couleur violette fournit les informations à +300 s après l'arrêt de la torche : pour le premier cordon, cette mesure provient d'un calcul différent où l'unique cordon est laissé en repos pour 5 min. **Schéma :** un schéma de l'état du mur est donné avec la génératrice en rouge.

contraintes atteint presque 400 MPa.

L'explication principale à cette convergence sur les résultats de contraintes des deux calculs à long terme est donnée par le comportement "énergétique" du dépôt (énergie linéique à $450 \text{ J} \cdot \text{mm}^{-1}$ et repos de seulement 30 s). Cette observation est appuyée par : les mesures de température dans le mur avec les **Fig. 3.27(d),(e) et (f)** ; les températures ponctuelles des **Fig. 3.28(e) et (f)** ; et les isothermes élevées de la **Fig. 3.26**. Le mur final voit sa température centrale à l'arrêt supérieure à 600°C (**Fig. 3.27 (f)**). Or, il a été vu que l'écart entre les contraintes après relaxation est plus proche de la centaine de MPa pour les basses températures ($< 500^\circ\text{C}$), pour n'être que de quelques dizaines pour les hautes températures (voir **Fig. 3.24 p.110**). Les propriétés mécaniques absolues sont relativement faibles pour les hautes températures, c'est pourquoi ce cas énergétique "gomme" les différences de comportement.

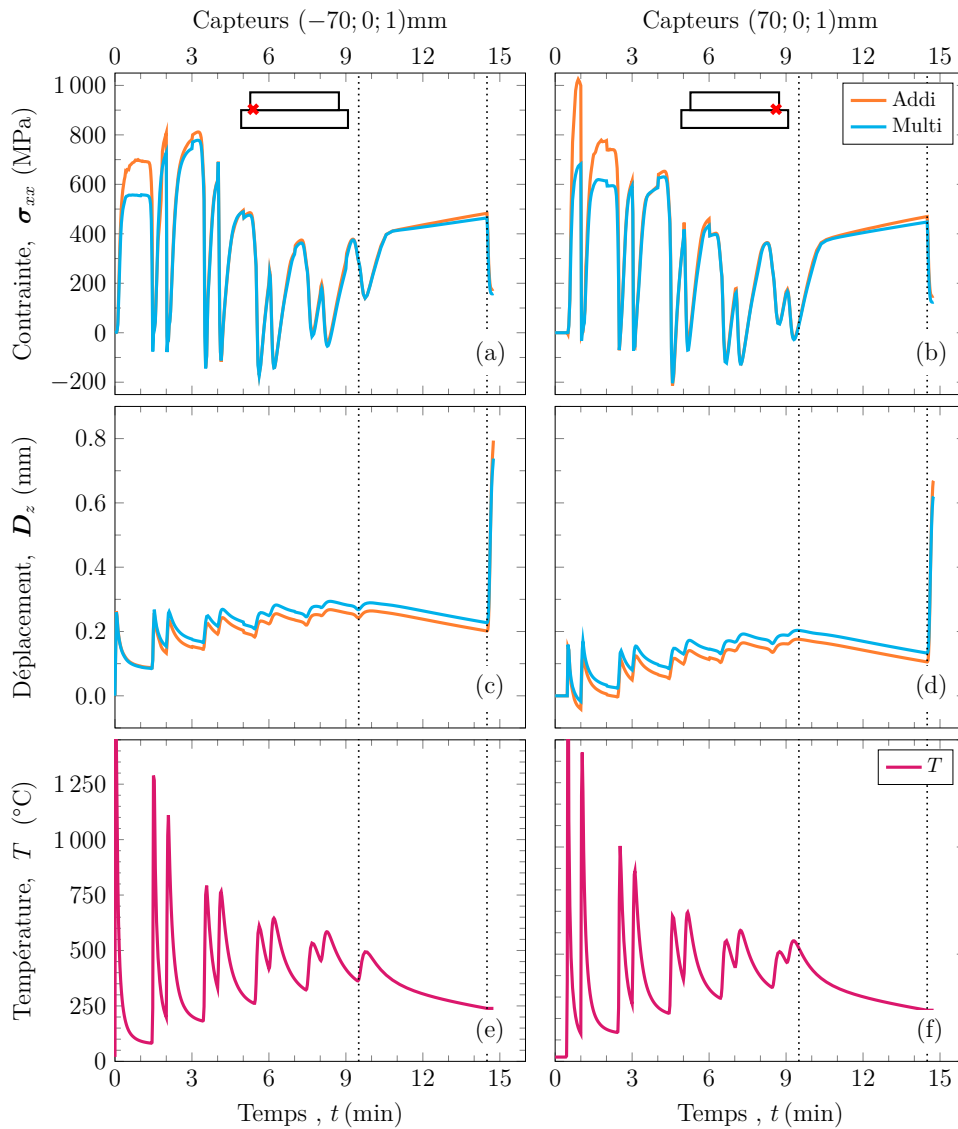


FIGURE 3.28 – Contrainte σ_{xx} (a,b), déplacement vertical D_z (c,d) et de température T (e,f) mesurés dans les extrémités de la première couche (schématisés par les croix rouges) au cours du dépôt pour les deux lois de comportement. Les pointillés marquent l'arrêt de la torche à 9 min30 s et le débridage à 14 min30 s.

Mur débridé : Finalement, dans une approche pratique, l'anticipation des déformations après débridage est essentielle pour choisir des stratégies de dépôt. On cherche alors à déterminer comment se traduisent les deux états de contraintes, visibles dans la **Fig. 3.26**, en déformations. Les déplacements verticaux ponctuels des **Fig. 3.28(c)** et (d) sont peu pertinents, et on propose d'afficher les déplacements verticaux D_z du plan basal du substrat avec la **Fig. 3.29**.

Note X : Altitude z et déplacement D_z

Pourquoi ne pas proposer l'altitude z directement après déformation topologique du maillage ? Cette valeur z étant stockée sur les noeuds d'éléments frontières gaz/métal, l'affichage sur le domaine métal (\mathcal{H}_M^{P0}) n'est pas exploitable visuellement. Il a été vérifié que les déplacements longitudinaux et latéraux sont suffisamment faibles pour que $D_z \simeq z$, ce qui permet un affichage visuellement lissé des isovaleurs d'altitude de la **Fig. 3.29**.

Pour le mur de 10 couches, il a été vu que les contraintes longitudinales avant débridage sont quasiment similaires (**Fig. 3.27 (c)**), et on observe sans surprise une très faible différence sur le cintrage du substrat entre les comportements *Additif* et *Multiplicatif* de la **Fig. 3.29 (a)**. La topologie est très proche dans sa forme, et les altitudes varient de moins de 200 μm sur une portée de 180 mm.

Le cas avec cordon unique est lui plus marqué, où la topologie est donnée dans la **Fig. 3.29(b)**, et complète les écarts de contraintes visibles de la **Fig. 3.27(a)**. La relaxation avec le comportement *Additive* étant plus faible, le haut de la pièce demeure plus fortement sollicité en traction qu'avec la résolution *Multiplicative*, et cintre jusqu'à 1.3 mm au lieu de 0.8 mm.

3.7.3 Conclusion sur le modèle mécanique

La mise en place d'une résolution mécanique dans le modèle macro s'est appuyée sur les points suivants :

- La loi de comportement du métal est uniquement considérée comme EVP. En effet, la non prise en compte d'une loi VP dans la zone pâteuse s'est justifiée pour des raisons de difficultés numériques à converger, et de la non-nécessité de modéliser précisément la zone pâteuse dans le présent contexte de simulation macro.
- Ces lois sont isotropes, et utilisées avec des propriétés mécaniques qualitatives. Faute d'avoir accès à une caractérisation approfondie du comportement du 316L (températures, vitesses de déformation, écrouissage, anisotropie, ...), la loi de comportement générale est dérivée d'une loi de comportement générale en deux lois avec des comportements différents en relaxation, dans le but "d'encadrer" un comportement possible de la matière.
- Plusieurs champs mécaniques sont seuillés ou tronqués pour aider à la convergence des solveurs.
- Un contact glissant est imposé sous le substrat de protection, qui est considéré dans le métal de façon continue avec le substrat de construction. Cette configuration permet de mettre en place un modèle simple de débridage qui repose sur les mêmes outils que le transfert de matière. Ainsi, il sera possible de comparer des observables comme des topologies des plans basaux.

Ces hypothèses sont fortes, et dans la même approche que la conclusion thermique, ce modèle est prédisposé à donner des tendances larges sur un dépôt pour dimensionner, ou déterminer

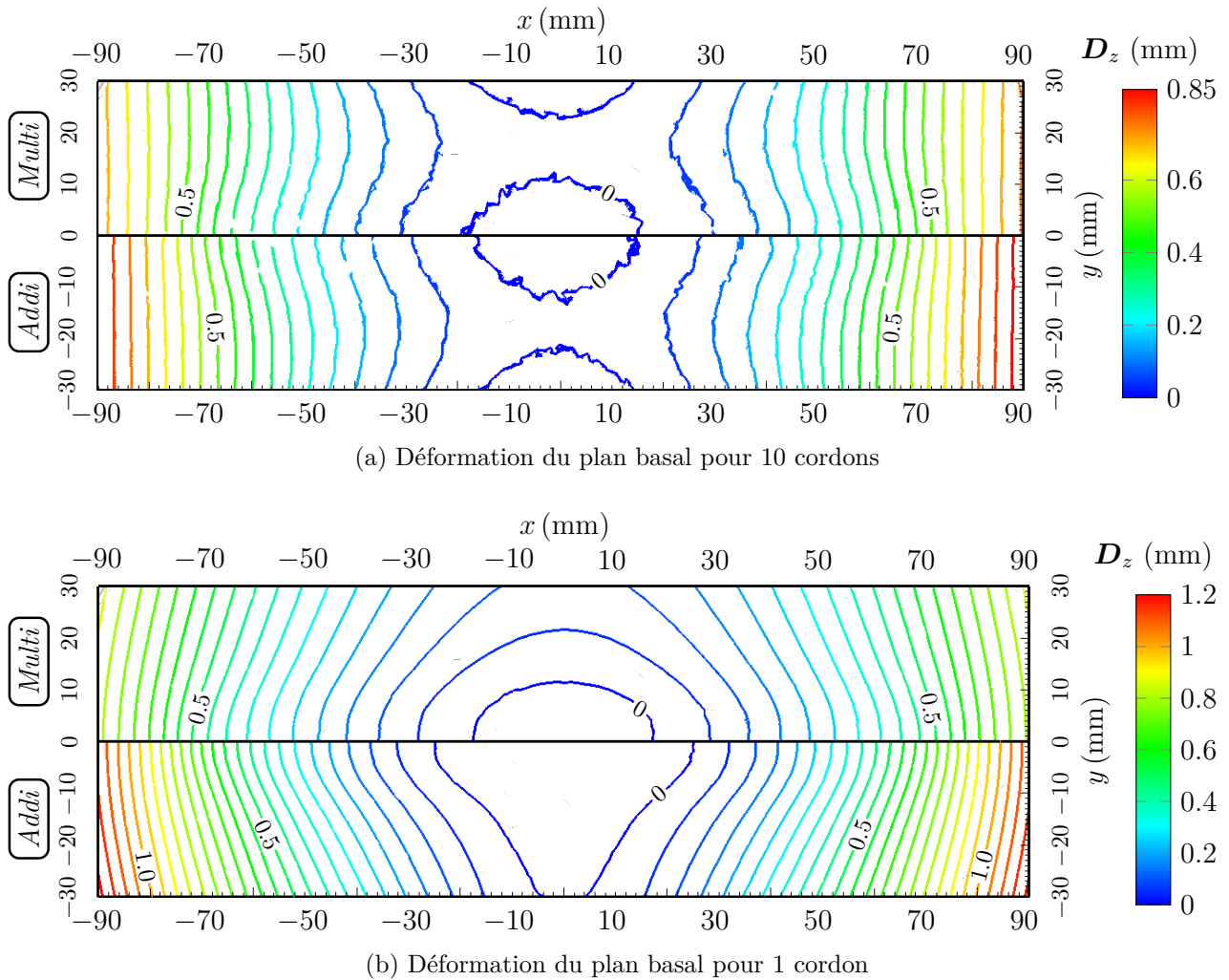


FIGURE 3.29 – Altitude z du plan basal vue par le dessous après débridage. Pour des raisons de visualisation, le choix est fait d'utiliser D_z . Le plan du substrat est coupé par $y = 0$, de façon à apprécier la différence entre les deux résolutions qui sont fournies de chaque côté. Ceci est effectué pour (a) un mur de 10 cordons superposés, et (b) un cordon unique.

une stratégie de dépôt de construction. On parle ici d'un modèle thermo-mécanique, qui dépend donc directement par chaînage des champs de température. Bien que le modèle macro ne soit pas fait pour donner des résultats proches de la source de chaleur, l'étude sur le cordon unique laisse transparaître que les pièces "froides", peu énergétiques et avec des repos importants, auront des réponses mécaniques différentes avec les deux lois de comportement investiguées. Le comportement *additif*, peu relaxant, va conserver un état de contrainte plus important, et va cintrer de façon plus importante sous ces conditions. Au contraire, pour un cas énergétique comme celui étudié avec le mur de 10 cordons, la différence entre les deux lois est négligeable.

D'autre part, le modèle de substrat continu met de côté toute appréciation d'un contact réel : Généralement, les pièces sont bridées par les extrémités, qui n'empêchent pas le soulèvement de la pièce au centre. Cette évolution du contact (avec la qualité de surface des pièces métalliques de base) vient altérer le transfert de la chaleur. Cependant, à notre connaissance, il n'existe pas de modèles qui prennent en compte des conditions limites fonction de la qualité de contact, à part l'ajustement des coefficients de façon transitoire. Il serait toutefois intéressant de mettre au

point des outils de contact, qui à notre connaissance ne sont pas disponibles dans la bibliothèque Cimlib.

Concernant la résolution mécanique et les propriétés mécaniques, il a été vu que la microstructure, très texturée dans le WAAM, joue un rôle prépondérant dans l'anisotropie du comportement. Ce point sera à investiguer par la suite, que ce soit par des campagnes de caractérisation du matériau d'étude, l'utilisation de lois anisotropes, voire à terme un couplage de modélisation de microstructures/mécanique.

Finalement, dans son rôle de "modèle de grandes structures", il reste une grande optimisation numérique à faire sur la rapidité du modèle, et ce tout en restant dans une résolution (et non des lois analytiques ou des méthodes *inherent strain*). Hors du cadre d'étude, l'influence de V_{crit} ou du maillage n'ont pas été étudiées précisément, mais quelques tests réalisés en parallèle tendent à montrer que les réponses mécaniques demeurent assez similaires, pour des temps de résolution bien différents ($t_{res} = 3500$ s pour $V_{crit} = 190$ mm³ et $t_{res} = 8000$ s pour $V_{crit} = 70$ mm³). Se posera alors à nouveau pour l'utilisateur le compromis entre approximation des résultats et vitesse de résolution.

3.8 Conclusions et perspectives pour le modèle macro

Les équipes du CEMEF, entre autre à travers le projet MACCADAM, ont pour ambition de développer des outils multi-échelles adaptés à des procédés FA. Les travaux de cette partie de ma thèse se sont alors orientés sur la mise en place d'un modèle destiné aux grandes échelles. Ce modèle dit macro se base sur une simplification du transfert de matière par segments énergétiques, ajoutés de façon régulière le long de la trajectoire de construction. Bien entendu pour les dimensions prospectées, la résolution fluide est exclue. La méthode de base apparaît comme simple, accessible et facilement pilotable. Divers points ont été investigués :

- La stratégie de transfert est très versatile : l'outil *SsfCordon* respecte la temporalité, les trajectoires et les paramètres de chaque cordon, le tout piloté par un unique paramètre géométrique, le volume critique V_{crit} . Ainsi, de la voilure au remplissage en passant par des constructions *bulk*, le modèle macro est applicable sur une grande variété de cas.
- Le maillage adaptatif permet le remaillage autour des singularités et des zones d'intérêt avec un nombre limité de paramètres.
- Les outils de description du matériau et de la résolution thermique disponibles dans la bibliothèque Cimlib ont été utilisés, permettant de prendre en compte des chemins de solidification et données thermodynamiques complexes. Cette description est commune avec le modèle méso pour aménager une cohérence dans de futurs travaux.
- La résolution thermo-mécanique a montré une grande stabilité dans l'application sur un mur simple. Un modèle de débridage est fourni pour des comparaisons expérimentales.

Néanmoins, plusieurs points ont été soulevés lors de l'application sur le mur. Le modèle de transfert est vraiment simplifié sans résolution fluide, le champ de température près du bain est imprécis, et nécessitera le calibrage de paramètres numériques (α_λ). Bien qu'une première correction ait été proposée, le modèle reste dans sa définition non conservatif. Ce point devra être cerné en priorité pour les travaux futurs. Les contraintes demeurent approximées à cause de la géométrie pré-définie (murs lisses) et du dé-raffinement du maillage. Typiquement, les structures à fort ratio d'aspect A_r (**Section 2.1.4**, p.21) présentent des singularités (à cause

des rugosités de cordon importantes) qui sont le siège de concentrations de contraintes. Un tel modèle macro ne pourra en aucun cas fournir des informations sur ces aspects.

Pour une approche plus "3D", on peut noter que la versatilité du modèle de cordon est très importante, mais pour sortir du cadre 2.5D et se tourner vers des dépôts non planaires, il serait pertinent de considérer une manière plus générale de remailler autour de la zone de dépôt, plutôt que d'être cantonné à une description couche par couche. Pour l'identification des segments, le choix simple était de conserver les points d'origine, pour être certain de bien respecter les points de passage. Les trajectoires complexes nécessitent donc forcément un pré-traitement. Il serait judicieux de s'orienter vers d'autres méthodes d'identification des segments (courbes de Béziérs, critères de distance absolus, ...). De plus, la mise en place d'un outil de communication directe entre un langage outils (type G-code) et la description des trajectoires et segment permettrait de mettre très rapidement en place des cas complexes ([149]).

Le modèle macro peut être considéré à ce jour comme le socle d'un outil aux capacités variées. Son utilisation convient parfaitement à du dimensionnement, car en jouant avec : le maillage ; la discrétisation du transfert (i.e. V_{crit}) ; la linéarité du solveur thermique ; la fréquence de résolution du solveur mécanique, etc ..., le temps de calcul est grandement diminué, et le modèle parvient encore à fournir des tendances qui demeurent pertinentes. Et ce, dans une approche de résolution numérique, donc accès à des géométries complexes et des dépôts instationnaires, à la différence de solutions analytiques. Mais aussi, comme son but d'origine, fournir des conditions limites pour des résolutions plus fines type modèle méso, mais qui sont totalement dépendantes de l'historique thermo-mécanique. En ce sens, un tel modèle macro peut permettre à l'ingénieur.e de mieux définir, et plus vite, une gamme acceptable de fabrication. Il faut toujours garder à l'esprit que la chaleur dans ces procédés au long terme est pilotée au premier ordre par les pertes thermiques avec l'extérieur, excessivement difficiles à prédire (pièce ventilée/refroidie, mauvais contact/état de surface des substrats, auto-rayonnement pour des pièces aux surfaces concaves, ...). Finalement, il paraît bien difficile de présenter le caractère "prédictif" de ce modèle ... A quel point est-il nécessaire de recourir à un modèle "précis" si c'est pour devoir ajuster des paramètres numériques à *a posteriori* pour calibrer un modèle ?

Chapitre 4

Modélisation à l'échelle du cordon

Sommaire

4.1	Objectifs et contraintes d'une modélisation à l'échelle du bain liquide	123
4.2	Description numérique du matériau	125
4.2.1	Interface en approche Level Set	126
4.2.2	Domaines multiphasés	128
4.2.3	Equation de transport de la LS	129
4.2.4	Réinitialisation de la LS	129
4.2.4.1	Méthodes de réinitialisation	129
4.2.4.2	Sensibilité à la courbure et au maillage	130
4.3	Transferts de masse et d'énergie : résolution pour la thermo-fluidique	134
4.3.1	Mécanique des fluides	135
4.3.1.1	Lois de comportement	135
4.3.1.2	Equations de Navier-Stokes	135
4.3.1.3	Modèle d'apport de matière : fil explicite	136
4.3.1.4	Forces motrices dans le bain liquide	138
4.3.1.5	Formulation semi implicite de la tension de surface	140
4.3.1.6	Implémentation éléments finis et VMS	140
4.3.2	Résolution du problème thermique	141
4.3.2.1	Dévidage de métal à haute température	143
4.3.2.2	Modèle d'échange thermique avec le plasma d'arc	144
4.3.2.3	Implémentation éléments finis	145
4.4	Modèle du procédé CMT	145
4.4.1	Modèle de contact fil-bain	146
4.4.2	Modèle d'asservissement du fil	148
4.4.3	Cycle d'allumage du plasma	149
4.4.3.1	Conclusion sur le modèle CMT	152
4.5	Gestion du maillage	153
4.5.1	Contrôle de la métrique	154
4.5.2	Blocage et relaxation des éléments	156
4.6	Comportement du modèle sur un monocordon	157

4.6.1	Cadre et paramètres d'impression	157
4.6.2	Hypothèses sur les propriétés en thermo-fluidique	159
4.6.2.1	Choix du coefficient de Marangoni	159
4.6.2.2	Viscosité augmentée	159
4.6.3	Réponse du modèle lors d'un dépôt	162
4.6.3.1	Asservissement du procédé	162
4.6.3.2	Forme des écoulements dans le bain liquide	166
4.6.3.3	Correction de la masse : dévidage et déplacement de l'interface	170
4.6.3.4	Energie du système	174
4.6.4	Sensibilité au coefficient de Marangoni	175
4.6.4.1	Discussion de l'influence des forces de Marangoni	178
4.7	Conclusion et perspectives pour le modèle méso	181

4.1 Objectifs et contraintes d'une modélisation à l'échelle du bain liquide

Le chapitre à venir présente les travaux effectués sur la modélisation du procédé CMT à l'échelle mésoscopique. Afin de situer l'intérêt de ce modèle, il faut rappeler (**Chapitre 2**) que les phénomènes rencontrés dans l'élaboration d'une pièce WAAM sont totalement interdépendants. Bien que les paramètres de dépôt puissent être fixés, l'accumulation de la chaleur, la forme ou la position du dépôt résultent de l'histoire thermo-mécanique de la pièce en construction, et viennent affecter les prochains cordons de matière. La qualité finale de la pièce sera alors, entre autres, sujette à la cohésion entre les couches (la pénétration du bain), aux rapports d'aspect (rugosité intercordons), et bien entendu à la microstructure résultante de la solidification.

Le chapitre précédent (modèle macro) s'est intéressé à la description du WAAM aux grandes échelles, de façon à capter la tendance générale de l'évolution thermo-mécanique de structures larges. Cependant, les échelles de temps et d'espace utilisées rendent impossible la résolution de la mécanique des fluides pour accéder aux écoulements dans le bain liquide, dont la compréhension a bien été identifiée comme l'une des clés de voûte de la maîtrise du procédé WAAM. La simulation du procédé avec des pièces construites *a priori* est donc fortement limitée. Le modèle méso s'identifie ici comme complémentaire au modèle macro : en modélisant les écoulements, le déplacement d'interface et la solidification du bain liquide en cordon, on souhaite accéder à tous les phénomènes qui affectent la qualité du dépôt (morphologie, stabilité, étalement, adhésion, ...). Bien que des hypothèses fortes soient utilisées -comme la non-résolution de l'électromagnétisme, l'utilisation de viscosités augmentées et une fréquence du procédé réduite- on cherche à s'approcher astucieusement du cycle de transfert complexe du CMT. Ainsi, ce modèle permet de fournir une première discussion sur les transferts de chaleur et les écoulements dans le bain liquide.

Point de départ. Pour distinguer l'apport de cette thèse des travaux qui ont précédé, on propose de situer comme "point de départ" la modélisation du soudage issue de l'agrégation des précédents travaux effectués au CEMEF. En associant :

- les développements en modélisation du soudage par Hamide [116], avec l'intégration de la formulation LS (level set), du modèle de source de chaleur et de l'apport de matière par cavité de Desmaison [83], présenté dans la **Section 2.3.4** (p.51) ;
- les travaux de Saad [137] sur la résolution non linéaire thermique d'un domaine multiphasé, qui ont été détaillés respectivement dans la **Section 3.4.5** (p.84) et la **Section 3.2.1** (p.66) ;
- l'intégration semi-implicite des forces de tension de surface dans le solveur Variational MultiScales (VMS, présenté par la suite) par Chen [90] ;

on peut construire un modèle de développement de cordons avec des apports continus. L'unification de ces travaux a constitué la première partie de la prise en main du modèle méso lors de cette thèse, et un exemple de bain liquide d'un cordon en développement est donné dans la **Fig. 4.1**. Ce cas est dimensionné à partir de l'**Annexe.A12**. Ce cas de "départ" est basé sur les paramètres procédés de la **Section 3.5.1.1** et les outils évoqués précédemment, qui seront détaillés au cours de ce chapitre. Ici, il est juste question de montrer la forme stationnaire ($t \approx 4$ s) du bain liquide, alimenté par un terme source de matière actif au sein de la zone fondue [83] dans la région \mathcal{H}_c . La chaleur est apportée par un terme source de surface modélisant l'échange avec le plasma d'arc, et la convection de la chaleur est pilotée par les écoulements centrifuges

résultant d'un terme de Marangoni $\frac{\partial \gamma}{\partial T}$ négatif, ce qui est bien représenté par le suivi du gradient de température marqué par les isothermes de la **Fig. 4.1** (a). Ici, on cherche uniquement à illustrer le fait que ce modèle représente un apport de matière et de chaleur constant dans le temps, et ne permet pas de distinguer le CMT d'un autre procédé de soudage.

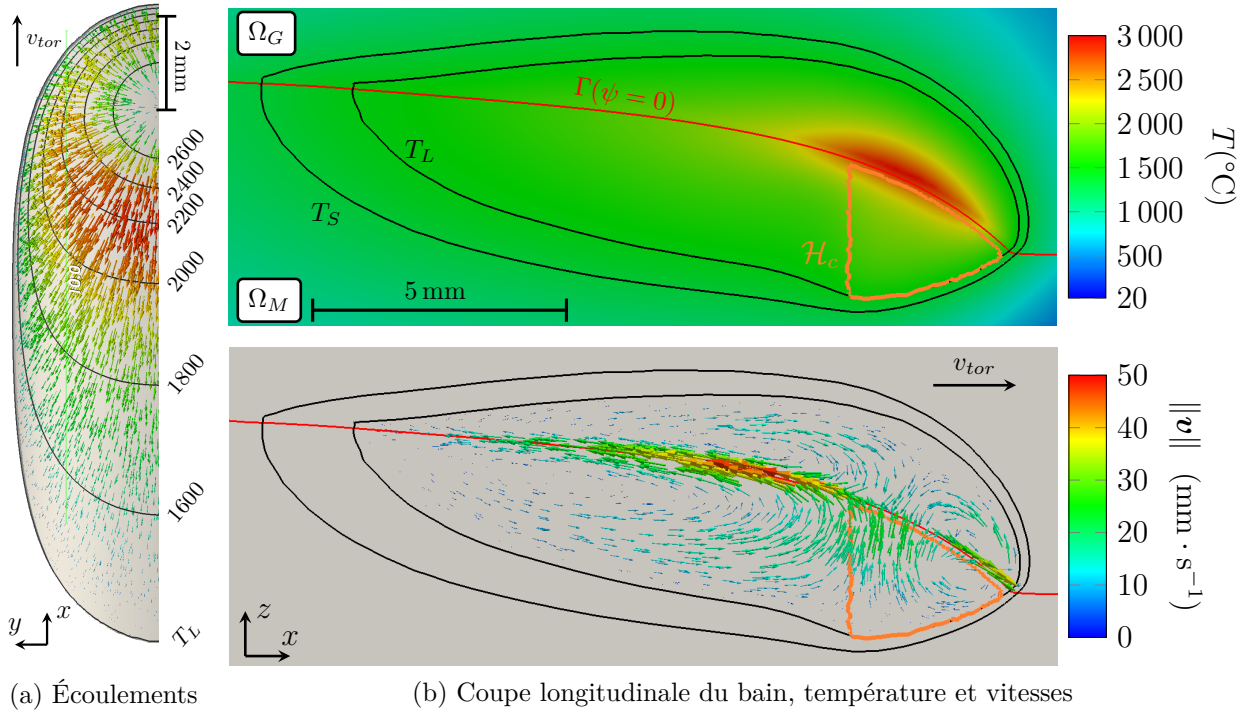


FIGURE 4.1 – Différentes vues d'un bain liquide stationnaire par gonflement de cavité et plasma moyenné, qui correspondent à l'agrégation des travaux de Desmaison [83], Chen [90] et Saad [137]. En (a), vue du dessus d'une moitié de bain avec les isothermes de températures (en °C), ainsi que le champ de vitesse (couleur correspondante avec $\|\mathbf{v}\|$) sur la surface du bain. En (b), coupe longitudinale pour représenter la température et les écoulements. La quantité d'énergie transmise par la torche est visible avec la concentration de chaleur sur la surface du bain $\Gamma(\psi = 0)$, et les isothermes du solidus et liquidus sont marqués dans le métal et gaz par les contours noirs. La cavité \mathcal{H}_c est identifiée par le contour orange. Les écoulements sont générés d'une part par le terme de divergence de vitesse dans \mathcal{H}_c , mais surtout par les forces de Marangoni.

Vers une description du CMT. Bien que l'apport par cavité demeure un outil pertinent pour estimer les champs de température, et nourrir par exemple des modèles de microstructure comme dans les travaux de thèse de Xue [78], les transferts de matière propres au CMT sont totalement lissés. Il est alors difficile de s'intéresser aux phénomènes locaux qui, on l'a vu, pilotent fondamentalement la morphologie du cordon (cf **Fig. 2.3**, p.21). Le choix est alors fait de modéliser de façon simplifiée ce cycle, avec une pointe d'électrode en mouvement. L'hypothèse la plus forte de ce modèle est de ne pas résoudre l'électromagnétisme. Plusieurs raisons sont invoquées pour considérer que cette physique est hors du cadre de la thèse. La première étant la difficulté et le temps nécessaires à son implémentation, sans bénéficier de travaux antérieurs dans la bibliothèque Cimlib. On note à ce sujet que résoudre l'électromagnétisme formulation $P1$ est impossible [110] sans considérer des descriptions spécifiques de conditions limites, ce qui a été effectué par exemple dans le logiciel COMSOL [150]. La seconde raison est qu'il a été vu que

les valeurs du courant I demeureraient raisonnables dans ce procédé (cf **Section** 2.3.4.3, p.54), ce qui devrait mener à des forces électromagnétiques qu'on peut supposer être secondaires. Ce dernier point ne pourra être vérifié qu'avec de futures comparaisons expérimentales, qui n'ont pas été mises en place lors de cette thèse. Finalement, puisque ni la gravité ni le cisaillement électromagnétique ne sont directement responsables du détachement de la goutte dans le CMT (cf **Section** 2.3.2.2 p.47), le projet s'est focalisé sur le pilotage du fil qui est provoqué par le déplacement mécanique du fil, donc d'autant plus sur l'asservissement de l'électrode. Au cours de ce chapitre, on va voir que le modèle méso s'appuie sur les points suivants :

- L'intérêt du modèle étant entre autre d'observer la morphologie solidifiée, et pour anticiper des trajectoires complexes, on se place dans une approche eulérienne où la torche est mobile dans un domaine fixe.
- L'apport de matière est explicite, effectué par un cylindre qui représente la pointe d'électrode.
- Dans le référentiel de ce cylindre, un débit de matière constant lié aux paramètres précédés est imposé. La position du cylindre est pilotée de façon indépendante du dévidage.
- Le cycle CMT est asservi par la détermination du contact entre électrode et bain liquide (ce qui provoque en réalité un court-circuit). La résolution électromagnétique est contournée : sans le calcul du potentiel électrique, un modèle purement géométrique est proposé pour détecter le contact entre électrode et bain.
- A l'aide de certains ajustements et corrections, ce modèle de contact permet de générer un cycle de dévidage simplifié du cycle réel, qui est comparé qualitativement à des ressources vidéos.
- Pour modéliser la phase boost, l'apport d'énergie par modèle équivalent du flux de chaleur est réparti en fonction de la position de la torche, ce qui permet de s'approcher des mesures expérimentales du cycle CMT.

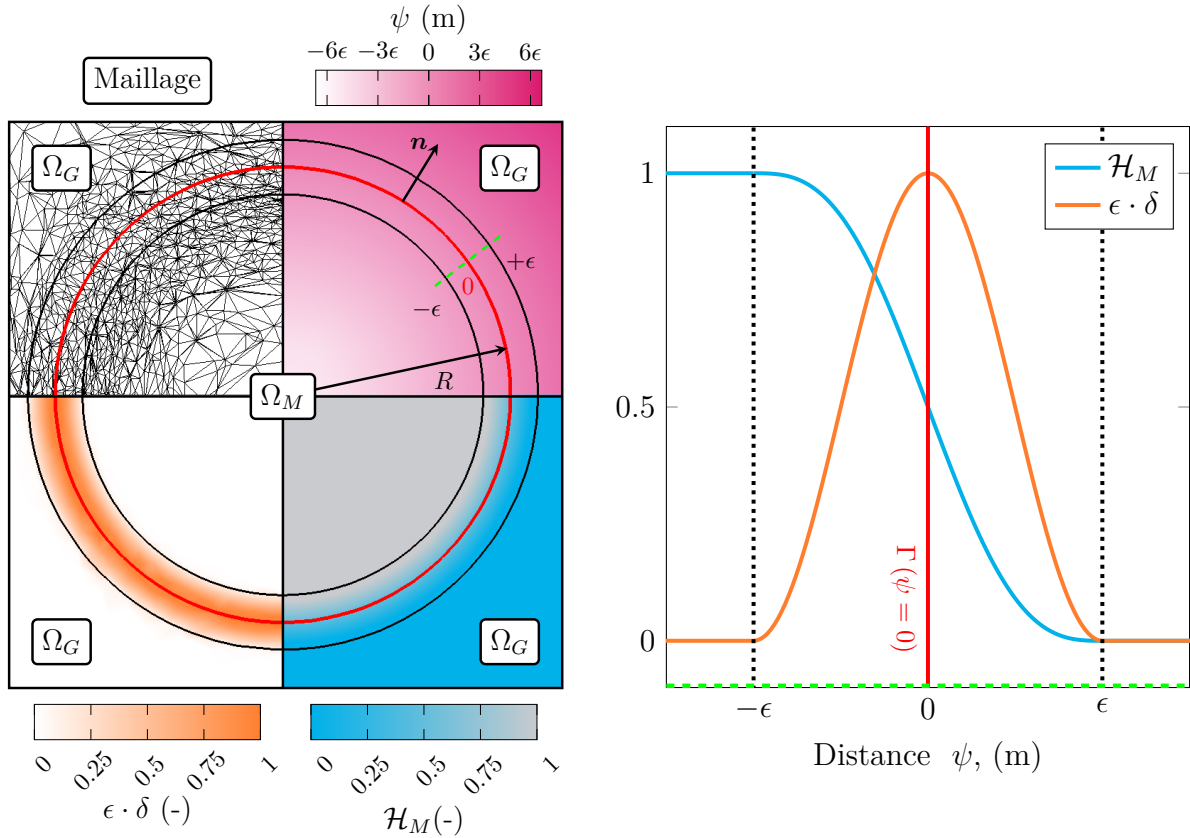
Les outils permettant la conservation d'énergie, de masse, de la gestion du maillage, ainsi que les modèles listés précédemment seront détaillés par la suite. Finalement, un cas de monocordon (avec des paramètres de dépôt semblables au cas macro) sera présenté, accompagné d'une discussion sur la pertinence du modèle.

4.2 Description numérique du matériau

Modéliser correctement les écoulements et leur influence sur la morphologie du cordon solidifié nécessite de représenter au mieux l'interface. Ce point a été explicité dans la **Section** 2.2.2 (p.26), et les différentes méthodes de suivi d'interface en modélisation du soudage ont été détaillées dans la **Section** 2.3.1.1. En rappel, les méthodes VOF et LS permettent aisément de représenter la coalescence d'interface, qui est nécessaire dans le cas de la modélisation de l'interaction fil/bain liquide. Les outils numériques de la Cimlib reposant totalement sur des EF (éléments finis, qui conviennent à l'utilisation de la méthode LS) et non pas des volumes finis (appropriés au VOF), la LS s'est imposée au fil des travaux précédents sur les procédés soudage/LPBF ([83, 85, 90]). L'utilisation qui en est faite dans le modèle méso est donnée ci-dessous.

4.2.1 Interface en approche Level Set

La méthode LS, déjà présentée dans l'**Eq.2.8** (p.41), repose sur l'utilisation d'une fonction de distance signée ψ (en m) qui permet de situer la position de chaque noeud par rapport à l'interface Γ , cette dernière étant identifiée par l'isovaleur $\psi = 0$. Une représentation visuelle de ψ et des outils qui en découlent est schématisée avec une sphère métallique dans la **Fig. 4.2(a)** (champ blanc et rose). En approche LS, l'interface étant mobile, la normale en tout point \mathbf{n} est exprimée par l'**Eq.2.10** (p.42), et le calcul de la courbure a été donné **Eq.2.11**.



(a) Sphère métallique avec ψ , δ , \mathcal{H}_M

(b) Fonctions d'interface : \mathcal{H}_M , δ vs ψ

FIGURE 4.2 – Différents schémas pour apprécier la méthode LS ainsi que les outils qui lui sont propres, à savoir la loi de mélange pour les propriétés avec la fonction Heaviside lissée \mathcal{H}_M , et la fonction Dirac δ utilisée pour les CSF. En (a), une sphère de métal immergée dans un maillage est découpée en 4 secteurs pour représenter les champs associés à ces lois : en rose, la fonction de distance ψ est calculée à partir de l'interface Γ ($\psi = 0$), ce qui permet de déterminer dans l'épaisseur 2ϵ (contour en noir) la loi de mélange (ou d'appartenance au métal) \mathcal{H}_M , représentée en bleu, qui marque le domaine de métal Ω_M , ainsi que la normale \mathbf{n} . Finalement, le Dirac lissé est représenté normalisé dans cette même épaisseur en orange. En (b), ces deux fonctions sont affichées par rapport à la distance normale ($/\mathbf{n}$) à l'interface.

Comme cette interface marque la séparation entre deux milieux aux propriétés différentes (ici le domaine de gaz Ω_G et le métal Ω_M), la définition numérique finale des champs de propriétés doit évoluer au sein de cette interface. Dans le cadre EF utilisé, il est nécessaire de mélanger progressivement les propriétés, au sein d'une interface dite "épaisse" de 2ϵ (en m). Ce mélange est assuré à l'aide de la fonction Heaviside lissée \mathcal{H}_M (adimensionnée) donnée dans l'**Eq.4.1**,

qui représente au final l'appartenance au métal. La forme du champ est donnée pour la sphère métallique de la **Fig. 4.2(a)** (en bleu et gris), ainsi que le long de la génératrice verte par rapport à ψ dans la **Fig. 4.2(b)**.

$$\mathcal{H}_M(\psi) = \begin{cases} 1 & \text{si } \psi \leq -\epsilon \\ \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\psi}{\epsilon} - \frac{1}{\pi} \sin \left(\frac{\pi\psi}{\epsilon} \right) \right] & \text{si } |\psi| \leq \epsilon \\ 0 & \text{si } \psi > \epsilon \end{cases} \quad (4.1)$$

Pour modéliser les phénomènes surfaciques dans cette interface épaisse, la méthode CSF est employée, déjà évoquée dans la **Note II** (p.43, cf [95]). Pour rappel, une fonction Dirac δ lissée est construite à partir de \mathcal{H}_M , et permet de transformer des grandeurs surfaciques en volumiques, ces dernières étant numériquement adaptées à l'implémentation EF des équations de chaleur et de quantité de mouvement. L'expression du Dirac δ est donnée dans l'**Eq.4.2**, et représentée pour la sphère métallique dans la **Fig. 4.2(a)** (en orange). De même, sa valeur normale à l'interface est donnée à la **Fig. 4.2(b)**.

$$\delta(\psi) = \frac{\partial \mathcal{H}_M(\psi)}{\partial \psi} = \begin{cases} \frac{1}{2\epsilon} \left[1 + \cos \left(\frac{\pi\psi}{\epsilon} \right) \right] & \text{si } |\psi| \leq \epsilon \\ 0 & \text{si } |\psi| > \epsilon \end{cases} \quad (4.2)$$

Cette fonction doit respecter la condition suivante :

$$\int_{-\epsilon}^{+\epsilon} \delta(\psi) d\psi = 1 \quad (4.3)$$

Finalement, il est important d'insister sur deux points :

- L'épaisseur de l'interface est pilotée uniquement par la valeur de ϵ . Ce paramètre numérique doit être déterminé en fonction de la morphologie de l'interface et des ordres de grandeurs spatiaux représentés. On le verra par la suite, mais dans l'exemple de la pointe de l'électrode (de diamètre \varnothing_F) modélisé explicitement, il a été choisi $2\epsilon = \varnothing_F/5$.
- La définition correcte des fonctions d'interfaces (\mathcal{H}_M, δ) repose entièrement sur la densité du maillage. En rappel de la **Section 2.3.1.1**, n_ψ éléments de taille h_{norm} (normal à l'interface) sont préconisés dans l'épaisseur 2ϵ . La condition suivante doit donc être respectée dans le pilotage du maillage :

$$h_{norm} \leq \frac{2\epsilon}{n_\psi} \quad \text{avec } n_\psi = [6; 10] \quad (4.4)$$

Note XI : Lissage de la Heaviside et CSF

Ont été présentées ici les fonctions lissées et symétriques (on a $\mathcal{H}_M(\psi = 0) = 0.5$) par rapport à l'interface (appelées arithmétiques) qui serviront pour les lois de mélange. Il est pertinent de se demander si ce choix est rigoureux, lorsque les valeurs des propriétés vont évoluer sur plusieurs ordres de grandeur à l'interface entre métal et gaz. Diverses discussions ont été menées par Desmaison [83] qui utilise différentes lois de mélange (harmoniques, géométriques, arithmétiques) pour la conductivité et l'enthalpie. Dans une situation de flux de chaleur à l'interface comparée à une solution analytique, la température dans le métal est la mieux représentée avec la forme arithmétique, c'est à dire celle donnée dans l'**Eq.4.1**, qui sera utilisée par la suite.

Concernant la définition des CSF, Queva [151] de son côté propose pour la modélisation du LPBF une répartition des forces asymétrique (rehaussé uniquement côté métal) pour renforcer l'effet des forces de Marangoni. Ce choix a été justifié dans ses travaux après des comparaisons expérimentales. Cependant, il ne ressort pas de condition claire pour une utilisation extensible au procédé soudage, et il sera préféré dans notre étude de rester sur une description standard des CSF plutôt que d'introduire une hypothèse artificielle numérique supplémentaire.

4.2.2 Domaines multiphasés

Pour créer une cohérence entre modèle macro et méso, les domaines de matériau sont décrits de la façon la plus proche possible, en reposant sur l'outil *ISMicrosegregation*, qui a déjà été décrit **Section 3.2.1**. De façon synthétique, on retient que

- le mélange des propriétés entre métal et gaz est donné par l'**Eq.3.1** (p.66),
- mais plutôt qu'une transition brute du modèle macro (cf **Eq.3.2**), la loi de mélange dans le modèle méso est effectuée avec la fonction Heaviside lissée de l'**Eq.4.1**. Le critère de dimension de l'épaisseur est retenu arbitrairement vis-à-vis du diamètre de l'électrode, et on retiendra $\epsilon = \varnothing_F/10$.
- La décomposition du matériau se fait selon les domaines, zones et phases référencées théoriquement via les **Eq.3.3 à 3.5** (p.66), appliquées au 316L avec le **Tab.3.1** (p.67).
- La justification de cette description des phases liquide, austénitique et ferritique ($\varphi = \{l, \gamma, \alpha\}$) est faite dans la **Section 3.2.2** (p.67). Le chemin de solidification, ainsi que les enthalpies de phase qui en résultent sont donnés **Fig. 3.2** (p.68).

Schématiquement, la décomposition simplifiée du domaine de calcul est donnée dans la **Fig. 4.3**.

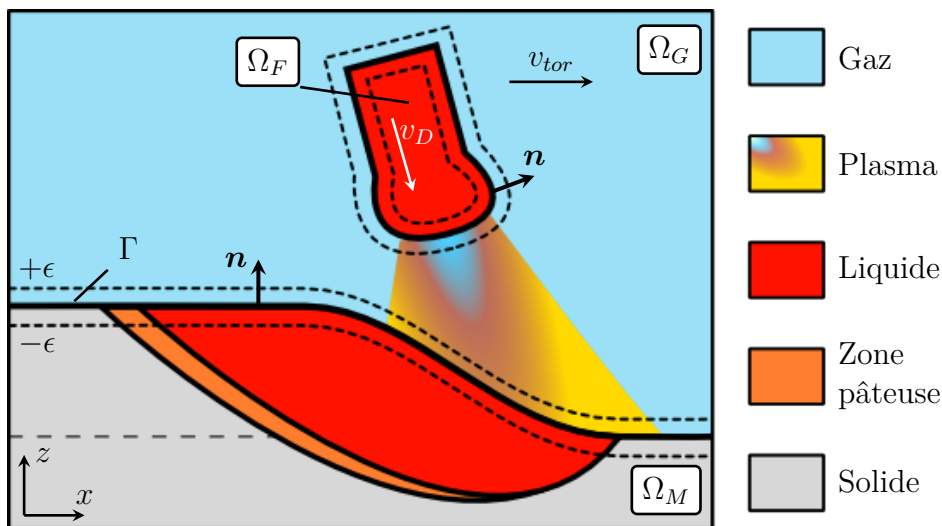


FIGURE 4.3 – Schéma de principe de la méthode LS et de la décomposition du domaine appliqué au modèle méso du procédé CMT. Le domaine de l'électrode (du fil de matière) est identifié par Ω_F , tandis que le déplacement de l'électrode se fait avec v_{tor} , et le dévidage imposé par v_D .

4.2.3 Equation de transport de la LS

En méthode LS, c'est le champ de vitesse \mathbf{v} issu de la résolution de la mécanique des fluides qui permet à l'interface d'évoluer. L'équation de transport suivante est résolue

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \psi = 0 \quad (4.5)$$

avec un schéma SUPG (Streamline Upwind Petrov-Galerkin) [152]. Bien entendu, dans ces cas de simulation complexes avec des champs de vitesse non uniformes, ψ est convectée à son tour de façon non uniforme. La propriété eikonale

$$\|\nabla \psi\| = 1 \quad (4.6)$$

n'est alors plus respectée, et ψ ne représente dès lors plus une distance correcte, ce qui entraîne des erreurs numériques. Pour rappel, toute la représentation numérique de l'interface (mélange avec \mathcal{H}_M , CSF avec δ , courbure avec κ , cf **Eq.2.11** p.42, et la normale \mathbf{n} , cf **Eq.2.10**) repose sur la qualité de ψ . Il est alors nécessaire de réinitialiser, autrement dit reconstruire, la fonction distance.

4.2.4 Réinitialisation de la LS

4.2.4.1 Méthodes de réinitialisation

Méthode *Hamilton-Jacobi* avec les *Leveller*. Initialement proposée par Sussman et al. [153], cette méthode repose sur le transport de la LS sur un temps artificiellement faible. Cette méthode implique alors une résolution supplémentaire. Dans la continuité, Bernacki et al. [154] et Ville et al. [88] ont implémenté dans la librairie Cimlib une méthode de résolution qui permettait simultanément de convecter la LS tout en la réinitialisant pour garantir l'**Eq.4.6**, nommée *Leveller*. Cependant, les auteurs concluent que lorsque l'interface est sujette à d'importantes déformations, cette dernière méthode génère des instabilités numériques. Pour plus d'informations, le lecteur est invité à se référer aux sources. Dans sa mise en place du soudage en formulation LS, Desmaison [108] note aussi la difficulté d'utilisation de cette méthode pour la paramétrer. Conséquemment, Chen [109] dans la modélisation du LPBF se tourne vers la réinitialisation topologique, parfaitement stable.

Réinitialisation topologique par *DRT*. Une autre façon de réinitialiser la LS est un calcul brut de la distance de chaque noeud à l'interface, comme représenté sur la **Fig. 4.4**. Cette méthode pouvant devenir excessivement coûteuse à cause du parcours de chaque élément d'interface, des travaux au CEMEF ont été accomplis pour optimiser cette réinitialisation. La parallélisation ainsi que la recherche des noeuds voisins, d'où le terme de DRT (Direct Reinitialization Tree), mises au point par Shakoor et al. [155], seront donc utilisées dans la suite des travaux.

A noter que la réinitialisation demeure numériquement inenvisageable sur tous les éléments de Ω . On recalcule la distance pour une valeur maximale (on prendra 3ϵ pour la suite). Autrement dit, la distance est "borgne" au delà d'une distance réelle ($\max(|\psi|) = 3\epsilon$). D'autre part, cette reconstruction d'interface est intrinsèquement génératrice d'erreur. Le caractère courbe

de l'interface est mis en cause, mais ce caractère est bien entendu relatif à la dimension des éléments.

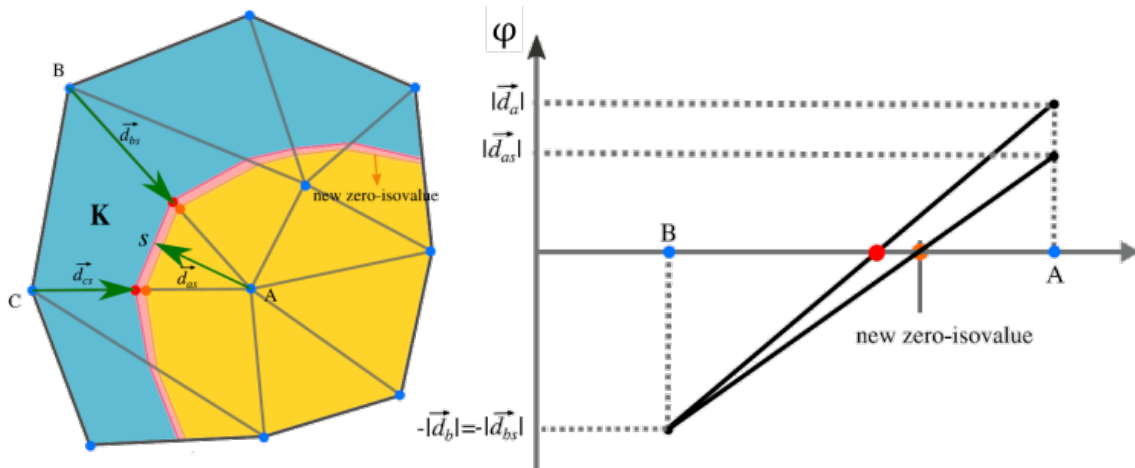


FIGURE 4.4 – Schéma de principe de l'erreur induite par réinitialisation de la LS par DRT [89]. A l'origine, l'interface correspondait au bord du volume rose. En prenant pour exemple l'arête BA , avant réinitialisation, la distance vue au noeud B est de $|d_b|$, et en A de $|d_a|$ (point rouge). La réinitialisation conduit à calculer la distance projetée à l'interface. B conserve $|d_{bs}| = |d_b|$, tandis que A prend la valeur du projeté $|d_{as}| < |d_a|$. Plus l'interface est relativement courbe par rapport à la taille des éléments, plus l'écart entre $|d_{as}|$ et $|d_a|$ sera important.

4.2.4.2 Sensibilité à la courbure et au maillage

Le modèle méso se base sur la description explicite de la pointe de l'électrode et des gouttes de métal fondu. Il est possible d'anticiper que l'interface dans ces zones va être fortement courbe (pour rappel, le fil a un diamètre $\varnothing_F = 1.2\text{ mm}$). La LS y est alors particulièrement susceptible d'être dégradée, ce qui peut affecter de façon significative la conservation de la masse. La section suivante permet d'anticiper : les contraintes liées entre ces régions fortement courbées ; le maillage à l'interface ; et sa dégradation par la réinitialisation. Ainsi, un critère supplémentaire sur la métrique est dégagé.

Cas 3D d'une sphère. L'étude de Florez et al. [89] s'est entre autres intéressée à la dégradation de l'interface liée à la réinitialisation, mise en avant dans la **Fig.** 4.4(a). Lorsque la distance d'un point (initialement d_a) est recalculée, c'est la valeur du projeté orthogonal à l'interface qui est utilisée (distance d_{as}). Cet écart est visible dans la **Fig.** 4.4(b) entre les deux valeurs du champ de distance, et résulte sur le décalage de l'interface, identifié avant par le point rouge, et après réinitialisation par le point orange. Pour les auteurs, cette dégradation est d'autant plus importante avec l'augmentation de courbure de l'interface κ (en m^{-1}) par rapport à la dimension des éléments h (en m).

Alors que leur étude a porté sur un cas 2D de sphère en rétrécissement, on l'étend ici (de façon pragmatique pour le modèle méso) à un cas 3D simple d'une sphère statique dans un maillage fixe uniquement soumise à la réinitialisation, visible dans la **Fig.** 4.5(a). A chaque réinitialisation n , le volume et le rayon de la sphère sont notés respectivement V_n (en m^3), et

$R_n = \sqrt[3]{3V_n/4\pi}$ (en m). L'écart relatif au rayon d'origine est lui noté e_n (en %) par

$$e_n = \frac{R_0 - R_n}{R_0} > 0 \quad (4.7)$$

Le remaillage entraînant un rétrécissement de la sphère, c'est à dire que e_n est croissante, on considère le taux de perte moyen par réinitialisation \dot{e} (en %)

$$\dot{e} = \frac{e_n}{n} \quad (4.8)$$

En considérant ce terme constant sur $n = 5$ réinitialisations consécutives, on écrit alors

$$\begin{aligned} \dot{e} &\simeq e_n - e_{n-1} \\ &= \frac{dR}{R} > 0 \end{aligned} \quad (4.9)$$

Autrement dit, à chaque réinitialisation, le rayon de la sphère rétrécit de dR (m) en rayon, c'est à dire perd $4\pi R^2 dR = 4\pi \dot{e} R^3$ (m^3) de volume à chaque remaillage. Pour différentes sphères de rayon R avec des éléments à l'interface de taille h , on regarde le taux de perte \dot{e} , qui est visible dans la **Fig. 4.5(b)**. La dépendance entre la perte et le courbure et taille de maille est flagrante :

- Dans le cas 2D de l'étude de Florez [89], la réinitialisation sur le maillage le plus grossier de l'étude ($h/R = 3.33\%$) entraîne un écart de 25% sur la surface du disque pour $n = 4500$ incréments, ce qui est clairement non négligeable.
- Dans notre cas, des sphères 3D de rayons $R \in [0.5; 3]$ mm dans des maillages aux dimensions mesurées h (**Eq.4.11**) voient leur LS réinitialisée. Une régression quadratique (qu'on impose théoriquement nulle pour un maillage infiniment fin) est faite sur la relation entre taux de perte \dot{e} et le rapport h/R :

$$\frac{dR}{R} = 1.2 \cdot 10^{-1} \left(\frac{h}{R}\right)^2 + 1.7 \cdot 10^{-4} \left(\frac{h}{R}\right) \quad (4.10)$$

Bien que cette étude n'agrège qu'un faible nombre de points et nécessite une investigation plus poussée par la suite, la tendance est suffisante pour construire un critère.

Note XII : Expression de h

Comment déterminer la dimension de la taille de maille pour un maillage anisotrope? Les configurations extrêmes de maillage, c'est à dire orientée normale ou tangente à l'interface, sont complexes à considérer analytiquement pour une réinitialisation. Les cas abordés dans la **Fig. 4.5(b)** utilisent un maillage qu'on jugera quasi-isotrope dans l'interface Γ (maillés avec *ISMetricDistance*, cf **Fig. 3.5** p.76 et l'outil d'estimateur d'erreur [156], détaillé plus loin). On approxime de façon moyenne la taille de maille des éléments par leur volume V_K (en m^3) tel que

$$h = \sqrt[3]{V_K} \quad K \in \Gamma \quad (4.11)$$

Dimensionnement pour l'apport de matière du modèle méso. Quelle information tirer de l'étude précédente sur le dimensionnement du maillage du modèle méso à l'interface? Considérons un exemple d'une goutte statique, suspendue à l'électrode. La pointe de l'électrode sera soumise à de fortes perturbations entre le dévidage, le déplacement de l'électrode, la rupture du film ... l'interface dans cette région sera fortement courbe.

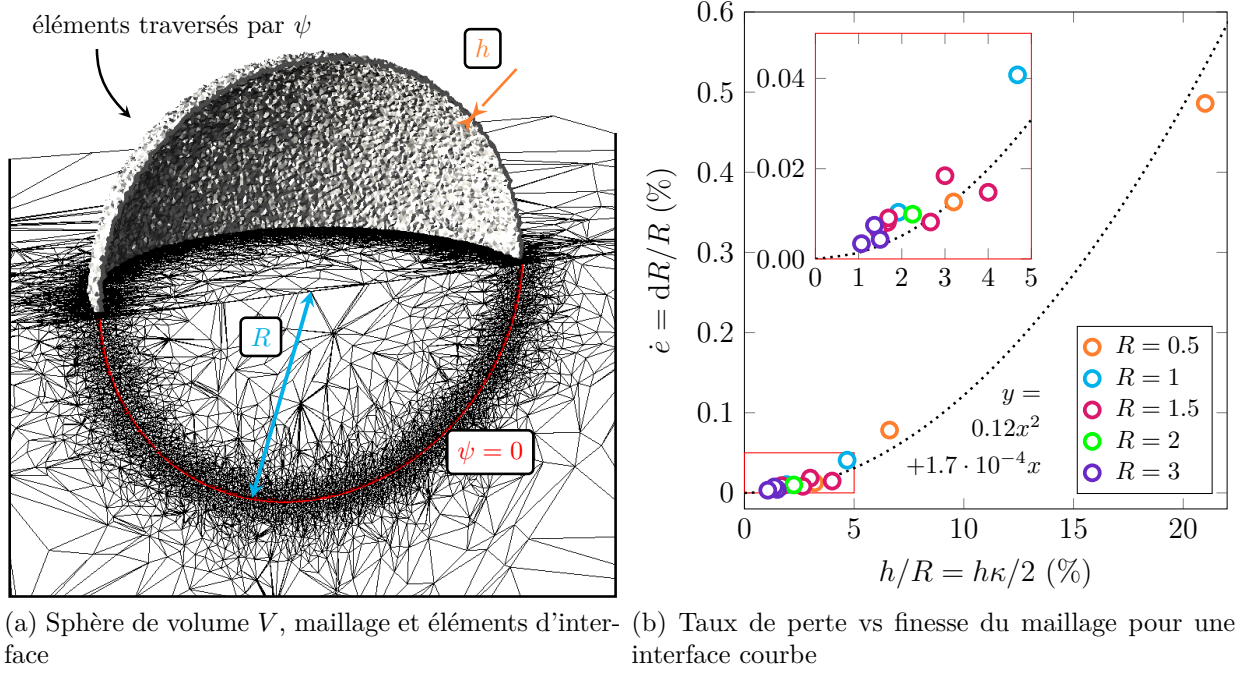


FIGURE 4.5 – Étude sur la dégradation de l'interface par réinitialisation par DRT. En (a), coupe de la sphère de rayon R . Les éléments d'intérêt (traversés par ψ , et de dimension h) sont visibles sur la partie supérieure. En (b), on mesure le taux de perte $\dot{\epsilon}$ (cf **Eq.4.8**), c'est à dire le rayon relatif perdu à chaque réinitialisation, en fonction de la finesse du maillage. Cette finesse est décrite par le rapport entre la taille de maille à l'interface h , et le rayon de la sphère R , qu'on peut étendre à la courbure locale $\kappa = 2/R$.

En s'appuyant sur la **Fig. 4.6(a)**, on considère la goutte comme une demi sphère de rayon R^g , de volume $V^g = 2/3\pi R^{g3}$ donc de surface $S^g = 2\pi R^{g2}$ (en m^2). A chaque réinitialisation, la goutte se rétracte et son volume associé avant et après passe de V^{g-} à V^g . La distance de retrait $dR \ll 1$ est suffisamment faible pour exprimer la différence de volume par

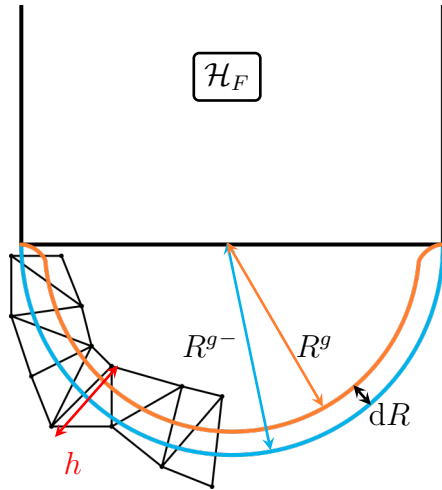
$$\begin{aligned} \Delta V^g &= V^g - V^{g-} \\ &\simeq S^g dR \\ &\simeq 2\pi R^{g2} dR \end{aligned} \quad (4.12)$$

Relativement au volume, on obtient alors une perte de volume $\dot{\epsilon}_{V^g}$ (en %) à chaque réinitialisation de

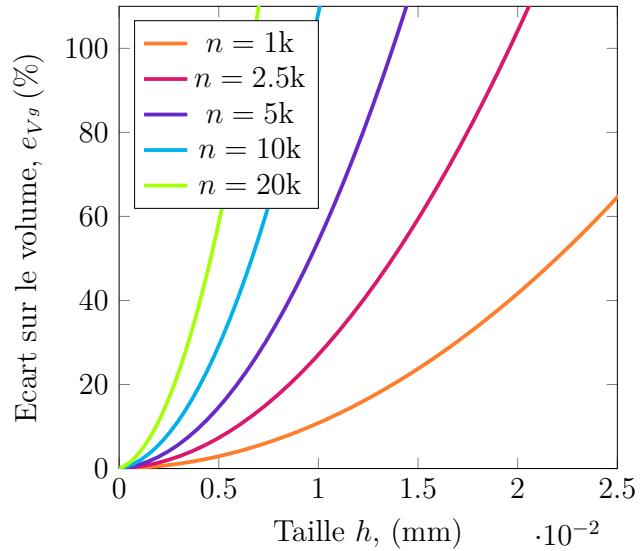
$$\dot{\epsilon}_{V^g} = \frac{\Delta V^g}{V^g} = 3 \frac{dR}{R^g} \quad (4.13)$$

Dans un contexte de dévidage, cette goutte devrait évoluer sous la forme d'une calotte sphérique dont le rayon évolue avec le débit de matière, jusqu'à être réinitialisée après dépose dans le bain. Ce cas n'étant pas si trivial à mener analytiquement, on se contente de considérer que la goutte est fixe, constamment à son rayon R^g . On approxime les pertes de volume total par le cumul des pertes de la demi sphère pour les n réinitialisations, de façon similaire à l'**Eq.4.8**. La perte cumulée est simplifiée à

$$e_{V^g} = n \dot{\epsilon}_{V^g} \quad (4.14)$$



(a) Schéma d'une goutte hémisphérique à la pointe du domaine de l'électrode Ω_F



(b) Pertes en fonction de h et du nombre de réinitialisation n pour une demi-sphère de rayon $R^g = 0.6$ mm

FIGURE 4.6 – En (a), schéma de la goutte à la pointe de l'électrode, censé représenter une condition typique rencontrée dans le modèle méso lors du dévidage. La goutte a un rayon à l'origine de R^{g-} , qui diminue avec la réinitialisation pour devenir (grossoirement) R^g . L'écart entre les deux rayons est noté dR , et les éléments traversés par ψ sont de dimension h . Sur le graphique en (b), le cumul des pertes approximé est donné pour plusieurs milliers (n) de réinitialisation, ainsi qu'en fonction de la dimension des éléments. On remarque d'office que dans cette configuration, pour des calculs longs, les éléments concernés toisent l'ordre du micron pour limiter des pertes de masse trop importantes.

En insérant l'**Eq.**4.10 dans l'**Eq.**4.13 puis dans l'**Eq.**4.14, on exprime la perte de volume total par rapport à la taille de maille à l'interface

$$e_{Vg} = 3n \left[1.2 \cdot 10^{-1} \left(\frac{h}{R^g} \right)^2 + 1.7 \cdot 10^{-4} \left(\frac{h}{R^g} \right) \right] \quad (4.15)$$

La **Fig.** 4.6(b) donne les écarts finaux sur le volume pour des gouttes hémisphériques de $R = 0.6$ mm par rapport à différentes tailles de mailles, ainsi qu'un certain nombre de réinitialisation. Pour se limiter à disons $e_{Vg} = 40\%$ de pertes, (ce qui veut dire qu'on a perdu 40% du volume de la goutte juste par réinitialisation), les mailles à l'interface doivent déjà être de $h = 20 \mu\text{m}$ si la LS est réinitialisée $n = 1000$ fois. Si on envisage $n = 20k$ réinitialisations, la dimension doit descendre à $h = 3 \mu\text{m}$. L'utilisation d'un tel maillage appliqué au modèle méso ferait bondir le nombre d'éléments ($> 10M$).

A partir de cette étude très simplifiée, l'influence forte entre la dégradation de l'interface (donc la perte de masse) et la finesse du maillage dans les interfaces de fortes courbures a été montrée. Bien que le modèle méso soit caractérisé par des surfaces plus complexes, avec un bain liquide en mouvement, un pont capillaire en rupture, etc ... le cas de la goutte en pointe d'électrode peut être considéré comme représentatif du cas le plus contraignant. De façon plus appliquée, des tests en situation de dévidage continu, avec des sources d'erreurs plus variées (résolution NS, convection, ..) mais plus représentatives, aboutissent à des comportements similaires :

l'**Annexe.A13** fait référence à des pertes de 52% avec un maillage moyen à l'interface de $h = 60\ \mu\text{m}$ (4 éléments dans l'épaisseur LS), pour quelques centaines d'incrémentes seulement. Deux conclusions peuvent alors être tirées :

- Le maillage dans l'interface pour les régions courbes doit être le plus raffiné possible. En s'appuyant sur le cas de la goutte, on se limitera arbitrairement à prendre $\min(h) = 20\ \mu\text{m}$, pour conserver un nombre d'éléments acceptable ($\approx 2.2M$).
- La fréquence de réinitialisation doit être diminuée. Bien entendu, la réinitialisation est nécessaire (cf **Eq.4.6**), et un compromis sur la fréquence doit être trouvé. On choisira alors pour la suite une réinitialisation toutes les $f_{rei} = 2$ pas de temps Δt , éclairé par la suite dans la **Section 4.6.3.3** (p.170).

4.3 Transferts de masse et d'énergie : résolution pour la thermo-fluidique

La construction du modèle méso s'est faite avec ce qui peut se rapprocher le plus du concept de rétro-ingénierie : à partir de ressources techniques (manuel d'utilisation Fronius [25]) et d'images obtenues à haute vitesse d'acquisition [157, 21], on a cherché à décrire le cycle CMT. Il apparaît rapidement que la modélisation de la pointe d'électrode, donc l'apport explicite de matière, et de son évolution cyclique, sont nécessaires pour appréhender les écoulements dans le bain liquide.

Avant de détailler le modèle complet d'asservissement du CMT, qui sera abordé dans la **Section 4.4**, les briques élémentaires des transferts de masse et de chaleur qui le constituent sont présentés dans la section suivante. Le modèle méso se construit alors avec ces outils principaux :

- L'électrode (le fil) est identifiée comme un cylindre par le biais d'une LS (ψ_F) et son appartenance \mathcal{H}_F , sur laquelle la LS associée au métal ψ se construit.
- Ce domaine de fil est mobile : sa position et sa vitesse sont imposées, et des conditions limites de vitesses permettent de déplacer la matière au rythme du domaine géométrique du cylindre. La matière "suit" le fil.
- Une condition limite de température impose une température de goutte T_{gou} , qui est un paramètre utilisateur.
- Le métal à l'intérieur de cette électrode est dévidé, par le biais d'une condition limite supplémentaire. Pour maintenir une forme de cylindre, on reconstruit la LS ψ du métal à partir du cylindre : la création de matière se fait alors par la "transformation" du gaz en métal.
- Ainsi avec ce modèle, il est possible de dévider du métal liquide à une température donnée avec un cylindre, tout en contrôlant parfaitement la position et vitesse de ce domaine.
- De l'autre côté, un modèle de plasma est rattaché au fil : son point d'émission est fixe dans le référentiel du cylindre. La quantité d'énergie transmise par le plasma est déduite de l'énergie nécessaire à la mise à haute température du débit de matière.

Ces modèles seront décrits au travers des équations de conservation d'énergie, auxquelles seront rajoutées les forces modélisées dans le bain liquide, présentées brièvement à la suite.

4.3.1 Mécanique des fluides

4.3.1.1 Lois de comportement

La résolution fluidique étant étendue à l'ensemble du système, un unique comportement newtonien est affecté à l'ensemble du domaine de calcul. La décomposition du tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ a été donnée à l'**Eq.3.68** (p.3.68), et on rappelle ici la définition du tenseur des taux de déformation :

$$\dot{\boldsymbol{\epsilon}} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) \quad (4.16)$$

Le caractère incompressible de la matière est retenu dans toute l'évolution du modèle méso dans un souci de simplification et de stabilisation. En effet, différents tests effectués avec une masse volumique dépendante de la température ont abouti à des difficultés de convergence du solveur. Ce point se formule sous la relation

$$tr(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}) = \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (4.17)$$

En insérant les deux dernières équations dans l'**Eq.3.68**, le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ peut s'écrire

$$\boldsymbol{\sigma} = \mu (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) - p\mathbf{1} \quad (4.18)$$

Comme la résolution NS est faite dans tout le domaine, donc dans le solide, il est nécessaire d'annuler le champ de vitesse pour cette région qui doit demeurer quasi immobile. Déjà abordé dans la **Section 2.3.2** (p.45) sur la résolution fluide, deux méthodes sont communément utilisées : soit rajouter une force pénalisante, dite de Darcy avec l'**Eq.2.24** (p.46), soit utiliser une viscosité augmentée dans le solide. Cette dernière méthode sera employée, avec une viscosité du métal en dessous du solidus de l'ordre de 1000 Pa · s. Ce point sera détaillé dans les hypothèses du modèle, dans la **Section 4.6.2**. Il est aussi à noter que la description newtonienne du solide rend le calcul de contraintes résiduelles impossible, et leur modélisation est écartée des objectifs du modèle méso.

4.3.1.2 Equations de Navier-Stokes

Pour appréhender la forme des écoulements dans le bain liquide, la résolution des équations de conservation de masse et de quantité de mouvement, dites de Navier-Stokes, est nécessaire. Le système d'équation à résoudre est donné par

$$\begin{cases} \{\rho\} \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{F} \\ \nabla \cdot \mathbf{v} = \dot{\Theta}_d = 0 \end{cases} \quad (4.19)$$

et les conditions limites

$$\begin{cases} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_\Omega = 0 & \text{sur } \partial\Omega_{imp} \\ \mathbf{v} = \mathbf{v}_{\Omega_F} & \text{dans } \Omega_F \quad (\text{i.e. } \mathcal{H}_F = 1) \end{cases} \quad (4.20)$$

avec \mathbf{F} (en $\text{N} \cdot \text{m}^{-3}$) l'ensemble des forces volumiques agissant sur le système, détaillées dans la **Section 4.3.1.4**. Le second système d'équation correspond : d'une part à imposer un contact

glissant sur les parois latérales et du dessous du domaine $\partial\Omega_{imp}$ (la surface supérieure du domaine est laissée libre pour ne pas contraindre le système) ; d'autre part à imposer la condition limite de vitesse \mathbf{v}_{Ω_F} dans le domaine du fil Ω_F , identifié par le champ d'appartenance \mathcal{H}_F . L'apport de matière explicite ainsi que le déplacement du domaine de fil sont modélisés. Ce point est détaillé dans la section suivante **Section 4.3.1.3**.

4.3.1.3 Modèle d'apport de matière : fil explicite

Origine du modèle de CMT. Pas si anecdotique dans la construction du projet, l'idée de représenter le fil comme un cylindre de métal déjà fondu plutôt qu'un fil de métal froid soumis à une densité de puissance importante a germé avec l'observation [de ressources vidéo de CAVITAR \[158\]](#). La **Fig. 4.7** correspond à un relevé visuel de la position d'une aspérité sur un gros plan du fil métallique. On observe parfaitement les allers-retours du fil avec la courbe orange, et on décide de découpler la position en deux parties : une composante linéaire, qui correspond à une vitesse de dévidage moyenne v_D^{nom} , et une composante oscillante liée au retrait mécanique du procédé CMT, identifié par v_{CMT} et détaillée dans la **Section 4.4.2** qui traitera de l'asservissement du modèle. Ce paragraphe permet juste de comprendre comment ce modèle d'apport explicite s'est construit : une condition de dévidage continue est imposée dans un cylindre, qui va pouvoir osciller dans la direction de son axe et se déplacer à l'horizontale. Le modèle d'asservissement et d'oscillation du domaine de fil sera abordé plus tard dans la **Section 4.4.2** (p.148).

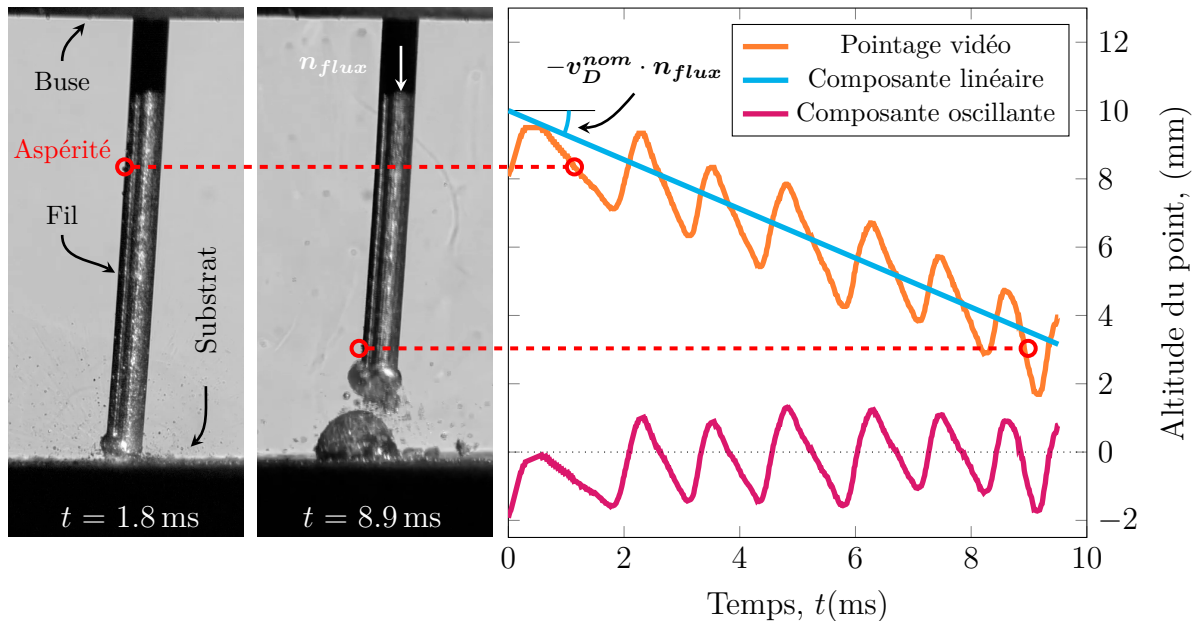


FIGURE 4.7 – Enregistrement vidéo haute vitesse de l'amorce d'un dépôt par CMT [158]. En repérant une aspérité sur le fil, il est possible de suivre sa position verticale au cours des 7 premiers cycles, identifiée par la courbe orange. Cette courbe peut être décomposée entre une composante linéaire, qui correspond à une vitesse moyenne de dévidage (qu'on nommera v_D^{nom}), et une vitesse oscillante (v_{CMT} , cf **Section 4.4.2**).

Modèle d'apport explicite. Pour faciliter la compréhension, on ne parle ici que de "métal froid". La contribution thermique sera détaillée dans la **Section 4.3.2.1**. On se concentre ici sur

le modèle de dévidage à partir du domaine du "fil", qui est détaillé dans la **Fig. 4.8**, à travers un algorithme et un schéma. En suivant l'ordre des pastilles :

- a Initialisation** : dans un premier temps un cylindre est construit. On note son diamètre \varnothing_F (et rayon R_F), sa hauteur h_F , son axe porté par la direction \mathbf{n}_{flux} , et finalement la coordonnée de sa base \mathbf{X}_F . A partir de ces données, on définit sa position dans le domaine de calcul par son champ de distance ψ_F (> 0 à l'extérieur) qui permet de construire le champ d'appartenance \mathcal{H}_F brut tel que

$$\mathcal{H}_F = \begin{cases} 1 & \text{si } \psi_F \leq 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.21)$$

Pour considérer ce cylindre comme faisant partie du domaine de métal Ω_M , il suffit de calculer la LS du métal ψ à partir de ψ_F . La LS ψ étant considérée négative dans le métal (cf **Fig. 4.2** et 4.3 p.126), on prend la valeur minimale entre la LS ψ^- avant reconstruction et la LS du cylindre ψ_F telle que

$$\psi = \min(\psi^-, \psi_F) \quad (4.22)$$

La matière étant placée dans un domaine aux dimensions et position connues, on applique sur le domaine Ω_F un cumul de conditions limites.

- b Champ de vitesse de dévidage** : la vitesse de dévidage, appliquée sous la forme d'un écoulement de Poiseuille de la forme

$$\mathbf{v}_D = 2v_D^{nom} \left(1 - \frac{r^2}{R_F^2}\right) \mathbf{n}_{flux} \quad (4.23)$$

avec r la distance à l'axe du cylindre. Ce Dirichlet est imposé avec le champ d'appartenance du fil \mathcal{H}_F , et est construit avec l'outil développé au cours de cette thèse nommé *ISTransWeldFilApportMatiere*. Le choix de cette forme d'écoulement a été justifié pour limiter des cisaillements trop forts, au contraire de conditions type "bouchon". Cette condition de dévidage, à l'image de la composante linéaire de la **Section 4.4.2**, représente le débit de matière continu. Intégré sur la section du fil S_F , on retrouve bien le débit moyen attendu $D_{vol} = \int_{S_F} \mathbf{v}_D \cdot \mathbf{n}_{flux} dS = \pi R_F^2 v_D^{nom}$

- b Déplacement de la matière dans le fil** : indépendamment du dévidage, la pointe d'électrode doit être mobile, pilotée par la vitesse \mathbf{v}_F . **Attention** : pour simplifier la présentation du modèle de dévidage, on se concentre dans cette section sur la forme **générale** du déplacement \mathbf{v}_F . On le verra **plus loin** (cf. **Section 4.4.2**) avec le modèle d'asservissement, \mathbf{v}_F sera constitué par le déplacement de la torche \mathbf{v}_{tor} et le comportement oscillant du CMT \mathbf{v}_{CMT} de la forme $\mathbf{v}_F = \mathbf{v}_{tor} + \mathbf{v}_{CMT}$. Pour le moment, considérons que \mathbf{v}_F peut prendre n'importe quelle forme. Il faut donc entraîner la matière et ce Dirichlet est aussi imposé avec le champ d'appartenance du fil \mathcal{H}_F . Au total, les vitesses sont exprimées par la vitesse \mathbf{v}_{Ω_F} :

$$\mathbf{v}_{\Omega_F} = \underbrace{\mathbf{v}_D}_{\text{Dévidage}} + \underbrace{\mathbf{v}_F}_{\text{Déplacement}} \quad (4.24)$$

- c Déplacement du domaine de fil Ω_F** : la matière étant décalée, et dévidée, il faut que le cylindre "analytique" modélisant le fil "matche" et suive le mouvement de la matière. La position du domaine de fil se fait avec l'évolution de la position de l'électrode

\mathbf{X}_F . Pour tous les noeuds appartenant à $\Omega_F(t)$ (condition **Eq.4.21**), on impose l'actualisation suivante

$$\mathbf{X}_F(t + \Delta t) = \Delta t \underbrace{\mathbf{v}_F}_{\text{Déplacement}} + \mathbf{X}_F(t) \quad (4.25)$$

d e Reconstruction de la LS : après la résolution NS, la convection et le suivi du cylindre, il existe un écart entre le domaine de métal (en gris) et la forme du cylindre. Cette région, hachurée en rose, fait alors partie du domaine du gaz. En reconstruisant ψ avec l'**Eq.4.22**, on s'assure que le fil est totalement rempli de matière. Toutes les propriétés thermodynamiques sont recalculées à l'aide des **Eq.3.1** et **3.3** (p.66), **Eq.4.1**. Autrement dit, de façon analogue au modèle macro avec la substitution gaz-métal de la **Fig. 3.8** (p.81), le métal est perpétuellement apporté par la transformation de cette région de gaz en métal.

Note XIII : Modèle de dévidage et ... pâtisserie

L'analogie à retenir ici pour se représenter le modèle est la "douille de pâtisserie" : en pressant de façon continue sur la poche, le débit de ganache est constant, c'est à dire que dans le référentiel de la douille, la crème sort toujours à la même vitesse (v_D^{nom}). De l'autre côté, rien n'empêche le pâtissier de déplacer sa douille selon la trajectoire qui lui fait plaisir (à la vitesse \mathbf{v}_F) ... miam !

4.3.1.4 Forces motrices dans le bain liquide

Les différentes forces impactant les écoulements dans le bain liquide ont déjà été décrites dans la **Section 2.2.2** (p.26). Excepté la contribution importante du transfert de masse, les modélisations qui en sont faites sont les suivantes :

Tension de surface : la tension de surface \mathbf{f}_s (en $\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$), modélisée par la différence de pression de part et d'autre d'une interface et de la courbure κ de celle ci, a été définie dans l'**Eq.2.5** (p.30). La transformation par CSF donne la force volumique \mathbf{F}_s avec le coefficient de tension de surface γ et la normale à l'interface \mathbf{n} :

$$\mathbf{F}_s = \mathbf{f}_s \delta = \gamma \kappa \mathbf{n} \delta \quad (4.26)$$

Forces de Marangoni : pour rappel de l'**Eq.2.6** (p.30), les forces de Marangoni modélisent les contraintes liées au déplacement de la matière des zones de faible tension vers les plus fortes, que cela soit par l'évolution de la température, ou de la nature chimique de l'interface. Sa contribution dans les procédés de soudage est considérable, caractérisé par la valeur du nombre de Marangoni $Ma \simeq 5 \cdot 10^4$ (cf **Tab.2.1** p.28). Son expression volumique (CSF) est donnée par

$$\mathbf{F}_M = \mathbf{f}_M \delta = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \nabla_S T \delta \quad (4.27)$$

avec le gradient surfacique ∇_S , qui permet de considérer uniquement les composantes tangentes à l'interface

$$\nabla_S T = \nabla T - (\nabla T \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n} \quad (4.28)$$

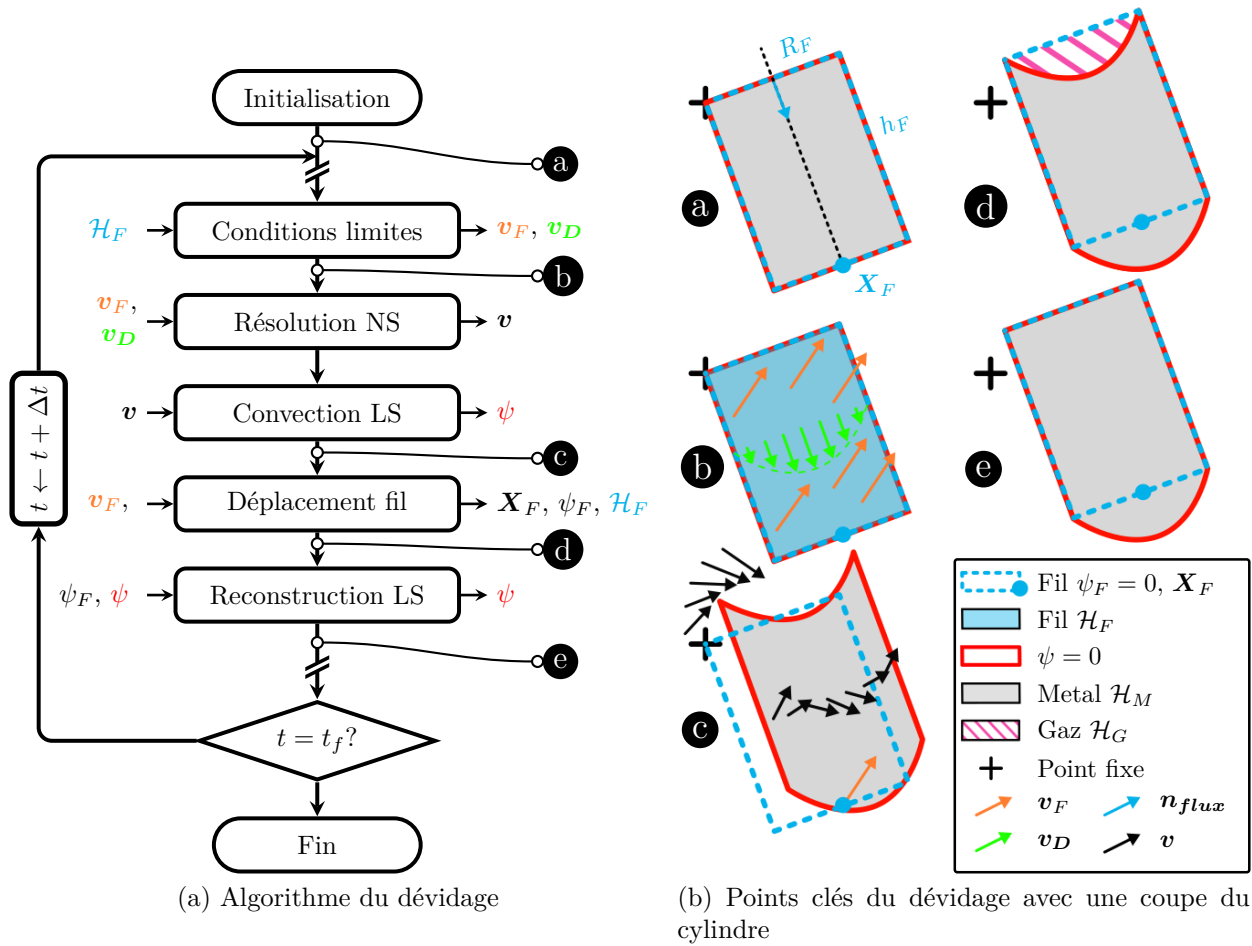


FIGURE 4.8 – Description du modèle de dévidage explicite. En (a), l’algorithme conceptualise le schéma en (b) d’une coupe du cylindre à travers différents moments clés du modèle de dévidage. L’état initial est représenté en **(a)**, où le cylindre est considéré comme rempli de métal. En **(b)**, les conditions limites, respectivement de dévidage Poiseuille v_D et de déplacement uniforme v_F , sont identifiées dans le domaine du fil \mathcal{H}_F (cf **Eq.4.20**). En **(c)**, la résolution NS ainsi que la convection de ψ ont été effectuées, et l’interface de métal est déformée par le dévidage et le déplacement, et se retrouve en dehors du fil. Les flèches noires représentent le champ de vitesse v . La position du fil X_F est actualisée (cf **Eq.4.25**) en **(d)**. Le dévidage de la matière a créé un espace considéré comme du gaz (hachures roses). La reconstruction de la LS (cf **Eq.4.22**) en **(e)** permet d’assurer que le cylindre soit toujours rempli de métal.

et avec le coefficient de Marangoni $\frac{\partial\gamma}{\partial T}$ dépendant de la concentration de soufre, de l’inertage du bain liquide et des impuretés dans le métal (cf **Eq.2.7**, p.31). Cependant, l’implémentation numérique par CSF nécessite de se limiter à un coefficient constant : actuellement, l’interface épaisse étant soumise à de forts gradients de températures, les forces se retrouvent hétérogènes et entraînent des cisaillements trop importants, ce qui conduit à la divergence du solveur VMS. Finalement, la tension de surface s’exprime linéairement, de façon similaire à l’**Eq.2.6** (p.30), avec $\frac{\partial\gamma}{\partial T} = cst$.

Force de flottabilité : bien que le modèle considère une masse volumique constante dans chacun des milieux pour simplifier la résolution numérique, il a été vu dans l’étude adimensionnelle du **Tab.2.1** (p.28) que la gravité avait une importance similaire à la tension de surface,

avec le nombre de Bond Bo . On note alors

$$\mathbf{F}_{gr} = \{\rho\} \mathbf{g} \quad (4.29)$$

Le cumul des forces volumiques des **Eq.4.26** à 4.29 permet de définir le terme de droite de l'équation de quantité de mouvement (**Eq.4.19**) par

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_s + \mathbf{F}_M + \mathbf{F}_{gr} \quad (4.30)$$

4.3.1.5 Formulation semi implicite de la tension de surface

Différentes méthodes ont été développées pour exprimer numériquement les forces de tension de surface (**Eq.4.26** et 4.27). La méthode dite explicite [159] impose des contraintes CFL trop fortes pour être utilisée dans une approche méso. De plus, cette méthode nécessite au préalable le calcul de la normale \mathbf{n} et de la courbure κ (cf respectivement **Eq.2.11**, **Eq.2.10** p.42), puisque ces grandeurs reposent sur la morphologie de l'interface en mouvement, et dont l'expression reste entachée d'erreurs.

Au CEMEF, plusieurs travaux se sont penchés sur la stabilisation de la prise en compte de la tension de surface pour limiter les contraintes CFL [116]. C'est donc la formulation semi-implicite implémentée par Chen [109] de la forme

$$\kappa \mathbf{n} = \kappa \mathbf{n}^- + (\Delta_S \mathbf{v}) \Delta t \quad (4.31)$$

avec Δ_S l'opérateur Nabla surfacique, qui sera utilisée. Pour de plus amples informations, le lecteur est invité à considérer la dernière référence.

4.3.1.6 Implémentation éléments finis et VMS

La formulation "pseudo-compressible" requiert un solveur adéquat pour résoudre les équations de conservation de la quantité de mouvement (**Eq.4.19**). Les outils développés au sein de la librairie Cimlib [160, 161, 162] étaient à l'origine adaptés pour des problèmes multiphasiques incompressibles. La formulation classique de Galerkin (P1-P1) ne peut pas satisfaire la condition *inf-sup* de stabilité de Ladyzhenskaya-Babuška-Brezzi [163]. Le calcul du champ de vitesse est alors perturbé par les instabilités provoquées sur le champ de pression. D'autre part, les écoulements dominés par la convection tendent vers de fortes oscillations avec des variations importantes de vitesse [164].

Une méthode permettant de conserver la formulation P1-P1 est l'approche Variational MultiScale (VMS). Cette formulation mixte divise l'espace des variables en deux sous-espaces : les échelles fines et grossières. Chaque variable est exprimée à l'aide de deux composantes. Les petites échelles sont résolues de façon approximative et injectées dans les équations des échelles plus grandes, et permettent ainsi de respecter les conditions citées précédemment [163].

La formulation faible du VMS s'écrit alors

$$\left\{ \begin{array}{ll}
 \text{Trouver } (\mathbf{v}, p) \in (\mathcal{V} \times \mathcal{P}) \text{ tel que } \forall (\mathbf{w}, q) \in (\mathcal{V}_0 \times \mathcal{P}) : & \\
 \left(\rho \frac{\mathbf{v}}{\Delta t}, \mathbf{w}_{supg} \right) & \text{terme instationnaire} \\
 + \left(\rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}, \mathbf{w}_{supg} \right) & \text{terme de convection} \\
 + 2 \left(\mu \dot{\boldsymbol{\epsilon}}(\mathbf{v}) : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}(\mathbf{w}), \mathbf{w}_{supg} \right) & \text{terme visqueux} \\
 + \left(\nabla p, \mathbf{w}_{supg} \right) + \left(\tau_C \nabla \cdot \mathbf{v}, \nabla \cdot \mathbf{w} \right) & \text{termes de pression} \\
 + \Delta t \left[(\delta \gamma \nabla \mathbf{v} : \nabla \mathbf{w}) - (\delta \gamma \nabla \mathbf{v} \cdot \mathbf{N}^-, \nabla \mathbf{w} \cdot \mathbf{N}^-) \right] & \text{termes de tension de surface} \\
 - \frac{2}{3} \left(\mu \nabla \cdot \mathbf{v}, \nabla \cdot \mathbf{w} \right) & \text{terme de compressibilité}^1 \\
 = \left(\mathbf{F}_t, \mathbf{w}_{supg} \right) + \left(\tau_C \dot{\Theta}_d, \nabla \cdot \mathbf{w} \right) & \text{forces extérieures} \\
 & + \text{contribution termes explicites} \\
 \left(\nabla \cdot \mathbf{v}, q \right) & \text{terme de continuité} \\
 + \left(\rho \frac{\mathbf{v}}{\Delta t}, \tau_K \nabla q \right) + \left(\rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}, \tau_K \nabla p \right) + \left(\nabla p, \tau_K \nabla q \right) & \text{terme de stabilisation}^1 \\
 = \left(\dot{\Theta}_d, q \right) + \left(\mathbf{F}_t, \tau_K \nabla q \right) & \text{terme de compressibilité}^2 \text{ et stabilisation}^2
 \end{array} \right. \quad (4.32)$$

avec $(*, *) = \int_{\Omega} (* \cdot *) dV$, $(* : *) = \int_{\Omega} (* : *) dV$. \mathcal{P} et \mathcal{V} sont les espaces standards en EF, et \mathcal{V}_0 est \mathcal{V} avec des valeurs 0 sur les conditions limites de Dirichlet. De plus,

$$\begin{aligned}
 \mathbf{w}_{supg} &= \mathbf{w} + \tau_K \rho \nabla \mathbf{w} \cdot \mathbf{v} \\
 \mathbf{F}_t &= \rho \mathbf{g} + \gamma \delta \kappa \mathbf{n} + \frac{\partial \gamma}{\partial T} (\nabla T - (\nabla T \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n}) \delta + \rho \frac{\mathbf{v}^-}{\Delta t}
 \end{aligned} \quad (4.33)$$

De leur côté, τ_C et τ_K sont des coefficients issus des résolutions aux plus petites échelles, fonctions de \mathbf{v} et de la taille de l'élément. Pour plus d'informations, le lecteur est invité à se référer aux travaux d'origine de l'implémentation du VMS [160, 161, 162, 165].

4.3.2 Résolution du problème thermique

Le problème thermique est similaire à celui présenté pour la résolution du modèle macro (cf **Eq.3.27a** et 3.27c, p.78), à ceci près que :

- Le terme d'advection $\nabla \cdot (\{\rho h\} \mathbf{v}_{th})$ est cette fois pris en compte. La vitesse de convection "thermique" \mathbf{v}_{th} utilisée diffère légèrement de la vitesse \mathbf{v} obtenue par la résolution NS (détaillé plus loin).
- Une condition limite à la température des gouttes T_{gou} est imposée dans le cylindre Ω_F . Ainsi, couplé au dévidage de la matière, on modélise un débit de métal fondu pour préparer le dévidage du métal chaud, correspondant à une puissance délivrée P_{gou} .
- Le terme source de chaleur \dot{Q} est réécrit sous une autre forme. Pour rappel, dans le modèle macro, \dot{Q}_{seg} contient l'intégralité de la puissance de la torche. Dans le modèle méso, ce terme source \dot{Q}_P correspond uniquement au flux de chaleur du plasma, qui est obtenu à partir du partage de l'énergie totale avec l'enthalpie du métal fondu dévidé, de façon similaire au bilan d'énergie présenté dans l'**Eq.2.25** (p.51).

Ces points seront détaillés par la suite, et on se permet de réécrire l'équation à résoudre

$$\frac{\partial}{\partial t} \{\rho h\} + \overbrace{\nabla \cdot (\{\rho h\} \mathbf{v}_{th})}^{\substack{=0 \text{ macro} \\ \neq 0 \text{ meso}}} - \nabla \cdot (\{\lambda\} \nabla T) = \dot{Q} \quad (4.34a)$$

$$\dot{Q} = \dot{Q}_P + \dot{Q}_r + \dot{Q}_c \quad (4.34b)$$

$$(h, \lambda) = f(T) \quad (4.34c)$$

avec les conditions limites

$$\begin{cases} \lambda \nabla T \cdot \mathbf{n}_\Omega = h_{sub}(T - T_{amb}) & \text{sur } \partial\Omega \\ T = T_{gou} & \text{dans } \Omega_F \quad (\text{i.e. } \mathcal{H}_F = 1) \end{cases} \quad (4.35)$$

Les pertes de chaleur sont donc imposées à la fois sur tous les bords du domaine $\partial\Omega$ selon l'unique coefficient de transfert h_{sub} , et sur l'interface métal-gaz à travers les termes puits \dot{Q}_r et \dot{Q}_c . Ces derniers sont issus des expressions des flux d'interfaces convectifs et radiatifs (respectivement **Eq.** 2.34 et 2.34 p.58) qui sont transformés par CSF tel que

$$\dot{Q}_r = \varepsilon \sigma \underbrace{(T^4 - T_{amb}^4)}_{\dot{q}_r} \delta \quad (4.36)$$

$$\dot{Q}_c = \underbrace{h_c(T - T_{amb})}_{\dot{q}_c} \delta \quad (4.37)$$

D'autre part, le transfert de chaleur par advection peut être décomposé par

$$\nabla \cdot (\{\rho h\} \mathbf{v}_{th}) = \mathbf{v}_{th} \cdot \nabla \{\rho h\} + \underbrace{\{\rho h\} \nabla \cdot \mathbf{v}}_{=0} \quad (4.38)$$

où la première partie correspond à la convection et la seconde à la compressibilité. Le modèle méso ayant été simplifié avec une approche incompressible (i.e. ρ constante), cette seconde partie est considérée comme nulle.

Seuillage de l'advection dans l'interface : la vitesse d'advection \mathbf{v}_{th} est seuillée dans l'épaisseur de la LS, où on ne prend que la partie tangente à l'interface. Ce point a été détaillé par Desmaison [108] : la formulation LS conduit à des convections du gaz chaud vers le liquide, ce qui rajoute une énergie artificielle et augmente de façon non physique la pénétration du bain. En effet, là où les vortex causés par effet Marangoni replongent dans le bain liquide (sur les bords du bain si $\frac{\partial \gamma}{\partial T} < 0$, sinon sous le plasma), la vitesse normale à l'interface est non nulle. Le terme convectif $\mathbf{v}_{th} \cdot \nabla \{\rho h\}$ du gaz chaud peut alors être considéré comme une source de chaleur artificielle supplémentaire. Cette vitesse thermique \mathbf{v}_{th} est finalement décrite par

$$\mathbf{v}_{th} = \begin{cases} \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n} & \text{si } |\psi| \leq \epsilon \\ \mathbf{v} & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.39)$$

Note XIV : Effet Joule dans le bain liquide en phase court-circuit

Indépendamment de l'apport énergétique fourni par la matière à haute température et le rayonnement du plasma, est-il raisonnable d'écarter la puissance dégagée par effet Joule dans le bain liquide lors de la phase de court-circuit (cf **Fig.** 2.2 p.20)? En approximant très grossièrement le bain liquide à un cylindre vertical de rayon $L = 2 \cdot 10^{-3}$ m donc de section $S = 2\pi (2 \cdot 10^{-3})^2$ m²; de hauteur $L = 2 \cdot 10^{-3}$ m; traversé par une intensité de

$I = 50 \text{ A}$; et avec une conductivité électrique $\sigma_e = 7.7 \cdot 10^5 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ (cf **Tab.2.2** p.28) : on obtient une puissance dégagée P de

$$P = \frac{L}{\sigma_e S} I^2 \approx 0.25 \text{ W} \quad (4.40)$$

ce qui est raisonnablement négligeable pour représenter un terme source conséquent. Et c'est d'ailleurs en cela que le procédé est appelé **Cold Metal Transfer** ...

4.3.2.1 Dévidage de métal à haute température

La présentation de l'outil *ISTransWeldFilApportMatiere* dans la **Fig.** 4.8 (p.139) a permis de détailler le modèle d'apport explicite de la matière, sans considérer un transfert de chaleur. Pour ce faire, on fait le choix d'imposer par Dirichlet la température T_{gou} dans le domaine du fil tel que

$$T = T_{gou} \mathcal{H}_F \quad (4.41)$$

En rappel de la **Section** 2.3.4.1 (p.51), la température T_{gou} est un paramètre utilisateur, qui prend diverses valeurs dans la littérature (2100 K [93], 2500 K [83] ou encore 2600 K [51]). Couplée au modèle de dévidage, la matière est donc dévidée depuis le cylindre Ω_F ($\mathcal{H}_F = 1$) à la température souhaitée. Pour respecter le débit massique, il faut alors tenir compte de la densité du métal à laquelle il est apporté. Dans l'atelier, le fil est dévidé à la vitesse nominale $v_D^{nom}(T_{amb})$ à une masse volumique ρ_{amb}^m . En étant chauffé à T_{gou} , il se dilate à la masse volumique ρ_{gou}^m . Par conservation du débit sur la section constante du fil, la vitesse de dévidage est alors corrigée selon le rapport de masse volumique aux températures concernées tel que

$$v_D^{nom}(T_{gou}) = \frac{\rho_{amb}^m}{\rho_{gou}^m} v_D^{nom}(T_{amb}) \quad (4.42)$$

Pour autant, le modèle méso reposant actuellement sur une densité constante, on conserve $v_D^{nom} = v_D^{nom}(T_{gou}) = v_D^{nom}(T_{amb})$.

Pour synthétiser l'apport du modèle de dévidage du modèle méso avec toutes les conditions limites appliquées au domaine du fil \mathcal{H}_F qui vont être injectées dans l'équation NS (**Eq.**4.19) et de la chaleur (**Eq.**4.34), on regroupe le dévidage, le déplacement du fil (**Eq.**4.23 et 4.24) et l'imposition de la température (**Eq.**4.41). On obtient alors

$$\begin{pmatrix} \mathbf{v} \\ T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{v}_{\Omega_F} \\ T_{gou} \end{pmatrix} \cdot \mathcal{H}_F \quad (4.43)$$

Le terme de puissance associé à ce dévidage est décrit par la suite. Toute la décomposition du bilan d'énergie dans le modèle macro est indexée sur les travaux de Desmason [108] et a été menée dans la **Section** 2.3.4.1 avec l'**Eq.**2.25 (p.51). Le lecteur est invité à s'y référer pour considérer la puissance fournie totale P_{Tot} . Pour rappel la puissance associée à la fusion du fil est nommée P_{gou} (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$), dont l'expression est donnée dans l'**Eq.**2.26. Elle correspond à l'énergie nécessaire pour faire passer un débit de matière D_{mas} (en $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$) d'une enthalpie à température ambiante $h^m(T_{amb})$ qu'on simplifiera par h_{amb}^m (en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$) liée à la puissance du fil froid P_{Mat} , à celle à la température des gouttes $h^m(T_{gou}) = h_{gou}^m$. La puissance théorique

captée par le dévidage est finalement

$$\begin{aligned}
 P_{gou} &= \underbrace{\pi R_F^2 v_D^{nom} \rho^m}_{D_{mas}} [h_{gou}^m - h_{amb}^m] \\
 &= \pi R_F^2 v_D^{nom} \rho^m h_{gou}^m - \underbrace{P_{Mat}}_{\text{fil froid}}
 \end{aligned} \tag{4.44}$$

Note XV : Thermostat du fil à T_{gou}

Le cylindre, constamment à T_{gou} , fait office de thermostat. Mais pour deux raisons, cela ne vient pas affecter le bilan d'énergie : premièrement, la vitesse de convection \mathbf{v}_{th} est seuillée dans la LS (cf **Eq.4.39**), ce qui limite le transfert de chaleur du fil au gaz : et deuxièmement, la viscosité augmentée du gaz à faible température (ce qui sera vu dans la **Section 4.6.2**) limite drastiquement les effets convectifs dans le domaine de gaz.

4.3.2.2 Modèle d'échange thermique avec le plasma d'arc

Le second apport de chaleur dans le modèle se fait par le modèle de plasma (ou flux de chaleur) équivalent, développé par Desmaison [108]. Le schéma associé au flux \dot{q}_P (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) ainsi que sa formulation ont respectivement été fournis dans la **Fig. 2.25(a)** et l'**Eq.2.27** (p.52). Pour rappel, \dot{q}_P est une fonction de distribution angulaire gaussienne de la puissance P_P . Elle dépend de différents paramètres géométriques qu'on imposera : la demi-ouverture du flux α_P , qui sera fixée à 45° [108] ; la direction de flux qui est similaire à l'axe du fil \mathbf{n}_{flux} ; et le point d'émission \mathbf{X}_P . Ce dernier sera situé sur l'axe du cylindre, décalé de la base du cylindre \mathbf{X}_F d'une distance fixée $d_P = 2 \text{ mm}$ telle que

$$\mathbf{X}_P = \mathbf{X}_F - d_P \cdot \mathbf{n}_{flux} \tag{4.45}$$

Ce décalage permet de ne pas imposer un flux de chaleur "trop près" de l'interface au début des phases de boost, et cette valeur a été choisie après plusieurs tests. En s'appuyant sur les ressources précédentes, on note la contribution volumique par CSF du plasma par

$$\dot{Q}_P = \underbrace{\dot{q}_P}_{\text{Eq.2.27}} \delta \tag{4.46}$$

Dans notre cas, le modèle méso du CMT va complètement reposer sur l'asservissement du contact fil/bain. La distribution du plasma va se faire selon une simplification des phases de boost et court-circuit (cf **Fig. 2.2**), et le terme de plasma va évoluer en fonction des cycles CMT, donc au cours du temps $P_P = P_P(t)$. Le bilan d'énergie (**Eq.2.25** p.51) ne sera pas respecté de façon instantanée. C'est pourquoi il est réécrit selon la puissance moyennée dans le temps du plasma $\overline{P_P}$

$$P_{Tot} = P_{gou} + \overline{P_P} \tag{4.47}$$

avec l'énergie totale apportée P_{Tot} . Cette puissance allouée au plasma est indirectement un paramètre piloté, puisqu'en injectant les expressions de : P_{gou} (**Eq.4.44**) ; P_{Mat} (**Eq.2.25**) ; et la valeur moyenne distribuée par la torche $\overline{P_{tor}} = \eta_{tor} \overline{UI}$; dans l'**Eq.4.47**, avec les variables connues d'efficacité de la torche η_{tor} , tension U , courant I , vitesse de dévidage v_D^{nom} et température de

gouttes T_{gou} , on peut donner sa valeur

$$\begin{aligned}\overline{P_P} &= \overline{P_{tor}} + P_{Mat} - P_{gou} \\ &= \eta_{tor} \overline{UI} - \pi R_F^2 v_D^{nom} \rho^m h_{gou}^m\end{aligned}\quad (4.48)$$

La **Section** 4.4.3 permettra de détailler comment cette puissance moyenne est répartie dans le temps, selon l'asservissement du fil.

Finalement, après avoir décrit le transfert de chaleur par dévidage et par flux de chaleur équivalent, une synthèse du modèle est donnée dans le schéma **Fig.** 4.9.

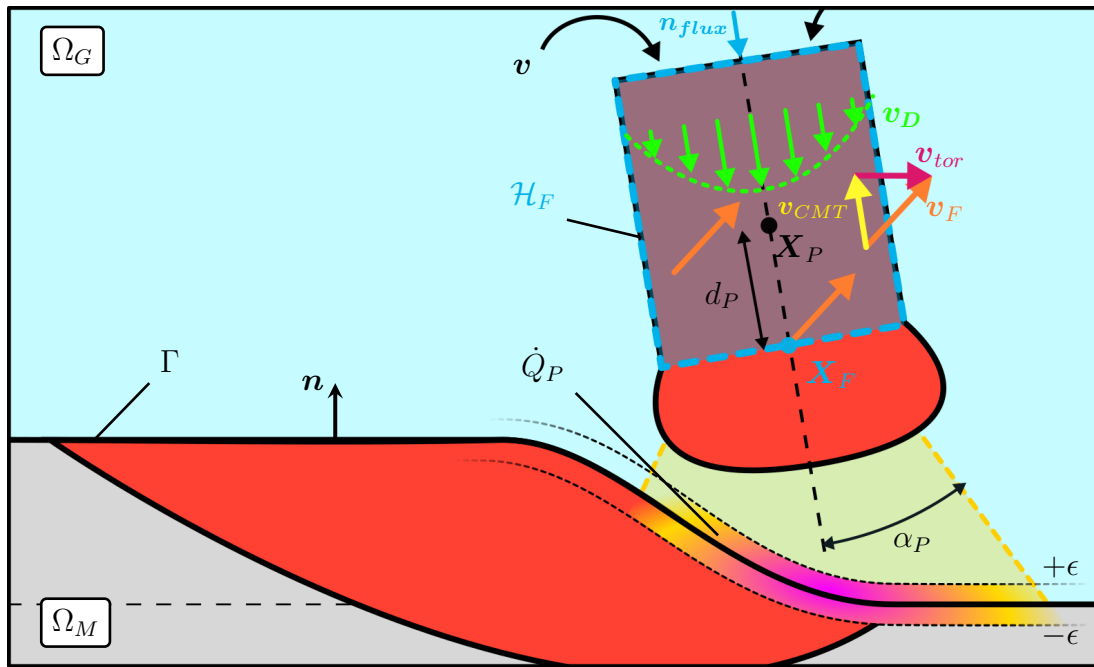


FIGURE 4.9 – Schéma complet de l'apport de matière et de chaleur du modèle méso. La section s'intéresse à la forme générale que peut prendre le déplacement du cylindre avec la vitesse \mathbf{v}_F . On verra dans la **Section** 4.4.2 sa décomposition issue du modèle d'asservissement en $\mathbf{v}_F = \mathbf{v}_{tor} + v_{CMT}$.

4.3.2.3 Implémentation éléments finis

Les modèles méso et macro utilisant le même solveur itératif non linéaire, la discrétisation éléments finis a été complètement abordée dans le chapitre précédent à la **Section** 3.4.5 (p.84). Dans le cas méso bien entendu, la prise en compte des écoulements fait que le terme d'advection A_{ij}^E (cf **Eq.** 3.48b p.85) est non nul dans l'écriture des résidus locaux et globaux (**Eq.** 3.47 et 3.52).

4.4 Modèle du procédé CMT

Pour rappel de la **Section** 2.1.3 (p.20), le cycle CMT est un transfert peu énergétique, provoqué par le déplacement asservi du fil qui remonte après avoir touché le bain. Cet asservissement est déterminé par la chute de tension aux bornes du poste, car le contact entre l'électrode et le bain met le système en court-circuit. Le courant est directement diminué afin d'éviter des forces EMF trop fortes/projections/instabilités (comme en MIG court-circuit). Le fil remonte, un pont capillaire apparaît entre le fil et le bain, et vient se rompre sous sa propre tension de surface, aidé par le cisaillement des EMF. Le pont se brise, la tension et le courant remontent de façon contrôlée, et le cycle d'arc (boost) s'engage. Le mouvement du bain semble alors bien piloté par le transfert de masse et le mouvement du fil, ce qui justifie de le modéliser de façon simplifiée, sans prendre en compte la résolution électromagnétique, qui aurait un impact moins important dans ce type de soudage que pour d'autres procédés.

4.4.1 Modèle de contact fil-bain

Comme nous l'avons évoqué un grand nombre de fois déjà, la résolution électromagnétique n'est pas effectuée. Il n'est alors pas possible d'accéder à la valeur du potentiel U , grandeur utilisée pour distinguer le statut "contact" (court-circuit : $U = 0$) du statut "détaché", qui est à l'origine de tout le procédé. Une méthode géométrique est proposée : en s'appuyant astucieusement sur le modèle de plasma de Desmaison [108] (cf **Fig.** 2.25(a) p.52), on construit un "radar" qui permet de vérifier si la surface de la LS est disjointe (l'électrode est détachée du bain) ou jointe (contact). Cependant, cette méthode repose sur la qualité de l'interface, et est donc sensible à la réinitialisation et au remaillage. Des corrections sont mises en place afin de proposer un critère de contact pertinent.

Radars et critère de contact. Le radar mis en place s'appuie sur le calcul de l'angle solide de l'interface visible depuis son point d'émission \mathbf{X}_R , visible dans la **Fig.** 4.10. L'angle d'ouverture du radar α_R (en rad) permet alors d'ajuster son point d'émission à partir de la base du cylindre de dévidage Ω_F de coordonnée \mathbf{X}_F (cf. **Eq.**4.25), tel que

$$\mathbf{X}_R = \mathbf{X}_F - \frac{R_F}{\tan(\alpha_R)} \cdot \mathbf{n}_{flux} \quad (4.49)$$

avec le rayon du fil R_F . Ainsi, l'ouverture coïncide parfaitement avec les bords de la base du fil Ω_F . En 3D, l'angle solide théorique associé à α_R est donné par $A_R = 2\pi(1 - \cos(\alpha_R))$ (en sr). Pour des précisions sur les angles solides et stéradian, le lecteur peut considérer l'**Annexe.A14** (p.238). Dans le domaine élément fini, l'angle solide visible A_{vis} est alors calculé par

$$A_{vis} = \int_{\Omega} \frac{\langle \cos \Phi_R \rangle_+}{d^2} \delta dV \quad \text{avec} \quad \cos \Phi_R = \frac{\mathbf{X}_R \mathbf{M} \cdot \mathbf{n}}{d} \quad (4.50)$$

où pour chaque point \mathbf{M} de l'interface $\Gamma(\psi = 0)$, Φ_R (en rad) est l'angle entre la direction d'émission $\mathbf{X}_R \mathbf{M}$ et la normale LS \mathbf{n} , et $d = \|\mathbf{X}_R \mathbf{M}\|$ la distance entre les deux points. Sachant qu'on ne souhaite considérer que la surface orientée colinéaire à la direction du radar $\mathbf{X}_R \mathbf{M}$ pour ne compter qu'une seule fois l'interface (i.e. la portion en pointillé vert), seules les valeurs positives de $\cos \Phi_R$ sont considérées à l'aide de la fonction positive $\langle \rangle_+$. Une

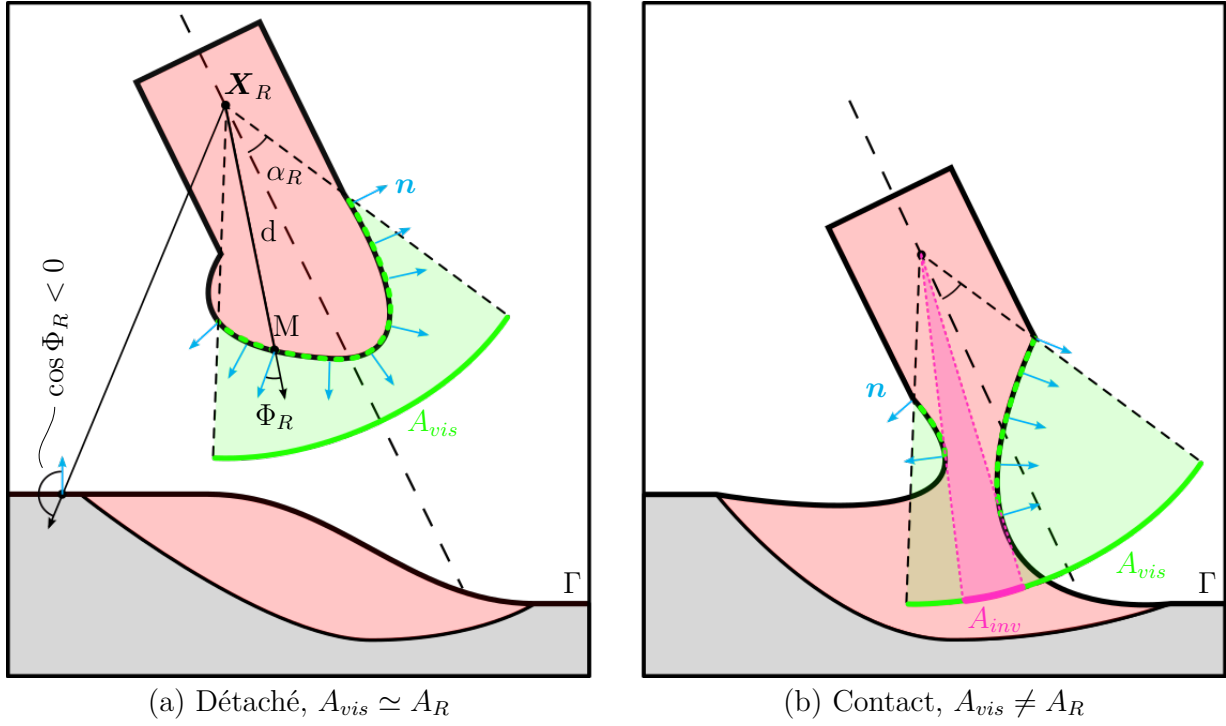


FIGURE 4.10 – Schéma du modèle de radar dans les statuts de (a) "détachement" et de (b) "contact". En adaptant le modèle angulaire de Desmaison [108] (cf **Fig.** 2.25(a) p.52), il est possible de calculer l'angle solide A_{vis} (en sr) visible par la surface "qui tourne le dos" au radar (i.e. $\cos \Phi_R > 0$, identifié par l'arc vert. Le point d'émission \mathbf{X}_R du radar est positionné de telle sorte que le radar s'aligne sur les bords du fil Ω_F en fonction de son angle α_R (**Eq.**4.49). Lorsque l'électrode est détachée en (a), toute l'interface observée est bien visible, et on a $A_{vis} \simeq A_R$. Au contraire, lorsque l'électrode est en contact en (b) avec le bain, un "trou" dans l'interface se forme, et tout un angle solide A_{inv} devient invisible, ce dernier étant identifié par l'arc violet.

multiplication par le Dirac δ (en m^{-1}) et l'intégration volumique sur le domaine Ω permettent finalement d'accéder à la valeur de l'angle solide visible.

- Lorsque le fil est détaché, comme en **Fig.** 4.10(a), l'interface visible correspond à un angle solide théorique, c'est à dire que $A_{vis} \simeq A_R$.
- A l'inverse, lorsque le fil est en contact avec le bain (**Fig.** 4.10(b)), il y a coalescence des deux domaines disjoints associés au métal. L'interface est alors continue, et le pont de liquide génère une surface invisible, un "trou" (sauf cas particuliers avec torche très inclinée, bain très en retard sur le fil, ...) invisible identifié par la complémentarité $A_{inv} = A_R - A_{vis} \neq 0$.

En notant le ratio des angles s avec

$$s = \frac{A_{vis}}{A_R} = \frac{A_{vis}}{2\pi(1 - \cos(\alpha_R))} \quad (4.51)$$

il est alors possible de dégager un critère de contact à partir d'un paramètre utilisateur s_{crit} critique et proche de 1 : le fil est considéré détaché si $s > s_{crit}$ (toute la surface est visible, **Fig.** 4.10(a)), et inversement en contact si $s < s_{crit}$. Un booléen de contact instantané, à l'incrément de calcul i , est finalement donné par

$$c = \begin{cases} 1 & \text{si } s < s_{crit} \quad (\text{Contact}) \\ 0 & \text{sinon} \quad (\text{Détaché}) \end{cases} \quad (4.52)$$

Correction du critère. Bien que l'avantage majeur de cette méthode réside dans sa facilité de mise en place, puisqu'elle repose sur des outils déjà disponibles [83], il n'en demeure pas moins qu'elle présente de nombreux inconvénients. D'une part, les paramètres procédés (dévidage trop important, vitesse de remontée du fil, orientation de la torche ...) vont influencer sur la dynamique du bain, et la forme du pont capillaire. La représentativité du ratio d'angle s est bien insuffisante. D'autre part, comme cette méthode dépend fortement de la qualité de l'interface (δ dans **Eq.4.50**), il est commun de voir que s oscille autour du seuil (à cause du remaillage/réinitialisation tous les $2\Delta t$, cf **Section 4.2.4.2**), sans que le fil soit réellement détaché/en contact. Il est donc impossible de déterminer le statut de l'électrode sur le seul critère c qui est instable.

Pour accorder une bonne confiance en la stabilité du statut, on va vérifier ce critère sur n_{int} pas de temps consécutifs : à partir du moment où c est vérifié une première fois pour un cycle, ce qui permet de donner le critère lissé \tilde{c}

$$\tilde{c} = 2 \left(\prod_{j=1}^{n_{int}} c \right) - 1 \quad \text{avec } j \in [1; n_{int}] \quad (4.53)$$

ainsi, le contact est considéré à travers la seule variable \tilde{c} qui prend les valeurs

$$\tilde{c} = \begin{cases} +1 & \text{si Contact} \\ -1 & \text{si Détaché} \end{cases} \quad (4.54)$$

Finalement, cette connaissance du statut (valeur de \tilde{c}) est ajustée par les trois paramètres suivants, qui doivent être ajustés au cas par cas pour que le statut corresponde bien à l'état du système EF :

- α_R , l'angle d'ouverture du radar : plus il est grand, plus le modèle peut aborder des morphologies de bain/pont liquide complexes, mais moins le statut sera déterminé précisément.
- s_{crit} , le seuil à partir duquel on considère que l'électrode est - ou non - en contact.
- n_{int} , le nombre d'incrément où cette condition est vérifiée d'affilée.

Pour clarifier cette partie un peu touffue, les valeurs de s et \tilde{c} seront affichées plus loin dans la section de réponse du modèle à la **Fig. 4.19** (p.163). Leur visualisation dans un chronogramme complet permettra une meilleure compréhension du modèle d'asservissement.

Note XVI : Bonne utilisation du critère

Sur les différents cas rencontrés, il a été difficile de dégager une solution "unique" pour α_R , s_{crit} et n_{int} qui convienne à tous les jeux de paramètres procédés, et les valeurs fournies précédemment ont fonctionné pour une majorité de cas. Comme le modèle est sensible à la vitesse de dévidage, à la forme du bain elle-même (qui va permettre un capillaire de grande dimension), des calculs d'essais-erreurs sont inévitables et accroissent la difficulté d'accès au modèle méso et de fait son instabilité. D'autres solutions ont été envisagées, comme le dénombrement des domaines disjoints, mais aucun outil déjà disponible dans Cimlib n'a été trouvé à notre connaissance.

Pour autant, si à terme d'autres moyens plus pertinents permettent de déterminer le contact (résolution FEM, dénombrement, ...), toute la suite du modèle d'asservissement est parfaitement fonctionnelle.

4.4.2 Modèle d'asservissement du fil

Une fois qu'un indicateur existe sur le statut contact-détaché, la mise en place de l'asservissement est directe : il suffit simplement de considérer une composante liée à l'oscillation du fil, comme dans la **Fig. 4.7** (p.136) dans la condition limite imposée au déplacement du domaine de fil.

Cette condition limite était jusqu'à présent évoquée sous l'expression de \mathbf{v}_F dans l'**Eq.4.24** (p.137), et sous la forme de la flèche orange de la **Fig. 4.8** (p.139). On se propose alors de décomposer cette vitesse en deux parties, qui ont été représentées dans la **Fig. 4.9** :

- une composante liée à la trajectoire robot de la torche. Autrement dit, celle pilotée par G-code, qu'on appellera \mathbf{v}_{tor} et écrite à partir de la vitesse de déplacement de la torche v_{tor} ainsi que de sa direction \mathbf{n}_{tor} avec

$$\mathbf{v}_{tor} = v_{tor} \cdot \mathbf{n}_{tor} \quad (4.55)$$

- une composante liée à l'oscillation, c'est-à-dire au retrait et au dévidage mécanique du fil, orientée dans le sens de l'électrode \mathbf{n}_{flux}

$$\mathbf{v}_{CMT} = v_{CMT} \cdot \mathbf{n}_{flux} \quad (4.56)$$

où la vitesse de retrait v_{CMT} (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) va évoluer entre $\pm v_{CMT}^{nom}$ qui est la vitesse de retrait nominale, paramètre utilisateur. Pour adoucir la transition entre la plongée et la remontée du fil (et inversement), la vitesse transite de façon linéaire entre $\pm v_{CMT}^{nom}$. Si on note le temps $t_{bascule}$ à partir duquel l'électrode change d'état, (c'est à dire où $\tilde{c} \neq \tilde{c}^-$), et la durée de transition d_{sw} (en s), on écrit la dépendance au temps de l'oscillation (en rappelant que $\tilde{c} \pm 1$) avec

$$v_{CMT}(t) = v_{CMT}^{nom} \begin{cases} \left(1 - \frac{2(t - t_{bascule})}{d_{sw}}\right) \tilde{c} & \text{si } t - t_{bascule} < d_{sw} \\ \tilde{c} & \text{sinon, } t - t_{bascule} > d_{sw} \end{cases} \quad (4.57)$$

Le déplacement de la matière et de l'électrode se fait finalement avec la vitesse \mathbf{v}_F (**Eq.4.24** p.137) qu'on formalise par

$$\mathbf{v}_F = \underbrace{v_{tor} \cdot \mathbf{n}_{tor}}_{\text{Trajectoire de torche}} + \underbrace{v_{CMT}(t) \cdot \mathbf{n}_{flux}}_{\text{Oscil. CMT}} \quad (4.58)$$

Ce modèle d'asservissement de la position est donc contrôlé par la valeur de \tilde{c} , donc le statut de l'électrode : le fil est en contact \rightarrow alors il remonte ; le fil est détaché \rightarrow il redescend. L'utilisateur a donc la main sur

- v_{CMT}^{nom} la vitesse nominale de déplacement
- d_{sw} la durée de bascule

De même que pour le modèle de contact, tout ce développement sera illustré plus loin dans la **Fig. 4.19** (p.163).

4.4.3 Cycle d'allumage du plasma

Le dernier point qui constitue le modèle d'asservissement CMT est la modélisation des phases de boost. Pour cela, on considère que la puissance moyenne associée au plasma $\overline{P_P}$ est délivrée

pendant une durée t_{Boost} (en s), et uniquement lors des phases de boost, c'est-à-dire lorsque l'électrode est détachée du bain (i.e. $\tilde{c} = -1$). De cette façon, on conserve le bilan d'énergie donné à l'Eq.4.48. L'expression de $P_P(t)$ est décrite à la suite.

Inspiration à partir de mesures expérimentales. A partir des enregistrements effectués par Christophe Hacquard [166], doctorant au LMGC et partenaire du projet, la Fig. 4.11 montre la valeur de la tension U et du courant I ainsi que la puissance du générateur UI pour un cycle du procédé CMT. On fait ici la différence entre $UI \neq \eta_{tor}UI = P_{tor}$ qui prend en compte l'efficacité du procédé. Les enregistrements coïncident bien avec la forme théorique donnée dans la revue de littérature (Fig. 2.2 p.20). Cette figure sera décrite et ré-utilisée plus amplement par la suite, mais elle apparaît ici pour expliquer comment est simplifiée la distribution de la puissance du plasma dans le modèle méso. Pour chaque phase de boost, celle-ci est modélisée par une rampe jusqu'à une valeur constante, ce qui sera visible dans la Fig. 4.12, sans prendre en compte la phase "burn".

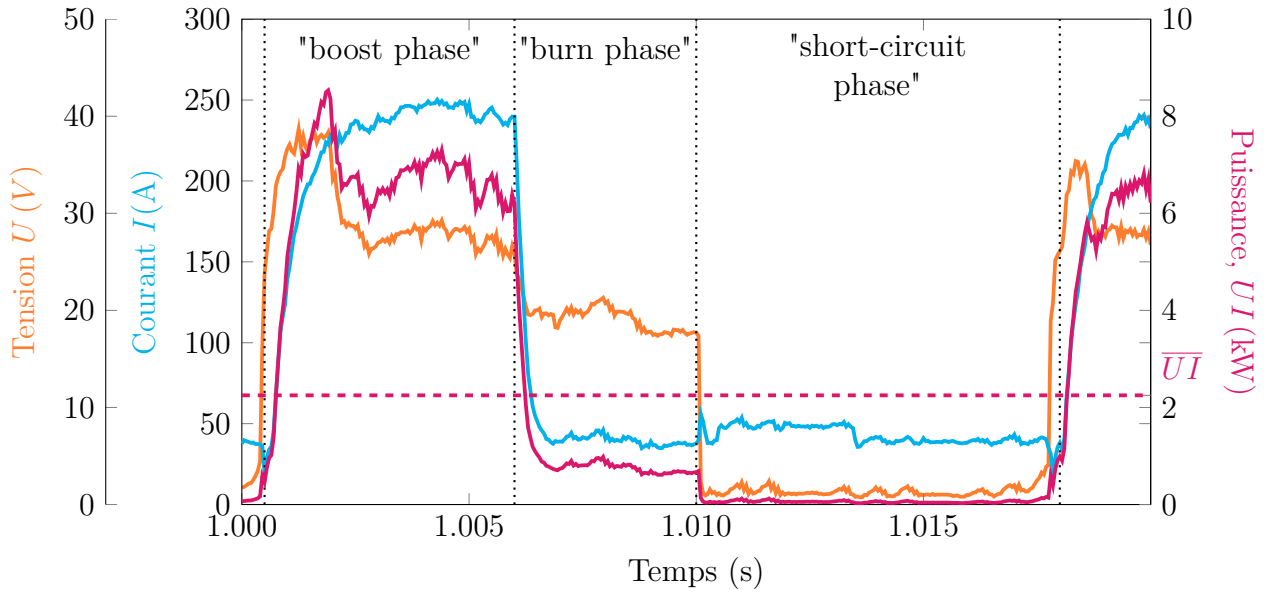


FIGURE 4.11 – Enregistrement des formes d'ondes du CMT (LMGC), pour un unique cycle (choisi pour son accessibilité visuelle, le reste du dépôt est très régulier). L'enregistrement correspond bien au schéma donné à la Fig. 2.2 (p.20). L'intensité I a été mesurée aux bornes d'une résistance par un système d'acquisition développé au LMGC, et la tension U est mesurée par sonde à effet Hall LEM LF 510-S.

Modélisation des phases de boost. La Fig. 4.12 schématise la construction du modèle : dès le détachement de l'électrode, la puissance augmente de façon linéaire pendant d_{sw} jusqu'à rester "allumée" à une valeur constante P_P^{al} pendant d_{al} . On définit la durée de boost $t_{Boost} = d_{al} + d_{sw}$, et on simplifie en considérant que le plasma est nul pendant la phase "burn". L'énergie apportée E_P durant ce cycle est directement

$$E_P = \left(\frac{d_{sw}}{2} + d_{al} \right) P_P^{al} \quad (4.59)$$

Le modèle CMT s'est construit en imposant *a priori* une puissance moyenne allouée au plasma, obtenue à partir du bilan Eq.4.48. Or, le cycle étant asservi avec le contact de l'électrode, le

temps passé dans chaque cycle n'est lui pas connu *a priori*. Autrement dit, pour le cycle i , la durée entre t^i et t^{i+1} est inconnue (cf. point d'interrogation $?^{(1)}$ **Fig.** 4.12). La valeur de la puissance P_P^{al} doit donc évoluer pour chaque cycle afin de bien respecter le bilan d'énergie final **Eq.**4.47.

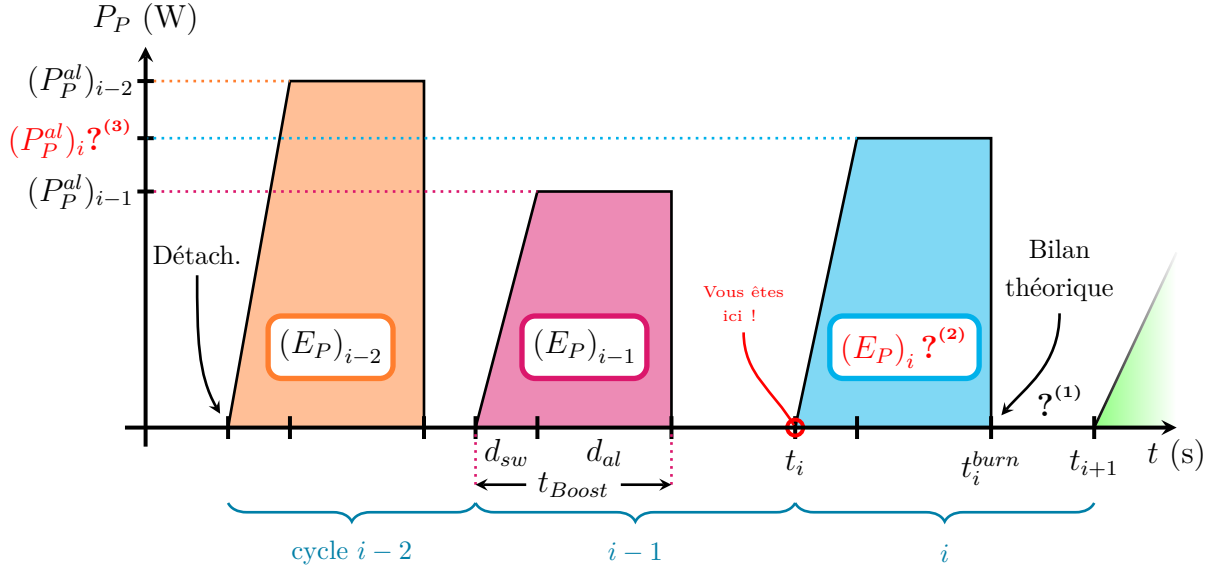


FIGURE 4.12 – Schéma de l'évolution de la puissance P_P en fonction du temps. Les boosts de plasma sont modélisés (à partir du détachement de l'électrode) par une rampe pendant d_{sw} pour rester à une valeur constante (P_P^{al}). A chaque t_i , on peut calculer cette énergie en connaissant le bilan théorique de puissance **Eq.**4.48 (p.145) et l'énergie déjà distribuée avec **Eq.**4.62.

Juste avant le début de la phase boost du (i ème) cycle CMT, au point **Vous êtes ici !**, c'est à dire à t_i dans **Fig.** 4.12, il est nécessaire de calculer la puissance à fournir pour le cycle prochain. Cette puissance se note $(P_P^{al})_i$ (cf $?^{(3)}$). En sachant que la relation entre puissance et énergie de plasma est simple (**Eq.**4.59), un bilan d'énergie théorique est dressé au moment où le plasma s'arrête, $t_i^{burn} = t_i + t_{Boost}$, visible **Fig.** 4.12. A cet instant, l'énergie théorique totale fournie par le plasma $E_P^{Tot}(t_i^{burn})$ (en J) s'exprime par

$$\begin{aligned} E_P^{Tot}(t_i^{burn}) &= \int_0^{t_i^{burn}} P_P(t) dt \\ &= t_i^{burn} \overline{P_P} \end{aligned} \quad (4.60)$$

En imposant que le bilan d'énergie soit respecté à cet instant t_i^{burn} , la somme des énergies apportées par chacun des cycles $(E_P)_k$ précédents doit vérifier

$$\begin{aligned} E_P^{Tot}(t_i^{burn}) &= \sum_{k=1}^i (E_P)_k \\ &= \sum_{k=1}^{i-1} (E_P)_k + (E_P)_i \end{aligned} \quad (4.61)$$

On peut dès lors calculer la puissance $(P_P^{al})_i$ à fournir pour ce cycle, en insérant l'**Eq.**4.59 (cf $?^{(2)}$) et 4.60 dans l'**Eq.**4.61,

$$(P_P^{al})_i = \left[(t_i + t_{Boost}) \overline{P_P} - \sum_{k=1}^{i-1} (E_P)_k \right] \frac{1}{\frac{d_{sw}}{2} + d_{al}} \quad (4.62)$$

Pour conclure, la puissance fournie P_P par CSF dans l'**Eq.4.46** s'exprime par

$$P_P = (P_P^{al})_i \begin{cases} \frac{t - t_i}{t_{Boost}} & \text{si } t - t_i < d_{sw} \\ 1 & \text{si } d_{sw} < t - t_i < t_{Boost} \\ 0 & \text{si } t - t_i > t_{Boost} \end{cases} \quad (4.63)$$

et pour être bien certain d'apporter cette puissance au système, en contournant les artefacts liés au détachement et à la mauvaise définition de certaines régions de l'interface, on normalise P_P avec l'**Eq.2.28** (p.52). A l'usage, on observe que cette correction reste limitée à 2 – 3 % au maximum.

Note XVII : Un modèle d'asservissement ... un peu trop piloté

En réalité, la puissance délivrée par la torche P_{tor} est le résultat de l'évolution complexe des formes d'onde de U et I , qui dépendent de nombreux paramètres procédés (cf. **Section 2.1.4** p.21), et non une grandeur véritablement imposée *a priori*, ce qui est pourtant le cas du modèle méso. Par exemple, dans la **Fig. 2.4(b)** p.23 issue de mesures expérimentales [29], il est montré que cette puissance de soudage évolue quasi linéairement avec la durée pilotée de t_{Boost} , à tension et courant constant.

Avec la distribution du modèle méso décrite précédemment, il faut garder à l'esprit que l'énergie apportée est **imposée** : en modifiant t_{Boost} , on "étale" une quantité d'énergie sur plus ou moins de temps, mais cette énergie est fixée. Ce choix de modélisation s'est justifié pour simplifier en première approche le modèle, et pouvoir comparer des résultats expérimentaux à partir de mesures précises (**Fig. 4.11**). Actuellement, ce modèle nécessite donc une valeur précise de puissance moyenne apportée, et ne modélise dès lors plus véritablement un comportement "prédictif" de l'énergie transmise.

4.4.3.1 Conclusion sur le modèle CMT

Le modèle d'asservissement CMT a été présenté à travers son modèle d'apport de chaleur, basé sur la distribution surfacique de Desmaison [108] pour du soudage, auquel a été ajouté un modèle d'apport de matière explicite, ainsi que l'ensemble de l'asservissement du procédé. Le modèle vient simplifier le comportement de l'électrode en ne considérant que l'asservissement contact/non contact, en contournant la résolution FEM avec un modèle de "radar géométrique". Le plasma est alors délivré de façon simplifiée lors des périodes de boost, c'est-à-dire juste après le détachement, de façon à respecter le bilan d'énergie à la longue.

En partant du principe que les paramètres procédés (puissance, débit, vitesse d'avancée, orientation et trajectoire de la torche) ne sont bien entendu pas ajustables et sont des entrées du problème, l'ensemble des paramètres numériques qui incombent au contrôle de l'utilisateur sont regroupés dans le **Tab.4.1**. Ces paramètres sont ajustables, et surtout **nombreux** ! Le méso se présente dès lors comme peu accessible, et la sensibilité du modèle à ces paramètres ne sera pas explorée de façon formelle dans le cadre de la thèse. A la suite des développements numériques et une démarche plutôt empirique à base de nombreux essais-erreurs, ce sont les valeurs présentées dans ce tableau qui ont fini par convenir aux cas de dépôts simulés.

Domaine	Nom	Symbole	Unité	Valeurs communes
Radar	Angle d'ouverture	α_R	°	60
	Seuil	s_{crit}	%	98
	Cumul	n_{int}	-	5
Électrode	Hauteur du cylindre	h_F	mm	4
	Vitesse de retrait	v_{CMT}^{nom}	mm · s ⁻¹	100
	Durée de switch	d_{sw}	s	0.01
Plasma	Durée de boost	t_{Boost}	s	0.01
	Angle d'ouverture	α_P	°	45
	Décalage de l'émission	d_P	mm	2

TABLE 4.1 – Paramètres utilisateurs du modèle méso, dans le cadre d'une modélisation du procédé CMT.

4.5 Gestion du maillage

L'explication sur l'attention portée au contrôle du maillage n'est plus à faire : ce point a déjà été abordé dans la **Section 3.3.3** (p.75). Un exemple traduit dans un cas méso d'un domaine de faibles dimensions $50 \times 20 \times 30 \times \text{mm}^3$ avec une taille de maille régulière de $20 \mu\text{m}$ (qui avait été dégagé à la fin de la **Section 4.2.4.2** p.130) aboutit à un nombre d'éléments qui toise $N_K = 4 \cdot 10^9$. Cette configuration parle d'elle-même, mais pour maintenir un comportement stable du modèle, les contraintes sur le maillage sont plus nombreuses et regroupées ci-après :

Mélange et CSF. La construction de l'interface doit suffisamment être détaillée pour le mélange des propriétés (**Eq.4.1**) et la définition des CSF (**Eq.4.2**). Pour rappel de la **Section 4.2.1**, il faut 5 à 10 éléments dans l'épaisseur de la LS (cf **Eq.4.4** p.127)

Courbure de Γ . Dans les régions où la courbure κ est importante rapportée aux éléments de dimension h traversés par ψ , la réinitialisation de la LS dégrade l'interface, ce qui entraîne une perte de masse. Pour limiter ce phénomène numérique, une relation est donnée entre la perte et κh (cf **Fig. 4.5** p.132)

Convection de ψ . L'interface étant mobile dans un maillage fixe, elle peut se retrouver convectée par des écoulements importants hors des zones maillées finement, ce qui compromet dès lors les points précédents. Le maillage doit non seulement décrire l'interface mais accueillir son déplacement, donc garder une certaine homogénéité aux alentours de l'interface. Si on juge que le maillage devient grossier au delà de la demi épaisseur ϵ , une condition sur la fréquence de remaillage f_{rem} (-) apparait avec

$$f_{rem} < \frac{\epsilon}{v_{max} \Delta t} \quad (4.64)$$

Le cas extrême de la rupture du pont capillaire entraîne des vitesses observées à $v_{max} = 1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Avec $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ et une demi-épaisseur $\epsilon = 0.1 \text{ mm}$ on arrive déjà à $\epsilon/v_{max} \Delta t = 1/4$, autrement dit il faudrait remailler 4 fois par pas de temps pour suivre une interface proprement ... compliqué!

Contraintes CFL. Pour éviter les oscillations numériques, la relation entre pas de temps et taille de maille doit respecter les conditions de CFL et de choc thermique. Ce point a été abordé dans la l'**Eq.2.32** (p.56)

Nombre d'éléments. Pour des raisons évidentes, N_K doit rester abordable pour le temps de calcul/exploitation des résultats. On évitera dans notre cas d'excéder 2 millions d'éléments, ce qui aura une influence sur les dimensions des problèmes modélisés avec le modèle méso.

La section suivante présente brièvement les outils et les directions prises pour gérer le maillage, qui aura été l'un des points durs du développement et de la mise en oeuvre du modèle méso.

4.5.1 Contrôle de la métrique

Estimateur d'erreur. Les contraintes décrites précédemment reposent sur l'utilisation d'un maillage fortement hétérogène et anisotrope, ce qui nécessite la création de métriques spécifiques, ainsi que de leur intersection. On se tourne alors vers une gestion plus fine de la métrique qu'avec l'outil *ISMetricDistance* vu dans la **Section 3.3.3** (p.75) qui ne permet ni d'imposer une anisotropie forte, ni de contraindre directement par un nombre d'éléments maximal. Le modèle méso s'appuie donc sur l'outil d'estimation d'erreur de la longueur des éléments, disponible dans la librairie Cimlib [156, 165], qui remplit ces critères et dont une brève description est donnée par la suite.

La métrique M (cf **Eq.3.25** p.76) est obtenue avec l'estimateur à partir de : la taille de maille minimale souhaitée h_{min} (en m) ; un nombre d'éléments à respecter N_K ; une sensibilité à l'anisotropie avec le coefficient ϵ_{err} , lié à la hessienne. Cet outil permet surtout de construire une métrique sur n'importe quel champ de variable d'intérêt, dont la différence de gradient sera symbolisée par \mathbf{G}_{ij} , i et j étant les noeuds partageant une arête commune d'un élément. En notant cette arête du maillage actuel \mathbf{x}_{ij} , ainsi que l'arête souhaitée \mathbf{X}_{ij} , la relation d'étirement dans l'outil est la suivante

$$\|\mathbf{X}_{ij}\| = \min \left(\left(\frac{e}{e_{ij}} \right)^{\frac{1}{p+2}}, \underbrace{\frac{\|\mathbf{x}_{ij}\|}{h_{min}}}_{\text{Taille}} \right) \|\mathbf{x}_{ij}\| \quad (4.65)$$

avec $p = 1.5$ un facteur constant et e_{ij} l'erreur locale telle que

$$e_{ij} = \max \left(\underbrace{|\mathbf{G}_{ij} \cdot \mathbf{x}_{ij}|}_{\text{Champ}}, \underbrace{\epsilon_{err} \|\mathbf{x}_{ij}\|^2}_{\text{Sensibilité}} \right) \quad (4.66)$$

et e l'erreur globale dans le domaine, qui prend en compte

$$e = \left(\frac{\sum_{i=1}^{N_E} \sum_{j \in \tau(i)} e_{ij}^{\frac{p}{p+2}}}{6 \underbrace{N_K}_{\text{Nombre}}} \right)^{\frac{p+2}{p}} \quad (4.67)$$

Des descriptions plus exhaustives sont disponibles aux sources de ce travail [156, 165], mais la **Fig. 4.13** présente parfaitement le comportement de l'outil pour une sphère immergée.

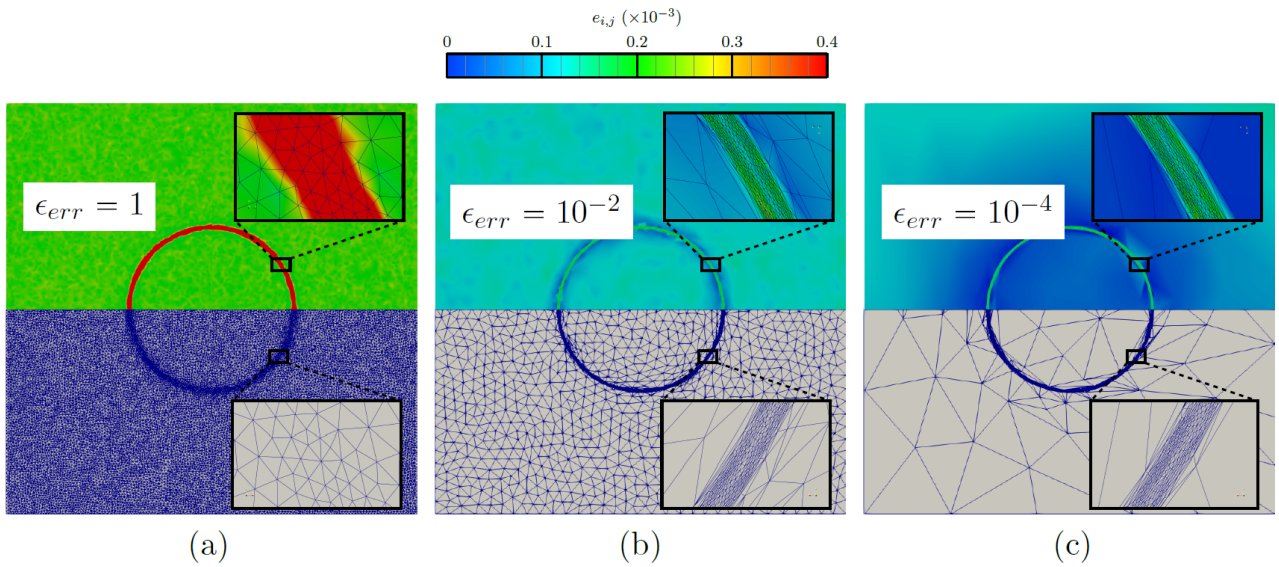


FIGURE 4.13 – Maillage obtenu avec l’adaptation par estimation d’erreur dans les travaux de Queva [151]. Une sphère en 2D ($R = 200 \mu\text{m}$) est maillée avec en entrée : une épaisseur de LS $\epsilon = 5 \mu\text{m}$; un nombre demandé de 30000 éléments ; et une taille de maille minimale $h = 0.5 \mu\text{m}$. Différentes valeurs de ϵ_{err} sont testées et montrent comment l’anisotropie du maillage est marquée avec la diminution du coefficient. Pour les trois cas, le nombre fourni d’éléments en sortie est à $N_K = 30000 \pm 2000$

Intersections. Comme expliqué dans la **Section 3.3.3** (p.75), le remaillage n’accepte qu’une unique métrique. Pourtant, les contraintes sur le maillage, donc les métriques à construire, sont nombreuses et variées :

- Interfaces : le fil \mathcal{H}_F , le bain liquide, la zone fondue, l’interface métal-gaz, la LS du substrat ψ_{sub} , ... sont remaillées avec l’estimateur. Pour assurer un contrôle uniforme du remaillage de chacune de ces régions qu’on énumère avec i , une fonction distance ψ_i leur est associée/contruite. Celle-ci permet de définir une fonction heaviside \mathcal{H}^i (**Eq.4.1**) avec une épaisseur $\epsilon_i = \epsilon_\Gamma = 3\epsilon$, commune à tous pour assurer une uniformisation ($\mathcal{H}^i \in [0; 1]$ sur ϵ_i , donc une hessienne similaire). Ces champs d’intérêt sont alors regroupés sous un unique champ \mathcal{H}_M^i , pondéré par l’utilisateur avec des α_i tel que

$$\mathcal{H}_M^i = \frac{\sum_i \alpha_i \mathcal{H}_i}{\sum_i \alpha_i} \quad (4.68)$$

- Champs physiques : vitesse, température, vitesse de réchauffement (\dot{T} en $^\circ\text{C} \cdot \text{s}^{-1}$), etc, .. sont aussi fournis à l’estimateur, et sont normalisés à partir de leurs *extremums* de valeur, ou de valeurs sensibles (par exemple $T_S, T_L, ..$).
- Régions géométriques : pour assurer dans tous les cas un maillage *a minima* contrôlé en arrière-plan, des métriques analytiques isotropes évoluent entre des régions critiques (comme un cylindre autour de Γ sous le plasma) où $h_{iso} = 0.3 \text{ mm}$, jusqu’aux endroits dénués d’intérêt où $h_{iso} > 8 \text{ mm}$.

Ces métriques étant intersectées de façon non associative (l’importance de l’ordre d’intersection joue sur la métrique finale, cf **Fig. 3.6** p.77), on préfère utiliser la plus petite boule unité des tailles de mailles. Ainsi, le maillage visible dans la **Fig. 4.14** montre que de cette façon, on atteint bien $h_{min} = 20 \mu\text{m}$ (**Eq.4.65**) pour les interfaces critiques, tandis qu’on peut déraffiner

jusqu'à $h_{iso} > 8$ mm pour réduire le nombre d'éléments. *In fine*, ce maillage avec 2 millions d'éléments imposés en compte $N_K = 2.2$ millions.

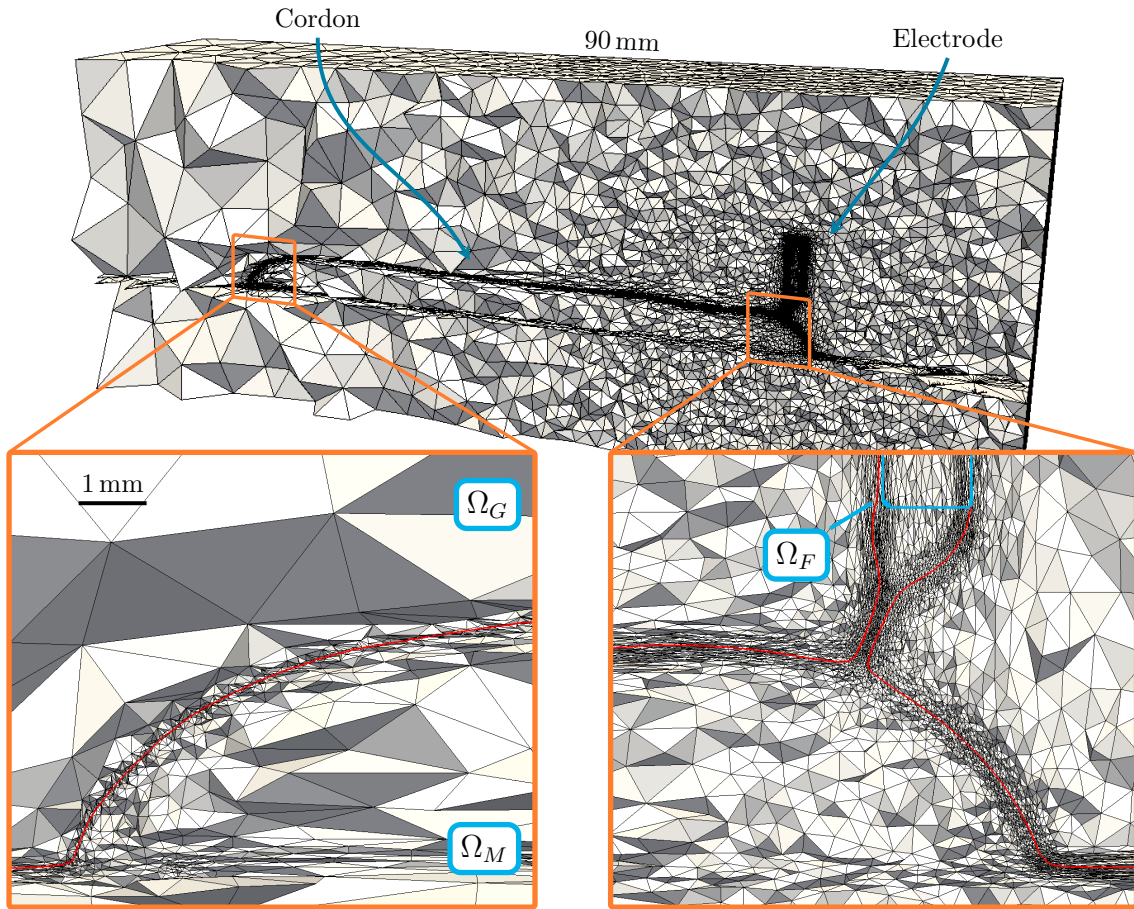


FIGURE 4.14 – Maillage rencontré dans le modèle méso, vue en coupe avec des zooms en début de cordon et sur l'avant du bain liquide. En plus du pilotage de la métrique au niveau des interfaces, le but de la relaxation est d'avoir un gain d'éléments important. Dans les zones à l'arrière où les phénomènes sont calmes (plus de vitesse ni de gradients forts de températures), on ne bloque que les éléments traversés par $\psi = 0$. Le nombre d'éléments total peut donc être alloué aux endroits critiques. Ici, $N_K = 2.2 \cdot 10^6$.

4.5.2 Blocage et relaxation des éléments

La réinitialisation par *DRT* a été identifiée comme l'une des causes majeures de la dégradation (donc perte de masse, cf **Section** 4.2.4.2 p.130) Pour limiter ce phénomène artificiel, Chen [109] propose dans le procédé de LPBF de bloquer les éléments traversés par la LS. De cette façon, comme la réinitialisation est forcément limitée à la dimension de ces éléments (au moins un des noeuds reste positif/négatif), le blocage empêche l'interface d'en sortir. De plus, c'est la ré-indexation des noeuds/éléments du maillage qui coûte du temps passé dans le remailler. Pour optimiser le domaine, on bloque alors ce qui est représenté dans la **Fig.** 4.15(a) :

- $K|_{\psi=0}$, l'intégralité des éléments traversés par la LS
- $K|_{(T < T_S - \Delta T_{blq})}$, les éléments dans des zones de faible température, $\Delta T_{blq} = 500$ °C en dessous du solidus T_S , où les phénomènes physiques sont limités et qu'on ne gagnerait pas à remailler.

Cependant, cette méthode présente des inconvénients : sachant que le maillage initial est très anisotrope dans l'interface (optimisé pour limiter au maximum le nombre d'éléments), l'approche de l'électrode avec les hausses de gradients de température et la vitesse peut mener à des divergences numériques (CFL non respecté **Eq.2.32**). Ces éléments sont visibles dans le second zoom à droite **Fig. 4.14**. Une relaxation effectuée tous les $f_{rlx} = 50$ pas de temps permet : d'une part de libérer les éléments en aval du front de fusion, visible **Fig. 4.15(b)** et dans un demi-cylindre de dimension $d_{rlx} = 4$ mm ; mais aussi de déraffiner les zones "sans intérêt", comme les alentours de l'arrière du cordon **Fig. 4.14**.

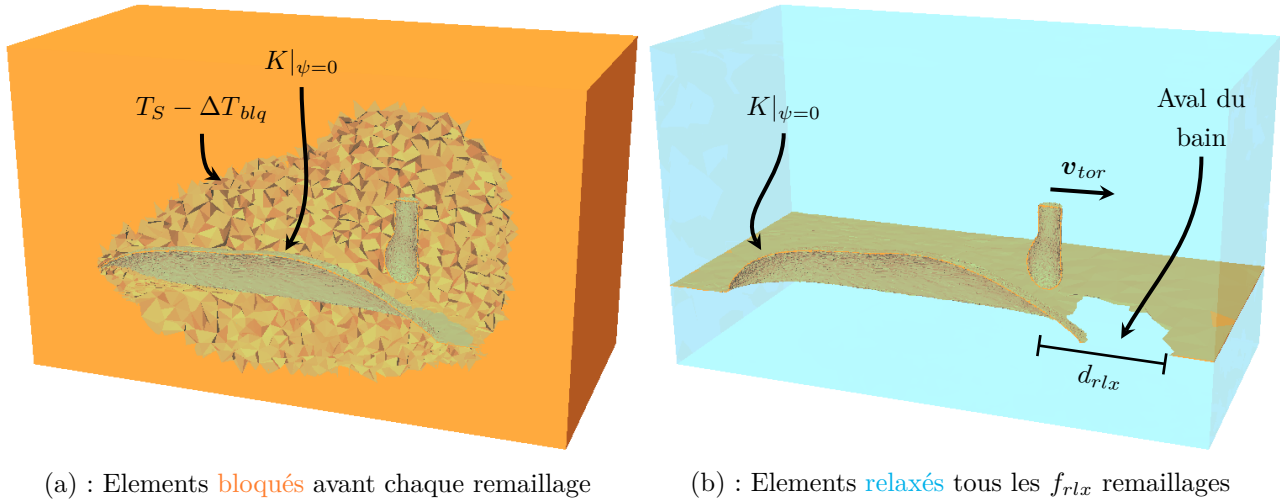


FIGURE 4.15 – Clip longitudinal du domaine à un pas de temps où (a) le maillage est bloqué, et (b) relaxé. Le blocage permet d'une part de limiter la dégradation de l'interface, car la réinitialisation de ψ est contenue dans les éléments traversés ($K|_{\psi=0}$) ; et de l'autre de réduire le temps de remaillage dû à la ré-indexation du domaine. Il est effectué sur les éléments ΔT_{blq} (en °C) en dessous du solidus T_S . Cependant, bloquer des éléments très fins autour de la surface déjà solidifiée ne présente aucun intérêt. La relaxation permet alors de relaxer et ré-allouer des éléments qui seront plus adaptés dans des zones critiques. On profite de cette relaxation pour débloquent les éléments dans un demi cylindre de rayon d_{rlx} , pour permettre d'accueillir des forts gradients. Ce blocage permet aussi de limiter la ré-indexation des éléments.

4.6 Comportement du modèle sur un monocordon

4.6.1 Cadre et paramètres d'impression

Les points essentiels du modèle méso ont été présentés de façon formelle, et la prochaine section propose d'illustrer et de décrire son comportement à travers différents paramètres dérivés d'un cas. A la différence de l'étude de comportement du modèle macro, il ne sera pas ici question d'une campagne de sensibilité exhaustive à tous les paramètres, le modèle méso étant déjà dense en contenu. Le but ici est de comprendre le rôle des différents phénomènes sur le transfert de matière, de chaleur, et donc leur influence sur le comportement d'un dépôt. Pour rappel,

les différents paramètres du modèle CMT ont été globalement identifiés à partir de cas tests annexes, puis modifiés au cours du projet à partir d'essais erreurs. Sauf point notable, leurs valeurs sont disponibles **Tab.4.1**.

Dépôt et domaine de calcul : directement inspiré de la comparaison expérimentale fournie par le LMGC, un cas similaire au dépôt du cas macro (cf **Section 3.5.1**) est utilisé. Les détails sont donnés dans la **Fig. 4.16**, et le cadre est adapté à une modélisation méso : pour limiter les contraintes de calcul, le substrat est réduit à une épaisseur de 10 mm, et la trajectoire sera limitée à 50 mm. Ce cas servant aussi pour le **Chapitre 5**, les conditions d'échange avec l'extérieur sont aménagées pour représenter l'immersion du domaine dans une plaque en réalité plus grande, en contact avec une seconde (cf **Section 3.5.1**). Cependant, on souligne que contrairement au modèle macro, les temps modélisés sont suffisamment réduits pour permettre des pertes notables, ce qui explique la valeur importante à $h_{sub} = 2000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. Ce point sera détaillé dans le **Chapitre 5**.

Nom	Symbole	Unité	Valeur
Puissance	P_{tor}	W	2250
Efficacité	η_{tor}	%	85
Temp. de goutte	T_{gou}	°C	2500
Vitesse de la torche	v_{tor}	$\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$	5
Vitesse de dévidage	v_D	$\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$	70
Modèle CMT		Voir Tab.4.1	
Pas de temps	Δt	s	$5 \cdot 10^{-4}$
Pertes	h_c	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	20
	ε	-	0.6
	h_{sub}	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	2000

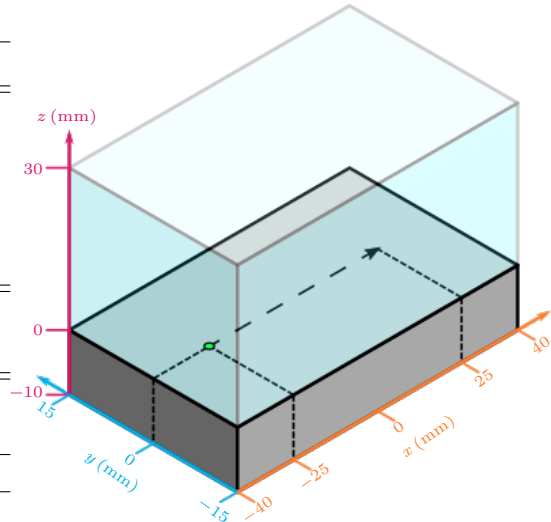


FIGURE 4.16 – Cadre de modélisation du monocordon méso avec la trajectoire de 50 mm du dépôt.

Cas dérivés : à partir de ce cadre de dépôt, plusieurs cas sont investigués, recensés dans le **Tab.4.2**.

- #1 : Le premier cas servira de référence pour la description du comportement du modèle, et des écoulements et transferts de chaleur qui en résultent.
- #2 et #3 : Les cas suivants vont rapidement permettre d'aborder la question de la perte de masse, et étayer la sensibilité à la réinitialisation et au remaillage amorcée **Section 4.2.4.2**.
- #4 et #5 : Finalement, on s'intéresse à l'influence du coefficient de Marangoni sur les écoulements avec deux valeurs extrêmes pour encadrer une situation.

Nom	Symbole	Unité	#1	#2	#3	#4	#5
Réinitialisation	f_{rei}	-	2	1	3	2	
Remaillage	f_{rem}						
Coefficient de Marangoni	$\frac{\partial\gamma}{\partial T}$	$(10^{-4}) \text{ N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$		-1.1		+4	-4

TABLE 4.2 – Présentation globale des 5 cas investigués dans le cas méso. Le cas #1 est celui de référence, à partir duquel le comportement du modèle d'asservissement est observé. Les cas #2 et #3 permettent d'amorcer une discussion sur la conservation de la masse en jouant avec la fréquence de remaillage f_{rem} et de réinitialisation f_{rei} . Pour chacun des cas, on conserve par simplicité $f_{rem} = f_{rei}$. Finalement, les cas #4 et #5 se focalisent sur deux valeurs extrêmes du coefficient de Marangoni

4.6.2 Hypothèses sur les propriétés en thermo-fluidique

4.6.2.1 Choix du coefficient de Marangoni

L'implémentation semi-implicite de la tension de surface oblige actuellement à utiliser un coefficient de Marangoni constant (cf **Section** 4.3.1.4). La dépendance de la tension de surface est simplifiée à un comportement linéaire donné dans l'**Eq.**2.6 (p.30). Par rapport à la composition du 316L utilisée au début du projet (cf **Tab.**3.2, p.68), la nuance utilisée par les partenaires est légèrement différente, et présente une teneur en soufre de 0.011%*pds* (**Annexe.A15**). La tension de surface au liquidus est fixée à $\gamma(T_L) = 1.5 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$. Le coefficient aura déjà été choisi arbitrairement pour les cas #1,#2 et #3, avec une valeur qui est légèrement négative $\frac{\partial\gamma}{\partial T} = -1.1 \cdot 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, ce qui correspond à la valeur à $T = 1800^\circ\text{C}$ pour le cas de référence (**Fig.** 2.10 p.31).

D'autre part, les différentes mesures et évolutions de la tension de surface rencontrées dans la littérature ont été compilées dans l'**Annexe.A16** (p.239). On y retrouve des valeurs aussi bien négatives que positives (sur une courte plage de température) avec $\frac{\partial\gamma}{\partial T} \approx \pm 4 \cdot 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, et c'est ce qui a motivé l'utilisation de valeurs opposées pour les cas #4 et #5. Ainsi, on propose un encadrement assez large dans le comportement du procédé.

4.6.2.2 Viscosité augmentée

Au même titre que l'hypothèse de non-résolution de l'électromagnétisme, l'augmentation de la viscosité du métal liquide par rapport à sa valeur nominale est l'une des hypothèses les plus importantes du modèle méso. Ce choix s'est imposé au cours du projet à cause de difficultés importantes de stabilisation numérique : les essais réalisés en viscosité nominale ont divergé après quelques dizaines d'incrément, et nécessitent des aménagements en terme de maillage / pas de temps supplémentaires, ce qui ne rentrait pas dans le cadre du projet. Les motivations et influences que l'augmentation de la viscosité entraînent sont notées par la suite.

Stabilisation gaz-métal. La résolution NS est effectuée sur tout le domaine, dans le métal comme le gaz à basse température. Pour rendre immobile le solide (cf **Section 4.3.1.1**), sa viscosité est portée à $\mu = 1000 \text{ Pa} \cdot \text{s}$. Pour limiter ces écoulements, ces milieux sont considérés comme des fluides newtoniens de très forte viscosité, en maintenant pour toute température une décade d'écart, visible dans la **Fig. 4.17(a)**. Ce choix est motivé par les tests effectués par Desmaison [108] pour entraîner des écoulements dans une cavité : si le gaz est trop fluide en approche LS, il n'existe plus de cisaillement à l'interface avec la répartition des forces CSF, et le bain est difficilement entraîné. De plus, en phase liquide, la viscosité $\mu^m = 0.1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ est donc sur-estimée par rapport à sa valeur mesurée dans la littérature $\mu_{316L} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ [167, 168, 80] d'un facteur $\simeq 16$, pour des raisons purement numériques.

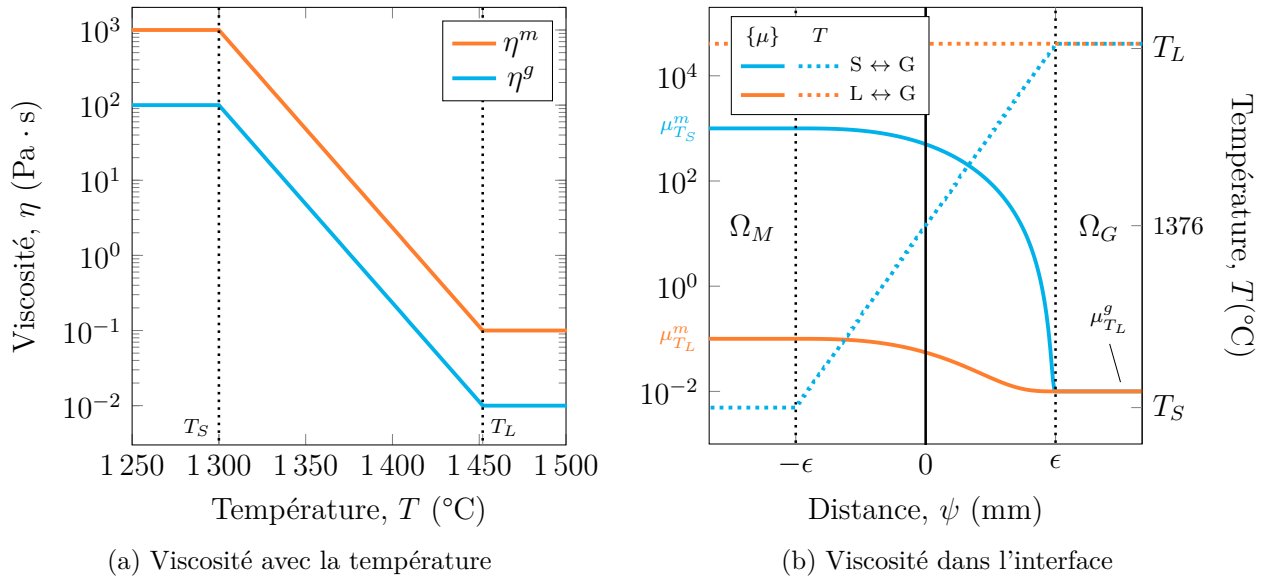


FIGURE 4.17 – L'évolution de la viscosité pour la phase de métal μ^m et de gaz μ^g en fonction de la température est donnée en (a). Les viscosités conservent pour toute température T une décade d'écart, et suivent donc une évolution logarithmique dans l'intervalle de solidification. En (b), c'est désormais la viscosité finale $\{\mu\}$, issue de la loi de mélange, qui est affichée dans l'épaisseur de l'interface LS pour deux cas particuliers. Le cas orange représente une interface à température constante au liquidus $T = T_L$, et la viscosité ne change que de la décade visible en (a) entre le métal liquide et le gaz chaud ($L \leftrightarrow G$). La viscosité à l'interface ($\psi = 0$) est donc de $\{\mu\}_{T_L} = 5.5 \cdot 10^{-2} \text{ Pa} \cdot \text{s}$. En bleu par contre, un gradient de température est imposé dans l'interface, qui évolue entre T_S côté métal jusqu'au T_L côté gaz ($S \leftrightarrow G$). La viscosité finale évolue donc entre celle du métal solidifié $\mu_{T_S}^m = 1000 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ et celle du gaz chaud $\mu_{T_L}^g = 10^{-2} \text{ Pa} \cdot \text{s}$. La viscosité à l'interface est donc de $\{\mu\}_{1376^\circ\text{C}} = 500 \text{ Pa} \cdot \text{s}$: tellement visqueux que la vitesse, et donc la convection de l'interface, sont nulles.

Coalescence d'interface. Avant toute considération physique, l'utilisation d'une viscosité forte dans le domaine solide et le gaz froid pose une difficulté numérique : il est **impossible** de mettre en contact/coalescer deux domaines métalliques disjoints s'ils ne sont pas tous les deux au dessus du liquidus. Pour cause, comme illustré dans la **Fig. 4.17(b)**, la viscosité issue de la loi de mélange $\{\mu\}$ devient trop importante à mesure qu'on s'approche du métal froid (courbe bleue). Les écoulements, donc la convection de l'interface, deviennent bloqués. Ce point a fait partie des difficultés liées à l'amorce du dépôt sur le substrat froid : une goutte liquide déposée directement sur une surface à basse température ne peut pas coller ! Il est alors obligatoire

de faire monter rapidement en température l'interface avec le plasma, car la conduction finale $\{\lambda\}$ est trop faible pour permettre au métal solide de s'échauffer uniquement par la proximité du métal liquide. Pour contourner l'amorce au début du calcul, la matière est alors dévidée avec une rampe pendant les 0.1s, ce qui permet d'apporter l'intégralité de l'énergie via le plasma (bilan **Eq.4.48**). On peut faire l'analogie en atelier avec le cycle d'amorce particulier. Une fois qu'un bain liquide est formé, ce problème tend à disparaître. Attention cependant, les dépôt simulés avec des rapports d'énergie déséquilibrés (trop de matière à fondre pour l'énergie totale, i.e. P_P/P_{Tot} trop faible) amèneront à des démouillages importants, voire des situations trop instables numériquement.

Influence sur le comportement du bain liquide Au niveau thermique, l'augmentation de la viscosité provoque proportionnellement l'augmentation du nombre de Prandlt $Pr = \mu c_p / \lambda$ et du nombre de Péclet $Pe = L_c c_p \rho v_{max} / \lambda$, ce qui vient lisser les écoulements et réduire le transport convectif. Pour autant, il n'a pas été choisi de doper artificiellement la conductivité en phase liquide. On le verra par la suite, la dimension du bain demeure proche des mesures expérimentales. L'augmentation arbitraire de la conductivité d'un facteur $\simeq \mu_{316L} / \mu^m$ aurait alors nettement influencé ces grandeurs. Le seul critère du dimensionnement par respect des nombres adimensionnels n'a pas été jugé suffisant, et la conductivité est conservée à la valeur nominale (**Tab.3.3** p.69).

D'autre part, on peut se demander raisonnablement si cette viscosité peut jouer un rôle dans l'amortissement des oscillations du bain dû à la sollicitation mécanique du fil, et donc réduire son amplitude et impact sur la morphologie solidifiée du cordon. En s'inspirant des travaux de Aalilija sur la solidification de gouttes d'acier en apesanteur [169], on s'appuie rapidement sur un benchmark de goutte soumise à une oscillation asymétrique (étirée par $n = 3$ côtés), présenté dans la **Fig. 4.18**. Bien que la comparaison demeure approximative, on cherche au moins une information simplifiée du bain de fusion, au moment où le fil se détache. Pour cette

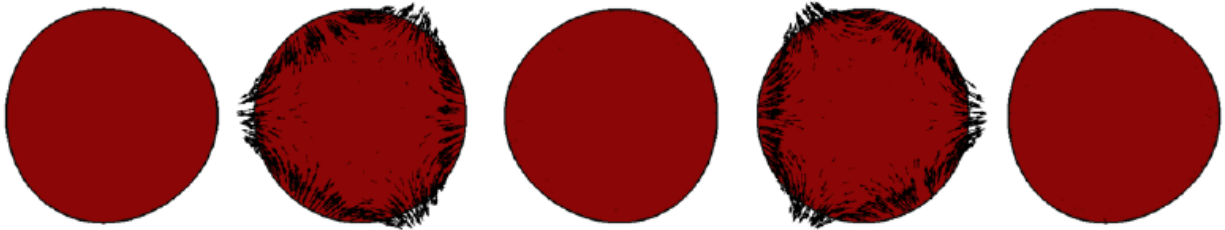


FIGURE 4.18 – Simulation 2D d'une goutte en mode d'oscillation $n = 3$ [169] lors d'une période.

goutte oscillante 3D de rayon à l'équilibre R , son équation différentielle ordinaire (EDO) est de la forme [170] :

$$\ddot{\epsilon}_n + 2\lambda_n \dot{\epsilon}_n + \omega_n^2 \epsilon_n \quad (4.69)$$

avec ϵ_n une fonction décrivant la morphologie de la goutte, la fréquence d'oscillation ω_n rad \cdot s $^{-1}$ autour de son état d'équilibre est donnée par :

$$\omega_n = \sqrt{n(n-1)(n+2) \frac{\gamma}{\rho R^3}} \quad (4.70)$$

et son taux d'amortissement visqueux λ_n lié à la dissipation s'écrit

$$\lambda_n = (2n+1)(n-1) \frac{\mu}{\rho R^2} \quad (4.71)$$

Le régime de la goutte est alors géré par le discriminant de l'EDO **Eq.4.69** $\Delta_n = \lambda_n^2 - \omega_n^2$:

- si $\Delta_n < 0$, le régime est pseudo-périodique, et la goutte oscille comme dans la **Fig. 4.18** ;
- si $\Delta_n > 0$ à l'inverse, alors la goutte est tellement visqueuse qu'elle s'immobilise ;
- et si enfin $\Delta_n = 0$, un régime critique intermédiaire aux deux autres présentés.

Pour de plus amples informations, le lecteur est invité à se référer aux sources précédemment citées [169, 170]. Si on simplifie le bain liquide à une demi-goutte par symétrie horizontale (ce qui ressemble le plus au cas $n = 3$, car le bain bouge d'avant en arrière), grossièrement régi par le même système, on obtient, que ce soit avec la viscosité nominale ou augmentée et avec un rayon de $R = 5$ mm, le discriminant $\Delta_n \simeq -3.8 \cdot 10^4 \simeq -\omega_n^2$. Ce résultat implique que le régime est pseudo-périodique, autrement dit la goutte n'est pas amortie par ses effets visqueux. Il est alors possible de déduire une fréquence d'oscillation à $\omega_n/(2\pi) \simeq 30$ Hz. On s'attend à ce que le bain "oscille moins vite" que la sollicitation mécanique du fil à $f_{CMT} \in [40, 150]$ Hz, ce qui débouche sur des influences déphasées sur l'interface. Ces sollicitations "destructrices" ne sont pas suffisamment importantes pour "briser l'interface", la tension de surface des métaux étant très élevée. A partir de ce petit exercice, on peut concevoir un comportement oscillant du bain, pas fondamentalement différent par l'augmentation de la viscosité liquide, mais plutôt par le seul écart de décade avec la viscosité du gaz qui amortit le bain, et qui ne rentre plus exactement dans le cadre $\mu^g \ll \mu^m$ nécessaire à l'**Eq.4.69**.

Finalement, l'ensemble des propriétés utilisées dans les cas suivants est fourni dans le **Tab.4.3**.

Matériau	Nom	Symbole	Unité	Valeurs	Réfs.
Métal	Enthalpies	h^l, h^γ, h^α	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$	Fig. 3.2(b)	[138, 139]
	Masse volumique	ρ^m	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	7400	
	Conductivité	λ^m	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Tab.3.3 (p.69)	Annexe.A7
		α_λ	-	1	
	Tension de surface	$\gamma(T_L)$	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$	1.5	Annexe.A16
	Marangoni	$\frac{\partial \gamma}{\partial T}$	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Tab.4.2	Annexe.A16
Viscosité dyn.	μ^m	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	Fig. 4.17		
Gaz	Capacité thermique	$(c_p)^g$	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	1000	[145]
	Masse volumique	ρ^g	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	1.3	[145]
	Conductivité	λ^g	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	0.024	[145]
	Viscosité dyn.	μ^g	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	Fig. 4.17	

TABLE 4.3 – Résumé des propriétés thermo-dynamiques utilisées dans les cas méso.

4.6.3 Réponse du modèle lors d'un dépôt

4.6.3.1 Asservissement du procédé

On s'intéresse dans un premier temps à bien décrire le comportement asservi du modèle CMT à partir du cas #1. Un chronogramme récapitulatif est donné dans la **Fig. 4.19**, et correspond à l'évolution des variables détaillées dans la **Section 4.4**, pour un cycle en état stationnaire. A

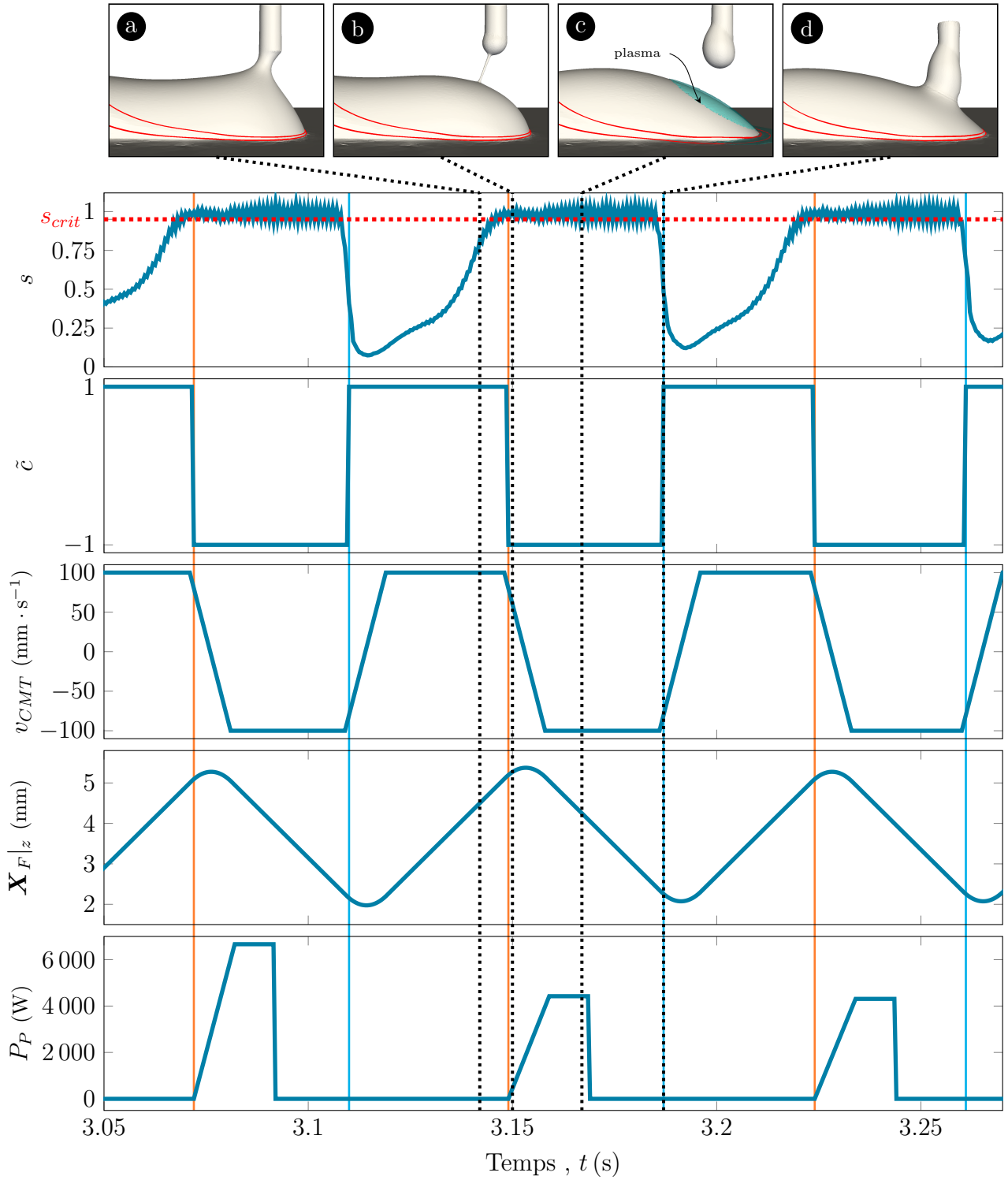


FIGURE 4.19 – Évolution du modèle de CMT pour 3 cycles dans un état déjà stationnaire ($t = 3$ s). Le modèle de radar avec l'angle solide visible (**Eq.4.51**) permet de déterminer si l'électrode est en contact ($\tilde{c} = 1$) avec le bain ou détachée ($\tilde{c} = -1$). Ceci permet l'asservissement de la vitesse d'oscillation de l'électrode v_{CMT} . Cette vitesse contribuant à la vitesse de déplacement complète du domaine \mathbf{v}_F (cf. **Eq.4.58**), la position de l'électrode \mathbf{X}_F est actualisée avec l'**Eq.4.25**. Le fil étant vertical, on regarde $\mathbf{X}_F|_z$. Enfin, c'est le détachement qui amorce les cycles d'allumage du plasma P_P . Dans les images vues de côté, les lignes rouges correspondent au liquidus et solidus.

partir du modèle de radar et de la valeur des ratios d'angles s (**Eq.4.51**) comparé au seuil s_{crit} , on dégage le critère de contact \tilde{c} , qui permet de piloter la vitesse d'oscillation de l'électrode v_{CMT} (donc sa position verticale \mathbf{X}_F , car on choisit \mathbf{n}_{flux} verticale), et enfin l'allumage du plasma P_P . Des étapes clés sont identifiées dans un même cycle :

- a Remontée du fil.** Bien que la matière continue de se dévider à l'intérieur du domaine de fil, la remontée est plus rapide (en respectant $v_{CMT} > v_D^{nom}$) et le *necking* apparaît progressivement. En court-circuit, le plasma P_P est bien éteint.
- b Détachement.** Le pont liquide est en train de se rompre, et le radar permet de basculer d'un état *contact* à *détaché*. On remarque néanmoins qu'un fin capillaire demeure, dont le diamètre est de l'ordre de 100 μm . Ce capillaire peine à être rompu pour plusieurs raisons : **physiquement**, des forces électromagnétiques (bien qu'encore faibles en court-circuit) viennent aider à cisailer ce pont, qui ne sont pas modélisées ici ; **numériquement**, la viscosité augmentée diminue le nombre Capillaire $Ca = v_{max}\mu/\gamma$, ce qui rend la tension de surface moins prédominante pour rompre le fil ; et **numériquement encore**, le diamètre du pont étant similaire à l'épaisseur LS, les forces CSF sont complètement diminuées, car elles ne sont appliquées qu'une fois (le Dirac ne "double" pas). Finalement, c'est cette matière résiduelle qui vient brouiller le modèle de radar, et qui a abouti à une vérification incrémentale (**Eq.4.53**, p.148) pour être certain que le fil se détache. Le plasma s'allume à cet instant.
- c Boost.** Le fil est déjà en train de redescendre, tandis que le plasma est complètement allumé et distribue de façon gaussienne le flux de chaleur sur la surface du bain. C'est à ce moment que les forces de Marangoni sont les plus importantes, le gradient de température sur l'interface étant le plus fort, et l'électrode détachée ne jouant plus son rôle "d'ancre" à l'interface. Pendant ce temps, la goutte grossit, alimentée par un dévidage continu.
- d Contact.** Le fil achève sa course jusqu'à entrer en contact avec le bain liquide en déposant la goutte de métal fondu. De même, la viscosité augmentée explique le caractère encore "pâteux".

Une fois que le comportement est stabilisé, le modèle répond de façon totalement asservie, comme le montre clairement les grandeurs rapportées à la position de la torche sur sa trajectoire dans la **Fig. 4.20**. Un état quasi stationnaire peut être considéré à partir de $x = -10$ mm, ce qui correspond à $t = 3$ s, où un premier palier est atteint. Si on veut considérer que le régime est parfaitement établi lorsque les valeurs sont constantes, on préférera attendre $x = 5$ mm ($t = 6$ s).

Comparaison qualitative. Ces cycles modélisés sont comparés de façon qualitative avec des ressources disponibles, en l'occurrence [des images](#) (lien cliquable) à haute vitesse d'acquisition effectuées par l'entreprise CAVITAR [157] prises lors du cycle. A noter dans ce cas que le matériau utilisé est un super-alliage base Nickel. Par rapport à l'acier 316L, le liquidus est donc moins élevé (≈ 1350 °C), et la tension de surface légèrement plus importante (≈ 1.8 N · m⁻¹), mais avec un coefficient de Marangoni similaire. Contactées, les équipes commerciales de CAVITAR n'ont pas été en mesure de détailler précisément les puissances, débit et environnement utilisés lors du dépôt. Il n'empêche que de façon qualitative, on peut considérer que le modèle méso reproduit de façon convaincante l'asservissement du procédé CMT.

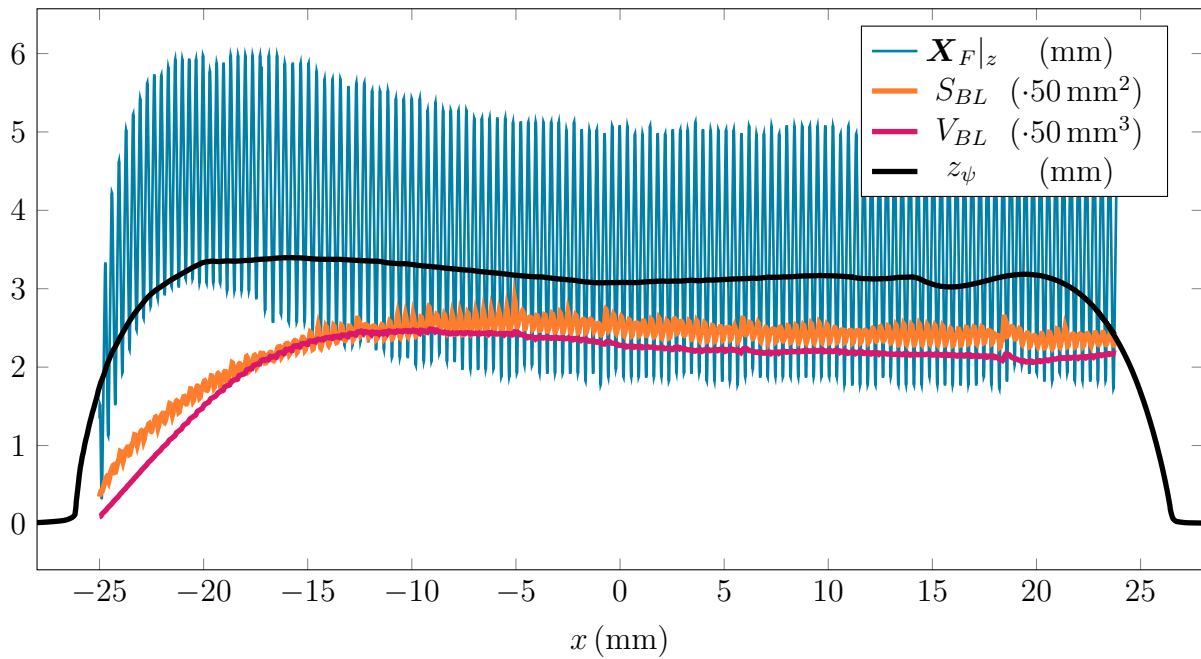


FIGURE 4.20 – Comportement complet du modèle méso CMT rapporté au long du trajet. L'altitude du domaine de fil est identifiée par $\mathbf{X}_F|_z$, ainsi que les valeurs respectives du volume et surface du bain liquide V_{BL} et S_{BL} . Le profil du cordon est alors affiché en noir par z_ψ .

4.6.3.2 Forme des écoulements dans le bain liquide

Lors du cycle, les transferts sont complexes, et dans notre modèle, ils sont régis par deux phénomènes clés, sur lesquels l'attention sera portée : les forces de Marangoni, lorsque le plasma est en phase de boost et que les gradients de température en surface apparaissent ; et le relâchement du pont capillaire lors du détachement de l'électrode, qui peut être considéré comme l'énergie potentielle d'un "ressort" étiré. On propose ici de comprendre ce qui se joue à l'interface, puis voir l'influence sur le comportement du bain, et donc le transport de matière et de chaleur.

Vitesse à l'interface. Dans un premier temps, on se concentre sur le comportement de la surface du bain liquide, qui est énormément perturbée par les cycles de détachement/coalescence. La Fig. 4.22 se focalise sur un unique cycle, où la vitesse maximale dans le bain \mathbf{v}_{BL} , ainsi que la vitesse de convection de l'interface ($\max \|\mathbf{v}_\Gamma\|$) est décomposée selon sa valeur "rentrante" ($\max(-\mathbf{v}_\Gamma \cdot \mathbf{n})$) ou "sortante" ($\max(\mathbf{v}_\Gamma \cdot \mathbf{n})$). Le lecteur est ici invité à considérer en parallèle les Fig. 4.23 et 4.24, respectivement coupes longitudinales et vues de dessus.

- Dans la période de contact, au fur et à mesure que l'électrode remonte ($t = 6.015$ s), le pont s'étire et le *necking* impose par conservation de masse le reflux de la matière dans le sens du capillaire. Ce cisaillement τ fort est identifié par la différence entre les vitesses dans le bain, supérieure ($\max \|\mathbf{v}_{BL}\| \approx 600 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$), à celle de l'interface ($\max \|\mathbf{v}_\Gamma\| \approx 450 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$). Le champ de vitesse est visible en Fig. 4.23(a)
- Bien que la condition de détachement soit activée, le reste de micro-capillaire est toujours présent, et c'est sa rupture qui marque le détachement réel de l'électrode ($t = 6.020$ s). Cette zone de rupture nouvellement formée est extrêmement courbe, la tension capillaire est très importante, et son relâchement va provoquer l'oscillation dans le bain. Ce dernier comportement est visible Fig. 4.23/4.24(b)
- L'allumage du plasma en phase de boost ($t = 6.020 \rightarrow 6.035$ s) va entraîner les forces

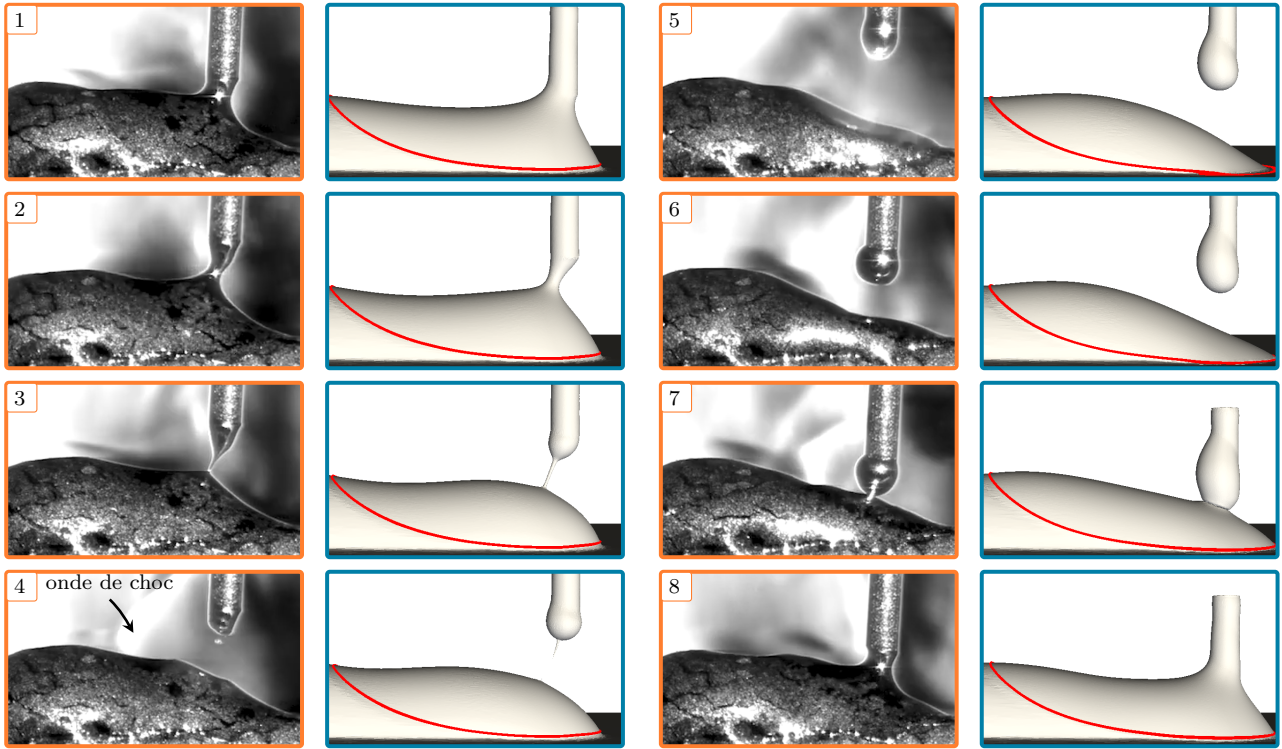


FIGURE 4.21 – Comparaison qualitative de la forme du bain liquide pendant 8 phases du cycle CMT, entre le modèle méso et de l'imagerie CAVITAR [157] sur un super-alliage nickel. Le comportement global du procédé est alors parfaitement décrit en première approche : le comportement du fil, ainsi que l'oscillation du bain sont similaires. Les écarts visibles ici sont liés à : la modélisation du plasma (onde de choc et pression d'arc), qui ajoutent à la perturbation du bain ; des oscillations moins tranchées dans le modèle à cause de la viscosité liquide/gaz augmentée ; une sollicitation mécanique du fil moins fréquente (f_{CMT} à 15 Hz, 2 à 5 fois supérieur en réalité) ; ce qui conduit à des gouttes simulées plus grosses.

de Marangoni, mais la faible valeur de son coefficient ne va pas complètement régir la surface : la vitesse de convection est normale à l'interface (i.e. $\max(\mathbf{v}_T \cdot \mathbf{n}) \approx \max \|\mathbf{v}_T\|$). C'est donc la propagation de l'onde en surface qui transporte l'interface en direction de l'arrière (Fig. 4.23/4.24(b)). L'apport de chaleur par plasma permet dans le même temps de libérer l'aval du bain liquide, où la matière est aussi poussée vers l'avant (Fig. 4.23/4.24(c),(d)).

- Finalement, le contact de l'électrode avec le bain ($t = 6.055$ s) provoque la coalescence des deux interfaces et l'augmentation soudaine des vitesses. Dans l'intervalle ($t = 6.060 \rightarrow 6.075$ s), le fil bien en contact vient stabiliser la surface, et le dévidage continu du modèle d'apport explique la valeur supérieure de la vitesse dans le bain $\max \|\mathbf{v}_{BL}\|$ sur celle de l'interface.

Écoulements et transfert de chaleur. Après avoir compris que (sans surprise en somme !) c'est le détachement ou le contact qui provoquaient les plus grandes déformations d'interface, on s'intéresse à présent à l'influence que ces étapes engendrent sur le comportement du bain global. La matière va donc suivre la remontée du fil par tension de surface (vu en Fig. 4.21(1)), jusqu'au point où le capillaire rétrécit et que les tensions de surfaces augmentent considérablement : la

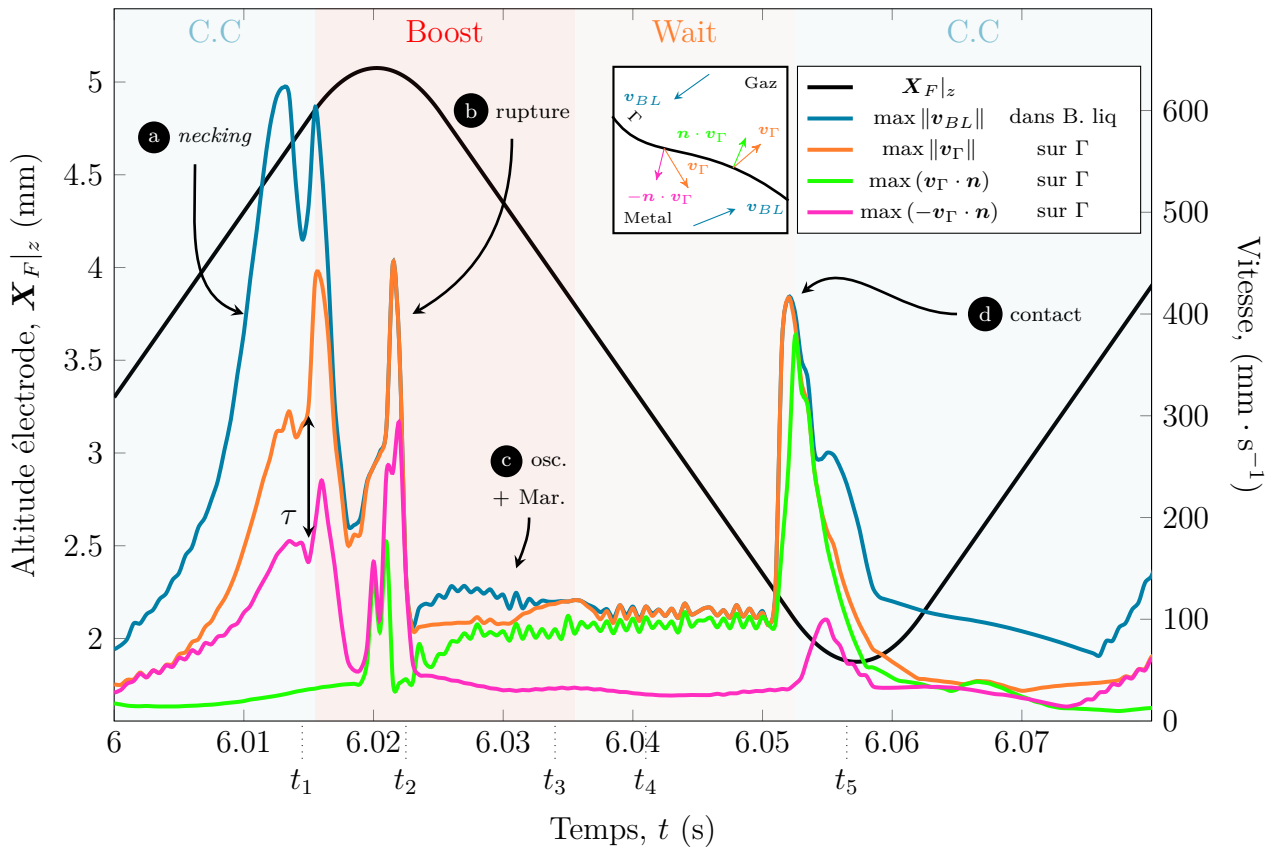


FIGURE 4.22 – Vitesses maximales rencontrées dans un cycle CMT, dans le bain liquide et à sa surface Γ . L'altitude de l'électrode $X_{F|z}$ évolue et amène successivement les périodes de **contact**, **boost** et **wait** identifiées en arrière-fond. On affiche alors la vitesse max. dans le bain liquide $\max \|v_{BL}\|$. Sur sa surface (Γ), la vitesse maximale $\max \|v_{\Gamma}\|$, et ses composantes normales "rentrantes" et "sortantes". Un petit encart est disponible pour aider à la compréhension. Cette représentation au cours du cycle permet de comprendre quels sont les phénomènes prédominants : Lors du **(a)** *necking*, la matière "fuit" le capillaire tout en se rétrécissant, ce qui explique le cisaillement vis-à-vis de l'interface. Bien que le détachement ait été mesuré, la **(b)** rupture finale est légèrement plus tardive à cause de l'artefact (une ficelle?), et l'interface se referme brutalement sur elle-même par sa tension superficielle. Apparaît alors la phase de **(c)** boost où le plasma est allumé. Pourtant, alors qu'on pourrait s'attendre à une majorité d'écoulements tangents à cause du Marangoni, la faible différence entre $\max \|v_{\Gamma}\|$ et $\max v \cdot n$ montre que les écoulements les plus importants repoussent la surface du bain : d'une part l'onde du détachement qui se déplace; de l'autre le plasma qui chauffe le substrat et libère le bain en aval. Ce point sera abordé avec les champs de vitesse en coupe. Finalement, l'électrode descend jusqu'au **(d)** contact, ce qui ouvre brutalement l'interface.

matière est chassée pour fuir ce pont liquide (*necking* Fig. 4.23/ 4.24(a)). L'intégralité du bain liquide se décale vers l'arrière (b), mais cette matière fraîchement dévidée du modèle de fil à $T_{gou} = 2500\text{ °C}$ ((f),(g)) va cependant rester en surface. En effet, l'augmentation de la viscosité et la stabilisation VMS tendent à réduire le caractère turbulent, qui dans la réalité brasse davantage de matière chaude. L'allumage du plasma dès (g) va provoquer l'élévation de température, donc son gradient en surface et les effets Marangoni. Ces forces contribuent à un écoulement centrifuge (effet mouillant $\frac{\partial \gamma}{\partial T} < 0$), mais la soudaine augmentation de la température à l'avant du bain fluidifie la matière, ce qui provoque un effet "rupture de digue"

(c) de l'aval du bain et coupe l'inertie de l'oscillation à l'arrière (d). A nouveau, le Marangoni ici a une importance réduite du fait de son faible coefficient ! Finalement, le contact de la goutte provoque un "bourrelet" (e), qu'on retrouve dans l'image **Fig. 4.21(8)**, et qui est aussi visible dans le plissement en vue de dessus (**Fig. 4.24(e)**).

Le transfert de chaleur est donc globalement limité à la surface : les effets visqueux (cisaillement par rapport au fond du bain) maintiennent le déplacement de la matière en surface. Aidés d'un Marangoni légèrement négatif, ils empêchent de creuser le bain. L'hypothèse de la viscosité augmentée est aussi très visible à travers l'amortissement de l'oscillation à l'arrière du bain : le gaz chaud ayant été rendu visqueux lui aussi sous le liquidus (cf **Fig. 4.17** p.160), il ne peut s'échapper que dans une région peu épaisse (canal fluide **Fig. 4.23(c)**). On comprend alors que le dimensionnement rapide réalisé dans la **Section 4.6.2.2** n'est plus vraiment applicable, dans la mesure où la condition $\mu^g \ll \mu^m$ n'est pas respectée. Finalement, la morphologie du cordon, qui résulte de la solidification du bain liquide, sera abordée plus spécifiquement dans les cas avec des valeurs de Marangoni opposées. On verra alors que dans notre modèle, c'est la tension superficielle (en absence de la physique du point triple) qui régit la forme du cordon. La convection engendrée par Marangoni n'est pas suffisante pour transporter beaucoup d'énergie sur les bords. Malgré les hypothèses fortes du modèle ($\mu \nearrow, f_{CMT} \searrow$), des conclusions pourront être tirées sur les phénomènes qui pilotent le procédé CMT.

Fond de bain liquide Après avoir détaillé les écoulements, on peut aborder la question de la pertinence du modèle méso pour obtenir des informations sur les gradients de température à l'arrière du bain. La **Fig. 4.25** présente pour 3 instants du cycle, la morphologie longitudinale de la zone liquide, ainsi que les gradients de température. Il a été vu précédemment que les écoulements mûs par le cycle CMT demeurent en surface, ce qui est à nouveau visible avec les bains superposés. Or, le fond du bain ne change absolument pas dans la **Fig. 4.25(a)**, ce qui est visible avec la valeur quasi-similaire du gradient le long du fond dans la **Fig. 4.25(b)**. En effet, la fréquence simulée du f_{CMT} (cycles de ≈ 60 ms) est trop importante pour altérer le fond du bain au cours d'un unique cycle.

En identifiant la profondeur probable d'un futur cordon, on se rend compte que la quasi totalité du cordon modélisé ici ne sera pas refondu. La microstructure qui résulterait de ce dépôt serait donc inchangée sous les pointillés. En comparant avec le modèle de cavité (mêmes conditions), présenté au tout début du chapitre (cf **Fig. 4.1** p.124), on voit que le modèle présente une pénétration de bain plus importante, causée par l'apport de matière par le terme de divergence. A l'exception de cette région, la forme du bain est complètement similaire, de même que son influence sur la morphologie solidifiée (hauteur/largeur/section), ce qui sera illustré dans une coupe transverse plus loin dans la **Fig. 4.30** (p.178).

La conclusion qu'on tire ici est (en marge d'une exploitation plus poussée des gradients et vitesses de solidification) que le modèle CMT n'est actuellement pas en mesure de fournir des informations au premier ordre bien différentes d'un simple modèle de cavité [108]. Sa pertinence dans une modélisation de microstructure est alors complètement remise en doute, au regard de la complexité de mise en place du modèle, du remaillage, sa stabilisation, et les contraintes énormes sur l'approche level-set.

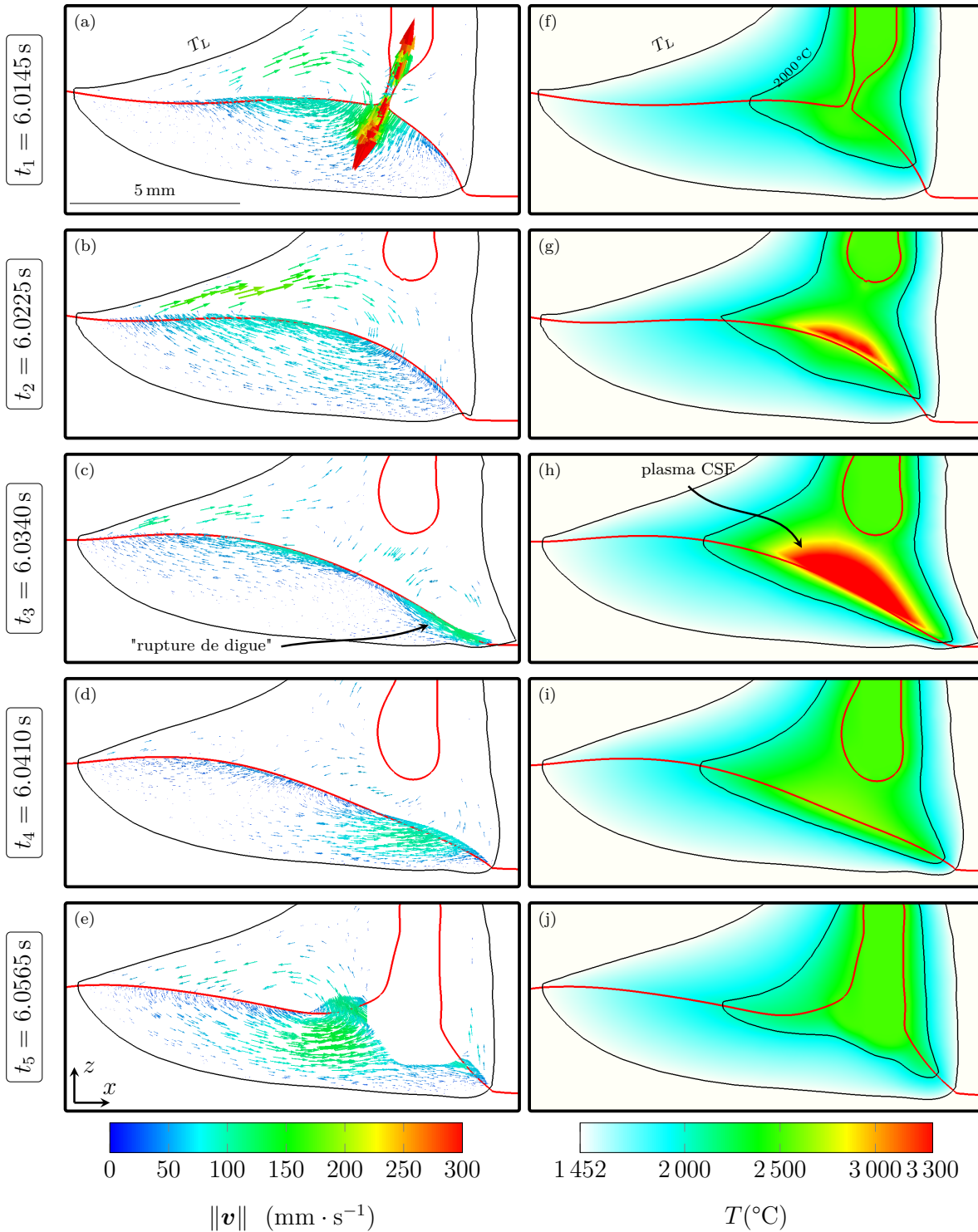


FIGURE 4.23 – Vue en coupe longitudinale du bain lors du cycle associé à la Fig. 4.22. On y trouve les écoulements dans la colonne de gauche, et le champ de température à droite. Dans un souci de lisibilité, la vitesse dans un environnement de 0.5 mm autour du fil n'est pas affichée. De même, l'échelle de couleur en température commence au liquidus T_L , et son maximum est fixé à 3300 °C, valeur maximale dans le bain liquide, tandis que le gaz voit $T_{max} = 4600$ °C.

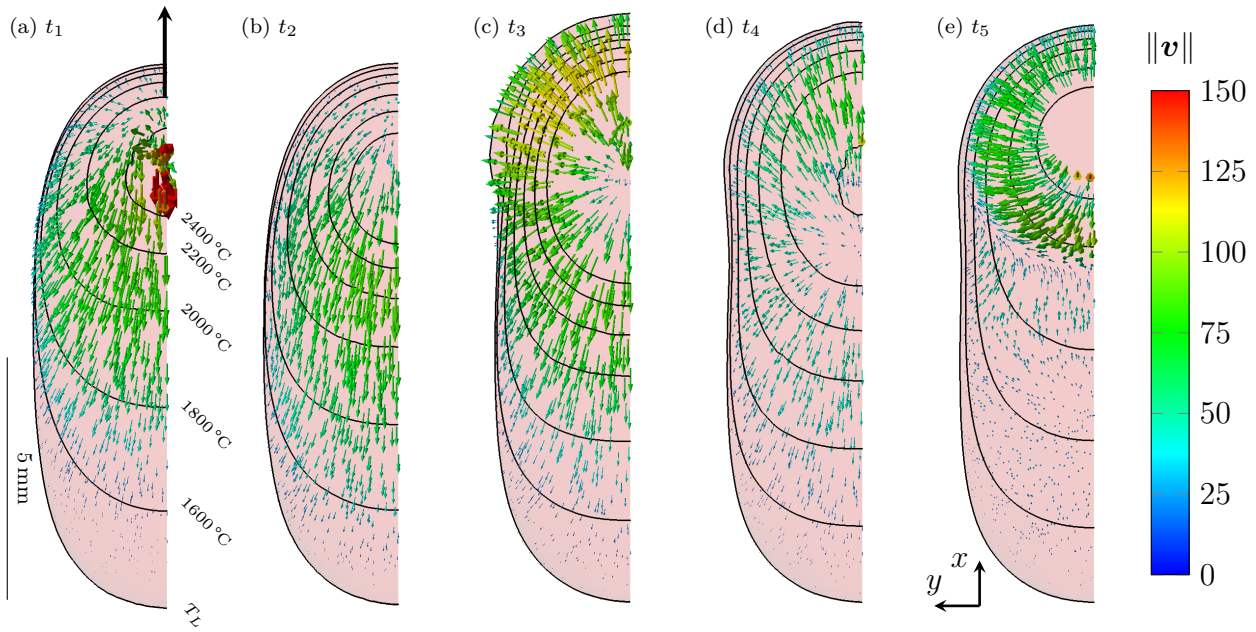


FIGURE 4.24 – Champ de vitesse et isotherme de température en surface du bain liquide, vue de dessus, pour chacun des 5 instants du cycle CMT de la **Fig.** 4.23.

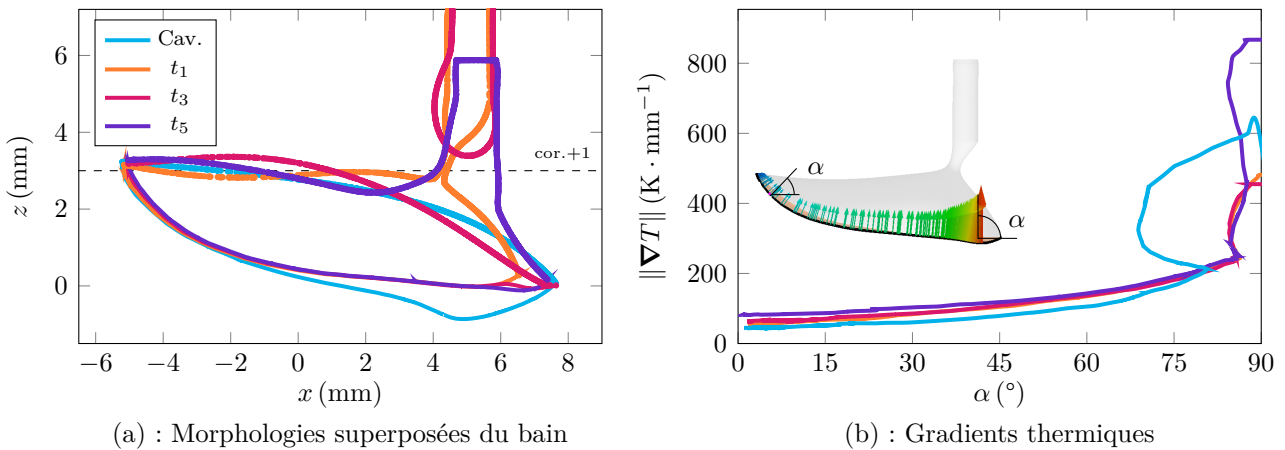


FIGURE 4.25 – Comparaison des fonds de bain (contours $T = T_L$) et des gradients thermiques à différents temps du cycle en état stationnaire, et avec le modèle de cavité (cf. **Fig.** 4.1). En (a), les bains sont superposés pour se rendre compte que la mobilité importante de l'interface (affichée avec $\psi = 0$) n'affecte en rien la forme de l'isotherme du liquidus dans le fond du bain. En conséquence, les gradients relevés le long de cet isotherme au cours du cycle en (b) sont quasiment similaires, et les différences qui subsistent dans la composante verticale ($\alpha \rightarrow 90^\circ$) varient trop rapidement (avec des vitesses de solidifications quasi nulles), pour avoir un impact sur la solidification. Les cycles du CMT n'ont aucune influence ici sur la zone pâteuse. Le modèle de **cavité** conduit à un bain plus pénétrant, mais la forme au premier ordre est parfaitement similaire à l'arrière du bain. La ligne en pointillé symbolise l'altitude minimale refondue lors du prochain cordon. Cette dernière est construite en déduisant la profondeur du bain de l'altitude du haut du cordon.

4.6.3.3 Correction de la masse : dévidage et déplacement de l'interface

La problématique sur la dégradation de l'interface, donc la perte de masse, provoquée par la réinitialisation de la LS a été vue dans la **Section 4.2.4.2**. Malgré un travail *préventif* effectué sur le dimensionnement du maillage (cf **Section 4.2.4.2**) et son pilotage (cf **Section 4.5**), des pertes considérables sont observées dans le modèle méso. Des méthodes *correctives* deviennent par conséquent nécessaires, dont le cas #1 présenté précédemment a fait l'objet. Ces méthodes sont alors décrites après le cas #1, pour proposer au lecteur un équilibre entre le côté "modèle" et le côté "résultat". On se tourne alors vers des méthodes qui sont regroupées sous trois axes, et illustrées dans la **Fig. 4.26** :

Conservation de l'interface froide. Dans un premier temps, pour éviter toute dégradation non souhaitée dans les zones qui doivent demeurer immobiles, on ne convecte ni réinitialise plus la LS, et ce en dessous d'une température ($T = T_S - \Delta T_{blq}$), de manière similaire au blocage des éléments. On corrige alors après chaque convection (ou réinitialisation lorsque qu'il y a) :

$$\psi = \begin{cases} \psi & \text{si } T > (T_S - \Delta T_{blq}) \\ \psi^- & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.72)$$

Déplacement de la surface du bain. La première correction est de décaler la surface du bain liquide pour augmenter le volume du liquide autant qu'il y a de pertes. L'écart de masse Δm (en kg) se construit par la différence entre la masse théorique m_{th} (cumul du substrat initial et du dévidage m_{th}^+ avec le débit massique D_{mas} donné **Eq.4.44**) et la masse mesurée dans le domaine m_Ω par

$$\Delta m = \underbrace{\int_\Omega \{\rho\}_0 dV + \int_0^t D_{mas} dt}_{m_{th}} - \underbrace{\int_\Omega \{\rho\}_t dV}_{m_\Omega} \quad (4.73)$$

Un outil pour identifier les éléments traversés par ψ au dessus du liquidus a été mis en place durant les travaux de Queva [151], sur lequel cette correction prendra appui. Pour rester en accord avec le paragraphe précédent (**Eq.4.72**), seule la surface du bain liquide est décalée. Autrement dit, on n'effectue cette correction uniquement lorsque l'électrode est détachée ($\tilde{c} = -1$); et ce sans affecter le domaine du fil. Cette surface est identifiée dans le domaine par Γ_{corr} , et son aire est notée S_{corr} (en m²). Pour pallier le manque de matière, la distance à décaler d_{corr} (en m) s'écrit

$$d_{corr} = \begin{cases} \min \left(\frac{\langle \Delta m \rangle_+}{\rho^m S_{corr}}, \overbrace{\frac{h_{min}}{2}}^{\text{seuil}} \right) & \text{si } \tilde{c} = -1 \quad (\text{Détaché}) \\ 0 & \text{si } \tilde{c} = 1 \quad (\text{Contact}) \end{cases} \quad (4.74)$$

Cependant, il est impératif de limiter cette distance pour éviter des sauts d'interface trop brusques. On décide de considérer une valeur à la moitié de la taille de maille minimale h_{min} , et surtout de ne considérer que les écarts positifs avec $\langle \rangle_+$ (on ne va pas en plus enlever de la matière!). Finalement, la masse corrigée par cette méthode m_{corr}^ψ est calculée par

$$m_{corr}^\psi = \int_0^t \rho^m d_{corr} S_{corr} dt \quad (4.75)$$

Dopage du dévidage. La première correction n'étant effective qu'en situation de détachement pour ne pas affecter la géométrie du fil, on construit une seconde correction : le dévidage est boosté par une correction proportionnelle, et permet ainsi une correction lissée dans le temps. La vitesse imposée dans le fil avec l'**Eq.4.23** (p.137) ne correspond désormais plus au dévidage nominal v_D^{nom} , mais à la vitesse corrigée v_{corr} :

$$v_{corr} = \min \left(K_p \frac{\langle \Delta m \rangle_+}{\rho^m S_F \Delta t} v_{corr}^-, \overbrace{(1 + \alpha_{corr}) v_D^{nom}}^{\text{seuil}} \right) \quad (4.76)$$

avec $K_p = 2.5 \cdot 10^{-4}$ le coefficient de correction proportionnel, choisi faible pour éviter des corrections instantanées (i.e. des conditions limites trop fluctuantes). De même, on limite cette correction, avec le facteur α_{corr} (au max 25 %), par rapport à la vitesse nominale. Cet extra de masse apportée par dévidage $m_{corr}^{v_D}$ est lui aussi calculé par

$$m_{corr}^{v_D} = \int_0^t \rho^m S_F \Delta t (v_{corr} - v_D^{nom}) dt \quad (4.77)$$

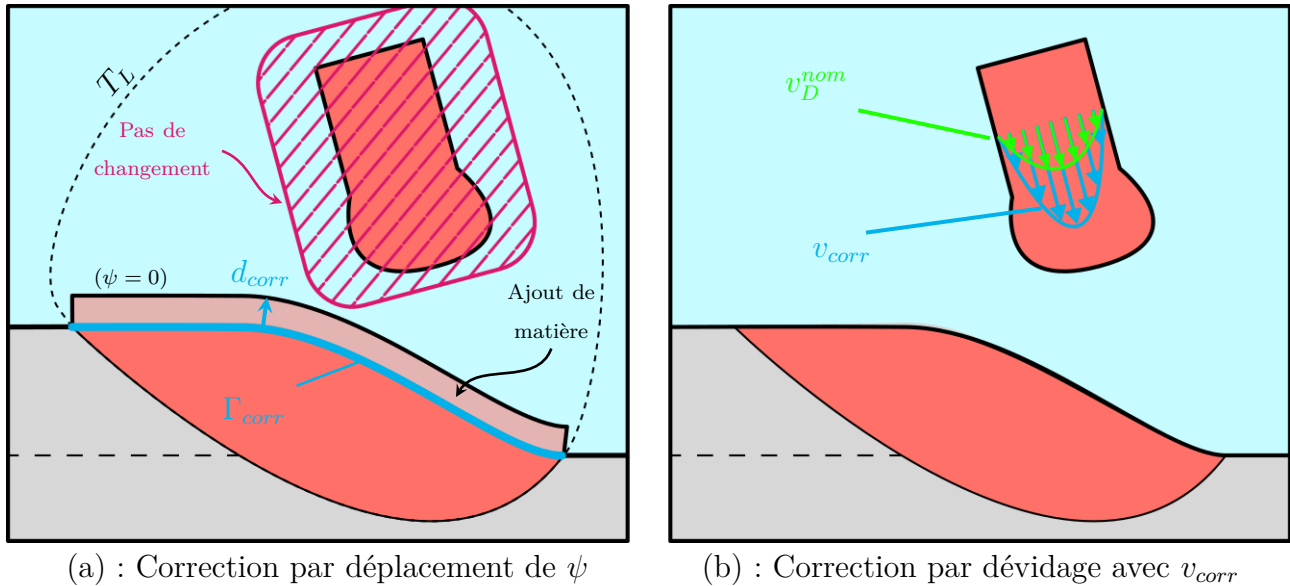


FIGURE 4.26 – Méthodes de correction de la perte de masse : en (a), l'interface au dessus d'une certaine température (liquidus), uniquement sur la surface du bain liquide, Γ_{corr} , est déplacée d'une distance d_{corr} calculée à partir de l'écart de masse Δm . Cette méthode n'est effective qu'en période de détachement pour ne pas "gonfler" le domaine de fil. De façon continue, le dévidage en (b) est augmenté de v_D^{nom} (sans correction) jusqu'à v_{corr} avec un correcteur proportionnel, lui aussi fonction de Δm .

Quantification et influence de la réinitialisation. Les quantités relatives associées à la correction par ajout de matière dans l'interface $e^\psi = m_{corr}^\psi / m_{th}^+$ et par dévidage $e^v = m_{corr}^{v_D} / m_{th}^+$ sont visibles dans la **Fig. 4.27(a)**. On s'intéresse dans le même temps à l'influence commune de la fréquence de réinitialisation f_{rei} et remaillage f_{rem} , en distinguant les cas #1, #2 et #3. La correction par dévidage est similaire pour les 3 cas, car toujours saturée à la valeur max $(1 + \alpha_{corr}) v_D^{nom}$. On voit alors que la correction par décalage est supérieure lorsque la

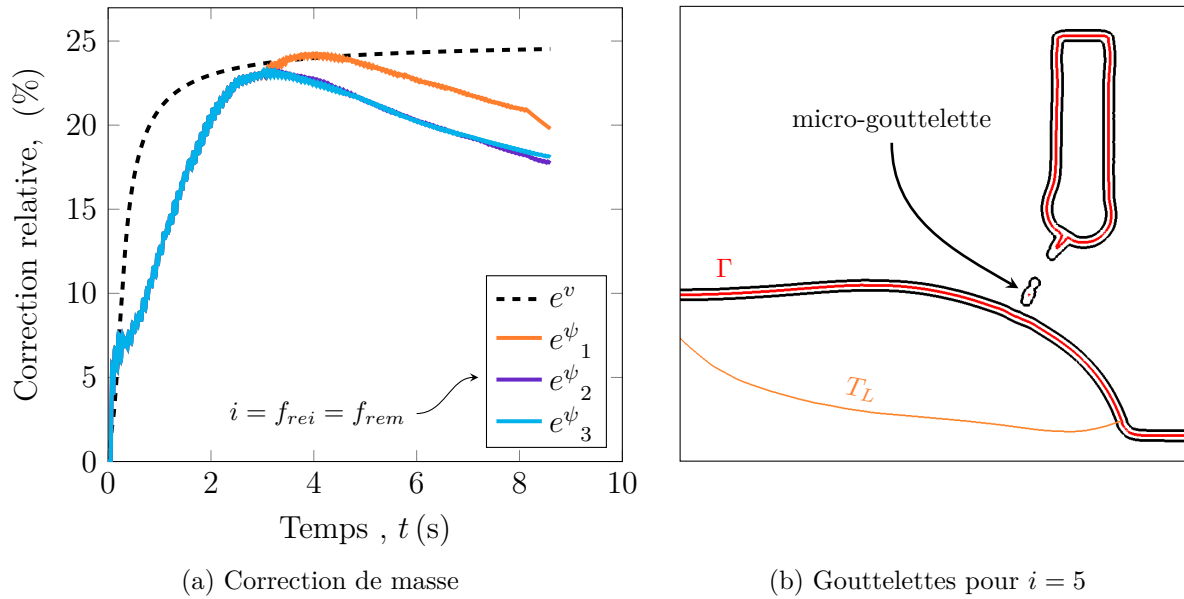


FIGURE 4.27 – Correction nécessaire pour pallier les pertes de masses du modèle méso, en fonction des fréquences de remaillage/réinitialisation. En (a), on retrouve les corrections relatives d'une part celle effectuée par dévidage $e^v = m_{corr}^{vD}/m_{th}^+$, qui est similaire aux trois cas, et de l'autre, celles par correction de la surface du bain $e^{\psi_i} = m_{corr}^{\psi}/m_{th}^+$, avec différentes fréquences $f_{rei} = f_{rem} = i$ de réinitialisation/remailage. La correction proportionnelle par dévidage étant seuillée à $+\alpha_{corr} = 25\%$, cette correction est donc complètement saturée, et c'est la correction par déplacement qui s'ajuste. Au final, la correction de masse complète à considérer est bien $e^v + e^{\psi} \approx 43\%$. En (b), un cas où $f_{rei} = f_{rem} = 5$, les microgouttelettes issues de la rupture du capillaire ne sont pas dégradées, brouillent le radar, et le cas diverge rapidement avec un maillage/LS trop peu actualisé.

réinitialisation est faite à chaque pas de temps (e^{ψ_1}), et similaire pour les deux autres cas. Et si on pousse la non-réinitialisation, un cas ($f_{rei} = 5$) montré en **Fig.** 4.27(b) montre que les microgouttelettes issues de la rupture du capillaire ne disparaissent pas (elles ne sont pas "tuées" par la réinitialisation). Dans cette configuration, le modèle de radar ne parvient pas à déterminer correctement le statut "contact", et le modèle d'asservissement ne peut pas fonctionner. Bien que cette étude ne constitue pas une démarche exhaustive sur l'influence de ces paramètres numériques, cet exemple conforte l'idée que la fréquence de réinitialisation dégrade davantage la conservation de masse : pourtant, la différence entre e^{ψ_1} et $e^{\psi_{2,3}}$ reste dérisoire devant l'ordre de grandeur des pertes impliquées. Le dimensionnement théorique abordé dans la **Section** 4.2.4.2 (p.130) n'était finalement pas si éloigné de la réalité. Le modèle méso arbore fièrement plus de $e^v + e^{\psi} = 43\%$ de perte de matière ! A n'en pas douter, les vitesses mises en jeu à l'interface qui la déplace dans des zones moins bien maillées, les ruptures d'interface et les dégradations des capillaires sont responsables de cette perte. Avant même de disparaître dans le bain, c'est bien à la surface de la goutte que la matière est perdue, tant les déplacements d'interfaces sont importants (cf **Fig.** 4.22).

Note XVIII : Le dopage ... mais jusqu'à où ?

La problématique de la perte de masse aura été inhérente au développement du modèle

méso. Le seul moyen accessible à notre connaissance pour ne pas avoir recours à cet énorme artifice est d'une part de continuer le travail sur le maillage/réinitialisation, mais surtout augmenter significativement le nombre d'éléments dans le modèle méso. Pourquoi ne pas l'avoir fait au cours du projet ? Le temps de calcul, et le temps tout court ! Vu plus loin dans la **Fig. 4.32**, un simple cordon de 5 cm nécessite au total 450 h sur 28 CPU (sans compter les reprises manuelles nécessaires après les crashes de calculs), c'est-à-dire presque 3 semaines. La stabilisation du modèle méso ayant finalement été maîtrisée très tard dans le projet, nous avons clairement préféré investiguer plusieurs cas, corrigés de façon "poussée", plutôt que de continuer à creuser sur les pertes. Quelle que soit la suite des projets, dimensionner un cas avec le genre d'outil de la **Section 4.2.4.2** (mis en place après les premiers cas concrets du modèle méso) peut s'avérer être un gain de temps précieux, qui permettrait d'anticiper avant de s'embarquer dans des modèles "mission impossible".

4.6.3.4 Energie du système

Aucun cas complètement adiabatique n'a été effectué, et compte tenu de l'avancée du projet, on se contentera d'une approximation sur la conservation de l'énergie du système en rajoutant les pertes de chaleur sur l'interface/les bords du domaine à l'énergie mesurée. A ce jour, on considère l'apport d'énergie formulé ainsi

$$E = \underbrace{\int_{\Omega} \{\rho h\} dV}_{E_{\Omega}(t)} - \underbrace{\int_{\Omega} \{\rho h\}_0 dV}_{E_{\Omega}(t_0)} + \int_0^t \left[\underbrace{\int_{\Omega} \dot{Q}_c + \dot{Q}_r dV}_{\text{Pertes sur } \Gamma} + \underbrace{\int_{\partial\Omega} h_{sub}(T - T_{amb}) dS}_{\text{Pertes sur } \partial\Omega} \right] dt \quad (4.78)$$

La question est de savoir si cet apport d'énergie correspond à l'énergie théorique apportée E_{th}^+

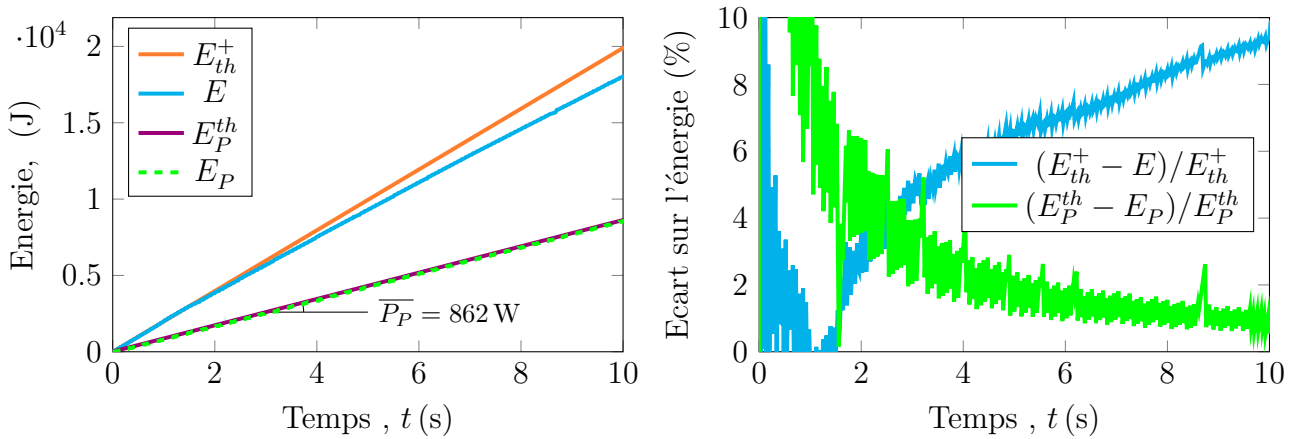


FIGURE 4.28 – Écart sur l'énergie obtenu avec le modèle méso. Le premier graphique donne les valeurs absolues de l'énergie théorique attendue E_{th}^+ et de l'énergie E (cf. **Eq.4.78**), ainsi que les énergies allouées au plasma, théorique E_P^{th} et mesurée E_P . Le second graphique montre leurs évolutions relatives. Le modèle d'asservissement du plasma présente un comportement très bon puisque l'écart sur l'énergie attendue tend vers 0.

(**Eq.3.55** p.89). Ces grandeurs sont affichées dans la **Fig. 4.28(a)**. Au cours du développement

sur des tests sans correction de masse dans des domaines réduits, il avait été constaté que l'écart d'énergie $((E_{th}^+ - E)/E_{th}^+)$ était sensiblement dans le même rapport que l'écart sur la masse ($\approx 35 - 40\%$). En effet, en déplaçant l'interface du bain, on enlève tout simplement de la matière chaude, à haute enthalpie! En corrigeant la masse, on réduit alors cet écart d'énergie à 9% d'écart au bout de 20000 incréments, comme le montre la **Fig. 4.28(b)**.

Cependant, en attente d'une future étude approfondie en condition adiabatique, on peut aujourd'hui proposer une explication de cet écart : il est en partie causé par la correction importante et borgne (on déplace l'interface avec la même distance partout), dans des zones de température différentes. Pour se convaincre de ce point, on observe la quantité d'énergie délivrée au cours du temps par le plasma $E_P = \int_{\Omega} \dot{Q}_P dV$ qui est parfaitement en accord avec l'énergie théorique allouée au plasma $E_P^{th} = \int_0^t \overline{P}_P dt$.

4.6.4 Sensibilité au coefficient de Marangoni

Le cas précédent a été fait avec un Marangoni arbitraire, faiblement négatif. A partir des ressources bibliographiques (**Fig. 2.10** p.31, **Annexe.A16** p.239), il est connu que la tension de surface évolue de façon non linéaire avec la température. Mais comme le modèle méso ne peut utiliser qu'un coefficient constant, cette section propose alors d'encadrer un comportement possible par deux cas extrêmes (**#4**, **#5**), où le coefficient de Marangoni est pris respectivement à $\frac{\partial \gamma}{\partial T} \pm 4 \cdot 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. A noter que si la valeur négative est possible pour des alliages théoriquement sans soufre, le cas positif est une expérience totalement numérique : le coefficient de Marangoni est positif uniquement sur les 400 °C au delà du liquidus. Ces cas sont donc juste mis en place pour encadrer globalement un comportement qui ne peut pas être directement modélisé. Les calculs sont relancés à partir de $t = 3 \text{ s}$ du cas **#1**, et les données présentées à la suite sont récupérées à l'état stationnaire, à au moins $t = 6 \text{ s}$.

La **Fig. 4.29** propose alors une comparaison côte à côte des bains uniquement, avec une vue longitudinale et différentes coupes traverses, à la fin de l'allumage du plasma. On y voit très nettement l'influence des forces de Marangoni :

- Pour rappel de la **Fig. 4.23**, lors du *necking* et détachement, la matière est propulsée en direction du fond du bain.
- Dans le plan $y = 0$, on voit dans le cas **#4** que la matière à haute température est amenée en profondeur dans le bain, ce qui amplifie le comportement lors du détachement. Deux boucles de convection bien identifiées conduisent la matière des bords du bain vers le centre, récupèrent des joules qui sont entraînés dans le fond. L'isotherme à 2000 °C ("l'aileron de pingouin") montre bien cet effet et explique le creusement.
- A l'inverse, pour le cas négatif **#5**, la matière est chassée vers les bords du bain, comme le montre l'isotherme 2000 °C bien étalé en surface, ce qui limite drastiquement la pénétration du métal à haute température dans le bain. Le fond de bain est alors parfaitement aplati, voire même convexe.
- Concernant les coupes transverses, la différence de comportement est aussi flagrante : comme attendu les forces recentrent le métal chaud ou l'écartent du bain liquide. Pourtant, la morphologie du cordon solidifié n'est pas vraiment affectée (même hauteur à $x = x_7$), et c'est surtout la profondeur du bain qui change ($x = x_2$ et $x = x_4$).

Pour pouvoir quantifier l'influence de ce coefficient, on s'intéresse aux critères morphologiques du cordon (cf **Fig. 2.3** p.21). Des coupes transverses du cordon solidifié sont alors superposées

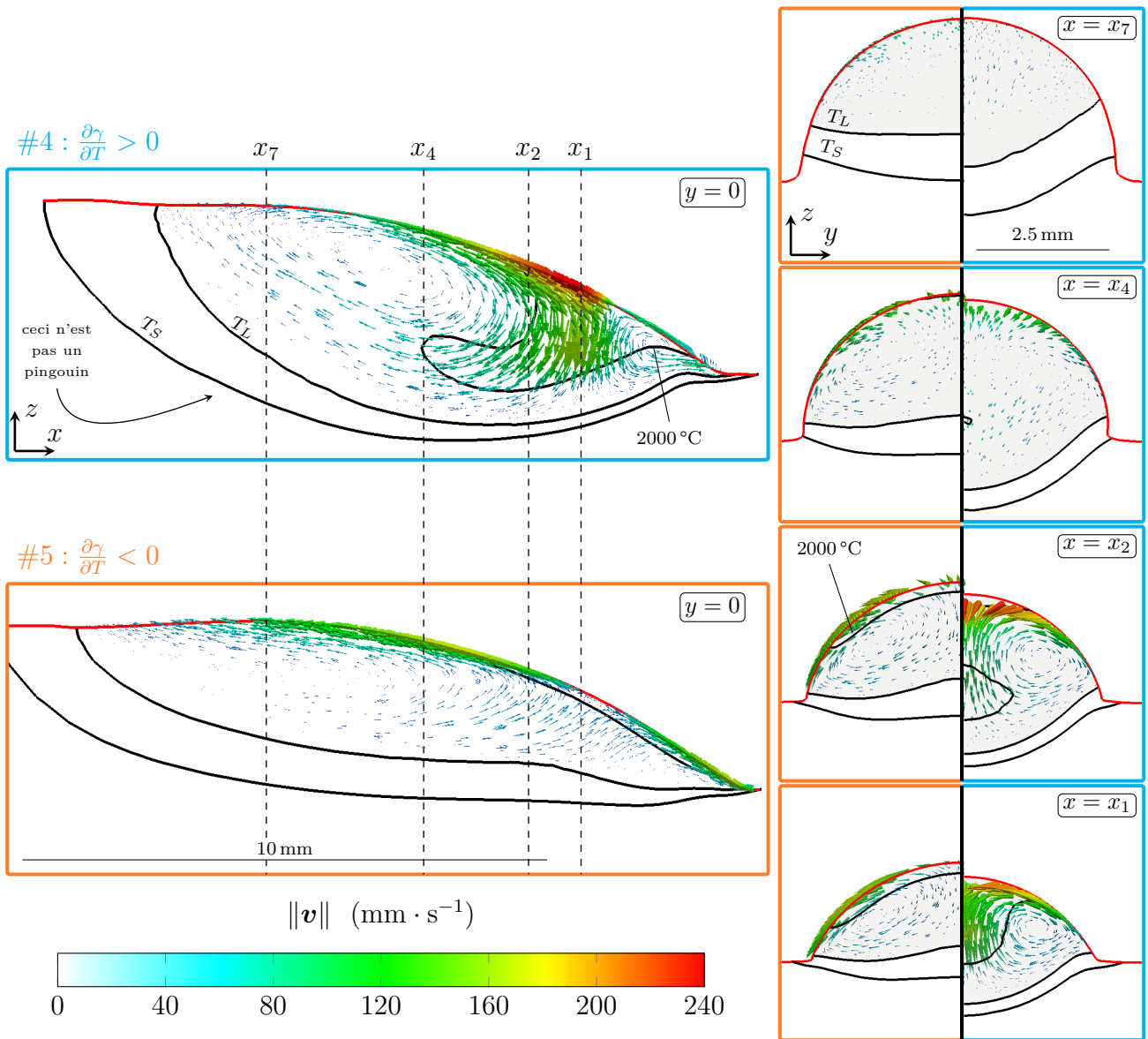


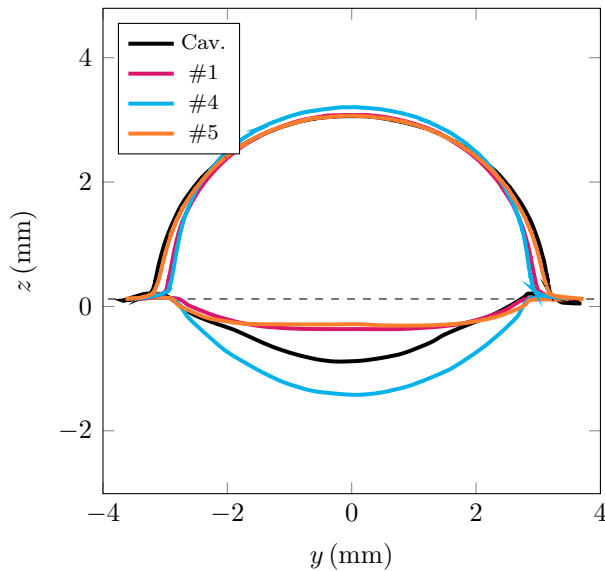
FIGURE 4.29 – Pour les cas avec coefficient de Marangoni positif (#4) et négatif (#5), coupes longitudinales et transverses à différentes positions. Il est ici montré que les forces de Marangoni dans la simulation ont un impact fort sur la forme des écoulements : le cas positif pousse la matière à plonger dans le fond du bain, ce qui accompagne les effets de reflux du capillaire visibles en **Fig.** 4.23(a). Une "veine" de métal chaud parvient ici à descendre en profondeur dans le bain, ce qui explique le creusement important de la zone fondue. Au contraire, ce reflux est contré avec des forces qui poussent la matière vers l'extérieur, qui fournit un bain beaucoup plus étalé vers l'arrière. Cependant, la morphologie résultante est assez proche dans les deux cas, et la différence va surtout résider dans la pénétration du bain, ce qui est visible dans les coupes transverses. (x_i : i cm derrière l'axe du fil à $x_0 \simeq 5.6$ mm)

et visibles dans la **Fig.** 4.30. Avec la diminution du coefficient de Marangoni, le cordon s'écrase très légèrement, ce qu'on peut voir avec les valeurs de hauteur h_{cor} qui diminuent, et la largeur b qui augmente (prise au pied du cordon), tout en conservant une surface S_{cor} similaire. Les ratio d'aspect A_r sont tous à $\simeq 50\%$. La profondeur, identifiée par la trace du solidus en fond

de bain, est elle nettement affectée en triplant avec le cas positif (#4). Le taux de dilution D est donc grandement affecté dans notre modèle, pour les cas avec un coefficient important.

Note XIX : Morphologie et section théorique

Pour empêcher les écoulements dans les parties à basse température, la viscosité est augmentée. Cependant, le flux de plasma arrose suffisamment pendant le boost pour élargir pendant un court instant le bain (ce qu'on voit **Fig.** 4.24(c)). La température augmente, la viscosité diminue et la LS peut bouger faiblement. C'est pourquoi on note dans toutes les coupes transverses que le métal au pied du cordon n'est pas parfaitement horizontal : la LS a un peu gonflé (rien à voir avec la correction). On considère dans les coupes transverses **Fig.** 4.30 la séparation ajoutée/refondue à $z = \epsilon$, ce qui explique pourquoi la section est $S_{cor} \simeq 14.5 \text{ mm}^2$, et non pas à la valeur théorique de $S_{cor} = D_{vol}v_{tor} = 15.8 \text{ mm}^2$. Pas d'inquiétude, cette valeur est respectée en prenant en compte la matière à $z > 0$!



Symbole	Unité	Cav.	#1	#4	#5
$\frac{\partial \gamma}{\partial T}$	(*)	-1.1	-1.1	+4	-4
h_{cor}	mm	3.03	2.96	3.08	2.95
b	mm	6.11	6.01	5.86	6.38
P_{BL}	mm	0.88	0.49	1.55	0.42
S_{cor}	mm ²	14.8	14.1	14.5	14.5
S_p	mm ²	3.11	2.2	6.3	2.1
A_r	%	49	49	52	46
D	%	21	14	30	12

FIGURE 4.30 – Coupes transverses des cordons pour les différents cas. Le contour du dessus correspond à la LS, tandis que le contour du dessous est une projection du solidus. La démarcation entre les deux est légèrement décalée par rapport à la hauteur du substrat, puisque la viscosité proche du cordon n'était pas suffisamment haute pour rester à la hauteur du substrat ($\psi = z_{sub}$). Dans le tableau, les grandeurs propres à la morphologie du cordon sont visibles dans la **Fig.** 2.3 (p.21). Alors que la morphologie du cordon solidifié est extrêmement proche entre les différents cas, c'est bien la pénétration du bain qui est affectée par les forces de Marangoni dans le modèle. (*) : $\cdot 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Le cas de cavité est aussi présenté pour apporter une comparaison en lien avec la **Fig.** 4.25 (p.170).

4.6.4.1 Discussion de l'influence des forces de Marangoni

Les résultats précédents montrent que des coefficients de Marangoni extrêmes et opposés n'ont pas d'impacts forts sur la morphologie du cordon, mais surtout sur la profondeur du bain. Cependant, cette étude doit être considérée avec du recul.

En premier lieu, au niveau du modèle, la valeur $\frac{\partial\gamma}{\partial T} = +4 \cdot 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ n'a pas de réel sens physique : seules les premières centaines de degrés au dessus du liquidus sont concernées par ce comportement en réalité. On devrait donc s'attendre à avoir plusieurs cellules convectives au sein du bain, où la matière chassée en surface du centre vers l'extérieur replonge dans le bain avant de toucher les bords (cf **Fig.** 2.8 p.29). Cette interprétation va dans le sens des cordons en "moustache", où le bain pénètre plutôt de façon symétrique de part et d'autre de la trajectoire plutôt que juste dessous. En parallèle, il n'existe pas une différence fondamentale entre les deux cas plus "réalistes" (#1 et #5).

Dans un second temps, ces résultats ont été obtenus avec un modèle qui s'appuie sur des hypothèses très fortes : une viscosité multipliée par 15 par rapport à sa valeur nominale, et une fréquence de procédé qui est diminuée à $f_{CMT} \simeq 15 \text{ Hz}$, au lieu de 65 Hz (pour ce cas, mesuré expérimentalement, voir **Chapitre** 5). Si on considère que les effets Marangoni ne vont influencer le bain qu'en période de boost (flux de plasma donc gradient surfacique de température important), ce temps est surestimé dans le modèle. En s'appuyant sur des bilans de contraintes simples posés en premier ordre, il va être possible de montrer que les effets Marangoni ont un rôle très réduit dans le procédé CMT : en effet, dans quelle mesure ces forces, appliquées quasiment uniquement pendant un temps de boost qui n'excède pas quelques dizaines de ms, peuvent-elles entraîner un bain liquide entier ?

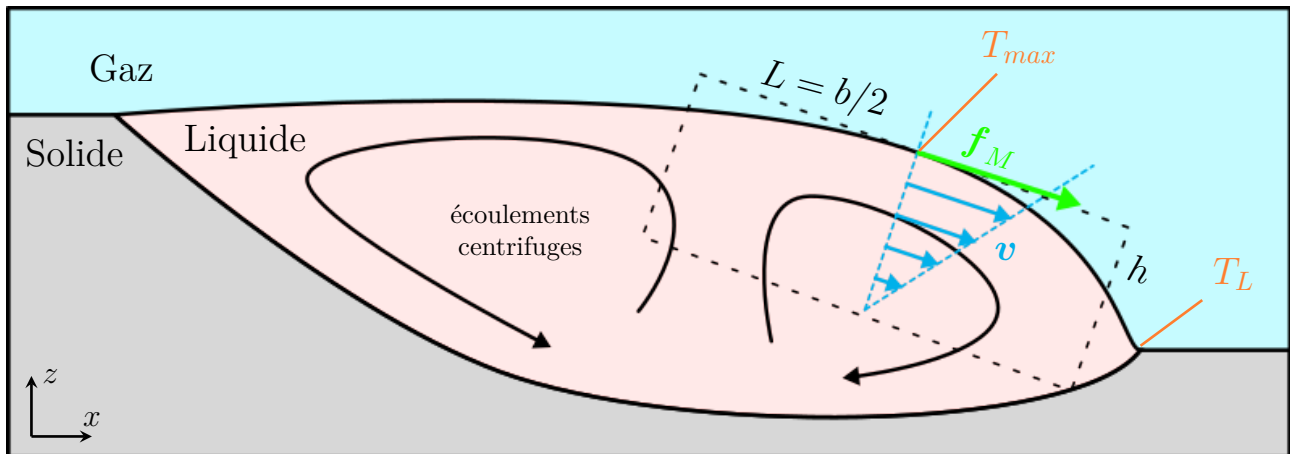


FIGURE 4.31 – Schéma des écoulements théoriques provoqués par une contrainte tangentielle à l'interface de Marangoni \mathbf{f}_M : on considère un gradient surfacique constant entre la température max T_{max} et le bord du bain à T_L , sur une distance $L = b/2$; cette contrainte va s'opposer à une contrainte inertielle et une contrainte de cisaillement visqueuse τ ; la vitesse résultante \mathbf{v} évolue dans une épaisseur h .

État stationnaire. En équilibrant les forces de Marangoni avec le terme inertielle, puis visqueux de l'équation de NS (cf **Eq.**4.19 p.135) en régime établi (i.e. un bain arrosé par un plasma continu, type TIG), on peut déduire quel effet (inert. vs visq.) est dominant dans la mise en mouvement du bain. Le contexte est montré dans le schéma **Fig.** 4.31. Les forces surfaciques de Marangoni \mathbf{f}_M (en $\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$) sont simplifiées par

$$\|\mathbf{f}_M\| = \frac{\partial\gamma}{\partial T} \frac{2\Delta T}{b} \quad (4.79)$$

avec $\Delta T = T_{max} - T_L$ la différence maximale de température observée dans le bain, et $L = b/2$ la demi-largeur du bain. On équilibre alors à partir de l'équation de NS la pression dynamique

pour en déduire une vitesse maximale générée par \mathbf{f}_M :

$$\frac{1}{2}\rho^m(v_{max}^{inert})^2 = \|\mathbf{f}_M\| \iff v_{max}^{inert} = \sqrt{\frac{2}{\rho^m}\|\mathbf{f}_M\|} \quad (4.80)$$

Avec ρ^m la masse volumique du métal (en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$). De même avec les forces visqueuses exprimées par la contrainte de cisaillement ($\tau = \mu \frac{\partial v}{\partial z}$, en $\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$)

$$\tau = \|\mathbf{f}_M\| \iff v_{max}^{visq} = \frac{h_{cor}}{2\mu}\|\mathbf{f}_M\| \quad (4.81)$$

avec $h_{cor}/2$ la demi-hauteur du bain, représentative d'une épaisseur de vortex entraînée. La valeur de ces vitesses est donnée dans le **Tab.4.4**. On trouve alors, que ce soit en réalité ou dans la simulation, $v_{max}^{visq} > v_{max}^{inert}$: c'est bien l'inertie qui régit ce système. Si seules les forces visqueuses freinaient le Marangoni, la vitesse en surface pourrait atteindre en réalité $62 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, et $\approx 4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ dans la simulation, alors que les valeurs attendues sont plus proches de $0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \approx v_{max}^{inert}$. Autrement dit, pour atteindre une même vitesse entre les deux parties, il faudrait appliquer une force plus importante pour mettre en mouvement la matière.

	Grandeur	Symbole	Réfs.	Unité	Réalité	Simulation
	Écart de température	$T_{max} - T_L$		K	3300 – 1450	
	Marangoni	$\left \frac{\partial \gamma}{\partial T} \right $		$\text{N} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	$4 \cdot 10^{-4}$	
	Distance entraînée	$b/2$		m	$3 \cdot 10^{-3}$	
	Force de Marangoni	$\ \mathbf{f}_M\ $	Eq.4.79	$\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$	250	
	Masse volumique	ρ^m		$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	7400	
	Viscosité	μ^m		$\text{Pa} \cdot \text{s}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-1}$
	Épaisseur entraînée	$h_{cor}/2$		m	$1.5 \cdot 10^{-3}$	
Stat.	Vitesse (inertie)	v_{max}^{inert}	Eq.4.80	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0.26	
	Vitesse (visqueuse)	v_{max}^{visq}	Eq.4.81	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	62	3.7
	Durée boost	t_{Boost}		s	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$
Transi.	Vitesse atteinte	\mathbf{v}^{boost}	Eq.4.82	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	$5.5 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-1}$
	Hauteur entraînée	h^{boost}	Eq.4.83	m	$6.4 \cdot 10^{-5}$	$5.2 \cdot 10^{-4}$

TABLE 4.4 – Approche au premier ordre de l'influence des forces de Marangoni sur les écoulements dans un bain liquide CMT.

État transitoire. A présent que la force inertielle est considérée comme prédominante dans la mise en mouvement du bain, on prend le système dans l'autre sens, dans une approche transitoire : pendant le temps de boost t_{Boost} , comment le bain peut-il bouger ? En équilibrant cette fois la variation de la quantité de mouvement $\rho^m \frac{\partial v}{\partial t}$ avec un Marangoni réparti sur la demi-largeur du bain, on peut écrire que pendant un temps de boost,

$$\rho^m \frac{\partial v}{\partial t} = \|\mathbf{f}_M\| \iff \rho^m \frac{\mathbf{v}^{boost}}{t_{Boost}} = \frac{2\|\mathbf{f}_M\|}{b} \iff \mathbf{v}^{boost} = \frac{2\|\mathbf{f}_M\|}{\rho^m b} t_{Boost} \quad (4.82)$$

avec la vitesse \mathbf{v}^{boost} atteinte pendant ce "flash". De même, on cherche à déterminer comment se "diffuse" la contrainte au sein d'une épaisseur de fluide. Pour rappel, le rapport densité sur

viscosité est homogène à un temps, et peut être considéré comme une caractéristique temporelle de transmission du cisaillement. On peut alors simplifier

$$\rho^m \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \mu^m \nabla^2 \mathbf{v} \iff \frac{\rho^m}{t_{Boost}} = \frac{\mu^m}{(h^{boost})^2} \iff h^{boost} = \sqrt{\frac{\mu^m}{\rho^m} t_{Boost}} \quad (4.83)$$

En complétant l'application numérique du **Tab.4.4**, on retrouve alors une vitesse de fluide entraînée durant t_{Boost} dans le modèle de $\mathbf{v}^{boost} = 220 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, qui affecte le bain sur environ $h^{boost} = 0.5 \text{ mm}$, ce qui correspond parfaitement bien à la simulation (cf **Fig. 4.29**). Cette analogie rend bien compte du comportement du modèle, et lorsqu'on observe les valeurs pour le cas réel, il paraît évident que les ordres de grandeur impliqués sont beaucoup trop lents ($\mathbf{v}^{boost} \approx 50 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$) et superficiels (seulement $h^{boost} = 60 \mu\text{m}$!) pour représenter un phénomène dominant.

A la lumière de cette description, on peut conclure que les hypothèses de modélisation ($\mu^m \nearrow$, $f_{CMT} \searrow$) permettent aux forces de Marangoni d'être effectives plus longtemps, et de transmettre plus de mouvement qu'il ne peut y avoir en réalité. Bien entendu, cette approche est simplifiée et les forces de Marangoni sont appliquées de façon plus complexe, mais on peut raisonnablement expliquer que le CMT, entre son temps d'allumage court et la stabilisation par le contact du fil, va plutôt être piloté très en surface par le contact et la rupture du fil avec le bain.

Il est alors pressenti à ce moment que c'est la tension superficielle seule (donc le point triple) qui est responsable de la morphologie du cordon, et la pression que l'arc exerce sur le bain qui va plus ou moins favoriser son étalement ainsi que la pénétration du métal fondu dans le substrat. Ces phénomènes complexes n'ayant pas été intégrés dans le modèle méso, c'est bien dans ces directions, en revenant absolument à des conditions réelles (viscosité, procédé), que le modèle doit se diriger. Des contraintes numériques supplémentaires viendront s'ajouter, et il sera alors pertinent de se poser la question de l'usage et de la finalité de la modélisation du procédé CMT.

4.7 Conclusion et perspectives pour le modèle méso

La portée numérique du projet *MACCADAM* s'inscrivait à l'origine dans un contexte de description multi-échelles du procédé WAAM-CMT. Avant toute considération plus poussée, la FA par soudage, d'autant plus pour les constructions en voiles/murs minces, est soumise à des considérations industrielles au premier ordre qui sont :

- le contrôle de la morphologie du cordon ajouté : que l'amorce soit correctement effectuée ; que le cordon ne s'étale pas au delà du cordon de support ; que son aspect permette d'obtenir des sections utiles les plus larges possibles ; etc ...
- l'adhésion avec la couche précédente, c'est-à-dire la largeur de contact, la pénétration du bain, et les microstructures qui en résultent.

Autrement dit, avant même d'avoir de l'intérêt pour le comportement thermo-mécanique et d'accumulation de la chaleur, la non-maîtrise d'un dépôt est rédhibitoire dans la construction d'une pièce. Bien entendu, le cercle d'interaction dépôt-écoulements-morphologie-accumulation de chaleur-dépôt-... rappelle et illustre bien le caractère multi-échelles présenté en WAAM, plus généralement en FA. En conséquence, dans une démarche complémentaire à la description

des phénomènes non représentés dans le modèle macro, le modèle méso s'est alors concentré essentiellement sur les écoulements provoqués par le procédé CMT. Ce type de soudage, connu pour sa stabilité, diffère des autres procédés de soudage par son asservissement complexe. Le projet de cette thèse s'est alors positionné sur une description la plus proche possible du procédé, dans le but d'apporter des informations sur les écoulements, et surtout leur impact sur la solidification.

On résume alors les apports attribués à la construction du modèle avec

- un modèle de dévidage, c'est-à-dire d'apport de matière explicite, a été construit lors de ce projet pour représenter le développement des gouttes de métal fondu. Ce modèle peut servir de base à tout autre procédé où un dévidage est représenté, en soudage WLAM comme pour des procédés plus classiques.
- Ce modèle a été associé à un asservissement contact-détachement, piloté par un modèle de radar géométrique, censé contourner la non-résolution de l'électromagnétisme. L'apport par plasma est alors distribué de façon cyclique. De fait, le comportement du fil de matière est calqué sur des observations industrielles, et semble représenter vraisemblablement le procédé CMT.
- Le modèle représente un bain liquide dont les écoulements sont surtout affectés par le transfert de matière, et la sollicitation mécanique du fil. Les forces de Marangoni, influentes dans le modèle, ne peuvent pas réellement être considérées comme un phénomène dominant dans ce procédé. C'est plutôt la tension superficielle, surtout au point triple, qui semble donner au bain liquide au final stabilisé par le contact du fil sa forme définitive.

Cependant, ce modèle souffre de nombreuses contraintes numériques, liées au maillage, à la réinitialisation, à la maîtrise fine des paramètres de l'asservissement. Il est entaché de diverses corrections (de masse surtout) et d'hypothèses stabilisatrices qui lissent les conclusions. Le modèle apparaît au terme de ce projet comme un entre-deux encore largement sous-exploité. Les deux grandes perspectives souhaitées à l'issue de ce travail sont présentées ci-dessous :

- Si l'intérêt est de décrire de façon plus prédictive le comportement du procédé, un effort supplémentaire est à engager sur : les cycles courant/tension ; des fréquences réelles ; la prise en compte de la pression d'arc et des forces électromagnétiques ; mais surtout la prise en compte de la physique du point triple, pour aborder des cas de cordons démouillants. Bien entendu, cette direction doit forcément s'accompagner de viscosités réelles, métal comme gaz. Les tests effectués dans ce sens amènent des vitesses qui excèdent rapidement $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui demande *a minima* de diviser de l'ordre de la décade le pas de temps. La possibilité d'accéder à des cordons stationnaires est alors clairement remise en doute. Ce cadre serait donc plutôt intéressant sur des reprises sur quelques cycles stationnaires, à la manière de Zhou et al. [93], ou pour comprendre des moments clés critiques en WAAM, comme l'amorçage lors d'une reprise, ou une reprise à partir d'une condition limite issue d'une résolution macro. Ce sera bien à ce moment que le caractère multi-échelle prendra son sens.
- Si le but est orienté vers le soudage/construction multipasses, ou la génération de microstructures, ce modèle semble bien complexe pour aborder des temps de dépôt plus importants. La **Fig. 4.32** montre la répartition du temps de calcul pour le cas #1, investi massivement ($> 50\%$) dans le remaillage pour suivre le fil (le reste est d'ailleurs perdu dans des fuites mémoires du VMS qui n'ont jamais été trouvées durant le projet), qui aboutissent sur un calcul de 3 semaines pour 5 cm. De plus, la rapide comparaison avec un modèle moyenné sans électrode (cf **Fig. 4.25**) montre assez peu de différence avec

un temps de calcul réduit (-70%), et la nécessité de recourir à un modèle "usine à gaz" devient dès lors très peu pertinente.

Finalement, on remarquera évidemment le caractère "mono-cordon" présenté ici. En effet, la mise en place d'une seconde passe aurait nécessité un travail supplémentaire (gestion du dwell time, refroidissement du fil, ...), que ce soit sur un précédent cordon méso, ou un cas issu d'une résolution macro, qui ne rentre plus dans le cadre du projet. Cette direction n'a d'ailleurs pas été considérée au cours du projet : Nous avons préféré nous concentrer sur le comportement en conditions simples sur monocordon, plutôt que de rajouter un degré de complexité avec une seconde passe, où l'on aurait eu encore moins de recul.

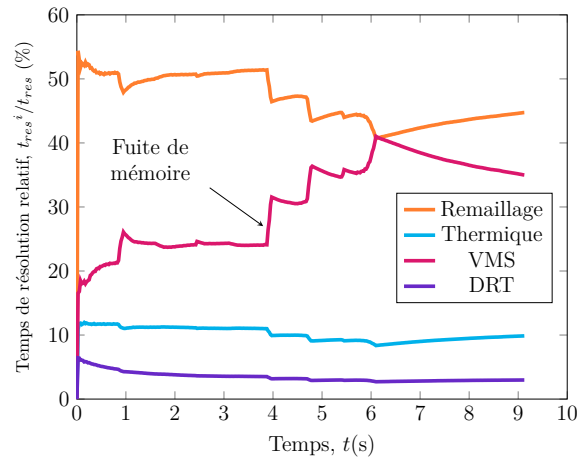


FIGURE 4.32 – Répartition relative du temps de calcul, on rappelle que la durée totale pour atteindre environ 450 h (250 h sans compter les fuites de mémoires).

Chapitre 5

Comparaison à l'expérience

Sommaire

5.1	Ressources expérimentales	186
5.2	Comparaisons pour le modèle macro	189
5.2.1	Comparaison thermique	189
5.2.1.1	Dimension des bains liquides	189
5.2.1.2	Température ponctuelle et conditions limites	192
5.2.2	Comparaison mécanique	199
5.2.2.1	Déformations des substrats	199
5.2.2.2	État de contrainte pour les murs	202
5.3	Comparaisons pour le modèle méso	203
5.3.1	Dimensions du bain liquide et température	203
5.3.1.1	Traitement d'image du bain liquide	203
5.3.1.2	Cadre numérique et justification du domaine de calcul	204
5.3.1.3	Comparaison du bain	206
5.3.1.4	Enregistrement des températures	206
5.3.2	Morphologie des cordons solidifiés	208
5.3.2.1	Scans 3D et mouillage du cordon	208
5.3.2.2	Coupes métallographiques sur cordons annexes	209
5.4	Cohérence entre les modèles	212
5.4.1	Champs de température autour du bain liquide	213
5.4.2	Conditions de solidification	213
5.5	Conclusions	215

5.1 Ressources expérimentales

Après avoir détaillé le comportement numérique des modèles macro et méso, ce chapitre s'intéresse aux données expérimentales qui peuvent mettre à l'épreuve les modèles. Les partenaires du projet MACCADAM ont pu proposer de nombreuses ressources expérimentales, qui seront utilisées au mieux en accord avec les usages et capacités de chacun des modèles. Le projet s'est focalisé sur l'utilisation de 3 jeux de paramètres de dépôt, retenus par la condition nécessaire d'un dépôt industriellement pertinent au regard des critères évoqués dans la conclusion **Section 4.7** (tenue, adhésion, stabilité). La hauteur de la torche est asservie à partir d'un traitement d'image effectué sur la silhouette du mur, de façon à conserver une distance constante entre la buse et le cordon précédent. Ces différents murs ont donc été construits dans les ateliers du LMGC, avec le montage visible **Fig. 5.1**.

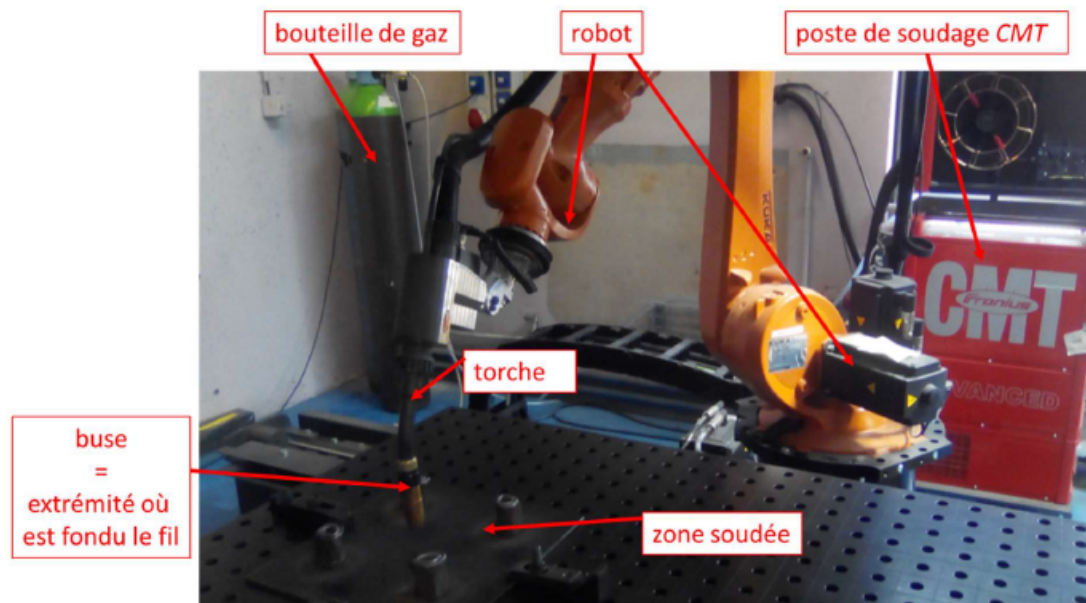


FIGURE 5.1 – Plateforme robotisée Fronius CMT Advanced 4000 du LMGC. La tente ainsi que les trainards de protection pour éviter l'oxydation ne sont pas affichés sur cette image. Figure issue du manuscrit de C. Hacquard [166].

Les caractéristiques des murs sont données dans le **Tab.5.1**. En cohérence avec la thèse de Christophe Hacquard, ces jeux sont nommés Type-0 (T_0), T_1 (énergétique) et T_2 (peu énergétique). Les deux derniers jeux ont permis de construire des murs en voile mince (monocordons de longueur 150 mm superposés jusqu'à environ 150 mm de haut) avec plusieurs dizaines de passes, tandis que le T_0 est uniquement utilisé pour les 2 premières couches pour vérifier la reproductibilité des mesures par thermocouples, comme indiqué sur le schéma **Fig. 5.2**. Il est à noter d'ailleurs que le jeu T_0 a déjà été utilisé comme référence pour les comportements des 2 modèles, respectivement dans les **Section 3.5.1** (p.86) et **Section 4.6** (p.157). Ces murs sont construits sur un substrat double (substrat de soudage + tôle de protection) qui est bridé sur le martyrs comme montré sur la **Fig. 5.3**.

A partir de ces jeux, une vaste gamme de dépôts a été fabriquée avec des conditions variées : environnement inerte ou oxydant, nombre de couches, durée de repos avant débridage, ... Dans ces circonstances, plutôt que de se baser sur une étude d'un cas unique totalement instrumenté,

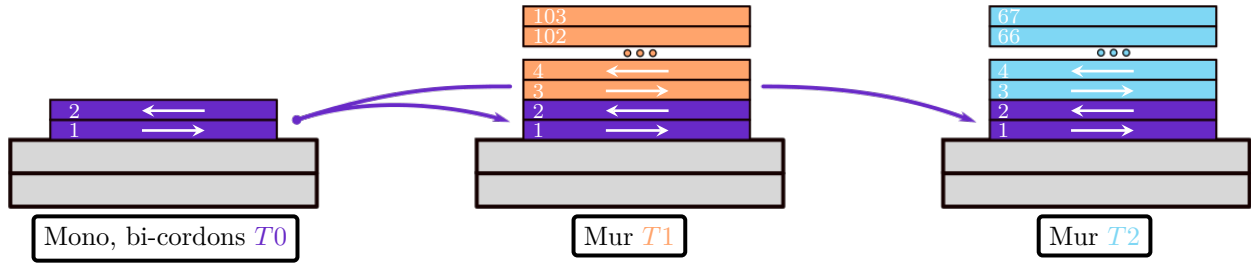


FIGURE 5.2 – Schéma des dépôts expérimentaux utilisés pour la comparaison. On va retrouver des cordons uniques ($n_{cor} = 1$, non dessiné) qui vont être adaptés pour une comparaison méso, et pour la discussion méso/macro, ou doubles cordons ($n_{cor} = 2$), avec le type $T0$. Les données des murs $T1$ et $T2$ seront utilisées pour la comparaison macro, et leurs deux premiers cordons sont déposés avec $T0$ pour s'assurer de la reproductibilité de la mesure par thermocouple.

Nom	Symbole	Unité	$T0$	$T1$	$T2$
Vitesse d'avance	v_{tor}	$m \cdot \min^{-1}$	0.3	0.67	0.2
		$mm \cdot s^{-1}$	5	11.67	3.33
Vitesse de dévidage	v_D^{nom}	$m \cdot \min^{-1}$	4.2	6.7	2
		$mm \cdot s^{-1}$	70	116.7	33.3
Diamètre de fil	\varnothing_F	mm	1.2	1.2	1.2
Puissance	P_{tor}	W	2250	4300	900
Durée interpasse	d_{idl}	s	35	43	120
Énergie linéique	E_{lin}	$kJ \cdot mm^{-1}$	0.45	0.37	0.27
Section théorique		mm^2	15.83	11.31	11.31

TABLE 5.1 – Jeux de paramètres retenus pour leur viabilité géométrique dans le projet MAC-CADAM et fournie par le LMGC. Pour chacun des murs, le transfert $T0$ est utilisé pour les deux premières couches comme une signature thermique permettant une vérification de la répétabilité des mesures par thermocouples. $T1$ aboutit sur un mur large, énergétique et avec une forte accumulation de chaleur, tandis que $T2$ se rapproche d'une construction plus fine.

le chapitre actuel va plutôt naviguer au gré des ressources disponibles jugées les plus pertinentes pour permettre une comparaison avec les modèles. On retiendra alors les éléments suivants, ainsi que leur utilisation vis-à-vis des modèles :

- Le cadre de l'impression : les paramètres procédés globaux, dimensions des substrats et montage, ainsi que la trajectoire de la torche. Expérimentalement, la hauteur de dépôt pour chaque nouvelle passe est obtenue avec une boucle d'asservissement basée sur l'altitude du précédent cordon, et permet de respecter un *stick-out* constant → cadre pour les deux modèles, puis trajectoires pour **macro**.
- Des enregistrements courant-tension, donc accès à une puissance instantanée délivrée par la torche pour $T0$, montré dans la **Fig.** 4.11 (p.150) → détermination de la puissance instantanée, de la fréquence du procédé et de la forme du boost pour **méso**.
- Des photos latérales du bain filtrées en proche infrarouge, uniquement lors des courts-circuits pendant les dépôts de certaines couches → évolution transitoire du bain **méso** / discussion de la thermique proche du bain et de l'accumulation de chaleur en stationnaire **macro**

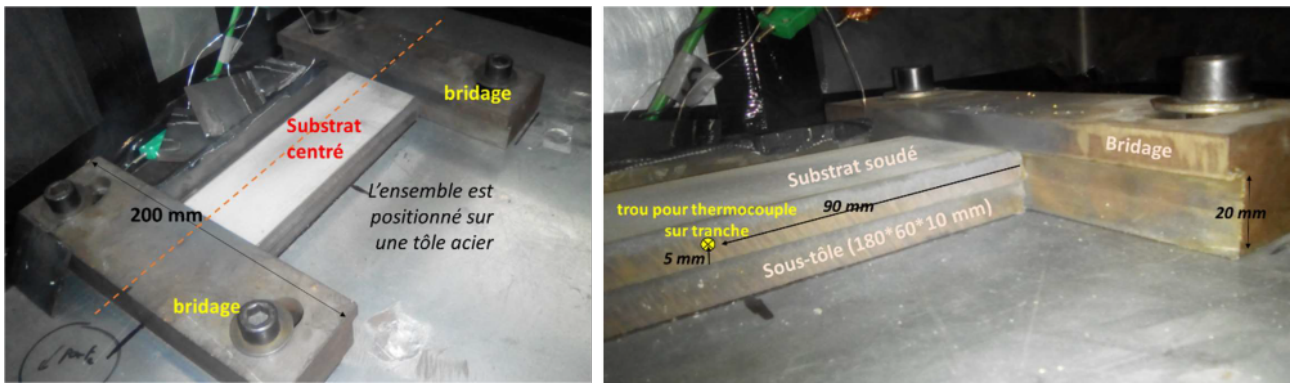


FIGURE 5.3 – Photo du double substrat avant les différents dépôts : cette configuration a été utilisée de façon à protéger la table de l'atelier [166]. Les 2 substrats ont une dimension de $180 \times 60 \times 10 \text{ mm}^3$. Une autre photo du substrat est disponible plus loin dans la Fig. 5.13 (p.204).

- Un scan 3D complet du dessus d'un monocordon, accompagné d'une section en haute résolution en pied de cordon pour avoir accès à l'angle de mouillage (défini Fig. 2.3) → morphologie solidifiée en méso.
- Des mesures de température ponctuelle pour chacune des 3 constructions : un double cordon avec le type T_0 , un mur énergétique avec T_1 ($\approx 1 \text{ h}30 \text{ min}$), et un mur peu énergétique avec T_2 ($\approx 3 \text{ h}30 \text{ min}$) → température proche du cordon pour méso / sensibilité aux conditions limites et calibration macro.
- Des scans du dessous du substrat pour différents murs → déformations mesurées par scan après débridage dans un cadre thermomécanique macro.

Le chapitre se concentre en premier lieu sur la comparaison du modèle macro. Une première discussion est entreprise sur la dimension des bains de fusion. A défaut d'un calibrage parfait, on se rapproche des cycles thermiques pour chacun des murs en considérant les hypothèses et les limites du modèle. La sensibilité aux conditions limites, au coefficient d'augmentation de la conductivité mettent en lumière des interactions couplées. Après avoir retenu une solution pour les conditions pour chacun des murs (T_1, T_2), un calcul thermo-mécanique permet de comparer les déformations des substrats. Dans un second temps, c'est le modèle méso qui est comparé aux données, qu'on restreint à l'étude d'un unique monocordon. Ce modèle, vu sa durée de calcul, n'est pas soumis à calibration. Le cas #1 (Section 4.2), relatif au dépôt T_0 est directement utilisé pour la comparaison thermique et les images de bain liquide. Une section sur la cohérence entre les deux modèles est proposée, de façon à engager une discussion sur ce qu'était à l'origine l'une des directions finales du projet, le couplage multi-échelle. Il sera alors possible vis-à-vis de la comparaison expérimentale de discuter des atouts et limites de chacun des modèles.

Note XX : Énergie réelle des dépôts

Une note rapide sur les puissances communiquées dans cette section du côté expérimental : il existe une différence dans l'expression des puissances moyennes, où les données communiquées faisaient référence au produit des moyennes $\bar{I} \cdot \bar{U}$ et non à la moyenne des produits

\overline{IU} , tel que

$$\frac{\overbrace{\int_t I dt}}{t_{dep}} \frac{\overbrace{\int_t U dt}}{t_{dep}} \neq \frac{\overbrace{\int_t IU dt}}{t_{dep}} \neq U^{arc} I^{arc} \quad (5.1)$$

Sur l'enregistrement accessible du jeu $T0$ visible **Fig.** 4.11, cette différence dans la valeur des puissances atteint jusqu'à 30 %. De façon similaire, ces puissances diffèrent aussi de la valeur $U^{arc} I^{arc}$ prise lors des phases d'arc qui ne tiennent pas compte de l'évolution du cycle (cf **Fig.** 2.4 p.23). Ce point ayant été mis à jour à la fin du projet, aucune modification ne sera effectuée par rapport aux valeurs annoncées disponibles dans le tableau pour les transferts $T1$ et $T2$, qui ont été données avec la formule $U^{arc} I^{arc}$. Ce point sera proposé pour une vérification plus poussée pour de futures collaborations. Dès lors, les conclusions à tirer deviennent d'autant plus qualitatives, et ce sera donc sous le signe de la "tendance" que sera abordé ce chapitre. Indépendamment de ces considérations, ces puissances seront pondérées par la suite avec une efficacité procédée choisie à $\eta_{tor} = 85\%$ [36].

5.2 Comparaisons pour le modèle macro

Les murs $T1$ et $T2$ sont simulés avec le modèle macro. Une comparaison thermique, basée sur la dimension des bains liquides au cours de la construction, ainsi que la mesure ponctuelle de température est effectuée. Ces observations permettront de confirmer la description grossière de la thermique proche du bain, mais aussi de la très bonne capacité du modèle à être utilisé sur des temps de construction représentatifs de pièce, démontrant aussi la très forte sensibilité du comportement thermique d'un tel modèle de longue durée aux conditions limites. Des calculs thermo-mécaniques sont relancés à partir d'une solution thermique retenue pour obtenir contraintes et déformations. Les bases déformées des substrats sont alors comparées à des scans $3D$.

5.2.1 Comparaison thermique

5.2.1.1 Dimension des bains liquides

Un indicateur de la bonne représentation du procédé se fait en comparant la dimension des bains liquides. En effet, il existe des influences croisées entre la taille du bain, sa température et les pertes d'énergie. Bien qu'il ait été montré que le modèle macro ne soit pas destiné à représenter la thermique proche des zones de solidification, cette comparaison permet d'estimer quelle pertinence on peut associer à ce modèle grandes échelles. Pour ajuster ces grandeurs, les paramètres numériques à notre disposition sont le volume critique (i.e. le volume des blocs de matière ajoutés); et la façon dont on augmente la conductivité à haute température, puisque les écoulements ne sont pas résolus en macro.

Choix des paramètres numériques. Pour dimensionner les murs, on se base sur les données procédés **Tab.**5.1, les trajectoires outils expérimentales et les **Eq.**3.7 à 3.9 (p.69) pour déterminer la largeur moyenne \bar{b} et la hauteur des couches h_{cor} adaptées pour respecter le débit

de matière pour chaque mur. On observe alors que pour les mêmes conditions d'impression, les deux premiers cordons auront des dimensions différentes pour chacun des murs. Pour rappel, le domaine EF est schématisé dans la **Fig. 3.10** (p.3.10). Les deux substrats de 10 mm d'épaisseur sont modélisés comme un unique bloc de 20 mm. Autrement dit, le contact thermique est parfait.

Au regard du transfert de matière et d'énergie avec les **Eq.3.34** et **3.39** (p.80), on choisit pour limiter le temps de calcul et éviter des concentrations d'énergies trop importantes, d'ajuster V_{crit} et α_λ pour obtenir des pas de temps, des concentrations d'énergie et des distances de diffusion assez proches de ceux retenus pour le mur d'étude numérique avec $T0$ **Section 3.5**. Les valeurs sont représentées dans le **Tab.5.2**. Finalement, toutes les propriétés du 316L utilisées sont similaires au **Chapitre 3** macro, **Tab.3.6**.

Nom	Symbole	Unité	Réfs.	$T0$	$T1$	$T2$
Volume critique	V_{crit}	mm^3		100	150	50
Coef. conductivité	α_λ	-		5	8	3
Données procédés	P_{tor}, v_{tor}, \dots	-	Tab.5.1			
Efficacité torche	η_{tor}	%	[36]	85	85	85
Débit volumique	D_{vol}	$\text{mm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	Eq.2.1	79.2	125.7	37.7
Pas de temps	Δt	s	Eq.3.34	1.26	1.19	1.32
Puissance dans le segment	\dot{Q}_{seg}	$\cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$	Eq.3.39	1.91	2.34	1.53
Longueur carac. de diffusion	L_c	mm	Eq.3.61	6.7	8.3	5.4
Largeur du mur	\bar{b}	mm	Eq.3.8	6.7	7.82	5.11
Hauteur des cordons	h_{cor}	mm	Eq.3.9	2.6	1.45	2.21

TABLE 5.2 – Paramètres numériques du modèle macro et grandeurs associées : à partir du volume critique V_{crit} et du coefficient multiplicatif de conductivité α_λ , il est possible de dimensionner rapidement le transfert. On prend pour référence les données obtenues au **Chapitre 3**.

Discussion sur la répartition du coefficient multiplicatif de conductivité. Usuellement dans les modèles sans résolution fluide, un coefficient multiplicateur de la conductivité est employé en phase liquide pour retrouver des thermiques cohérentes avec ce qu'un brassage convectif peut apporter. Alors que la conductivité est similaire pour toutes les références trouvées jusqu'au solidus (**Annexe.A7**, p.234), sa valeur n'est jamais la même au-delà de cette température. Le coefficient d'ajustement et la façon dont il est appliqué n'est pas toujours justifié : en exemple, Hamide [116] augmente la conductivité uniquement au-delà du liquidus, tandis que Brochard [171] diminue la conductivité linéairement dans l'intervalle de solidification. Pour l'étude du comportement thermique macro **Section 3.5**, on a utilisé $\alpha_\lambda = 5$, appliqué complètement au-delà du solidus avec la fonction f_2 décrite par la suite.

On propose alors un rapide coup d'oeil à différentes fonctions de multiplication de la conductivité $f_i(\alpha_\lambda)$ (cf **Eq.3.6** p.69) qui vont avoir un impact fort sur la forme du bain liquide, et donc sur les informations à en tirer sur les conditions de solidification. Les deux premières fonctions f_1 , respectivement f_2 , permettent d'appliquer le coefficient de façon binaire au-delà du liquidus

et solidus, tel que

$$f_1 = \begin{cases} \alpha_\lambda & \text{si } T > T_L \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.2)$$

et f_2 est similaire à f_1 mais pour T_S . De leur côté, f_3 et f_4 utilisent soit une évolution linéaire entre solidus T_S et liquidus T_L ,

$$f_3 = \begin{cases} \alpha_\lambda & \text{si } T > T_L \\ \frac{T-T_S}{T_L-T_S}(\alpha_\lambda - 1) + 1 & \text{si } T_S < T < T_L \\ 1 & \text{si } T < T_S \end{cases} \quad (5.3)$$

soit directement la fraction liquide g^l ,

$$f_4 = g^l(\alpha_\lambda - 1) + 1 \quad (5.4)$$

L'évolution de la conductivité dans l'intervalle de solidification est donnée dans la **Fig. 5.4(a)**, en utilisant un coefficient $\alpha_\lambda = 5$. Ces cas sont alors employés en exemple pour quelques couches du mur $T1$, et la morphologie longitudinale de leur liquidus et solidus est visible **Fig. 5.4(b)**. Sans surprise, plus la conductivité est élevée à basse température, plus le bain est de faible dimension puisque la chaleur a été diffusée. Les liquidus étant modérément impactés, c'est surtout la forme générale de la zone pâteuse qui est modifiée, et donc les valeurs de gradients.

Ce point quasi-numérique a uniquement pour but de mettre en lumière l'influence de la conductivité dans l'intervalle de solidification. En accord avec une convection thermosolutale quasi nulle dès le passage sous le liquidus, on attribue un sens physique plus important à la distribution par fraction liquide f_4 , retenue pour la suite.

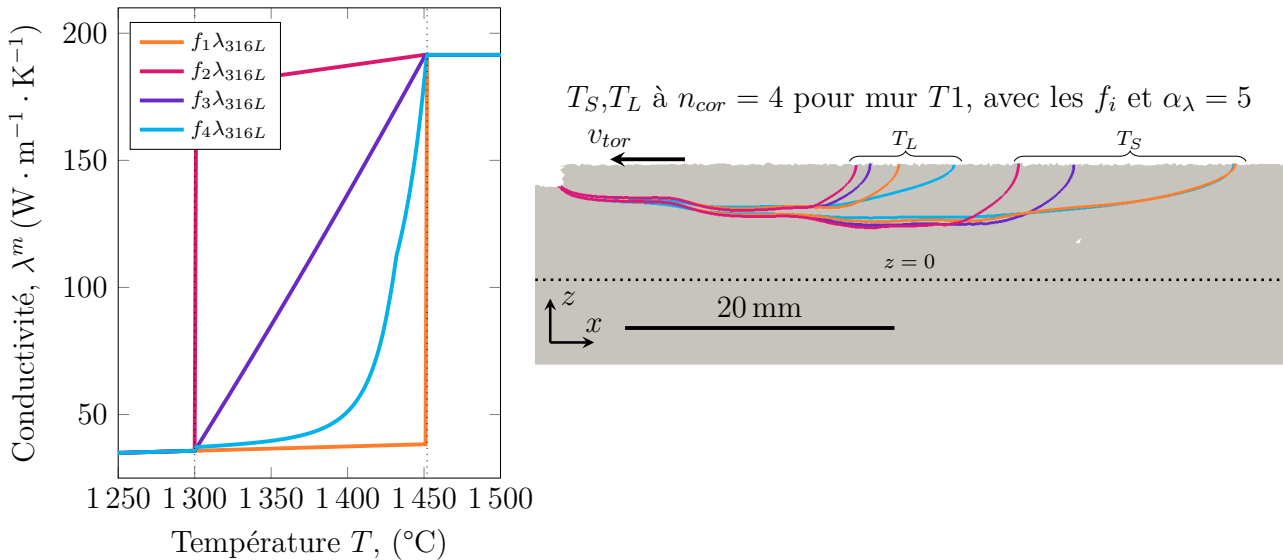


FIGURE 5.4 – Évolution de la conductivité du métal $\lambda^m = f_i\lambda_{316L}$, avec les fonctions de multiplication de la conductivité $f_i(\alpha_\lambda)$ présentées des **Eq.5.2** à 5.4, avec un coefficient $\alpha_\lambda = 5$. Comme attendu sur un cordon du type $T1$ (énergétique), le bain liquide est très sensible à la répartition de la conductivité dans l'intervalle de solidification. Alors que la position des liquidus demeure raisonnablement modifiée, c'est bien la zone pâteuse qui est changée : le fond du bain s'aplatit et les gradients thermiques s'orientent verticalement avec la diminution de la conductivité sous le liquidus.

Dimension du bain de fusion. Pour suivre l'accumulation de chaleur, et donc l'évolution du bain liquide, des photos latérales sont effectuées sur les murs à différentes couches : le dispositif du LMGC repose sur une caméra Mako G-030 avec un filtre proche infrarouge (900 nm, solidaire de la torche), dont une photo est visible plus loin dans la **Fig. 5.14** car présentée pour la comparaison plus fine au modèle méso. Les niveaux de gris ne correspondant pas à une échelle de température connue, on se contente de définir la longueur L_{BL} et hauteur h_{BL} du bain avec le contour le plus contrasté. En état stationnaire, les mesures sont reportées dans la **Fig. 5.5**. Il est rappelé que les deux premiers cordons de chaque mur sont déposés avec $T0$, ce qui explique leur caractère singulier.

On compare alors avec les dimensions maximales des isothermes du liquidus et du solidus obtenus avec le modèle macro : sans connaître la taille exacte par les photos expérimentales, un encadrement global est alors proposé. Concernant la longueur, la **Fig. 5.5(a)** accorde une bonne tendance avec l'évolution de la construction. Cependant, cet encadrement est vraiment large, surtout pour le mur énergétique $T1$ qui voit des zones pâteuses simulées (distance entre T_S et T_L , respectivement courbe pleine et pointillée, selon x) de presque 50 mm de long, difficilement mesurables à partir des ressources expérimentales. Pour la hauteur en **Fig. 5.5(b)**, cet encadrement ne semble absolument pas pertinent, puisque le modèle macro ne représente pas du tout la morphologie du bain. Dans la réalité, celui-ci s'étale sur la surface bombée du précédent cordon et ce débordement latéral explique pourquoi la mesure de la hauteur est beaucoup plus importante expérimentalement.

On rappelle alors que le modèle macro fournit des bains liquides avec des morphologies totalement simplifiées, comme il a été vu dans la **Fig. 3.22** (p.104), ce qui sera appuyé avec la comparaison au modèle méso, plus loin dans la **Section 5.4**. Ces bains ne correspondent pas à une forme en "goutte d'eau" retrouvée dans la réalité : les isothermes sont quasiment la continuité de la coupe 2D. Ce rapport d'aspect, pour un volume de bain identique, vient diminuer la longueur du bain en macro par rapport à l'expérience/modèle méso. L'utilisation du modèle macro, même pour obtenir des informations qualitatives, est d'autant plus remis en question autour du bain pour accéder à des données quantitatives.

5.2.1.2 Température ponctuelle et conditions limites

Mesures expérimentales. Lors de la construction des murs, des mesures de température par 2 thermocouples chemisés type K (diamètre 500 μm) sont effectuées. Des trous de 2 ± 0.2 mm de profondeur et de 1.5 ± 0.1 mm de diamètre sont remplis au préalable de pâte thermique. Le signal est traité par un conditionneur déjà exploité au LMGC. Les positions de ces 2 thermocouples ont été donnés schématiquement dans la **Fig. 3.10** (p.86), et sont visibles plus loin dans la photo de la **Fig. 5.13**. Pour rappel, un premier thermocouple $TckC$ est disposé proche du passage du cordon (à 6 mm), prévu pour apporter une information relativement proche sur la montée en température ; tandis que le second $TckE$ est lui inséré dans la tranche du substrat supérieur, éloigné de la source pour donner une information plutôt relative au refroidissement de la matière. Pour les trois constructions instrumentées (bi-cordon de départ, et les murs $T1$ et $T2$), les températures sont superposées pour les deux premiers cordons (dépôt avec $T0$), et sont visibles dans l' **Annexe.A18** (p.240). Excepté une différence de température de presque 50 °C au passage de la torche, la montée en température et le refroidissement sont identiques. Le caractère reproductible des mesures expérimental est alors globalement vérifié pour le niveau

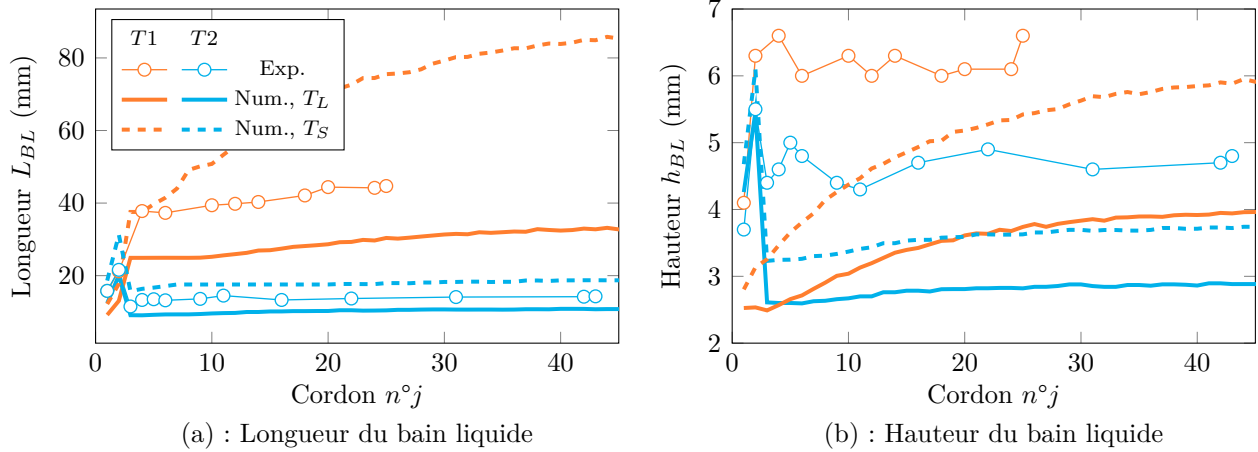


FIGURE 5.5 – Comparaison des dimensions de bain liquide, longueur L_{BL} et hauteur de bain totale (hauteur du cordon et profondeur du bain) $h_{BL} = h_{cor} + P_{BL}$. Les valeurs expérimentales sont obtenues par caméra proche infrarouge, dont des exemples sont fournis **Fig.** 5.14. Comme les niveaux de gris de l'image ne sont pas associés à une température, on les confronte alors à des mesures numériques des dimensions du bain pour le liquidus T_L et solidus T_S pour donner un encadrement. Bien que les tendances d'évolution du bain soient en accord avec l'expérimental, les morphologies du bain dans le modèle macro sont extrêmement simplifiées avec de forts rapports d'aspects rendant difficile une comparaison pertinente à des images latérales. Typiquement, la notion de hauteur de bain en vue latérale ne permet absolument pas d'accéder à la profondeur ou à sa morphologie du fond. Cette différence sera illustrée dans la **Fig.** 5.19.

de précision accessible au modèle macro. Il est à noter qu'une caractérisation de la température avec des pyromètres a été effectuée mais qu'elle n'a pu aboutir à des résultats exploitables.

Cadre numérique. Les paramètres de dépôt, réels et numériques (**Tab.** 5.1, 5.2), la dimension du substrat, du mur, et l'emplacement des thermocouples (**Fig.** 3.10, p.86) ont déjà été fournis. Cette étude va alors reposer sur la calibration du modèle avec l'ajustement des conditions limites extérieures. Pour rappel de la **Section** 3.4.4.1 (p.83), les pertes thermiques du modèle macro se regroupent en 2 catégories :

- Les pertes sur la surface métallique à l'air libre en bord de domaine : c'est-à-dire tout le métal, sauf la surface inférieure du substrat (le contact avec le bridage n'est pas représenté); ainsi que dans l'interface entre métal et gaz dans le domaine. Ces pertes sont alors convectives avec h_c et radiatives avec ε . La température extérieure utilisée est $T_{ext} = 20^\circ\text{C}$.
- Le pompage du substrat et de la table métallique vont être modélisés quant à eux par un coefficient h_{sub} augmenté, mais utilisé avec une température extérieure différente, ici T_{sub} . Cette température n'est **pas une variable d'ajustement** : elle est **fixée** à partir d'une régression exponentielle de la température des enregistrements par thermocouple à l'infini. On utilise alors $T_{sub} = 100^\circ\text{C}$ pour $T1$ et $T_{sub} = 40^\circ\text{C}$ pour $T2$.

Ce dernier point est une hypothèse forte : on s'éloigne d'une utilisation prédictive du modèle, pour s'assurer que le comportement thermique colle au mieux à la réalité. Dans cette comparaison, on cherche au plus simple pour obtenir un champ de température pertinent de façon à nourrir pour la suite une résolution thermo-mécanique. Pour autant, une discussion sera engagée en conclusion sur la prise en compte d'un environnement plus élargi (table/brides/thermostats)

en proposition pour des futurs projets.

Domaine	Nom	Symbole	Unité	$T1$	$T2$
Substrat	Température sub.	T_{sub}	°C	100	40
	Coef. échange sub.	h_{sub}	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	150	70
Métal-Gaz	Température ext.	T_{ext}	°C	20	20
	Emissivité	ε	-	0.35	0.35
	Coef. échange	h_c	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	7	7

TABLE 5.3 – Jeu de conditions limites retenu pour une solution thermique acceptable. Le schéma adapté à leur position est disponible **Fig.** 3.9 (p.84). On le rappelle, la température T_{sub} utilisée pour le flux de chaleur sous le substrat est une valeur fixée **avant** la calibration. Idem pour T_{ext} . Au final, les valeurs liées aux échanges métal/gaz (ε , h_c) retenues sont identiques pour les deux murs, et seul le coefficient d'échange du substrat diffère.

Calibration et solution retenue. L'espace de solutions pour la calibration de chacun des murs est constitué de triplets de conditions limites $CL = \{\varepsilon, h_c, h_{sub}\}$. Dans un premier temps, à partir d'un espace de valeurs de CL avec $(2)^{card(CL)} = 2^3 = 8$ jeux de conditions limites qui encadrent grossièrement la solution, on a cherché à minimiser l'erreur sur la température par la méthode des moindres carrés. Ces essais n'ont pas abouti, les solutions trouvées étant systématiquement sur le bord de l'espace de solution. C'est donc soit que l'encadrement était effectué autour de minimums locaux, soit, plus gênant, que le modèle macro n'est pas capable d'atteindre une solution. Ce point est détaillé plus loin.

On se rabat alors sur un ajustement manuel et arbitraire pour déterminer la solution qui s'approche le plus des mesures expérimentales. La solution pour les conditions limites retenues pour chacun des murs est présentée dans le tableau **Tab.5.3** et les résultats de températures sont visibles respectivement aux **Fig.** 5.6 pour $T1$ et **Fig.** 5.7 pour $T2$.

Alors que les cycles d'élévation de température décrivent parfaitement les passes successives pendant la construction, et que la tendance sur la durée semble être en bonne cohérence avec l'expérience, il réside des différences notables pour chacun des deux murs : d'une part, le refroidissement lors des deux premiers cordons est sous-estimé numériquement ; d'autre part, on perçoit des écarts de température lors de l'accumulation maximale de chaleur. Que ce soit dans les premières couches du mur $T2$ ou vers la couche 10 pour le $T1$, ces écarts atteignent presque 50 °C. Pour comprendre en quoi l'ajustement est complexe et qu'une solution ne se dégage pas clairement, on représente un encadrement effectué *a posteriori* autour de la solution de la **Fig.** 5.6 pour le mur $T1$ dans la **Fig.** 5.8. Seule la température au $TckC$ est montrée, dans le but d'illustrer les variations du comportement. On voit alors que pour un encadrement correct de la température mesurée sur la durée, aucun des jeux de conditions ne s'approche de la température réelle pour les 10 premières couches. Il apparaît dans cet ensemble de jeux que les régimes de pertes les plus faibles (couleurs **chaudes**) vont non seulement permettre une augmentation de la température au thermocouple, mais surtout, retarder le moment d'accumulation de chaleur, comme le montre la flèche blanche qui passe par les maximums de température des essais. Dans cette situation, à savoir modifier uniquement le triplet CL , il paraît alors compliqué d'atteindre le résultat expérimental, qui nécessiterait à la fois d'augmenter la température, mais de façon

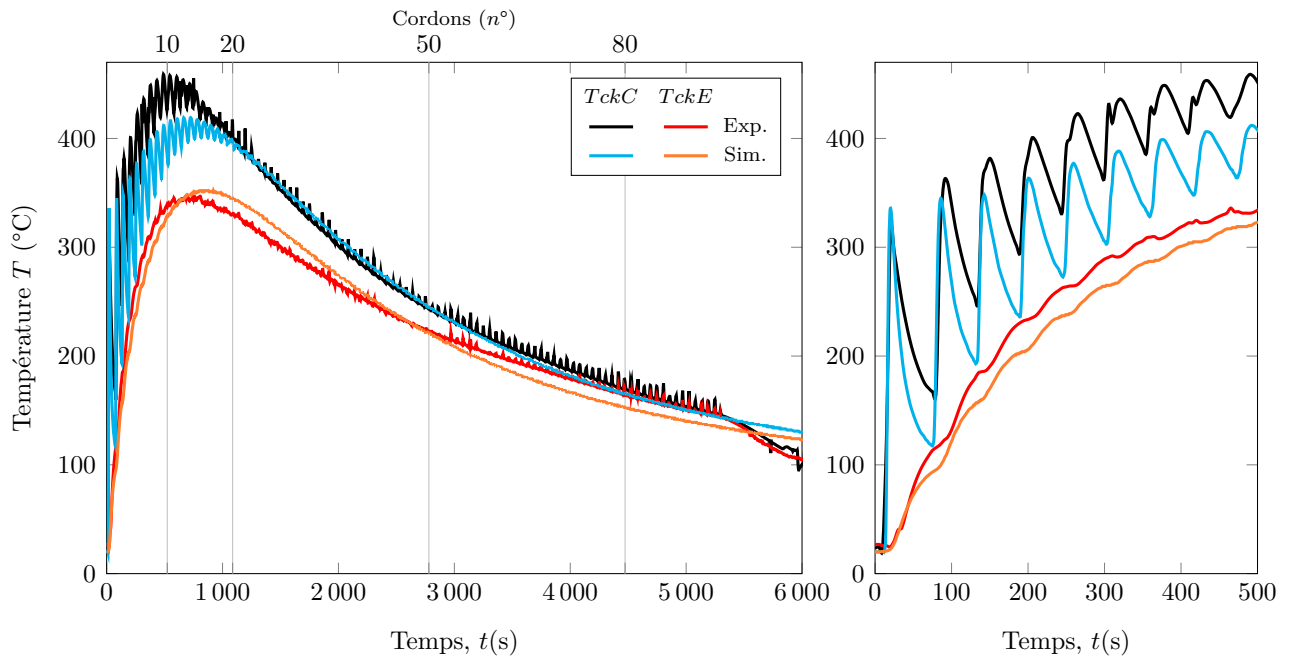


FIGURE 5.6 – Cycle de température retenu pour le mur $T1$ avec $CL = \{0.35, 7, 150\}$, et le flux de chaleur est calculé sur les surfaces métal/gaz avec $T_{ext} = 20^\circ\text{C}$ et $T_{sub} = 100^\circ\text{C}$.

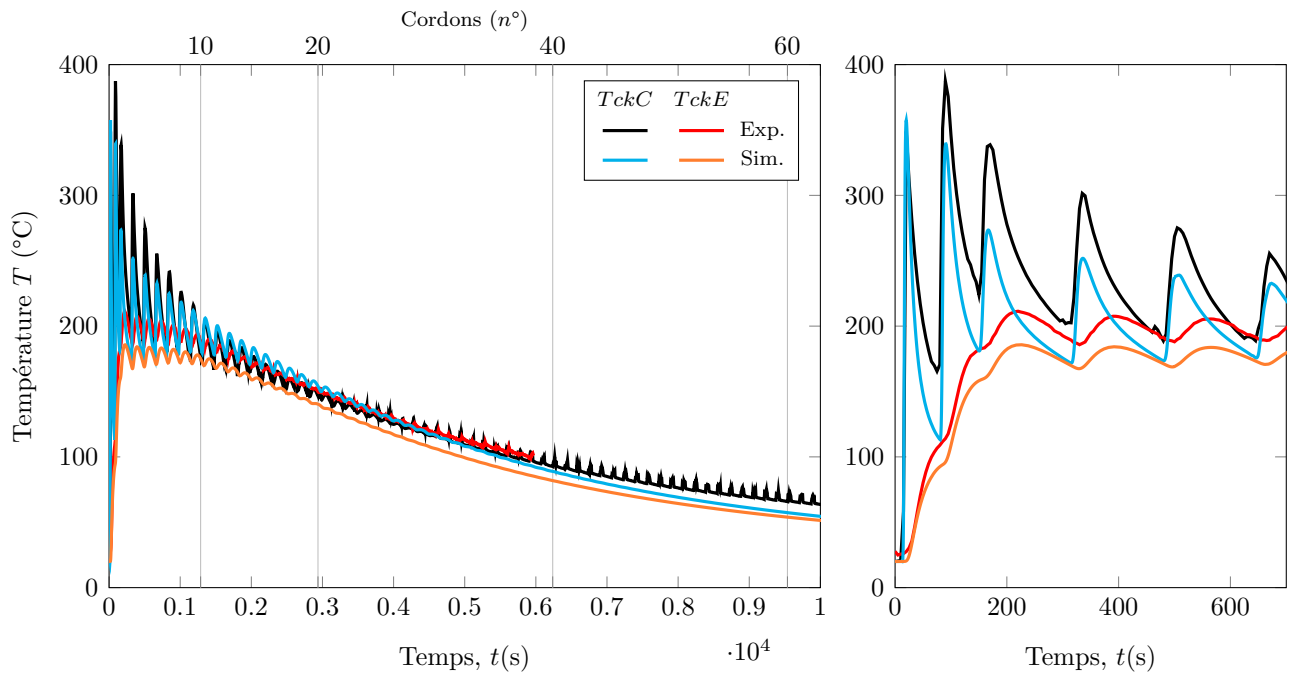


FIGURE 5.7 – Cycle de température retenu pour le mur $T2$ avec $CL = \{0.35, 7, 70\}$, et le flux de chaleur est calculé sur les surfaces métal/gaz avec $T_{ext} = 20^\circ\text{C}$ et $T_{sub} = 40^\circ\text{C}$.

plus rapide.

Les critiques liées à ces écarts sont proposées selon l'angle expérimental puis numérique :

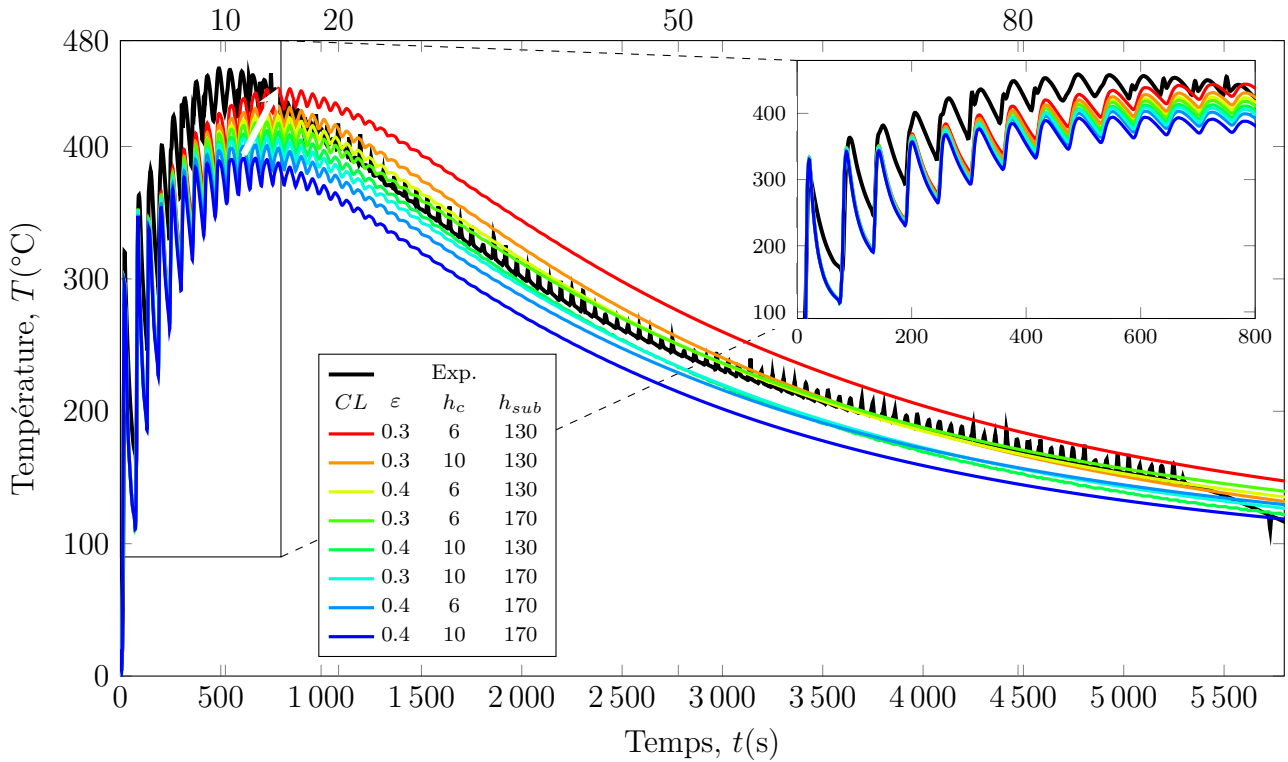


FIGURE 5.8 – Calibration de la température : sensibilité aux conditions limites avec 8 triplets $CL = \{\varepsilon, h_c, h_{sub}\}$, qui sont construits autour de la solution retenue $CL = \{0.35, 8, 150\}$, pour le mur $T1$. La flèche blanche traduit la diminution des coefficients de transfert, et conséquemment, l'élévation du mur en température ainsi que son décalage.

Expérimentalement. Pour les premières couches, on peut se demander si les thermocouples étaient correctement protégés des radiations de la torche, ou d'une influence thermique parasite qui vient adoucir le refroidissement du substrat. Ensuite, la position des capteurs peut aussi être remise en question : avec des trous de 3 fois le diamètre du thermocouple, et une trajectoire de torche pouvant être décalée par rapport à l'alignement du substrat, la position relative des thermocouples peut être légèrement décalée. En effet, à partir des directions des grands axes de cintrage des substrats obtenus via les scans (cf. **Fig.** 5.11 plus loin), il a été estimé jusqu'à 3° de désalignement. Il n'est pas du tout impossible que le thermocouple soit soudé à ± 1 mm de sa position théorique, ce qui viendrait affecter la réponse. Néanmoins, la bonne reproductibilité des mesures (**Annexe.A18**) sur les deux premiers cordons permet de déterminer que dans le cas d'une erreur d'instrumentation, ce serait une erreur systématique.

Numériquement. Concernant les 2 premiers cordons déposés avec $T0$, le cycle thermique n'est pas le même entre les deux modélisations de murs : pour $T1$, le premier pic de température dans la **Fig.** 5.6 est plus bas (335°C) que le second (345°C) ; ce qui est l'inverse pour le mur $T2$ (premier à 358°C et second à 340°C) dans la **Fig.** 5.7. Il y a donc un écart au sein même du modèle pour représenter les mêmes deux premiers cordons de base de $T1$ et $T2$. Cet écart est généré par la différence de largeur du mur et des pas de temps différents (volume critiques différents) qui amènent des modifications dans le temps de diffusion de la chaleur (cf **Tab.**5.2). Cette augmentation de température non physique pour le second cordon pour $T1$ est aussi expliquée par la nature des conditions

limites du substrat : on impose ($T_{sub} > T_{ext}$), il existe donc un flux artificiel rentrant qui réchauffe légèrement le substrat jusqu'à ce que $T > T_{sub}$, ce qui arrive au cours du second cordon. Ensuite, le flux est sortant. En comparant avec l'expérience, on note aussi que la pente de refroidissement est plus forte.

Concernant l'accumulation maximale de la chaleur, il semble raisonnable d'accorder une bonne crédibilité à la **Note XX** (p.188) : l'énergie réellement apportée pendant la construction serait supérieure à l'énergie communiquée expérimentalement. En s'assurant que le modèle respecte un bilan d'énergie à seulement +3.5% (cf **Tab.3.10** p.93), il faut un cas **complètement adiabatique** pour obtenir des cycles thermiques qui collent correctement aux mesures sur les 5 premiers cordons.

Pour la suite de la construction, il est à noter que le contact métallique avec les brides n'est pas pris en compte, ce qui pourrait permettre une plus grande surface d'échange. Ce point d'ailleurs pourrait contribuer à une meilleure évacuation de la chaleur, donc à diminuer la température numérique lors des premiers cordons, ce qui ne va pas dans le sens du décalage observé précédemment. Finalement, le transfert de chaleur entre toutes les surfaces métalliques en contact (substrat-tôle, tôle-martyr, substrat-bride) est dépendant de la rugosité des zones en contact, mais surtout des forces de contact normales, qui viennent déformer les aspérités en surface et améliorer la surface de contact [172]. Ces contraintes pouvant évoluer dans une plage de $\simeq [0, 1]$ GPa dans un mur WAAM, et la température de la table d'atelier augmentant, il est tout à fait concevable que le coefficient de transfert évolue au cours du dépôt, i.e. $h_{sub} = h_{sub}(\sigma, t)$. Ces différents points seront considérés en conclusion de la partie attribuée au modèle macro.

Pertes et température de reprise. A partir des solutions thermiques finalement retenues pour les deux murs (cf **Fig. 5.6** et **5.7**), on se penche ici sur le genre d'informations à exploiter du modèle numérique aux grandes échelles. Les pertes sur le mur et sous le substrat sont présentées pour les deux murs dans la **Fig. 5.9(a)**. Pour rappel des expressions, se référer à la **Fig. 3.9** (p.84). Les pertes cumulées convectives sur les murs sont calculées selon

$$E_{conv}^{mur} = \int_0^t \left[\int_{\partial\Omega_{ext}} \dot{q}_c dS + \int_{\Omega} \dot{Q}_c dV \right] \quad (5.5)$$

avec les transferts surfaciques sur le bord du domaine \dot{q}_c et volumiques dans l'épaisseur de la surface visible \dot{Q}_c . De façon similaire, on quantifie les pertes radiatives avec \dot{q}_r et \dot{Q}_r telles que

$$E_{rad}^{mur} = \int_0^t \left[\int_{\partial\Omega_{ext}} \dot{q}_r dS + \int_{\Omega} \dot{Q}_r dV \right] \quad (5.6)$$

Et les pertes attribuées au substrat sont notées

$$E_{conv}^{sub} = \int_0^t \left[\int_{\partial\Omega_{sub}} h_{sub} (T - T_{sub}) dS \right] \quad (5.7)$$

Bien qu'à ce stade de description du modèle ces pertes soient à considérer avec précaution - puisque leur ajustement n'a pas permis une calibration correcte - il est possible d'estimer au premier ordre comment est régi le comportement thermique des murs en construction. Et ce, d'autant plus avec une émissivité et un coefficient de transfert métal/gaz similaires entre les deux murs. Ces derniers sont soumis à un changement de régime : c'est par le substrat que la majorité de la chaleur est évacuée dans les premières couches, jusqu'au moment où les pertes radiatives viennent prendre le dessus. Cette transition apparaît respectivement lors de la

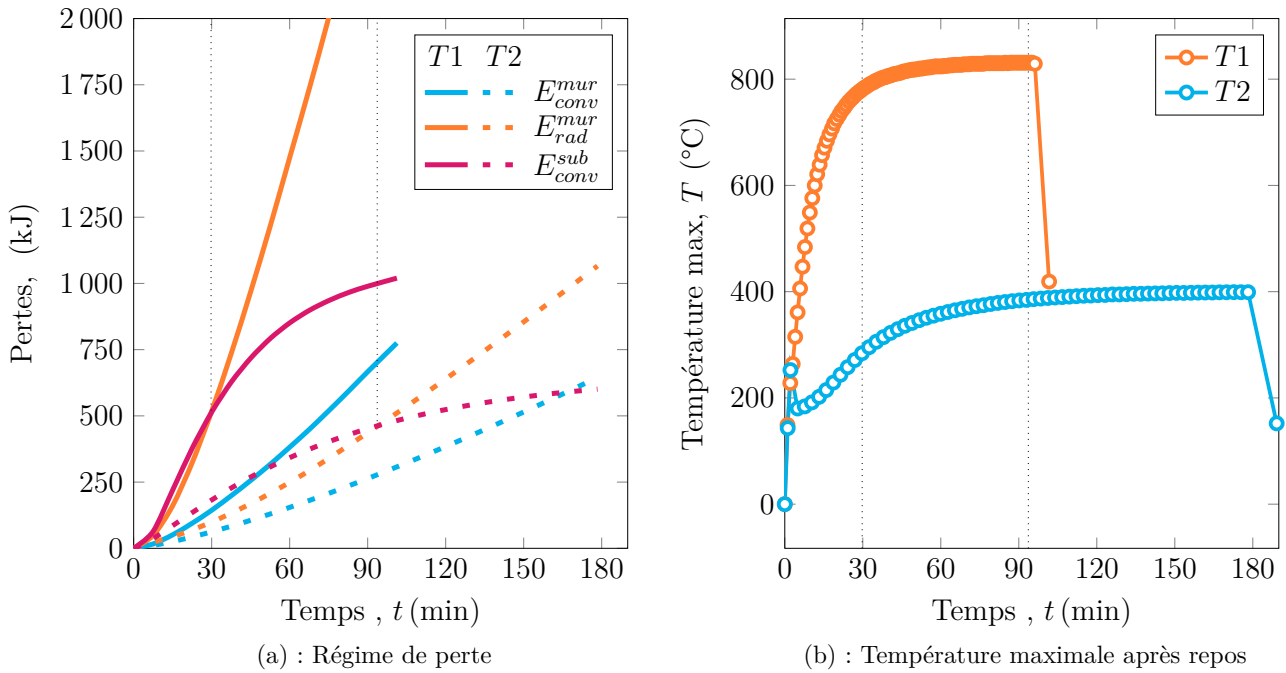


FIGURE 5.9 – Évolution des (a) pertes et (b) températures maximales après le repos, pour chacune des solutions retenues pour les murs (cf. **Fig.** 5.6 et 5.7). En rappel, les murs sont construits avec les mêmes dissipations sur les surfaces métal/gaz (même émissivité et coefficient thermique). L'extraction de la chaleur s'effectue au début par le substrat, avec les courbes **pourpres**. Puis au fur et à mesure de la construction, le mur s'élève et la source de chaleur s'éloigne du substrat, en offrant une surface d'échange importante, et donc des pertes radiatives marquées en **orange**. Sans surprise, le mur énergétique, beaucoup plus haut en température (b), subit des pertes d'autant plus importantes que son bain liquide est de grande dimension, qui amènent à des pertes en majorité par radiation. En discernant l'instant à partir duquel se fait la transition en (a) avec les pointillés, on remarque que la température atteint presque un état stationnaire (b).

32ème couche et 36ème pour $T1$ et $T2$ (identifiés par les pointillés). En observant la température maximale au repos avec la **Fig.** 5.9(b), on remarque que cette température avoisine les 95 % de la température finale. Autrement dit, à partir du moment où la conduction par le substrat n'est plus le mode d'évacuation premier de la chaleur, le système devient uniquement contrôlé par les pertes radiatives (dont le comportement se linéarise, i.e. $\partial E_{rad}^{mur} / \partial t = cst$) : les murs rentrent dans un état thermique stationnaire. Au regard des calibrations approximatives et des faibles coefficients, on peut étendre cette observation aux pertes par convection.

Facilement accessible numériquement, ce type d'outils/graphiques permettrait de déterminer à partir de quel moment le tirage thermique du substrat n'est plus effectif. Ce critère pourrait être utilisé pour déterminer la stationnarité thermique d'un mur, ce qui pourrait être utile pour extrapoler des températures en se passant de résolution. D'autre part, on pourrait dimensionner les pertes nécessaires générées par un refroidissement actif pour rester en deçà d'une température maximale. En exemple, quel débit de CO_2 serait à projeter sur le mur [74], ou quelle température de l'eau dans le bac serait à utiliser ? [75]. De façon complémentaire avec un refroidissement passif, le modèle pourrait permettre de déterminer l'évolution du temps de repos interpasses

pour conserver une température seuil [126].

5.2.2 Comparaison mécanique

Les cycles thermiques étant jugés représentatifs à ce niveau, les calculs sont relancés en tenant compte de la mécanique du solide, avec le comportement additif qui a été abordé dans la **Section 3.7** (p.113). La comparaison effectuée ici va se faire à partir de scans expérimentaux de la surface inférieure déformée du substrat (débridé et désolidarisé de la tôle de protection), sur lequel les murs sont construits.

5.2.2.1 Déformations des substrats

L'accès à une comparaison sur les contraintes et déformations de murs a été effectué dans une approche *post mortem*, en observant la déformation de la surface inférieure des substrats. Les murs, après refroidissement et débridage, ont tous une tendance à cintrer à cause de la rétractation de la matière, générant massivement des contraintes en traction dans le haut du mur après repos. Ce point a été vu dans la partie bibliographique (cf **Fig. 2.15** p.37) et illustré avec les contraintes longitudinales dans l'étude du modèle macro (cf **Fig. 3.27** p.115).

Plusieurs dépôts ont été effectués au LMGC, et ont permis de construire des mono-cordons et double-cordons avec $T0$, et plusieurs murs $T1$ et $T2$ avec des conditions d'inertage différentes. Les substrats ont été scannés avec un ROMER RS1 d'une résolution de 200 μm , et les nuages de points obtenus ont été en majorité réalignés et nettoyés afin d'être exploitables par les équipes de l'ICA et entre autres de M.Salem, à la suite des techniques développées par Salem et Leroux [173, 174]. Le cintrage longitudinal est représenté dans la **Fig. 5.10**, où les courbes correspondent à la flèche des substrats débridés. Côté expérimental, ni l'influence du régime de protection (**Fig. 5.10(a)** à (c)), ni le temps de repos (**Fig. 5.10(c)**) ne sont véritablement visibles, et les différentes flèches permettent de rajouter aux données un caractère reproductible, malgré quelques problèmes de scan en **Fig. 5.10(b)**. Le modèle macro colle bien pour 1 voire 2 cordons $T0$ (**Fig. 5.10(c)** et (d)), mais aboutit à une déformation complètement sous-estimée pour les murs complets de 103 ($T1$) et 67 couches ($T2$). Ces résolutions numériques, lancées avec une résolution mécanique additive, c'est-à-dire apte à moins relaxer qu'avec une résolution multiplicative (cf **Fig. 3.29**), montrent pourtant des écarts conséquents avec l'expérience. Pour s'intéresser à une information plus étendue avec les cartes topologiques complètes, on se concentre sur le cas double-cordon (**Fig. 5.10(c)**) dans la **Fig. 5.11**. Alors que le cintrage longitudinal est considéré comme bien représentatif, le cintrage latéral est lui aussi complètement sous estimé : tandis que la forme des substrats expérimentaux pourrait presque être approchée par une forme parabolique, le modèle macro restitue un substrat en "selle de cheval" avec un fond quasi plat pour $x = 0$.

Les comparaisons avec ces substrats mettent en lumière une tendance en accord avec l'expérimental, mais surtout des différences conséquentes concernant les murs complets. Les hypothèses suivantes sont relevées :

Mécanique isotrope. La microstructure, en grande majorité colonnaire et orientée dans la direction de construction des murs WAAM [166] et visible plus loin en conclusion de chapitre, a déjà été identifiée en DED comme un facteur principal à l'anisotropie du

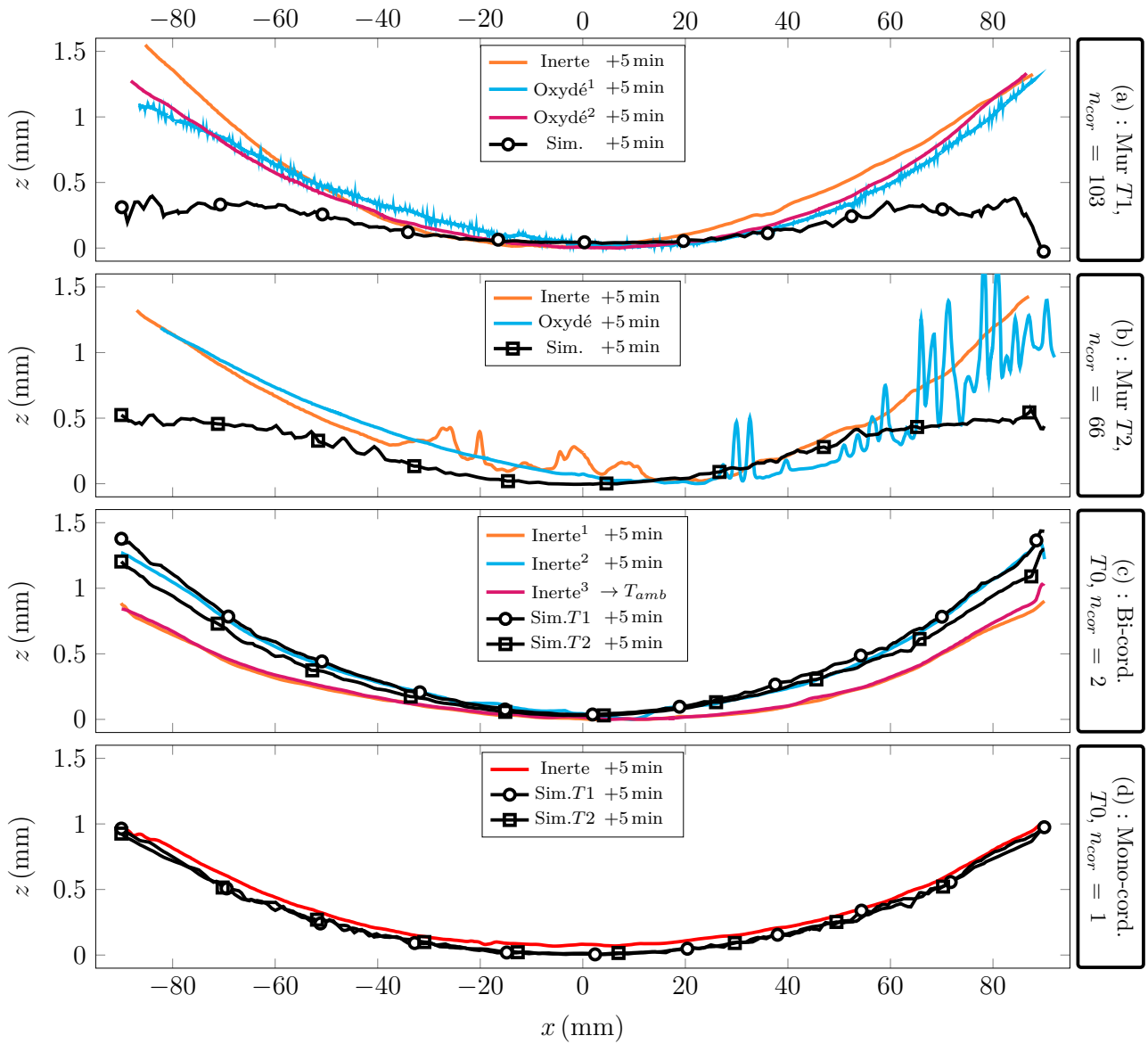


FIGURE 5.10 – Flèches longitudinales des scans 3D de substrats comparées au modèle macro, pour différents murs avec différentes atmosphères de construction. Expérimentalement, aucune tendance franche ne semble ressortir entre les murs inertes et oxydés, qu'on distingue pour les murs (a) $T1$ et (b) $T2$ (dont les scans sont assez bruités), débridés +5 min après le dernier cordon. De même pour l'influence entre durée de refroidissement et retour à température ambiante pour (c) des doubles-cordons $T0$. On note en (a) que Oxydé¹ et ² sont réalisés dans des conditions similaires. Il en va de même pour (c) entre Inerte¹ et ². Les coupes sont effectuées manuellement dans le plan le plus symétrique des déformations (**coupe Fig. 5.11**). Numériquement cependant, le modèle thermo-mécanique macro, au-delà du bruit généré par le modèle de débridage (interface métal/gaz, cf **Fig. 3.6.3**) et de la dimension du maillage, sous-estime en premier ordre d'un facteur 3 les déformations du substrat pour les murs complets.

comportement. Les comparaisons effectuées sur un mur (cf **Fig. 2.16 p.38**) ont montré des accords très bons sur des déplacements horizontaux, mais sous-estimés d'un facteur 3 verticalement [69, 71].

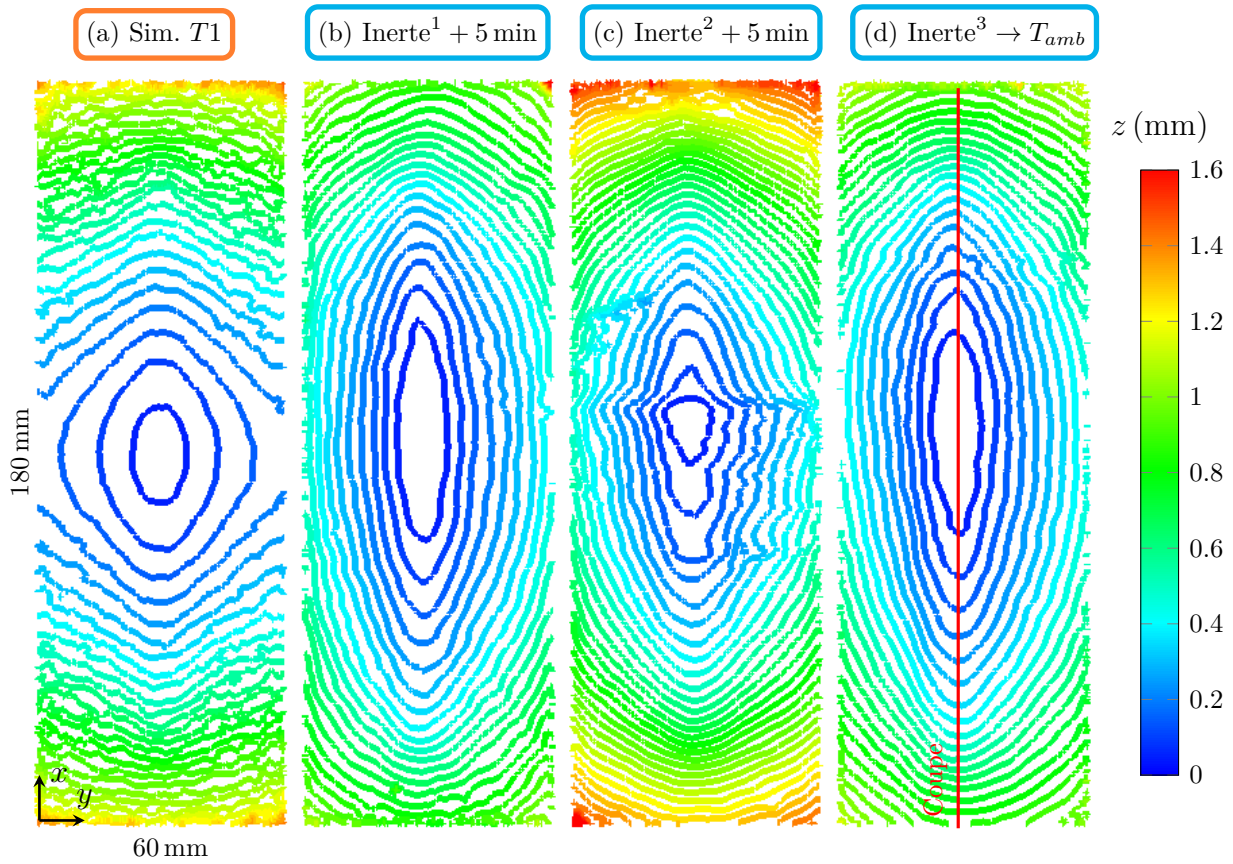


FIGURE 5.11 – Topologie (altitude z du plan basal) des **scans expérimentaux** de doubles cordons T_0 présentés dans la **Fig. 5.10(c)**, comparée avec la **simulation** en mécanique additive (peu de relaxation). Les cas Inerte^1 et Inerte^2 , respectivement en (b) et (c) sont réalisés dans des conditions annoncées similaires, c'est-à-dire un débridage 5 min après la passe, tandis que Inerte^3 est débridé après un retour complet à la température ambiante. Bien que la tendance soit correcte longitudinalement, la différence réside surtout dans le cintrage latéral qui n'est pas du tout représenté avec le modèle numérique.

Propriétés mécaniques. Forcément dépendante de la résolution, la bonne représentation des propriétés mécaniques est absolument nécessaire pour basculer dans une approche quantitative des contraintes-déplacements en WAAM. La difficulté technique de caractérisation (anisotropie, plage de température jusqu'au solidus, *banding* et hétérogénéité des microstructures dans les zones de refontes et lunules, transformation allotropique avec la chauffe des passes comme ici la dissolution de la ferrite vermiculaire, fluage et relaxation, ...) est bien entendu conséquente. Nous invitons à identifier au plus tôt les objectifs de description du modèle, de façon à anticiper ou intégrer des campagnes de caractérisation pour de futurs projets. Les données utilisées en mécanique ont été calquées sur celles issues de résolution multiplicative sur du 316L de fonderie [116], pas vraiment représentatif d'un 316L appliqué en FA !

Contact et débridage. Enfin, pour les écarts sur le cintrage latéral de la **Fig. 5.11**, le modèle de débridage blocs par blocs dans le sens de la longueur (cf **Fig. 3.25 p.112**) est identifié comme la cause principale de différence. Les derniers blocs sont au centre, et permettent au substrat de relaxer uniquement selon x . D'autre part, il aurait été plus judicieux de modéliser des contacts glissants sur le dessus du substrat pour les brides de la **Fig. 5.3**, ce qui est aussi à associer aux conditions thermiques.

Profondeur du bain liquide. Finalement, la morphologie du cordon et la profondeur du bain, trop simplifiées dans le macro, semblent aussi responsables d'une rétractation non représentative pour le premier dépôt, et donc d'une diminution des contraintes σ_{yy} sous l'axe du cordon.

5.2.2.2 État de contrainte pour les murs

Afin de terminer ce tour d'horizon des comparaisons calcul-expérience, on propose un point rapide sur une quantité qui n'est justement pas (ou difficilement, cf **Fig.** 2.18 mesure par diffraction aux rayons X [73, 22]) accessible : les contraintes dans le mur. C'est donc une description purement numérique qui est faite par la suite. Après le dépôt, un refroidissement de 5 min et le débridage, les contraintes verticales (σ_{zz}) et longitudinales (σ_{xx}) des deux murs sont présentées à coeur dans la **Fig.** 5.12.

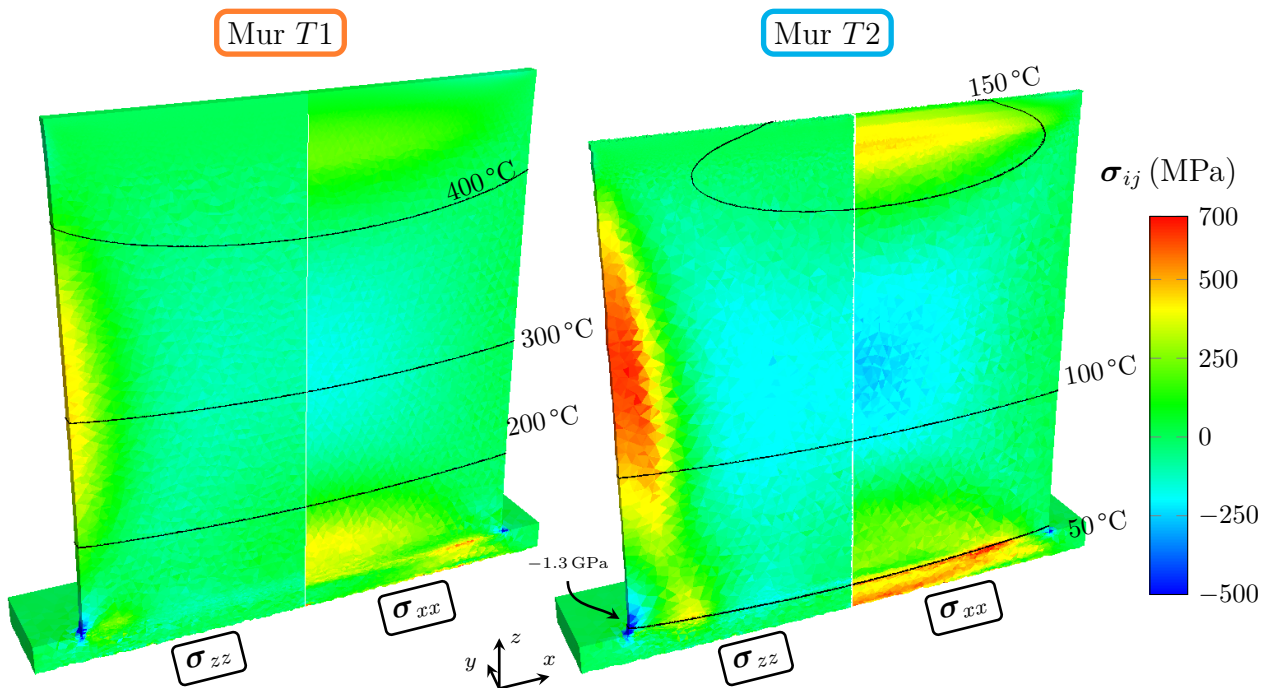


FIGURE 5.12 – État de contraintes des deux murs à la fin du débridage. L'échelle est ajustée pour représenter la globalité des contraintes, mais les minimums de compression sont atteints en pied de mur (singularité géométrique qui reprend les efforts de toute la hauteur du mur avec des déformations importantes) avec des valeurs de $\sigma_{zz} = -1.3$ GPa. Cette valeur critiquable est directement liée aux propriétés utilisées (cf. **Fig.** 3.23 p.110). Comme en témoignent les isothermes, le comportement thermomécanique est quasi symétrique selon $x = 0$ en fin de construction, ce qui permet de représenter uniquement σ_{zz} et σ_{xx} sur une seule partie de mur.

Bien que la tendance demeure similaire entre les deux murs, et en accord avec la littérature [73, 22]) c'est-à-dire en traction longitudinale dans le haut du mur et verticale sur les bords, la différence réside dans l'amplitude des contraintes. De façon similaire aux observations menées sur le mur régulier pour le modèle macro (cf **Section** 3.7) qui voyait ses contraintes internes diminuer avec l'accumulation de chaleur, le mur *T1* est très haut en température : la matière voit donc des seuils plastiques bien plus bas que pour le mur *T2* qui est resté bien plus froid. Pour

rappel, le seuil dynamique en traction uniaxial (cf **Fig. 3.23**) évolue de 600 MPa à 200 °C vers 300 MPa à 500 °C. Néanmoins, la description simplifiée du bain liquide sur le cordon précédent, avec un déraffinement du maillage au cours de la simulation, viennent gommer toute information liée à l'hétérogénéité des dépôts successifs. Néanmoins, bien que les singularités géométriques (en pied de mur) entraînent des concentrations de contraintes légitimes, les valeurs atteintes - $\sigma_{zz} = -1.3$ GPa - semblent grandement sur-estimées, et renvoient à la pertinence des propriétés mécaniques utilisées (cf. **Fig. 3.23** p.110). Le modèle macro se présente alors définitivement au niveau mécanique comme un outil de dimensionnement du procédé, qui permettrait d'estimer les états de contraintes en fonction de stratégies de refroidissement actifs ou passifs, ou, grâce à sa simplicité d'accès, pour des stratégies de trajectoires en dépôt *bulk*. Il est d'ailleurs à noter que dans cette approche de résolution mécanique à chaque pas de temps, les murs $T1$ et $T2$ de durée respective 1 h30 min et 3 h20 min sont modélisés en $t_{res}(T1) = 71$ h et $t_{res}(T2) = 35$ h sur 28 CPU, conséquence à $\approx 88\%$ de la mécanique. Au regard des travaux d'optimisation présentés **Section 2.3.5.2** (p.59), de nettes améliorations (pas de temps plus grand pour mécanique, second maillage, ...) sont envisageables tout en restant dans une approche de résolution numérique complète (au contraire de méthodes analytiques ou d'*inherent strain*).

5.3 Comparaisons pour le modèle méso

Des dépôts mono-cordons sont modélisés avec le modèle méso, dans un domaine aux dimensions réduites mais suffisantes pour représenter le procédé dans un état stationnaire. Dans un premier temps, c'est le jeu de paramètre $T0$, utilisé à la base des deux murs, qui sert de référence. Son instrumentation a rendu accessible *in situ* la forme d'onde du cycle CMT, la dimension de son bain liquide par imagerie ainsi que la mesure de température par thermocouples. En *post mortem*, le cordon est scanné de façon à obtenir sa morphologie et son angle de mouillage au substrat. Cette modélisation du cordon $T0$ correspond au cas #1 utilisé dans la **Section 4.6**. Afin d'obtenir une comparaison à une coupe métallographique, le modèle méso est comparé dans un second temps à des dépôts annexes, issus du début de projet, puisque ces coupes métallographiques sur cordon $T0$ n'ont pas été disponibles.

5.3.1 Dimensions du bain liquide et température

5.3.1.1 Traitement d'image du bain liquide

Le cordon sur lequel va s'appuyer la comparaison est présenté dans la photo de **Fig. 5.13(a)**, où il est déposé sur un substrat dans la configuration identique à la **Fig. 5.3**. Les paramètres d'impression ont été donnés dans le **Tab.5.1**, et un exemple d'image obtenue par la caméra est donnée dans la **Fig. 5.14(a)**. Dans cette partie dédiée au modèle méso, on s'intéresse à la mesure transitoire des dimensions du bain dans l'amorce du cordon, contrairement à sa valeur stationnaire (milieu de mur) utilisé pour le modèle macro (cf **Fig. 5.5**). Les images fournies par le LMGC n'ayant pas de niveaux de gris correspondant à une échelle de température connue, un traitement d'image via le logiciel *ImageJ* est effectué à partir des images peu contrastées : l'histogramme est étalé pour percevoir le maximum de nuances, présenté **Fig. 5.14(b)**, puis seuillé avec un niveau de gris arbitrairement choisi, **Fig. 5.14(c)**. A partir de cette image

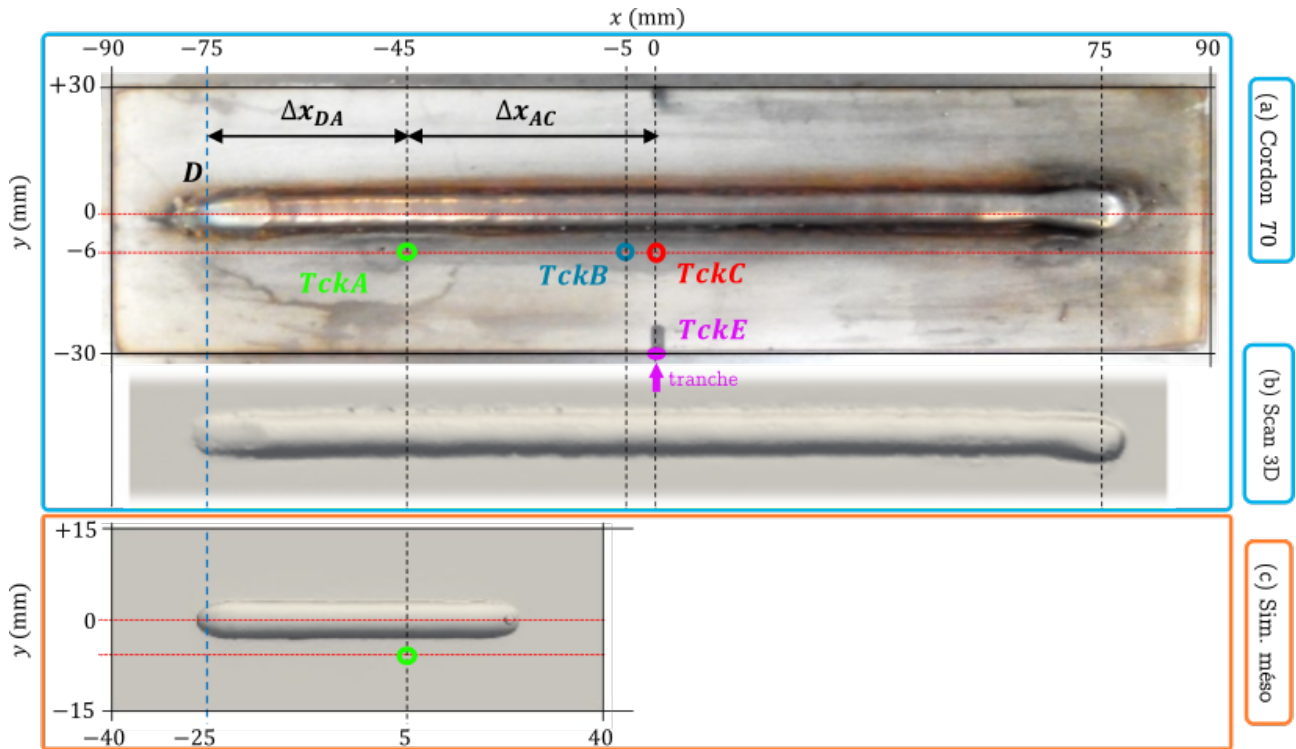


FIGURE 5.13 – Photo du (a) **monocordon**, (b) **scan 3D** et (c) **modélisation** du monocordon T0. Le domaine méso ayant ses dimensions réduites, on conserve néanmoins la distance entre le départ et la mesure de température au thermocouple *TckA* à +30 mm. Le *TckC* est aussi utilisé pour une comparaison en décalant temporellement sa mesure de $\Delta x_{AC}/v_{tor}$ (en s). *TckE* est quant à lui uniquement utilisé pour la comparaison macro.

binarisée, la longueur et la hauteur sont récupérées et affichées aux **Fig. 5.14(e)** et (f). Bien que les images ne soient prises qu'en situation de court-circuit (échantillonnage à $f_{CMT} = 64.5$ Hz) pour éviter des surexpositions trop fortes à cause du plasma d'arc (flash), des clichés en fin de boost peuvent capturer un environnement autour du fil encore chaud (donc blanc sur l'image) et apporter du bruit comme on le voit dans les premières secondes de mesures de la hauteur du bain h_{cor} . Attention, dans le cas ici du premier cordon, on observe la partie **visible** du bain, c'est-à-dire la hauteur du cordon, et non sa hauteur latérale complète évoquée dans la **Fig. 5.5**). En effet, la caméra est ici "affleurante" au substrat.

5.3.1.2 Cadre numérique et justification du domaine de calcul

Dans la présentation du modèle méso **Chapitre 4**, il a été fait mention à de nombreuses reprises de la difficulté numérique (maillage, temps de calcul) d'accéder à des dimensions importantes de domaine. Il devient dans ces conditions impossible de simuler un dépôt de 30 s sur un substrat de $180 \times 60 \times 10$ mm³ de long. Au regard du dimensionnement pas de temps/taille de maille, malgré les optimisations réalisées à notre niveau (cf **Fig. 4.14** p.156), le nombre d'incrémentes grimperait à 60000 et le maillage (déjà insuffisamment raffiné pour un substrat de $80 \times 30 \times 10$ mm³ utilisé dans le **Chapitre 4** en considérant les pertes) pourrait facilement approcher les 5 à 8 millions d'éléments. Il est alors d'autant plus nécessaire de revenir à la

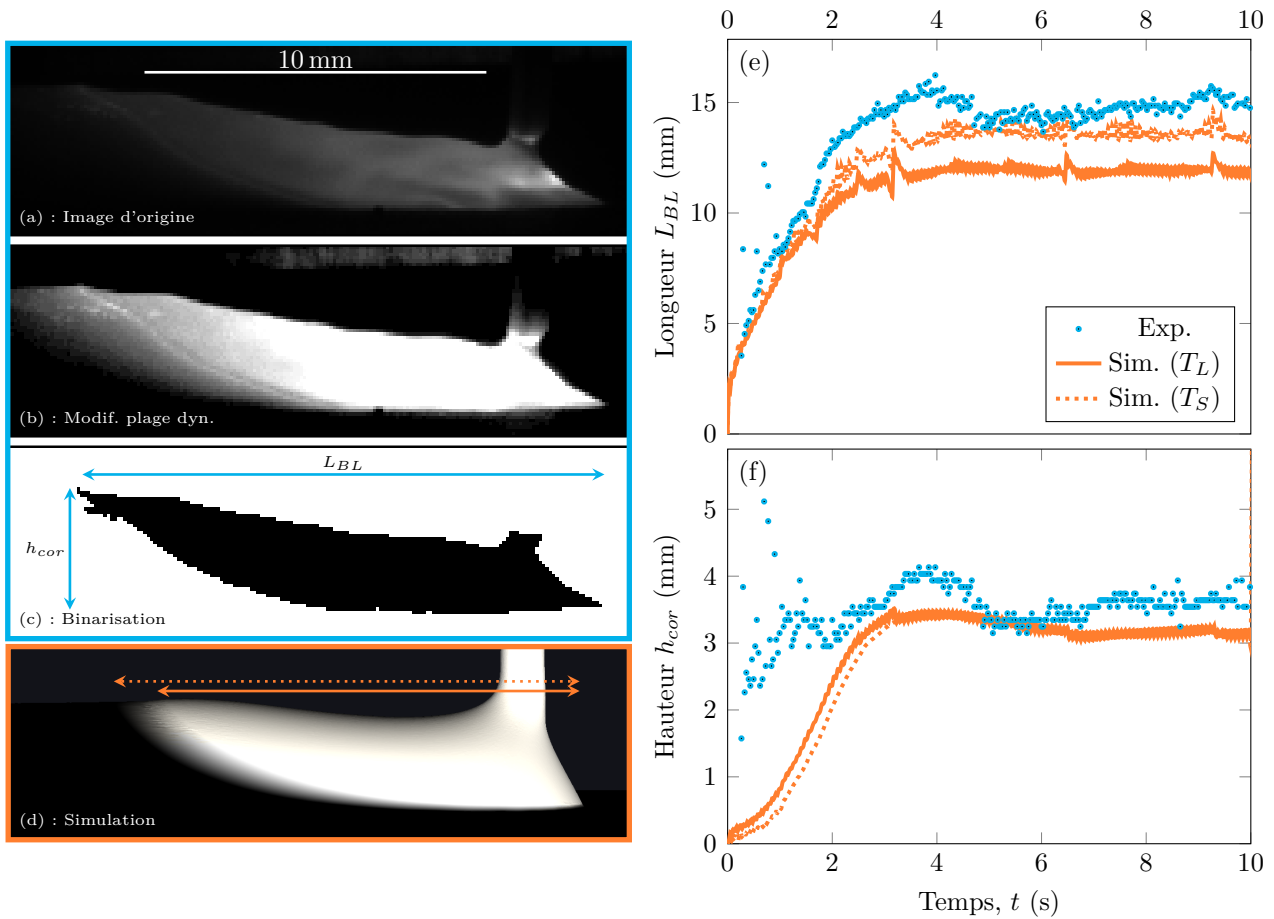


FIGURE 5.14 – Comparaison des dimensions **expérimentales** du bain liquide pour un unique cordon T_0 pour les premières 10s de dépôt avec les résultats **méso** (blanc : $T > T_L$, noir : $T < T_S$). Les images de la première colonne sont à $t = 9.3$ s. L'image en (a) est obtenue par caméra Mako G-030 proche infrarouge par le LMGC, solidaire de la torche. Le niveau de gris ne correspondant pas à une échelle connue de température, l'image est traitée pour étaler sa plage dynamique afin de mieux identifier le bord du bain en (b). Un seuillage binaire est enfin effectué en (c) pour récupérer la hauteur h_{cor} et longueur L_{BL} sur toute la séquence d'image. L'incertitude de mesure sur les bords du bain pousse à mesurer les dimensions complètement liquide (trait **plein**), du tout juste solidifié (**pointillé**), dont les valeurs sont données en (e) et (f). La hauteur est dans l'expérience difficile à traiter puisque le métal fondu - ou des fumées - sont très clairs et faussent le traitement automatique de la séquence d'image, ce qui explique les dispersions jusqu'à $t = 2$ s.

vocation du modèle : décrire le procédé jusqu'à obtenir un état qu'on juge représentatif (i.e. stationnaire) pour être comparé à l'expérience. Dès lors, se focaliser sur un cordon complet n'a plus de sens, et on justifie de ce fait le domaine présenté **Fig. 4.16** (p.158) et **Fig. 5.13** avec un cordon de 50 mm qui est déposé en $t_{dep} = 10$ s. Une vue du dessus du cordon numérique est donnée **Fig. 5.13(c)**, et le régime stationnaire (volume, longueur, hauteur du bain liquide) est considéré atteint après 3 s de dépôt (cf **Fig. 4.20**), c'est-à-dire à 15 mm du point de départ D . Le détail numérique est donné par la suite :

- Les propriétés matériaux sont en tous points similaires au **Chapitre 4** méso, accessibles **Tab.4.3** (p.162).
- Concernant les paramètres du modèle CMT, leurs valeurs correspondent à celles dé-

- taillées **Tab.4.1** (p.153).
- Les paramètres procédés du $T0$ pour le méso ont été donnés **Fig. 4.16** (p.158) et rappelés en début de chapitre.
 - Pour les conditions limites, la valeur du coefficient d'échange thermique sur substrat $h_{sub} = 2000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ a été déterminée en immergeant un domaine de la même dimension que le domaine méso à l'intérieur du modèle macro. Le flux de chaleur sur les premières 10 s a été grossièrement calculé sur les bords de ce domaine immergé, et ramené à une valeur moyenne d'échange convectif. Pour autant, sur un temps de dépôt si court, cette valeur n'a presque aucune influence sur la thermique du bain liquide devant la vitesse d'avancée de la source de chaleur.

5.3.1.3 Comparaison du bain

En état stationnaire, le bain liquide issu de la modélisation est donné dans la **Fig. 5.14(d)** avec une perspective similaire aux photos expérimentales. A nouveau, les niveaux de gris des photos n'étant pas associés à un état connu de la matière dans l'intervalle de solidification, on récupère dans le modèle les dimensions maximales du liquidus T_L (courbes pleines) et du solidus T_S (pointillés). Un très bon accord peut être observé dans l'évolution de la longueur L_{BL} si on considère le bain jusqu'au liquidus (1300°C), en notant la marge d'interprétation sur le traitement de l'image, comme avec l'avancée du liquide en aval de l'électrode. Excepté le bruit en phase d'amorce, la tendance est de même identique pour la hauteur h_{cor} . De façon plus qualitative, la forme du bain est tout à fait bien représentée avec le modèle méso, si nous considérons une capture d'écran juste après le contact de l'électrode.

5.3.1.4 Enregistrement des températures

Les mesures par thermocouples focalisées sur le premier cordon sont présentées dans la **Fig. 5.15**. On s'intéresse dans un premier temps à la valeur mesurée au thermocouple $TckA$: en observant sa position sur le substrat dans la **Fig. 5.13(a)**, on remarque rapidement que c'est le seul thermocouple exploitable pour les dimensions abordées dans le modèle méso (le cordon simulé ne fait que 50 mm). Afin d'étendre cette observation à une mesure plus exhaustive qu'un unique point, on utilise les valeurs thermiques disponibles sur les autres thermocouples, provenant du même monocordon, et des cordons $T0$ en début de mur $T1/T2$ (cf **Fig. 5.2**), dont la base temporelle a été modifiée suivant leur position relative au passage de la torche. Autrement dit, on décale les cycles thermiques à partir du temps de parcours de la torche sur les distances qui séparent les thermocouples, identifiés par Δx_{AC} et Δx_{AB} sur la **Fig. 5.13(a)**, avec

$$t' = t - \underbrace{\Delta x_{AC}/v_{tor}}_{=45/5=9\text{ s}} \quad (5.8)$$

Bien sûr, en utilisant ces points, on fait l'hypothèse que tous les thermocouples sont témoins d'un bain de fusion déjà quasi stationnaire : la torche est au niveau de $TckA$ à 6 s, qui est le temps jugé suffisant pour la stationnarité (cf **Fig. 4.20**). On observe alors un léger décalage dans la montée en température qui pourrait être justifié par un déplacement tardif du robot (amorce stationnaire?). Entre les 4 mesures aux $TckB/TckC$, on remarque sur la **Fig. 5.15** qu'il subsiste des écarts jusqu'à 50°C en température et un décalage temporel de presque 1 s.

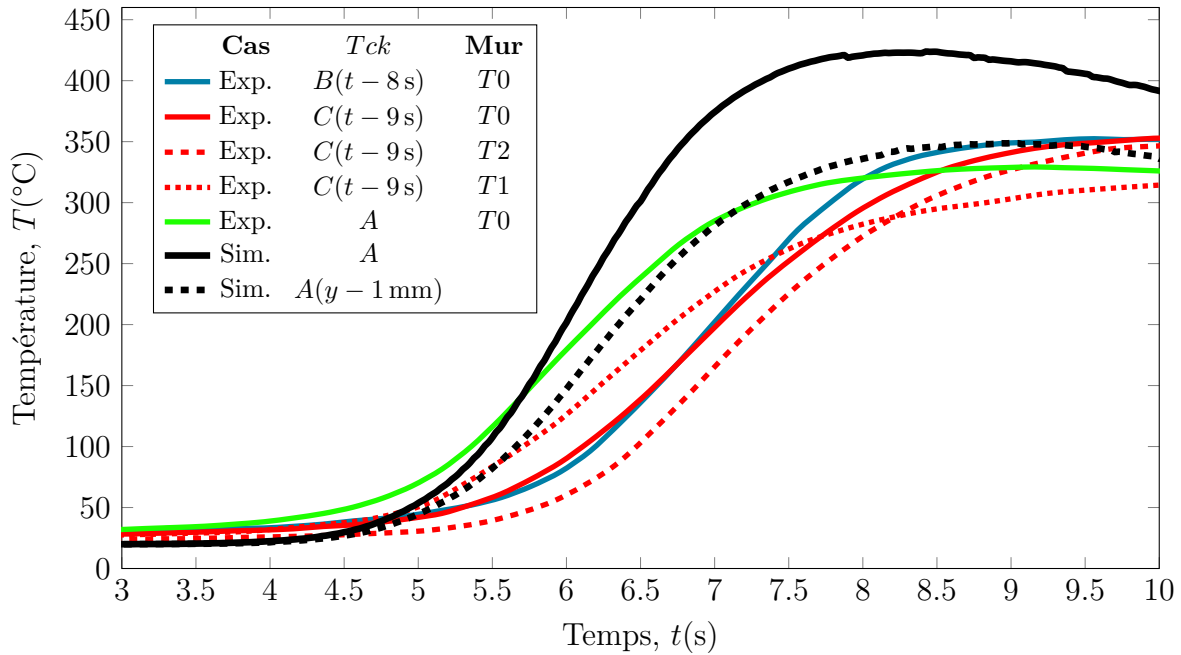


FIGURE 5.15 – Courbes de température pour les 10 premières secondes (temps maximal pour le méso) du cordon déposé avec le jeu de paramètre T_0 , utilisé aussi à la base des murs T_1 et T_2 . Le domaine du modèle méso étant de petite dimension (cf **Fig.** 5.13), on ne peut comparer qu'à la mesure $T_{ck}A$. Pour étendre la discussion à un plus grand jeu de données, on utilise les mesures effectuées expérimentalement au $T_{ck}B$ et $T_{ck}C$ qui sont temporellement recalés d'après l'**Eq.**5.8 et la **Fig.** 5.13. Numériquement, la courbe noire pleine donne la température à la position $T_{ck}A$, tandis que la courbe noire pointillée représente celle en un point écarté de 1 mm de $T_{ck}A$.

La première explication est donnée avec la position des thermocouples : avec un diamètre de 0.5 mm dans un trou de 1.5 mm, une variation de $\Delta_{xy} = \pm 1\text{ mm}$, selon x ou y est possible. Au niveau temporel (sur x), on peut expliquer ainsi un retard de $\Delta_{xy}/v_{tor} = 0.2\text{ s}$. Pour la température, au regard de la proximité du cordon sur y , où le pied arrive en $y = \pm b/2 = \pm 3\text{ mm}$ (ce qu'on verra dans la **Fig.** 5.16), la position relative du capteur est théoriquement à $y_{tck} = 6\text{ mm}$. Une erreur spatiale relative au bord du cordon de $\Delta_{xy}/(y_{tck} - b/2) = 1/3 = 33\%$ peut alors expliquer les 50°C d'écart. On associe de plus ces écarts aux difficultés rencontrées pour souder les thermocouples et atteindre une bonne qualité de contact avec la pâte thermique, ainsi qu'à la protection des thermocouples (les thermocouples voient leur température monter progressivement jusqu'à 40°C bien avant l'arrivée de la torche).

La température obtenue dans la simulation est alors présentée en 2 points : la courbe noire pleine correspond au capteur numérique positionné exactement aux coordonnées annoncées pour $T_{ck}A$. La montée en température se fait légèrement plus tardive, plus franche et atteint 420°C , qui est pratiquement 90°C au dessus du maximum observé dans l'expérience. A la lumière des observations faites sur la reproductibilité des mesures sur les $T_{ck}B/T_{ck}C$, et de la marge d'erreur possible sur les températures expérimentales, on propose d'observer la température numérique à un point éloigné d'1 mm (marge de position du capteur dans son trou) de la trajectoire de la torche, dont la signature est donnée par la courbe noire en pointillés. Le comportement est alors beaucoup plus proche dans la montée en température, mais le début de refroidissement ($t = 8\text{ s}$) est plus important pour le modèle : les pertes avec h_{sub} sont

surdimensionnées pour la fin du calcul. Pour synthétiser :

- Les mesures expérimentales sont à considérer avec précaution. Les différentes températures, bien qu'elles représentent un comportement bien entendu similaire, diffèrent de quelques dizaines de degrés. La précision de leur emplacement par rapport à la trajectoire de torche, la qualité du contact thermique et à leur protection aux radiations peuvent expliquer ces écarts.
- Le modèle numérique est sujet à des variables inconnues, comme le rendement de la torche, ou la valeur des coefficients de pertes thermiques. Ces pertes sont d'ailleurs simplifiées sur la base d'hypothèses fortes : le domaine méso est sous-dimensionné et les pertes exagérées sur ses bords pour modéliser le pompage thermique du substrat.
- La résolution thermo-fluidique du modèle méso peut aussi aboutir à des cordons plus ou moins étalés : un bain liquide plus large va se retrouver rapproché du capteur, qui verra une température plus importante. En l'occurrence, le modèle respectant parfaitement la morphologie du cordon (cf. **Fig.** 5.16), ce point n'est pas pertinent pour les mesures sur $T0$.

5.3.2 Morphologie des cordons solidifiés

5.3.2.1 Scans 3D et mouillage du cordon

Pour accéder à la forme complète du cordon $T0$, deux scans sont réalisés : un scan "grossier" avec une résolution de $330\ \mu\text{m}$ par le ROMER pour accéder à la forme générale, visible **Fig.** 5.13(b), puis un scan précis pour obtenir l'angle de mouillage Θ (cf. **Fig.** 2.3 p.21) avec un ALICONA et une résolution $< 10\ \mu\text{m}$ vers le milieu du mur. Ce dernier est obtenu en tiltant de 45° le substrat pour accéder au pied de cordon d'un côté uniquement. Les détails de cette acquisition sont fournis dans l'**Annexe.A17** (p.239). La **Fig.** 5.16 montre alors la morphologie du cordon $T0$ à partir des coupes effectuées sur les scans, qui sont recalées selon y de façon à ce que chaque profil soit symétrique selon $y = 0$ au tiers de la hauteur. Pour donner une estimation de la régularité du cordon, deux coupes sont effectuées dans une région du cordon stationnaire, mais qui présentent les aspects morphologiques les plus éloignés. Autrement dit, les deux coupes les plus différentes au sein d'une même région sont représentées. Finalement, le scan ROMER présente une résolution très suffisante lorsqu'il est comparé au profil ALICONA pour appréhender le dessus du cordon. Mais le pied de cordon, difficilement accessible, n'est pas correctement capturé avec le scan large, et c'est le profil noir par ALICONA qui sert donc de référence, avec des angles de mouillages de 78 à 93° . On ne s'appuie pas ici sur une valeur moyenne sur toute une section, et nous avons préféré aborder cette comparaison avec ces quelques profils généraux.

Le profil numérique coïncide très bien dans ce cas de cordon $T0$, de par la forme générale et les angles de mouillages (88° vers le début pour se stabiliser à 80°). Les surfaces mesurées au dessus du plan $z = 0$ évoluent entre 14.6 et $16.1\ \text{mm}^2$ pour les coupes expérimentales, et 14.4 et $16.7\ \text{mm}^2$ pour le modèle. Il est ici bien à noter que le modèle considère une masse volumique constante $\rho = 7400\ \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ pour simplifier la résolution mécanique des fluides, mais cette section devrait être considérée avec un retrait de $\simeq 7\%$ ($\rho_{(20^\circ\text{C})} = 8000\ \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$). De plus, la mesure de la surface reste peu pertinente :

- Pour le modèle, on remarque facilement que le cordon est légèrement surélevé du substrat

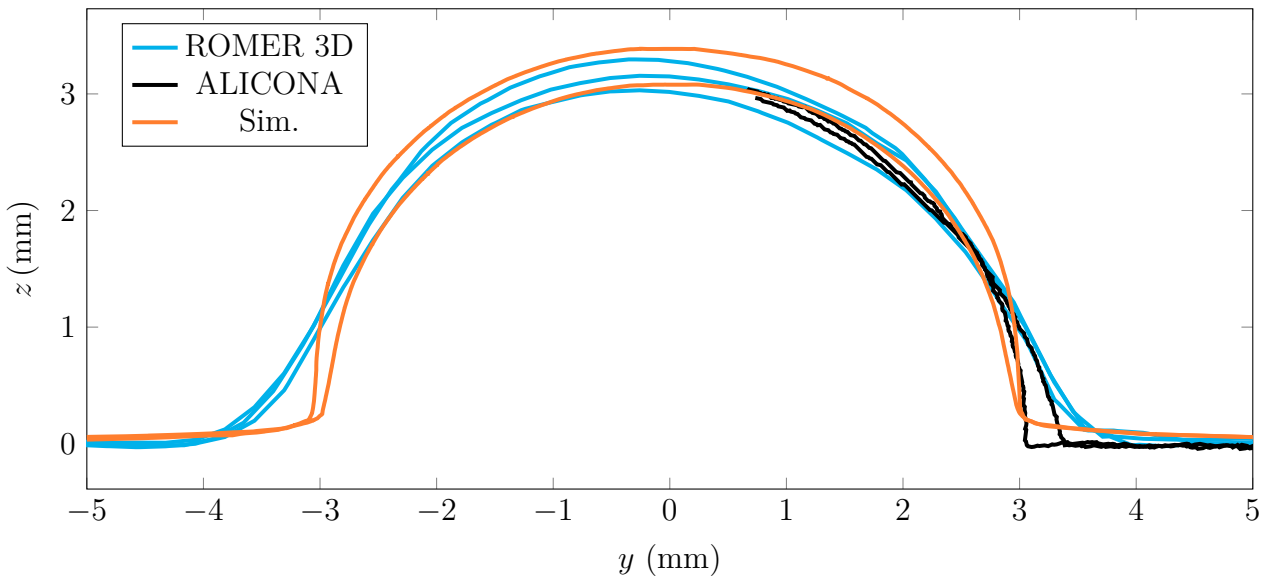


FIGURE 5.16 – Différentes sections extrêmes (plus ou moins larges, et angle de mouillage plus ou moins prononcé) du scan 3D de la Fig. 5.13, puis du pied de cordon issues d'une mesure à très haute résolution par ALICONA (cf Annexe.A17). Ces mesures sont comparées aux profils en région stationnaire du cordon $T0$ du modèle méso.

à cause de la viscosité du métal solide trop faible (même à $1000 \text{ Pa} \cdot \text{s}$, la vitesse de convection de l'interface n'est pas nulle).

- Côté expérimental, ces quelques mesures ne constituent pas un calcul précis d'une section moyenne, qui aurait pu être accessible en connaissant la masse avant/après dépôt du substrat, ou avec un enregistrement de la consigne instantanée du dévideur par exemple. On le rappelle (cf Fig. 2.4 p.23), le dévidage moyen peut différer de presque 20 % par rapport à la valeur de consigne.

Sur ce cas, le modèle fournit tout de même une excellente représentation de la morphologie. Pour autant, il n'est pas possible d'accéder à une comparaison sur la ZAT ou la profondeur du bain, puisque les coupes métallographiques pour le $T0$ n'ont pas pu être effectuées. Deux tests annexes sont alors proposés uniquement pour être comparés à des métallographies.

5.3.2.2 Coupes métallographiques sur cordons annexes

Expliqué précédemment, le monocordon ($T0$) (duquel est issu le scan 3D et les cycles thermiques) n'a pas été accessible pour y effectuer des observations métallographiques. Les seules coupes de monocordons disponibles proviennent d'un set d'impressions tests effectuées au début du projet sur du 316L, qui n'ont pas bénéficié d'une instrumentation, et dont les détails connus sont présentés dans le Tab.5.4 pour les deux cordons modélisés. Ces essais seront nommés $T3$ et $T4$.

Pour les données côté numérique :

- Après des difficultés notables à fondre le substrat/mouiller le cordon numériquement, et en tenant compte de la sous-estimation probable des puissances communiquées expérimentales Note XX (p.188), on se permet sur ces cas d'augmenter arbitrairement la puissance de 33 %.

Nom	Symbole	Unité	$T3$	$T4$
Vitesse d'avance	v_{tor}	$\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$	13.3	4.2
Vitesse dev.	v_D^{nom}	$\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$	161	135
Diamètre fil	\varnothing_F	mm	1	1
Puissance fournie		W	2545	2150
P. utilisée (+30%)	P_{tor}	W	3310	2795

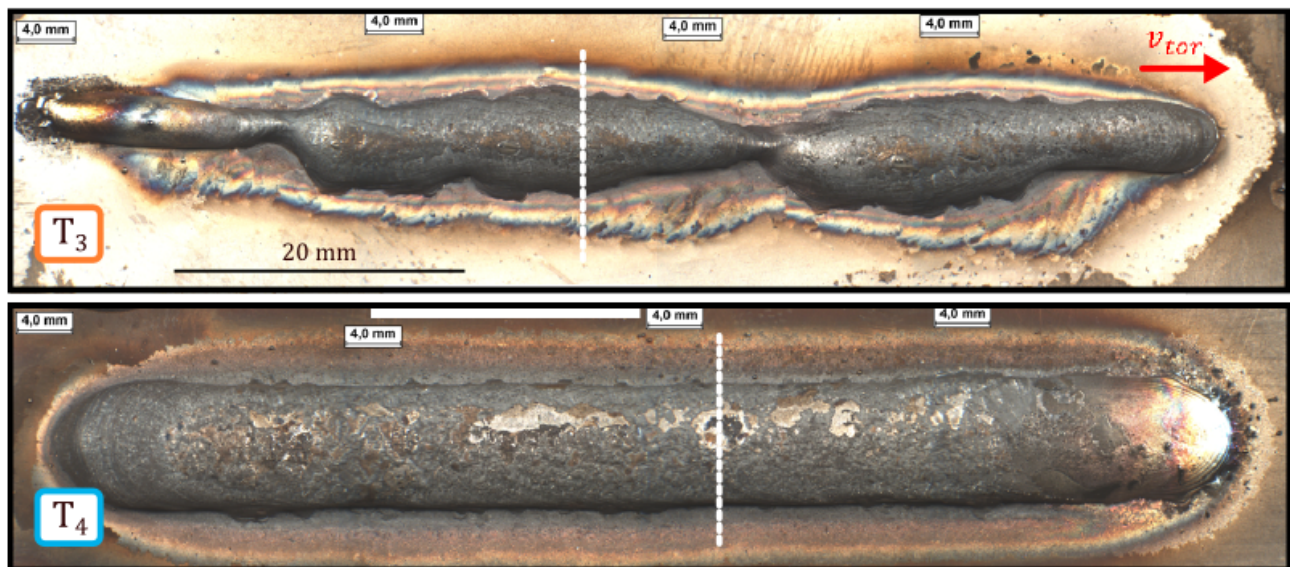
TABLE 5.4 – Jeux de paramètres pour les deux cordons annexes investigués.

- Le fil pour les dépôts $T3$ et $T4$ a un diamètre de $\varnothing_F = 1$ mm et la vitesse dévidage moyenne monte donc jusqu'à $161 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. Pour rappel, avec un fil de diamètre 1.2 mm pour $T0$, la vitesse nominale est de $70 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, soit moins de la moitié. Pour la stabilité du modèle, on doit ajuster la vitesse de retrait du fil de façon à ce que $v_{CMT}^{nom} = v_D^{nom}$, ce qui aide à rompre le capillaire lors de la remontée de l'électrode.
- Avec ces contraintes, les pas de temps sont réduits à $\Delta t = 0.35 \mu\text{s}$, la demi-épaisseur LS est prise à $\varnothing_F/10 = \epsilon = 0.1$ mm et on utilise une fréquence de remaillage/réinitialisation $f_{rei} = f_{rem} = 1$, ce qui augmente le temps de calcul et favorise les pertes de masses.
- Le domaine est quasiment similaire à celui présenté dans la **Section** 5.3.1.2, excepté un substrat de 3 mm d'épaisseur et les pertes sur le substrat limitées avec $h_{sub} = 20 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

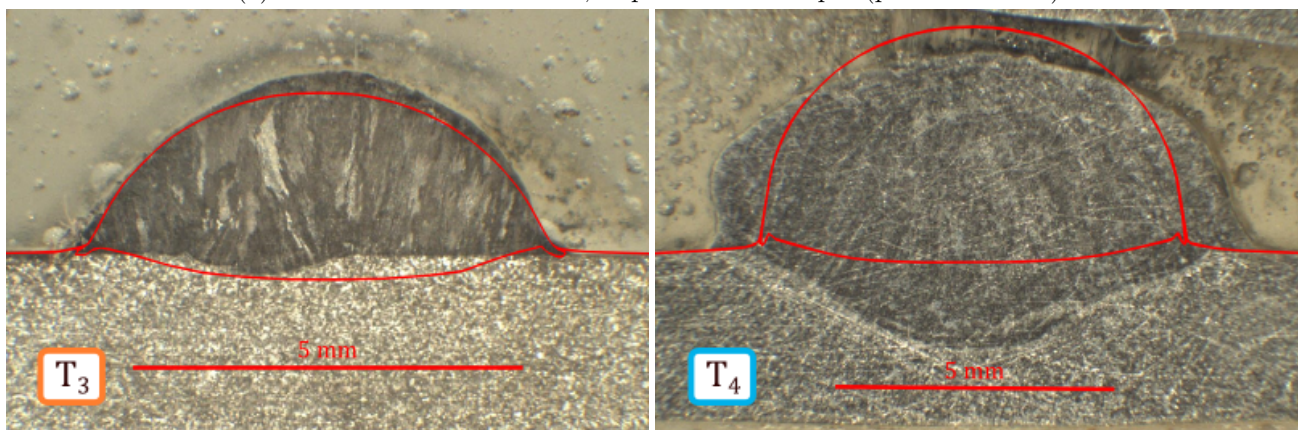
Les deux cordons et leur coupe sont présentés dans la **Fig.** 5.17. Leur oxydation forte est due à la difficulté d'inertage en début du projet. Le cordon $T3$ a été choisi pour comparaison dans le but de voir si le modèle méso pouvait représenter des défauts comme le *balling*, où la fusion n'est pas suffisante par rapport au débit / ou la vitesse d'avancée pour permettre au métal liquide de fondre *a minima* le support pour y adhérer. Le cordon $T4$ a lui été considéré pour sa régularité géométrique. Le modèle, à force d'essais-erreurs sur les points évoqués dans la liste précédente, parvient à fournir deux cordons stabilisés, dont la section et la zone fondue sont superposées en rouge. Pour le $T3$, la section correspond parfaitement, tant sur la section de renforcement que sur la faible pénétration du bain, mais le cordon numérique est parfaitement régulier, et ne représente en aucun cas les effets du *balling*. Concernant le cordon $T4$, le modèle s'écarte de façon conséquente : l'étalement est largement sous-estimé, et la pénétration du bain est quasiment inexistante.

Derrière ces écarts, on identifie les causes les plus probables de la mauvaise prédictibilité du modèle :

- L'oxydation importante et la non-protection du cordon peuvent apporter poussières et suies qui peuvent altérer le comportement de l'arc. Le *balling* du $T3$ dans ces conditions semble alors dû au mauvais établissement de l'arc, en plus d'une énergie linéique faible ($E_{lin} = 0.24 \text{ kJ} \cdot \text{mm}^{-1}$). Le modèle méso ne décrivant pas l'électromagnétisme (dont la modélisation pour accéder à ce niveau de finesse devrait être très particulière!), et étant soumis à des difficultés de mouillabilité sur métal froid (cf **Fig.** 4.17 p.160), n'est ici pas en mesure de capter ce défaut. Il en va de même pour l'absence de prise en compte de la composition du gaz de protection qui peut avoir une influence forte sur la profondeur du bain (cf. **Fig.** 2.5 p.24).
- Au niveau du $T4$, la non prise en compte du point triple semble jouer un rôle conséquent dans l'écart de profil. De plus, en atmosphère non/peu inertée, le caractère tensio-actif



(a) Vue de dessus des cordons, et position des coupes (pointillés blanc)



(b)

(c)

FIGURE 5.17 – Premiers tests de cordons imprimés au début de projet MACCADAM avec $T3$ et $T4$, photos expérimentales en (a) de dessus, et coupes transverses comparées au numérique en (b) et (c). En (a), le jeu de paramètre $T3$ a été testé pour vérifier si le modèle méso pouvait sous ces conditions représenter une adhérence instable, et ce phénomène de *balling*. Le profil modélisé est alors visible en rouge en (b), et semble très bien correspondre à la section étudiée. Cependant, le cordon numérique est bien régulier, dans le prolongement du profil, et ne représente pas de *balling*. Pour $T4$, le modèle présente une section de cordon de valeur quasi identique, mais la largeur ainsi que la profondeur du bain sont tout à fait sous-estimées.

de l'oxygène peut favoriser un coefficient de Marangoni positif sur les premières centaines de degrés au-delà du liquidus. Bien qu'on ait donné l'hypothèse que Marangoni soit une force secondaire dans le CMT, cumulée avec une pression d'arc et le cisaillement du gaz de protection - ces deux dernières forces étant non représentées dans le modèle - ce sont ces phénomènes qui pourraient expliquer l'étalement bien plus important du cordon réel, un angle de mouillage plus important et une profondeur de bain générée par des vortex plongeants, ce qu'on observe dans la coupe expérimentale du $T4$. L'influence non représentée de la composition du gaz peut aussi être avancée (cf. **Fig.** 2.21 p.47).

- De même, l'écart entre les données machines et l'ajustement par le procédé CMT des grandeurs (débit/puissance) utilisées (cf **Fig.** 2.4 p.23), sans instrumentation supplé-

mentaire, rend d'autant plus complexe une conclusion claire.

5.4 Cohérence entre les modèles

La clé de voûte du projet numérique dans MACCADAM est bien de se diriger vers un outil qui représente le comportement du WAAM et ses phénomènes selon une vaste gamme d'échelle, du cordon à la pièce. Cependant, il n'aura pas été possible d'aborder dans cette thèse le couplage entre les deux modèles, compte tenu du temps disponible. La dernière section va s'intéresser à la description relative de chacun des modèles sur des échelles intermédiaires. De ce fait,

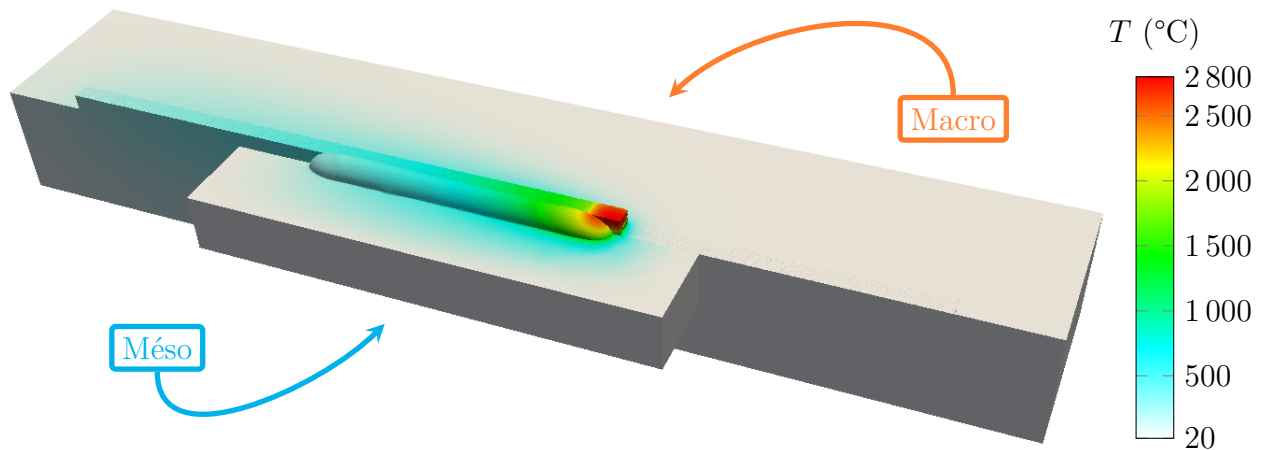


FIGURE 5.18 – Confrontation des deux modèles sur un domaine accessible aux deux : ici le monocordon $T0$, simulé sur un substrat réduit du **mésos** ($80 \times 30 \times 10 \text{ mm}^3$), et un substrat double aux dimensions réelles pour le **macro** ($180 \times 60 \times 10 \text{ mm}^3$). On s'assure dans les deux cas que le bain est en régime établi, c'est-à-dire sur la fin du cordon méso, et après quelques segments dans le modèle macro.

- La question de la cohérence entre les deux modèles est posée : en cas d'absence de confrontation expérimentale, et en estimant que le modèle méso propose une description pertinente du dépôt (en attente de vérification, donc calibrations, surtout sur les profondeurs de bain), peut-on s'appuyer sur ce dernier pour calibrer le modèle macro ? Autrement dit, le modèle macro peut-il être éprouvé avec le modèle méso et être jugé suffisamment représentatif (au niveau thermique) pour décrire les conditions de solidification sur un mur en construction, et se substituer à un couplage ?
- Dans l'approche inverse, et en vue de travaux futurs de couplage, jusqu'à quel point doit-on s'approcher d'une solution avec le modèle macro pour repartir avec un modèle méso ?

Dans cette section, on cherche à voir dans quelle mesure les deux modèles décrivent une situation similaire, accessible à l'intermédiaire des deux échelles. Un unique cordon de soudage sur substrat froid pour chacun des jeux de paramètre $T0$, $T1$ et $T2$ sont alors utilisés. Les conditions sont similaires, mêmes paramètres procédés (cf **Fig.** 5.1), même pertes thermiques sur l'interface métal-gaz ($h_c = 20 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, $\varepsilon = 0.6$), et bien entendu mêmes propriétés de la matière. Sur chacun des monocordons, on se place de façon à atteindre un état stationnaire :

en milieu de mur pour le modèle macro ; à la fin du cordon pour le cas méso. La suite de la section va s'appuyer sur une comparaison côte à côte, comme représenté dans la **Fig.** 5.18. Il est à noter que pour réduire le temps de calcul, les cas méso $T1$ et $T2$ sont relancés à partir du cordon $T0$ à $t = 3$ s.

5.4.1 Champs de température autour du bain liquide

Afin de juger la cohérence entre les deux modèles, on s'intéresse aux phénomènes à la jonction des deux échelles, c'est-à-dire le champ de température dans l'environnement proche du bain : à l'intérieur de celui-ci, c'est la vocation du transfert de matière et chaleur du méso, tandis que la diffusion au sein du substrat complet n'est accessible qu'avec le macro. La **Fig.** 5.19 propose une vue de dessus des cordons, de devant pour la forme du bain liquide et d'une coupe à l'arrière de celui-ci. La plage de température d'intérêt est alors considérée entre le liquidus $T_L = 1452$ °C, et la valeur de $T = 600$ °C, en dessous de laquelle les effets de bord et les conditions de reprise du calcul méso viennent altérer une comparaison propre. On voit d'ailleurs en **Fig.** 5.19(c) que l'isotherme 600 °C est encore contenu dans la zone de reprise du cordon $T0$.

De façon qualitative, l'apport simplifié du macro se ressent directement dans la morphologie "cubique" de son bain liquide, parfaitement visible dans les **Fig.** 5.19(b),(d) et (f), et des isothermes très francs **Fig.** 5.19(a),(c) et (e). Les deux modèles fournissent malgré tout un bon accord sur la dimension des bains liquides, mais surtout étonnamment dans sa profondeur, avec un même profil en vue de devant, la même capacité à pénétrer le substrat pour $T1$ et la même difficulté à le fondre pour $T2$. Ce dernier point peut être estimé dans le cas du soudage CMT où la profondeur de bain reste faible, et expliqué par son caractère purement diffusif (loin des effets *key-hole*) mis en avant dans l'exploitation du modèle méso. Néanmoins, l'incertitude sur la description du fond de bain dans le méso a bien été mise en lumière, et le facteur de forme du bain macro, rendent cette comparaison liquidus à liquidus caduque.

Le décalage dans la position des isothermes le long de $y = 0$ est plus importante pour $T0$ **Fig.** 5.19(a), encore plus pour $T1$ **Fig.** 5.19(c) que pour $T2$ (e). En effet, les premiers dépôts ont avec le modèle macro des volumes critiques (V_{crit} , i.e. volume du segment) nettement supérieurs au cas $T2$ (cf **Tab.** 5.2 p.190). Cette discrétisation plus grossière du temps ($\Delta t \propto V_{crit}$), ajoutée au rapport d'aspect des bains, explique les écarts grandissants dans la position des isothermes. Cependant, ce décalage doit être mis en regard avec la vitesse de torche v_{tor} : une distance de $L = 5$ mm est parcourue en $L/v_{tor} = 1$ s pour $T0$, 0.45 s pour $T1$ et 1.5 s pour $T2$, ce qui explique pourquoi les deux modèles se retrouvent sur ce dernier cas. Concernant les coupes transverses à l'arrière du bain, excepté en toute proximité du bain (en deçà de l'isotherme 1000 °C), la matière est affectée thermiquement de façon identique. Le modèle macro permettrait donc d'accéder à un état thermique représentatif du dépôt en dessous d'une certaine température, ici pour des monocordons en 316L de 1000 °C.

5.4.2 Conditions de solidification

Finalement, pour pousser la comparaison entre les deux modèles, on s'intéresse aux conditions de solidification, pour proposer un élément de réponse concernant l'extension du modèle macro

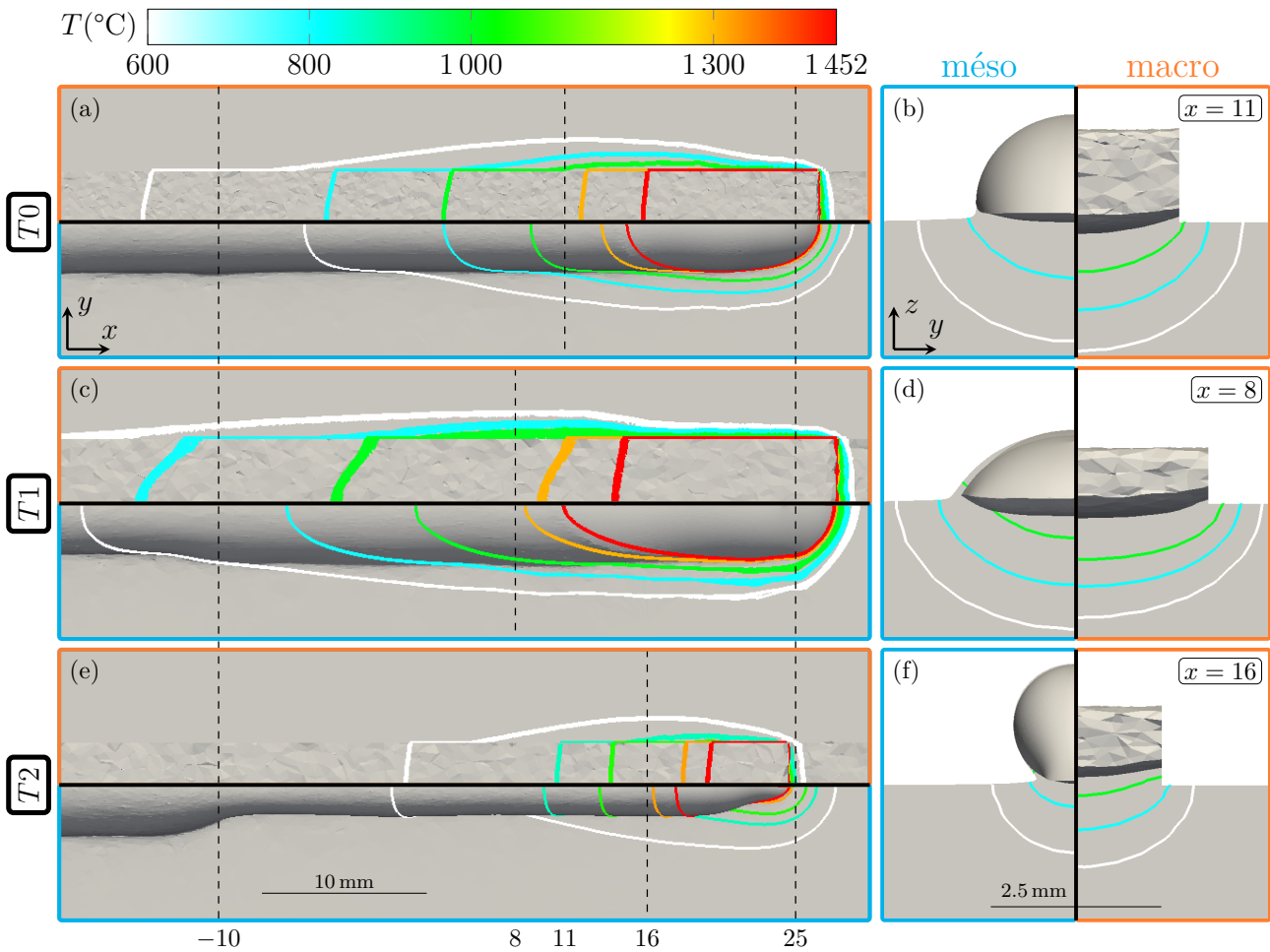


FIGURE 5.19 – Comparaison entre les deux modèles pour 3 monocordons déposés sur substrat froid respectivement avec les jeux T_0 , T_1 et T_2 , avec les isothermes et forme de bain. Les bains sont dans un état jugé stationnaire. Les cadres orange correspondent au modèle **macro**, et ceux bleus pour le modèle **méso**. La première colonne propose une vue de dessus, tandis que la seconde offre une vue de devant.

utilisé directement pour des modélisations de solidification, en vue de couplages microstructures/mécanique. A nouveau, bien que le modèle **méso** doive être soumis à une comparaison poussée sur la profondeur du bain, on lui accorde une certaine crédibilité. Plus que de façon qualitative sur la forme transverse et de dessus des isothermes, ce sont donc les fonds de bain qui sont présentés dans la **Fig. 5.20**. Ici, sans surprise, il est évident que ces conditions ne sont pas similaires entre les deux modèles : le fond du bain est bien plus anguleux dans le cas **macro** (**Fig. 5.20(a)(c) et (e)**) avec l'apport de chaleur par segments, ce qui engendre des gradients orientés significativement de façon verticale dans le fond du bain, et de façon très horizontale dans le haut du cordon, d'autant plus marqué chez T_1 **Fig. 5.20(a)**. La valeur de ces gradients est aussi altérée, sans qu'on puisse dégager de conditions claires de sous ou surestimations d'un modèle sur l'autre. On remarque à nouveau que le cas T_2 semble être celui le plus proche entre les deux échelles (et encore, aucune fusion du substrat n'est observée en **Fig. 5.20(e)**), ce qu'on comprend du fait de sa faible discrétisation temporelle et énergie linéique faible.

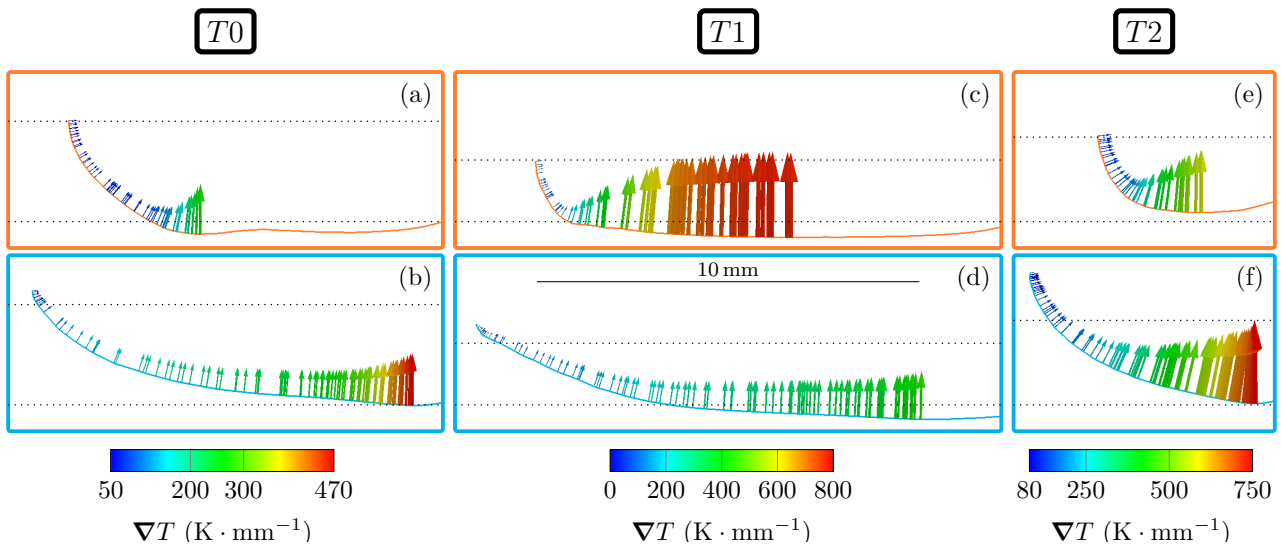


FIGURE 5.20 – Conditions similaires à la Fig. 5.19, avec les modèles *méso* et *macro*. Dans une coupe longitudinale ($y = 0$), les liquidus sont affichés avec les valeurs et directions des gradients de vitesses respectifs. Seuls les gradients pour le liquidus en solidification ($\nabla T_x > 0$) sont affichés.

5.5 Conclusions

Au cours du projet MACCADAM, plusieurs jeux de paramètres d'impression (puissance, vitesse de torche, vitesse de dévidage) ont été retenus pour la qualité morphologique des cordons et murs construits avec. Ce dernier chapitre a concentré toutes les ressources expérimentales jugées adéquates pour mettre à l'épreuve les deux modèles mésoscopique et macroscopique selon leurs capacités respectives :

A l'échelle du bain : la modélisation du cycle CMT a été en premier lieu construite et comparée qualitativement à partir d'enregistrements vidéo haute vitesse dans le **Chapitre 4** sur des alliages de nickel. L'asservissement du procédé apparaît comme parfaitement représenté à travers le modèle *méso*. Néanmoins, les simplifications numériques liées à la viscosité et à la fréquence grandement sous-estimée pourraient éloigner la représentativité du modèle. Les écoulements sont difficiles à confronter à partir des données du projet MACCADAM, et ce sont les dimensions du bain liquide traitées à partir d'images latérales, qui confirment la bonne représentation du modèle *méso*. Ce captage est continué sur les murs en construction, et permet de voir l'évolution de l'accumulation de chaleur sur le bain, auquel est confronté le modèle *macro*. Ce dernier, avec ses transferts grossiers, est limité pour appréhender cette information comme le prouvent les comparaisons numériques *méso/macro*. Au mieux, la zone pâteuse donne un encadrement correct des mesures.

A l'échelle du cordon : dans la continuité du bain, c'est la signature thermique à l'approche et après le passage de la torche qui a été comparée. Les mesures par thermocouples sont recalées pour offrir une comparaison accessible pour les dimensions réduites du modèle *méso*. Malgré une marge d'erreur jugée non négligeable sur les mesures expérimentales pour un cas de cordon unique (position, protection des capteurs ?), on accorde une tendance correcte à la montée en température pour les deux modèles, mais un refroidi-

dissement surestimé en repos interpasses pour le modèle **macro**. De façon *post mortem*, la comparaison de la morphologie obtenue par le modèle **méso** à des scans d'un cordon instrumenté est excellente. Cependant, sans avoir accès à des coupes métallographiques sur ce cordon, le modèle est utilisé pour décrire des cordons non instrumentés (pas de température et marge d'erreur sur les paramètres procédés). Le modèle n'est alors pas en mesure de décrire les défauts, et ne semble pas représentatif de la mouillabilité du cordon, ni de la profondeur du bain. On note au passage la parfaite stabilité du modèle méso au passage dynamique des jeux de dépôt $T0 \rightarrow T1/2$ en $x = -10\text{mm}$ (**Fig. 5.19**). Cette observation est à considérer au regard de travaux comme ceux de Fang et al. [30] pour déterminer des relations empiriques entre les morphologies de cordon et les paramètres procédés. Concernant la compatibilité d'échelles entre les deux modèles, sur le dépôt d'un cordon, les cas testés montrent qu'une discrétisation trop grossière du **macro** peut l'éloigner d'une description thermique au premier ordre, le rendant dans cette configuration actuelle parfaitement inadapté pour simuler des microstructures type automates cellulaires. Ces conditions complexes de croissance générant des structures comme celles du mur $T2$ montrées dans la **Fig. 5.21** ne peuvent être approchées qu'avec une description fine des zones refondues et de l'étalement du bain.

A l'échelle de la pièce : la limitation du modèle **méso** à représenter des cordons superposés s'est imposée avec les contraintes numériques. Dès lors, en l'absence de travaux sur le couplage ou des cordons sur substrat/mur initialement à haute température, cette thèse n'a pu aborder des multi-couches qu'à travers le modèle **macro**. On démontre alors sa capacité à aborder des dépôts de plusieurs heures, avec un nombre limité d'éléments et un modèle de transfert modulable, simple et robuste, pour des temps de résolution industriellement accessibles (Pour les 103 couches de $T1$, thermique seule $t_{res} \simeq 5\text{ h}$, avec mécanique $\simeq 71\text{ h}$). A partir d'outils de dimensionnement proposés dans le **Chapitre 3** pour déterminer les paramètres numériques, les deux murs instrumentés du projet sont modélisés. Une calibration thermique manuelle est alors effectuée à partir des mesures thermocouples. Outre une marge d'erreur possible sur les paramètres procédés communiqués, le modèle **macro** montre bien la sensibilité d'un tel modèle aux conditions limites. Ces dernières sont jugées trop simplifiées, approchées à partir d'une donnée mesurée (température du substrat T_{sub} fixée), et mettent en lumière la difficulté de basculer vers un comportement prédictif d'un modèle grandes échelles. Finalement, plusieurs murs sous différentes conditions d'inertage voient leur substrat scanné pour accéder aux distorsions, conséquence des contraintes résiduelles. L'inertage joue un rôle mineur dans la variation des distorsions, ce qui assure la reproductibilité des déformations et permet l'utilisation d'une plus grande palette de données de comparaison. Pour un, deux cordons, une très bonne cohérence existe sur le cintrage longitudinal, mais le modèle de débridage actuel est mis en cause pour gêner la totalité des déformations (transverses). De même pour les conditions de bridage, avec un substrat double expérimental modélisé comme un substrat "épais et continu", bloqué par le dessous, peu représentatif du contact des brides. Pour les constructions plus importantes, les distorsions sont sous-estimées d'un facteur 3, ce qui dans la littérature est attribué à l'anisotropie générée par les microstructures colonnaires [69], retrouvé dans le mur $T2$ dans la **Fig. 5.21**.

A l'issue de ce chapitre, il apparaît que les deux modèles sont représentatifs des phénomènes dans le cadre qui leur incombe. Cependant, pour avoir des conclusions moins lissées, une approche quantitative est nécessaire, avec des expériences et instrumentations adaptées à chacun des modèles dans un premier temps. En concevant parfaitement les difficultés expérimentales pour caractériser ce type de projet, d'autant plus pour accéder à des mesures quantitatives, on

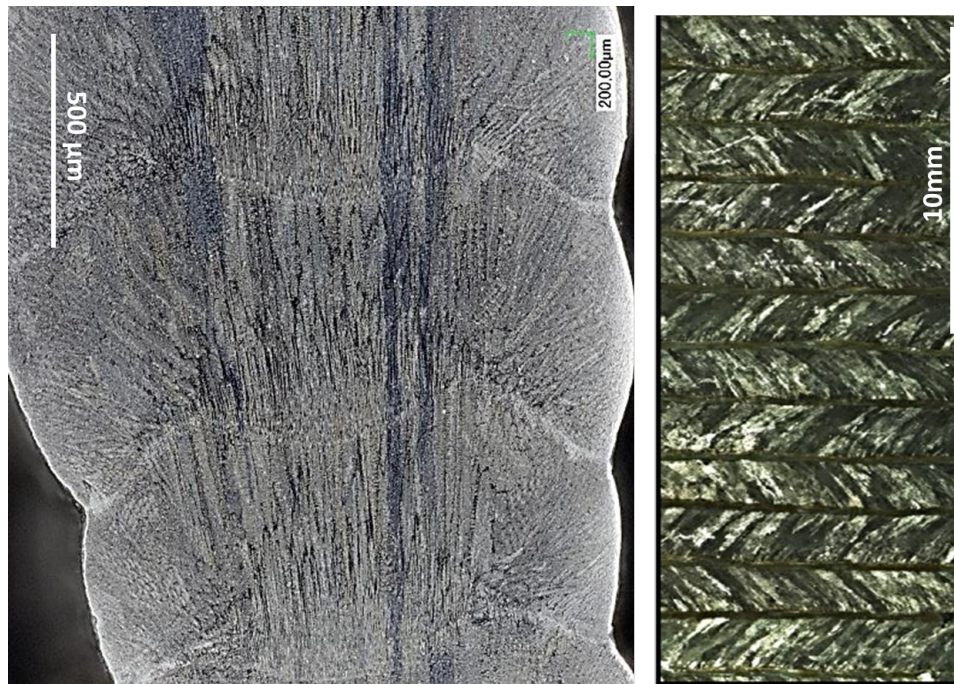


FIGURE 5.21 – Microstructure du mur $T2$ dans (a) une coupe transverse et (b) longitudinale. Alors que la forme de la microstructure longitudinale peut être approchée à l'aide d'un modèle macro bien calibré, dont la forme de bain peut être corrigée ou l'apport de chaleur transmis selon un modèle type Goldak, il est totalement impossible d'apporter une information sur les microstructures transverses visibles en (a), puisque l'étalement du bain, la forme des zones refondues ne peuvent pas être accessibles sans considérer les écoulements. Pour ce type d'information, il est alors absolument nécessaire de se tourner vers des champs thermiques obtenus avec une résolution méso, après une reprise puis extrapolés.

propose néanmoins quelques idées :

- Une vérification systématique du cadre de dépôts : pesage du substrat avant et après dépôt pour le débit moyen, enregistrement des formes d'ondes du procédé.
- Pour éprouver les modèles sur une gamme de paramètres, déposer un cordon unique sur une plaque instrumentée, avec des capteurs positionnés symétriquement de part et d'autre du cordon pour s'assurer de la reproductibilité des mesures, et le long d'une génératrice transverse. De même, pourquoi ne pas mesurer la température sous le substrat/table (avec des types J) pour estimer les flux d'évacuation de la chaleur dans l'environnement proche du substrat ?
- Une caractérisation infrarouge de l'arrière du bain liquide, et plus généralement du refroidissement du mur lors des repos interpasses [58].
- Pour accéder à des déformations *in situ*, on peut imaginer brider le substrat sur un côté façon *cantilever* et mesurer les déplacements en un, deux [175] ou plusieurs [116] capteurs du substrat. La mesure des champs de déformation par corrélation d'image a aussi été étendue au WAAM par Cunha et al. [176].
- De façon plus précise, le recours à une caractérisation par diffraction aux neutrons [22, 73, 123] permettrait de cartographier finement les contraintes résiduelles.

Chapitre 6

Conclusion générale

Les travaux présentés dans ce manuscrit constituent l'aboutissement de la thèse menée au CEMEF sur la modélisation multi-échelles du procédé de fabrication additive WAAM-CMT, inscrit dans le projet ANR MACCADAM. Ce dernier avait pour but de contribuer à la compréhension, à la maîtrise et à la prédiction du procédé. Le WAAM est un process additif basé sur le dépôt de métal par méthode de soudage à l'arc à l'aide de machine outils ou de robots anthropomorphes, permettant ainsi une importante liberté à la construction de pièces complexes. Les deux matériaux de l'étude sont l'alliage de titane TA6V et l'acier inoxydable 316L, bien que les travaux présentés ici ne concernent que le 316L. La méthode de soudage utilisée ici est celle proposée par FRONIUS, nommée CMT, caractérisée par un cycle complexe de dépôt : le dévidage est régi par un asservissement de l'électrode, qui permet des apports d'énergie faible, une grande stabilité et une refonte limitée de la matière de support en comparaison d'autres procédés de soudage. Ces considérations font du CMT un outil idéal pour une utilisation en procédé additif, car elles sont essentielles à la maîtrise du procédé WAAM qui sont inhérentes à la FA : des interactions entre transfert de matière et de chaleur, le comportement du bain de métal liquide, solidification, avec des cycles successifs de dépôts qui accumulent de la chaleur, et génèrent des contraintes résiduelles. Ces phénomènes ont tous leur criticité, sont sensibles aux conditions de fabrication et peuvent aboutir à des défauts rédhibitoires (création de défauts si mauvais établissement de l'arc, effondrement du bain si température du mur trop élevée, déformations qui viennent décaler la surface de support, ...).

La modélisation numérique se présente alors comme un outil complémentaire à une approche expérimentale : en premier lieu, pour décrire et étudier certains des phénomènes évoqués, inaccessibles à une caractérisation ; ensuite, pour aider à dimensionner, anticiper voire prédire le comportement de la matière. Cependant, les contraintes de calcul, liées aux difficultés de résolution de problèmes complexes non linéaires (électromagnétisme, écoulements, thermique, mécanique du solide) rendent impossible une modélisation multi-physique unique pour aborder toutes les échelles de phénomènes. En réponse à cette problématique, le projet de thèse se profile alors sur la justification du développement de deux modèles : un aux petites échelles - dit mésoscopique - pour se concentrer sur les écoulements dans le bain et la formation d'un cordon solidifié ; l'autre - nommé macroscopique - à l'échelle proche d'une pièce industrielle pour appréhender les dépôts de plusieurs dizaines à centaines de couches générant les cycles thermo-mécaniques. Ces modèles s'appuient sur les compétences et outils numériques disponibles au CEMEF pour aborder les procédés de solidification rapide, soudage et LPBF. Ce manuscrit a

été structuré de la façon décrite ci-après. En complément, un résumé des principaux résultats est proposé :

Chapitre 2, l'état de l'art : un tour d'horizon décrit le procédé, puis les interactions couplées des phénomènes à différentes échelles, qu'on retrouve plus généralement dans les procédés de FA :

- Le procédé CMT dérive des procédés de soudage par arc à électrode fusible, mais diffère par un asservissement complexe qui permet un transfert de métal directement dans le bain liquide, limitant les projections et fournissant des dépôts réguliers.
- Le transfert de matière et de chaleur, l'environnement et les propriétés matériaux conditionnent la morphologie du bain de métal fondu, c'est-à-dire son adhésion à la couche précédente ainsi que sa section, cruciaux pour déterminer les sections utiles des pièces après usinage dans une approche *near net shape*.
- La solidification de ce bain dans les zones refondues et renforcées génère des microstructures particulières, en majorité colonnaires. Néanmoins, les paramètres d'impression à travers les stratégies de dépôts influencent l'accumulation de chaleur, donc les morphologies de bain et les conditions de solidification. La nécessité d'assurer à chaque cordon une bonne qualité se justifie par le concept de "maillon faible" : si une couche est ratée, effondrée, décalée, c'est toute la qualité de la pièce qui est affectée. Dépendant du retrait et des singularités géométriques, les concentrations de contraintes peuvent de plus générer des sites d'initiation de fissures.
- Les cycles de dépôts successifs entraînent des dilatations/rétractations et créent des contraintes résiduelles. Ces états peuvent engendrer des déformations hors plan difficiles à appréhender avec des trajectoires-outils pré-définies de la torche, mais surtout être suffisamment importantes (surtout dans le cas du 316L) pour entraîner des défauts critiques (fissures, casse des brides, ...). L'accumulation de chaleur, en baissant les seuils de plasticité et couplée à des transformations allotropiques du métal, peut selon les alliages modifier l'état de contraintes résiduelles.

A l'intersection des problématiques de fabrication additive et de soudage, la modélisation numérique du WAAM aborde ces phénomènes selon plusieurs familles d'outils, très souvent séparées selon les dimensions d'intérêt :

- La description du plasma d'arc, de la fusion de l'électrode et du détachement implique nécessairement une résolution de l'électromagnétisme pour représenter : les sources de chaleur par effet Joule ; la compétition entre les forces de Lorentz et la gravité pour décrire les transitions entre type de transfert de soudage ; l'influence des gaz de protection sur les flux de chaleur ; Ces modèles, soumis à des discrétisations spatiales et temporelles extrêmement fines, se restreignent à quelques cycles tout au plus.
- En transition vers les écoulements, le détachement et l'impact des gouttes dans le bain liquide sur le transport de chaleur repose sur un suivi d'interface précis, qui puisse décrire correctement le transfert de masse, les forces de tensions superficielles/Marangoni, la gravité, la pression d'arc, ... Certains modèles, simplifiés avec des apports équivalents et lissés, permettent d'accéder à des cordons de plusieurs centimètres et de simuler des microstructures.
- Finalement, à l'aide de logiciels commerciaux plus accessibles, les modèles pour des échelles d'intérêt industriel sont dénués de résolution fluide. La simulation de nombreux dépôts sur des plages de temps de plusieurs heures est très sensible aux conditions limites des pertes thermiques, ce qui impose des calibrations systématiques avec l'expérience, avant de donner des résultats mécaniques. Un effort significatif est donné sur

les méthodes d'optimisation du temps de calcul, de la gestion poussée du maillage à discrétisation temporelle élargie, jusqu'à des outils se passant de résolution mécanique en extrapolant judicieusement des champs de contraintes. Autrement dit, les modèles doivent aller plus vite sur des pièces plus grandes et plus complexes, et sont utilisés pour dimensionner des stratégies de dépôts (trajectoires, refroidissements actifs ou passifs).

Chapitre 3, modèle macroscopique. L'objectif visé avec ce modèle est de fournir des informations thermo-mécaniques à l'échelle de la pièce, pour décrire plusieurs dizaines à centaines de dépôts. Inspiré des travaux de Zhang et al. [135] au CEMEF sur le LPBF, le modèle macro s'appuie sur la méthode utilisée en littérature des éléments neutralisés (*quiet elements method*). Le domaine de calcul représente la pièce finale, mais est initialement considéré comme du gaz. Le transfert de matière se fait par la substitution des propriétés du gaz par celles du métal au passage de la torche le long de la trajectoire. Pour apporter la chaleur, des modèles de sources équivalente (Goldak) sont utilisées communément dans la littérature et leurs paramètres géométriques sont ajustés selon des calibrations basées sur les dimensions de la zone fondue.

L'apport de cette thèse à cette échelle réside donc dans la simplification encore poussée de ces transferts : l'ajout de matière est encore discrétisé à l'aide de l'outil développé *SsfCordon* en segments de matières aux dimensions paramétrées. La puissance y est répartie de façon uniforme. De plus, chaque cordon est considéré avec ses paramètres de dépôts propres, sa trajectoire et son temps de repos. Ainsi, un unique paramètre géométrique, le volume critique V_{crit} , est utilisé pour contrôler un dépôt qui peut prendre des formes tout à fait complexes. Un remaillage adaptatif est effectué uniquement pour encadrer chaque dépôt, et est déraffiné à mesure de la construction. Une métrique facilement modulable permet de décrire des murs de plusieurs dizaines de centimètres avec seulement quelques centaines de milliers d'éléments.

Le modèle est testé sur un cas simple : des corrections sont effectuées par rapport aux méthodes d'origines ; l'écart sur la conservation d'énergie diminue linéairement avec la qualité du maillage, mais reste néanmoins parfaitement limité ; le volume critique peut être utilisé pour jouer sur la précision du modèle, la discrétisation temporelle et le contrôle des températures dans le bain. Le comportement mécanique est observé avec deux lois de comportement, multiplicative et additive avec respectivement un seuil de plasticité constant et dynamique à l'écrouissage. Pour un cas de mur débridé, la différence dans la relaxation aux lois est visible pour un cordon unique. Néanmoins, aucune différence n'est observée pour un mur avec forte accumulation de chaleur : les écarts entre les lois sont négligeables devant les faibles valeurs des seuils de plasticité à haute température.

Le modèle est donc parfaitement adapté à une prise en main rapide, accessible, sur des morphologies complexes. Des outils d'aide au dimensionnement des paramètres numériques sont proposés tout au long du chapitre.

Chapitre 4, modèle mésoscopique. La portée de ce modèle réside dans sa description du procédé CMT, dans le but de déterminer son influence sur le transport d'énergie et matière dans le bain, et donc, sur la morphologie résultante des cordons. Cette direction est justifiée d'une part à cause du caractère critique du contrôle du dépôt où un défaut/mauvaise adhérence peut être rédhibitoire, ou au moins difficilement récupérable ; de l'autre parce que le CMT n'a à notre connaissance été modélisé dans une approche 3D multiphysique qu'une seule fois par Cadiou [81]. Celui-ci a montré la faisabilité de la simulation et a invité à continuer à détailler

le procédé, en mettant en avant les hypothèses auxquelles il a été confronté dans une résolution complète. La forme (section, mouillage, profondeur du bain) est donc totalement dépendante du transfert. Le modèle méso s'appuie sur les développements au CEMEF entre autres de Desmaison pour le soudage [108], la simulation de la tension superficielle de Chen [109] et la description multiphasique de Saad [137].

Les modèles de transfert disponibles sont alors considérés comme trop lissés pour percevoir la complexité du procédé CMT. On propose alors de simuler d'une part un apport explicite de la matière en développant l'outil *ISTransWeldFilApportMatiere* : des conditions limites de dévidage sont imposées dans un cylindre ; ce cylindre peut être déplacé dans n'importe quelle direction indépendamment du dévidage. Alors que la résolution électromagnétique n'est pas résolue, il est impossible de déterminer l'état de court-circuit (contact) qui permet d'asservir le dévidage du fil en réalité. Un radar géométrique est donc construit pour se substituer à cette résolution. Finalement, à partir d'un bilan d'énergie duquel est déduit une enthalpie de débit de matière fondue, le plasma est distribué de façon cyclique à la manière des boosts réels.

Le méso, confronté qualitativement à des enregistrements proposés par l'entreprise CAVITAR, représente parfaitement l'asservissement cinématique du procédé. Néanmoins :

- Des hypothèses fortes sont faites, entre autres : pas d'électromagnétisme (pas de source par effet Joule ni forces de Lorentz) ; la pression d'arc n'est pas considérée en première approche ; la viscosité est augmentée ($\times 15$) pour stabiliser la résolution NS ; la fréquence du procédé f_{CMT} est diminuée ($\times 0.2$) pour les mêmes raisons ; la tension de surface est considérée linéairement dépendante en température (i.e. coefficient de Marangoni constant).
- La finesse du maillage est un élément absolument critique dans ce modèle. Les pertes de masse sont en majorité liées à la réinitialisation topologique de l'interface (outil *DRT*) qui se retrouve convectée hors de zones maillées finement. Et ce, malgré un travail conséquent sur la gestion du maillage. Pourtant, un outil de dimensionnement du maillage pour limiter ces pertes a été développé, mais les dimensions conseillées étaient inadaptées aux contraintes de temps de calcul du modèle, déjà très longs.
- Le modèle est particulièrement instable. Les nombreux paramètres qui le composent, sa dépendance immédiate à la qualité de l'interface, le rendent délicat à piloter.

Une discussion est alors engagée quant à l'influence des forces de Marangoni, qui jouent un rôle conséquent dans la modélisation. Mais les hypothèses sur la viscosité et la fréquence amènent à penser que cette force reste mineure dans le CMT, qui serait régi essentiellement par la tension superficielle et la physique du point triple en bord de bain. Concernant les conditions de solidification, les résultats du modèle méso sont presque similaires à ceux obtenus avec le modèle de cavité/plasma moyenné issu de la thèse de Desmaison [83], ce dernier ayant des temps de calculs plus réduits (-70%). En attente d'une comparaison plus poussée, ceci invite à reconsidérer l'objectif de chacun des modèles : modèle méso par CMT explicite ou cavité équivalente ?

Chapitre 5, comparaisons expérimentales. Les modèles sont confrontés aux données recueillies sous différentes formes. La première partie du chapitre présente le cadre : banc d'impression, environnement de dépôt et caractéristiques des murs et cordons construits. Bien qu'on se restreigne à 3 jeux de paramètres, dont deux sont utilisés pour des murs "complémentaires" (l'un énergétique, l'autre froid), la grande variété de données expérimentales (forme d'onde du CMT, cycles thermiques, images, scans 3D du dessus, dessous, ...) s'étale sur des cas non instrumentés de façon systématique. Construire un fil conducteur sans partir d'un unique cas

parfaitement cadré devient dès lors complexe compte tenu des conclusions très lissées "au regard des marges d'erreur". En changeant ce point de vue, on peut à l'inverse se féliciter d'avoir pu bénéficier d'une palette d'informations, ce qui m'aura poussé à les exploiter au mieux pour faire parler les modèles, et ce qui s'inscrit parfaitement dans un projet à vocation de comparaison qualitative entre numérique et expérimental. Au travers du nombre d'informations à tirer de ces expériences, on se rend alors bien compte de la complexité de caractériser ce type de procédés.

Ensuite, les modèles sont mis à l'épreuve. Ils sont en mesure de fournir des comparaisons en bonne cohérence avec l'expérience, tant qu'ils demeurent en accord avec les objectifs/limites de chacun. On note que

- le modèle méso décrit correctement l'asservissement cinématique du procédé. Confronté à de l'imagerie, les dimensions de bain sont similaires, les réponses en température correctes en prenant des libertés d'interprétation, et les scans des cordons semblent très bien correspondre. Néanmoins sur d'autre cas, encore sous le signe de flous des conditions expérimentales, les coupes métallographiques révèlent des limites claires : la profondeur du bain et l'angle de mouillage ne sont pas encore correctement représentés. La physique du point triple, un Marangoni constant ainsi que l'omission de la pression d'arc sont les premiers facteurs évoqués.
- le modèle macro reste très dépendant de paramètres d'ajustement pour décrire un procédé long, en premier l'augmentation de la conductivité et les coefficients de pertes thermiques. Après calage, des solutions thermiques convaincantes sont retenues pour les deux murs. Les déformations longitudinales du substrat sont en première approche bien représentées pour un à deux cordons, mais le cintrage latéral comporte des lacunes. Étendu à des murs, le cintrage est largement sous-estimé. La mécanique isotrope et le modèle simplifié de bridage/débridage sont avancés pour expliquer ces écarts.
- Finalement, la cohérence entre les modèles est testée sur des cas de monocordons. En attente d'une étude quantitative, on accorde tout de même une certaine pertinence au modèle méso, qui sert de référence. Le modèle macro avec la discrétisation forte des segments compromet définitivement son utilisation pour décrire le bain liquide, ou des informations liées à la solidification. Néanmoins, à mesure que la diffusion thermique lisse le champ de température, ici sous l'isotherme de 1000 °C, les deux modèles proposent une information thermique cohérente. En dessous de 600 °C, les effets de bords (pas le même domaine de calcul) ne sont plus négligeables. Les écarts sont d'autant plus réduits pour le dépôt peu énergétique et fortement discrétisé (T^2). Il en ressort que les deux modèles peuvent communiquer aujourd'hui sur des cas à l'intersection des deux échelles.

Ces observations mettent en lumière un travail engagé dans la bonne voie, mais qui présente aujourd'hui de nombreuses limites à une description complète et précise du procédé. Les conclusions tirées à l'issue de chacun des chapitres sont donc généralisées et accompagnées des préconisations suivantes :

- La dépendance du numérique aux propriétés matériaux n'est pas à démontrer. De la tension de surface en milieu oxydant ou le comportement mécanique anisotrope en fluage, la gamme de caractérisation est très étendue et difficile à mettre en oeuvre dans la pluralité des sollicitations de la matière. Mais dépasser le stade de la comparaison quantitative se fera aussi sur ce point. A défaut de caractérisation directe, quels outils numériques pourraient apporter des informations (par exemple, le changement de phase allotropique généré par le traitement thermique de la torche elle-même) ?
- Le degré de précision des solveurs utilisés. Dans la continuité des propriétés matériaux, les outils numériques doivent être capables de les représenter. La description de la tension

de surface en méso devrait s'étendre à la physique du point triple, et les comportements anisotropes à des solveurs éponymes.

- La portée des hypothèses physiques faites. Il est invité à considérer en premier lieu le problème par analyse dimensionnelle, physique, comparativement à un modèle au premier ordre, avant d'utiliser des outils complexes et nécessitant un investissement de temps/énergie sans avoir de recul. La discussion sur les forces de Marangoni (**Section 4.6.4.1**) effectuée en début de projet - avec l'observation de la stabilité du procédé - aurait peut-être poussé à s'intéresser en priorité au point triple pour cibler les rugosités intercordons. Idem pour la diffusion de la chaleur en fonction des pas de temps/taille de segments du modèle macro. A l'issue des observations sur la viscosité, une description aussi poussée du mécanisme CMT serait plus pertinente avec des propriétés nominales (donc pas de temps diminués) sur uniquement quelques cycles.
- Les connaissances des limites des outils utilisés : juger de la pertinence et des limites des modèles purement numériques. Similairement, dimensionner un modèle au regard des contraintes numériques (dépendance au maillage par CFL ou suivi/description d'interface, stabilité pour la plage de condition abordée, mémoire, parallélisme, ...)
- Une communication renforcée entre les capacités et attentes du monde expérimental et numérique. Sur le projet MACCADAM, je vois la thèse (et mon travail), comme en retard sur le planning : avec une prise de recul plus ample au début des premières campagnes, il aurait été possible de formuler des demandes et précisions (instrumentation adaptée à chacun des modèles sur des cas simples) plus adaptées.

A ce stade de l'avancée du projet, la frontière commune entre les deux modèles est établie, mais leur utilisation couplée n'a pas été mise en oeuvre. Dès lors, un pan entier du projet, tourné vers la caractérisation des murs complets (coupes métallographiques **Fig. 5.21**, scans latéraux, mesure de rugosité inter-cordons), demeurent inaccessibles aux modèles actuels. Tant que le modèle méso n'aura pas été sollicité dans une approche qualitative sur un cas d'un simple cordon, il nous sera apparu peu pertinent de se lancer à tout prix dans une démarche de cordons superposés. Que les modèles méso et macro soient couplés ou découplés, diverses suggestions apparaissent à la suite.

6.1 Perspectives

Finalement, l'un des objectifs initiaux du projet était la réalisation d'un couplage multi-échelles, qui n'a pas pu aboutir compte tenu de l'accessibilité initiale aux outils, la transversalité du projet et enfin la volonté de vouloir déjà décrire les capacités et limites de chacun des modèles séparément. Dans cette continuité, on propose alors un petit aperçu de ce qui a pu être réalisé en parallèle avec les modèles, et sortir un peu de l'orthodoxie du cordon régulier et du mur en aller-retours pour imaginer comment utiliser ces modèles pour des contraintes plus réalistes ! Des pistes sont aussi proposées pour chaque échelle de résolution.

6.1.1 Cas complexe $n^{\circ}1$: rebroussement

Les contraintes robotiques peuvent amener à réduire la vitesse de déplacement de la torche dans les zones de fortes courbures, afin de limiter les accélérations trop importantes. La vitesse

de déplacement est donc diminuée, et Li et al. [177] indiquent dans ce cas un problème récurrent qui conduit souvent à des accumulations de matière. L'équipe propose alors une stratégie de limitation du dévidage pour diminuer la hauteur de la matière dans les angles, qui s'accumule au fil de la construction. Leur résultat conduit à deux objets aux trajectoires complexes visibles en **Fig. 6.1**, avec et sans correction.

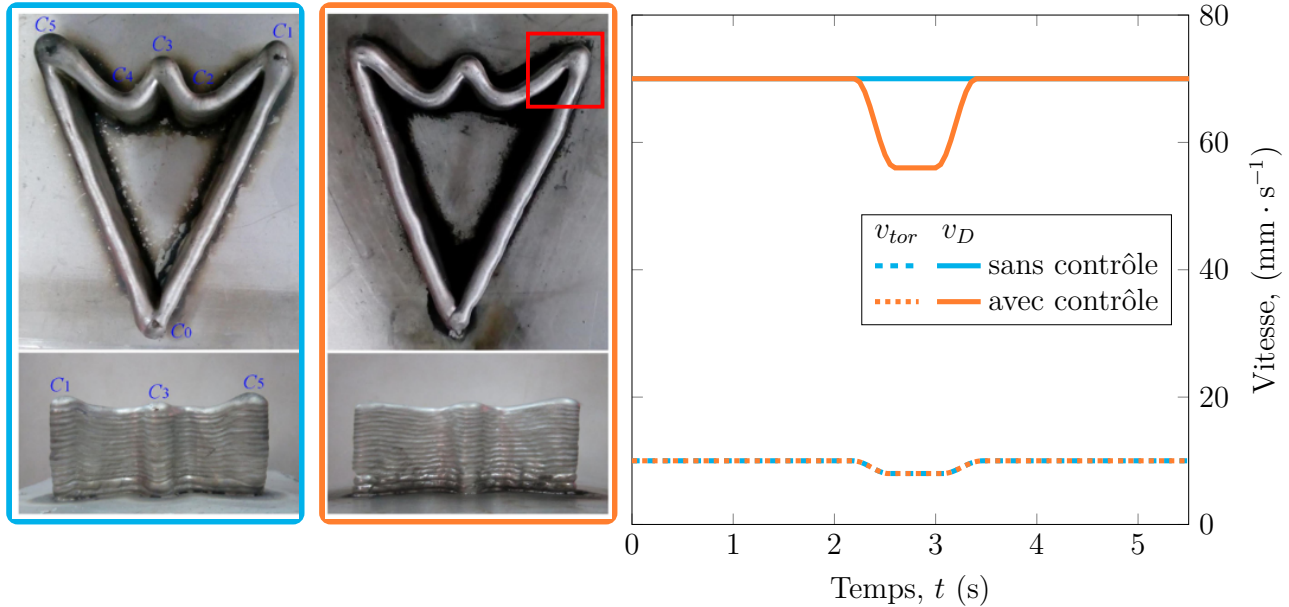


FIGURE 6.1 – Trajectoire avec points de rebroussement sur une pièce de ≈ 8 cm. Étude effectuée par Li et al. [177]. La zone de très forte courbure mise en évidence en rouge impose au robot des accélérations importantes, qui sont limitées par le constructeur. La vitesse de déplacement de la torche est alors réduite.

Typiquement, le modèle méso pourrait alors convenir pour déterminer comment jouer sur les paramètres dans un cadre industriel contraint. A partir des jeux de vitesse de déplacement v_{tor} similaire et réduite pendant le virage, et du dévidage v_D , qui est diminué dans un cas, le tronçon a été modélisé et visible dans la **Fig. 6.2**. Les cotes sont affichées sur le dessus, et la différence de $220 \mu\text{m}$ deviendrait dérangeante dans la fabrication d'une pièce de plusieurs dizaines à centaines de couches.

De façon plus formelle, nous proposons les directions qui nous semblent pertinentes pour le modèle méso :

Numérique : si le but du modèle est d'obtenir des informations plus précises dans le bain, alors l'utilisation de viscosités et fréquences du procédé nominales doit être considérée pour se démarquer du modèle simplifié d'apport par cavité, entraînant malheureusement une complexification numérique et des ressources en calcul supplémentaires. En ce sens, à défaut d'une résolution électromagnétique qui augmenterait encore la complexité, la description des formes d'ondes courant-tension pour calculer une puissance permettrait de sortir du cadre de puissance moyenne imposée. De même, pouvoir proposer une pondération du flux de chaleur en fonction de la composition du gaz (cf. **Fig. 2.21** p.47) pourrait permettre au modèle de prendre en compte des conditions de dépôts plus réalistes. Ainsi, un pas pourrait être franchi en direction du statut prédictif du modèle.

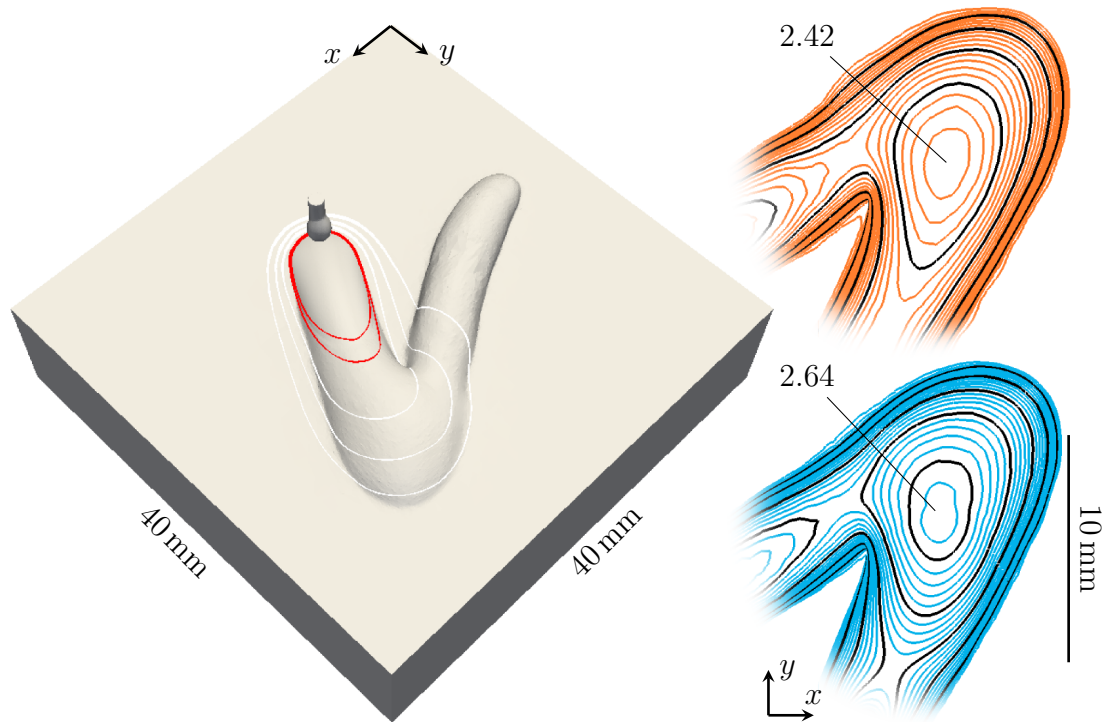


FIGURE 6.2 – Cordon représentatif d'un tronçon de trajectoire complexe avec les isothermes, et à droite les cotes d'altitude dans l'angle pour le cas **avec** et **sans** correction de dévidage

Au contraire, pour aborder des multipasses, un retour au modèle par cavité est conseillé. Celui-ci doit pourtant s'appuyer sur la remarque suivante qui concerne aussi le modèle méso : la prise en compte de la tension de surface par CSF doit être améliorée pour tenir compte d'une dépendance non-linéaire avec la température, bien que les effets de Marangoni n'aient pas été considérés comme dominants dans le procédé CMT. C'est surtout l'extension à la physique du point triple (solide-liquide-gaz) pour accéder à l'angle de contact du bain liquide qui semble essentielle pour décrire les morphologies des bains lors des dépôts consécutifs. D'autre part, au coeur des problèmes de conservation de masse, un effort doit être apporté sur l'interface Level Set - sa réinitialisation - ainsi que sa dépendance au maillage.

Validation : le modèle méso doit être mis à l'épreuve pour une gamme variée de conditions de dépôts. On pensera à d'autres matériaux, à des débits, formes d'ondes et vitesse de déplacement variés, testés sur des temps uniquement nécessaires à l'établissement d'un état stationnaire. Il serait alors intéressant de pouvoir dégager des abaques de morphologies selon différentes conditions opératoires [30].

Extensions à d'autres phénomènes : la prise en compte de la pression d'arc semble facilement réalisable, et pourrait apporter une influence supplémentaire à la profondeur du bain. Ensuite, la microstructure pourrait être modélisée, que ce soit pour obtenir des abaques numériques et les lier aux paramètres procédés, pour sélectionner les jeux optimaux, ou en vue de prendre en compte son influence sur la mécanique du solide, avec des comportements anisotropes. D'autre part, pouvoir considérer des mécanismes de fissuration à chaud pourrait permettre d'identifier les paramètres procédés les plus influents sur ce type de défauts. Pour ces différents cas, ce sera surtout dans une utilisation couplée à une échelle macroscopique que la modélisation de ces phénomènes prendra

tout son intérêt.

6.1.2 Cas complexe $n^{\circ}2$: tube

En livrable de cette thèse, le modèle macro peut être confronté à des cas plus complexes que des murs aller-retours, et sur tout autre type de dépôt par fil, que ce soit du WLAM ou WAAM-TIG. En sachant que les phases d'arrêts et reprises peuvent entraîner de sérieux effets de bords dans la réalisation d'une pièce, l'équipe de Diourté et al. [33] propose une méthode pour construire sans interruption avec un dépôt continu, appelé (*Continuous Three-dimensional Path Planning*). Alors que l'étude porte sur une tubulure complexe d'une vingtaine de centimètres de diamètre, on se restreint à un tube régulier et on utilise les paramètres d'impression proposés dans l'article. Un tube de 10 cm de diamètre est alors modélisé sur une trentaine de couches, sans interruption. Le modèle macro étant construit en approche 2.5D avec son maillage adaptatif par couche, on considère le dépôt continu en fixant un repos interpasse nul pour chaque cordon circulaire. Ce type de cas permettrait d'estimer à quel moment la stationnarité thermique est atteinte, c'est-à-dire lorsque la chaleur n'est plus évacuée que par le mur. Trois temps sont présentés dans la **Fig. 6.3** pour l'illustration. La stationnarité de ce type de pièce peut-elle se

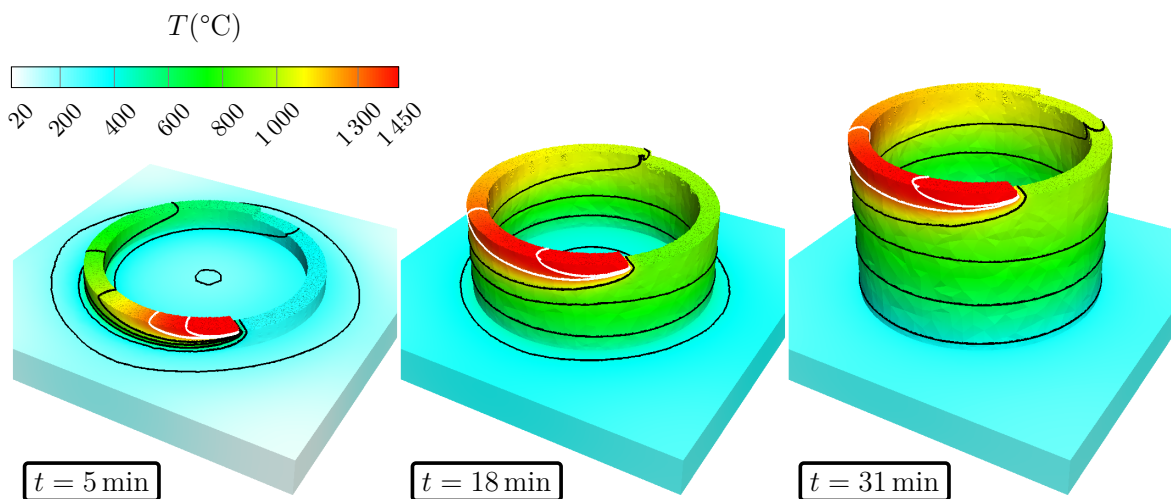


FIGURE 6.3 – Tube de 13 cm de diamètre sur un substrat de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ inspiré des travaux de Diourté et al [33] sur le dépôt en trajectoire continue. Les figures correspondent aux couches $j = 4, 16$ et 29 . Le bain (son volume) se stabilise au bout de 28 min.

représenter avec un comportement diffusif analytique accessible? Dans quelle mesure ce genre d'objets à la géométrie encore simple pourrait voir sa topologie projetée sur un cas 2D, afin d'y effectuer un dimensionnement thermique? Ainsi, tout en restant dans une approche de résolution numérique, on pourrait décupler les rapidités de calcul.

A nouveau pour le modèle macro, les pistes intéressantes sont les suivantes :

Numérique : dans un cadre industriel, c'est bien l'optimisation des calculs et le contrôle du maillage que les travaux doivent continuer à investiguer. Un axe notable de réduction du temps de calcul reste l'augmentation du pas de temps pour la résolution mécanique. Un travail reste à accomplir sur la conservation de l'énergie et la vérification du modèle de transfert par segment pour réduire encore les pertes d'énergies. Pour permettre un

déplacement lagrangien continu du remaillage, un effort doit être consacré sur la modification artificielle des propriétés mécaniques du gaz [79]. La description des conditions limites est à affiner : outre l'intérêt de développer des modèles de contact pour représenter le bridage des pièces dans un but mécanique, c'est aussi pour décrire l'influence que la forme du contact peut engendrer sur les pertes thermiques. Au final, devant l'influence des microstructures texturées, c'est vers la description d'un comportement anisotrope que le modèle macro pourrait se tourner.

Utilisation pratique : la discrétisation en segments avec la méthode *SsfCordon* nécessite au préalable un traitement des trajectoires. Afin d'utiliser directement des trajectoires machines-outils aux points de passage complexe, un découpage avec des méthodes différentes (courbes de Bézier) serait intéressant. Dans l'optique de déterminer la stationnarité dans l'accumulation de chaleur de la pièce, le modèle macro pourrait être utilisé pour calculer des temps de repos interpasses dans le but de respecter une température minimale que le mur doit voir [126, 68], ou d'imposer des conditions d'extraction de chaleur [178].

6.1.3 Couplage d'échelles

Finalement, c'est bien le couplage entre les deux modèles qui permettrait d'étendre la discussion à des cas pertinents en FA : influence de l'accumulation de chaleur sur l'étalement du bain, dépôt de cordon sur section avec *down skin* ou soudure en toit, adhésion à la couche précédente et microstructures générées, rugosité intercordon et sites d'initiation de fissures, ..., sont autant de cas critiques qui ne peuvent - à l'issue de la description du modèle macro - qu'être abordés par un modèle qui représente le comportement thermo-fluidique de la matière dans le bain liquide. En conseil de couplage, le modèle macro permet d'obtenir un état thermique jusqu'à la région d'intérêt. Sur un domaine fictif qui descend de plusieurs couches (2 à 5), les flux de chaleur peuvent être récupérés dans le temps. Le modèle méso pourrait être relancé dans ces conditions. Pourtant, bien qu'il se soit révélé riche d'informations, ses hypothèses fortes et ses pertes de masses le rendent moins pertinent. On pensera alors à n'utiliser ce modèle d'apport explicite que pour quelques cycles seulement en condition nominale dans les conditions extrapolées depuis le modèle macro. Si le but est au contraire de superposer un ou plusieurs cordons, alors il nous semble justifié de revenir à une version plus simplifiée par cavité, suffisante pour un procédé qui se caractérise par un comportement très stable et qui a montré sa faisabilité pour quelques cordons [78, 179, 83]. Bien sûr, tout en vérifiant de façon quantitative que celui-ci soit représentatif du procédé, et sans avoir recours à trop d'ajustements numériques.

Annexes

Annexe A

Contenu supplémentaire

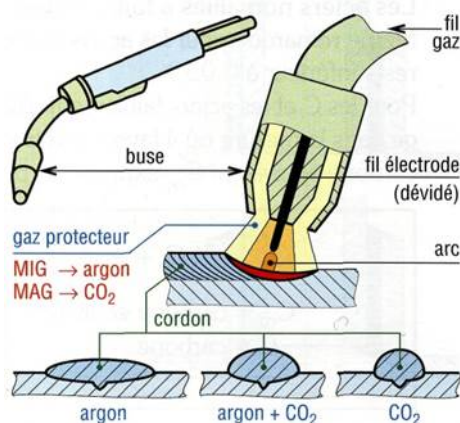


(a)

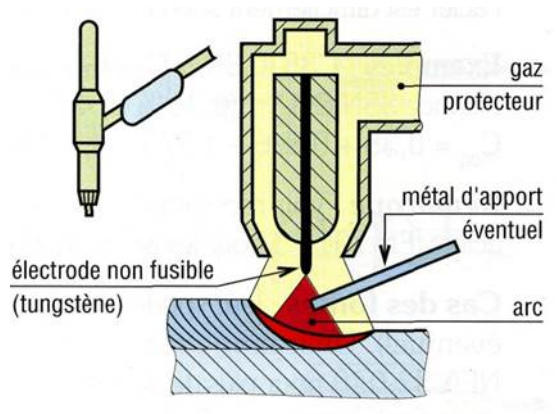


(b)

ANNEXE. A1 – (a) L'entreprise Relativity Space [180] devant leur module de dépôt fil et la construction d'un réservoir à ergols pour une application de propulsion spatiale, et (b) le pont dessiné par l'architecte Joris Laarman et crée par MX3D [181], pour un usage public dans Amsterdam. Le pont fait environ 12 m et 4500 kg.



(a)

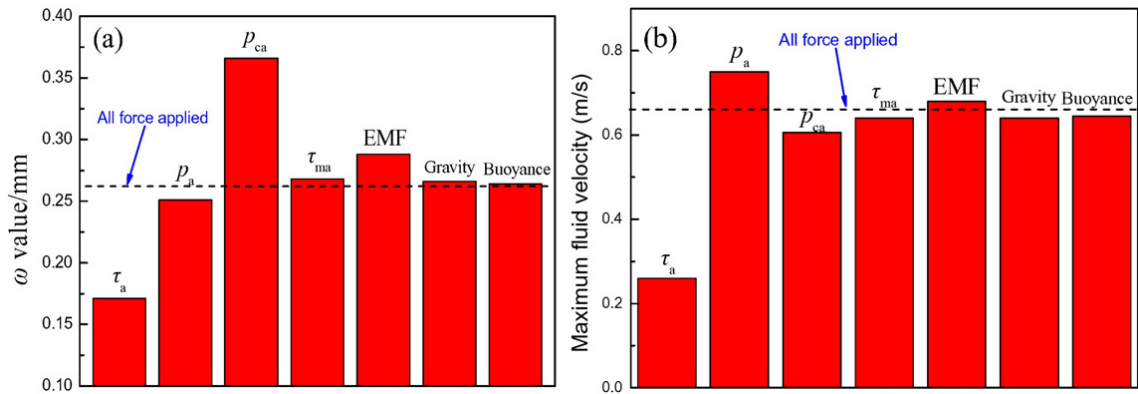


(b)

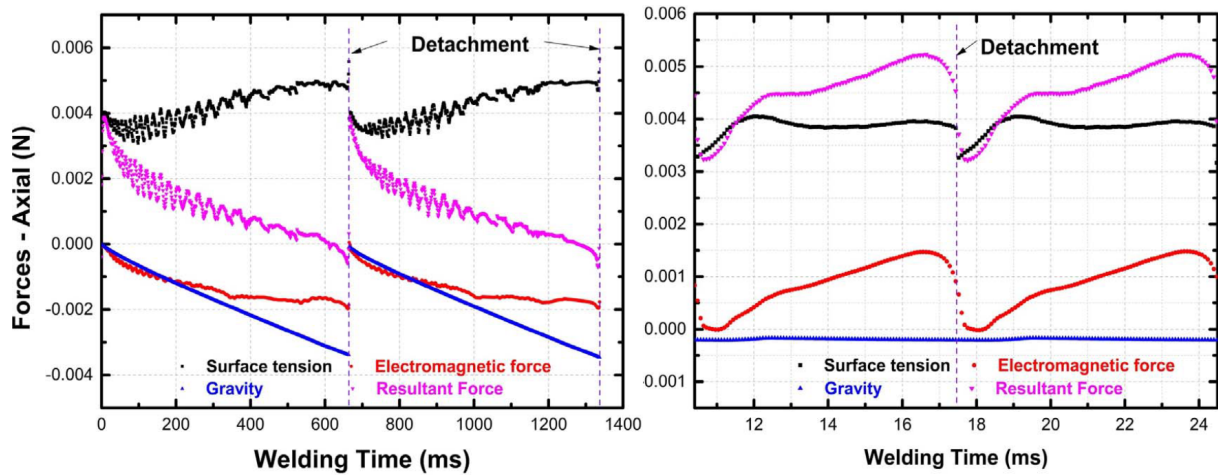
ANNEXE. A2 – Schémas explicatifs des procédés de soudage (a) MIG-MAG, et (b) TIG.

(1) I_sc_wait (A)	20	30	40	50	60	70	80	90	100	125	150	200		
(2) vd_sc_wait (m/min)	5	7.5	10	15	20	25	30	40	42.5	45	50	60	70	
(3) I_sc2 (A)		5	10	20	30	40	50	75	100	125	150	200	250	300
(4) d_boostup (A/ms) [0-1000]	10	25	50	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	
(5) tau_boostup (ms) [0,08-5]					0,08	0,1	0,15	0,25	0,5	1	1,5	2	3	4
(6) I_boost (A)	10	25	50	75	100	150	200	250	350	450	550			
(7) t_l_boost (ms) [0-99,98]			0,1	0,5	1	2	3	4	5	6	7,5	10	15	25
(8) d_boostdown (A/ms) [0-1000]	5	25	50	100	200	300	400	550	700	850	1000			

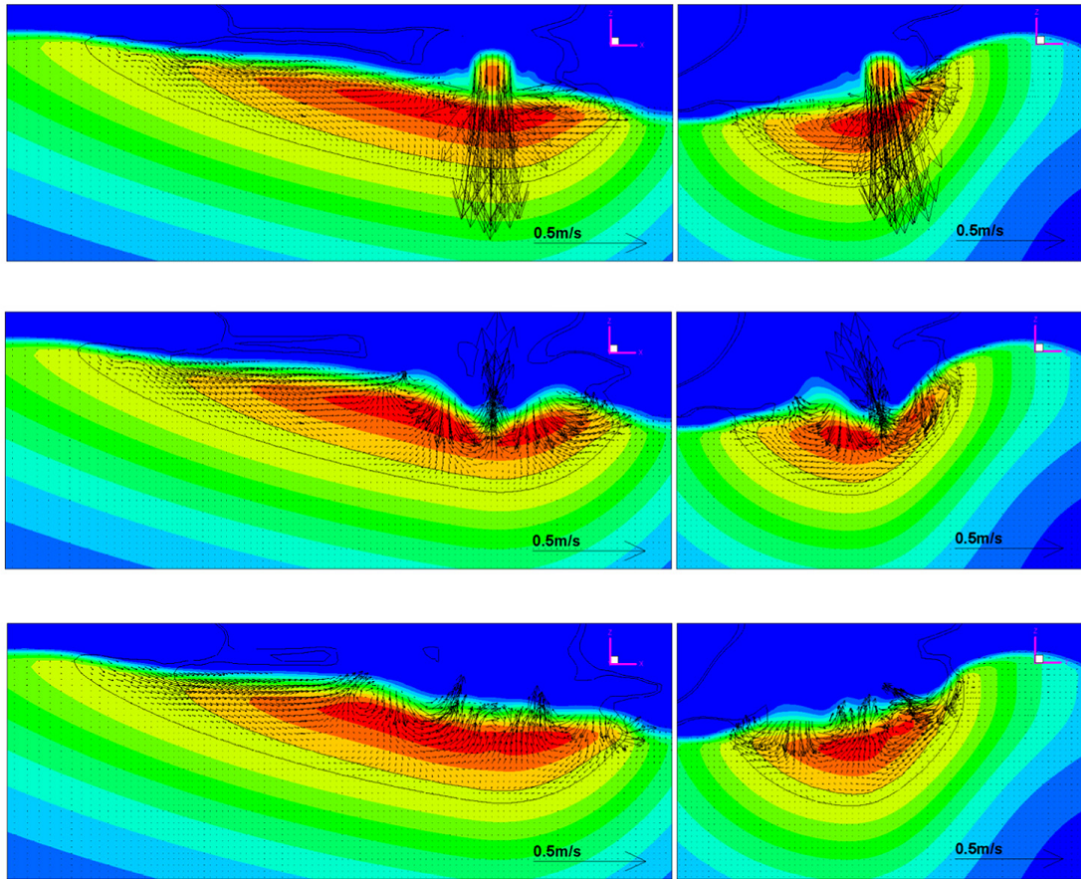
ANNEXE. A3 – Effets de la variation des paramètres caractéristiques du CMT en soudage aluminium dans les travaux de Ortega [19]



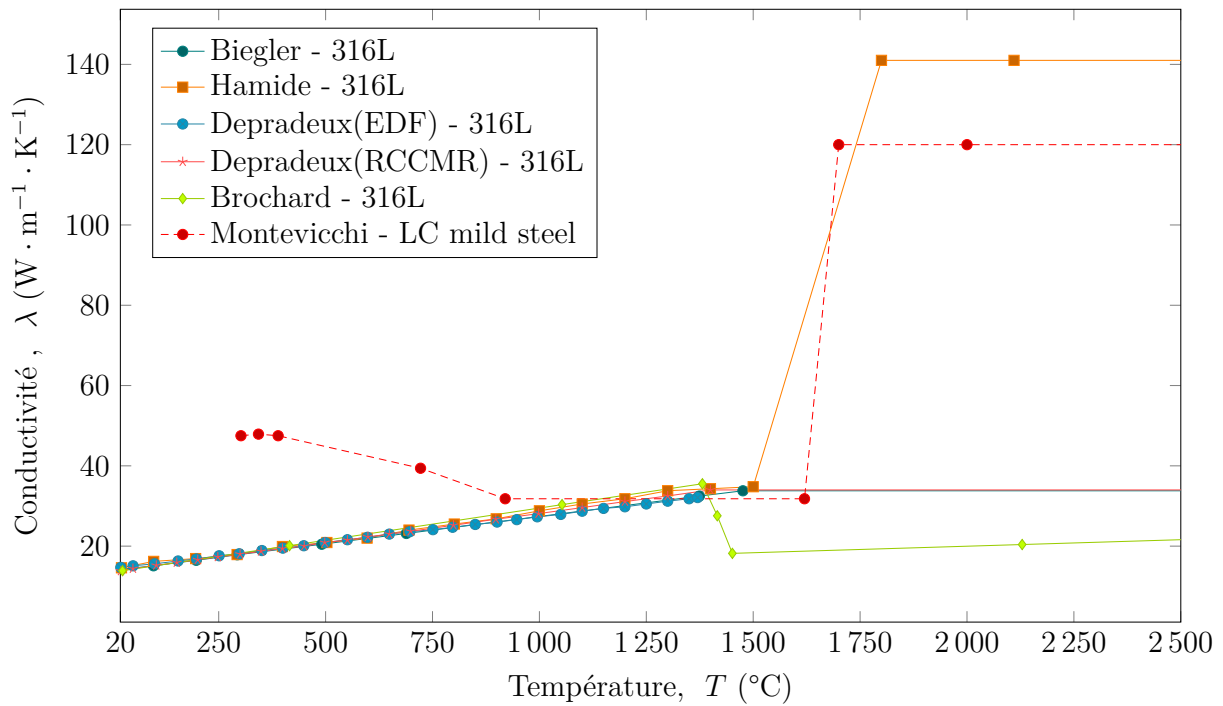
ANNEXE. A4 – Effets des forces motrices dans la (a) déformation du bain liquide et (b) la vitesse de fluide maximale rencontrée dans le bain, avec $I = 350$ A, $v_D = 50 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ [48].



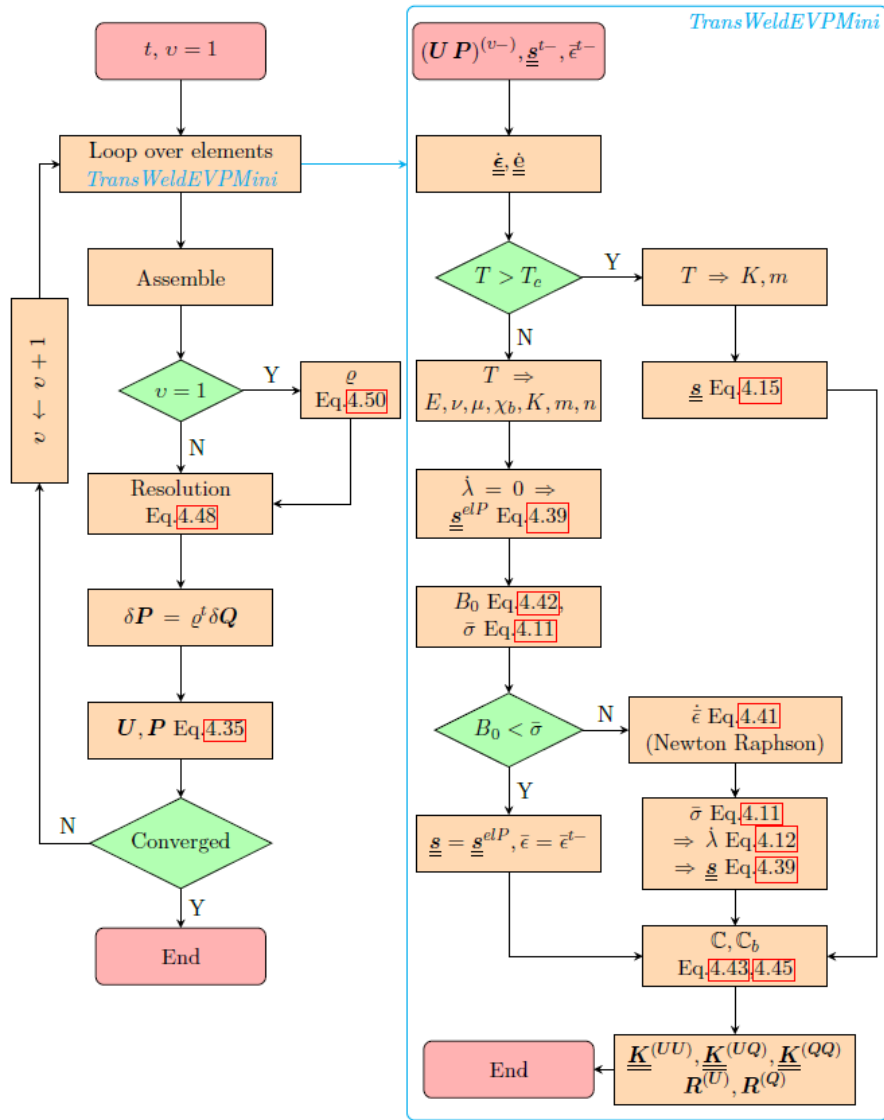
ANNEXE. A5 – Répartition et valeurs des forces verticales dans les gouttes pendantes avec (a) $I = 150$ A et (b) $I = 275$ A, qui résultent respectivement en un transfert globulaire avec une fréquence de 0.7 Hz, et un transfert en spray de 150 Hz [80]. Pour le cas de faible intensité, les forces électromagnétiques sont trop faibles pour cisailer la goutte et c'est la gravité qui finit par provoquer son détachement.



ANNEXE. A6 – Cycle de Zhou dans le transfert du AWAM en 3D [93]



ANNEXE. A7 – Conductivité thermique λ retrouvée dans les articles de Biegler [69], Depradeux [182], Hamide [116], Brochard [171], Montevicchi [125].



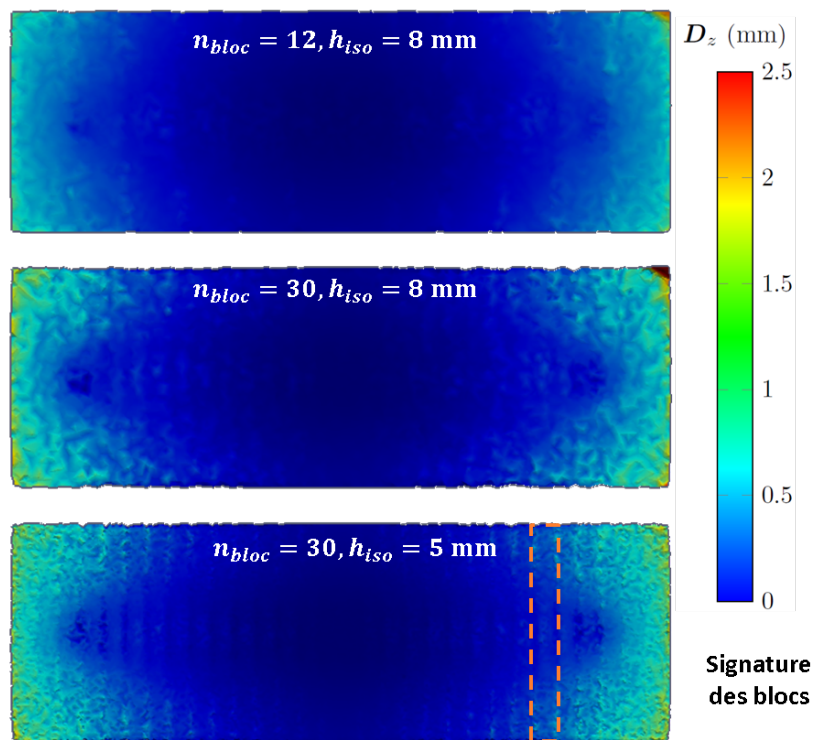
ANNEXE. A8 – Schéma de résolution mécanique du solveur *SolveurTransWeldEVPMini* issu du manuscrit de thèse de Chen [90],

$T(^{\circ}\text{C})$	$E(\text{GPa})$	$\sigma_Y(\text{MPa})$	$m(-)$	$K(\text{MPa} \cdot \text{s}^{-1})$	n
20	184	305	0.0119	1200	0.45
200	184	305	0.0119	1200	0.45
300	177	270	0.01795	1120	0.45
400	170	234	0.024	1030	0.45
500	163	127	0.042	874	0.45
600	156	20	0.06	718	0.45
800	142	5	0.1	142	0.34
1000	128	3.34	0.11	87	0.33
1300	100	3.34	0.2	46.5	0.3
1450	10	0.86	1	6	0

ANNEXE. A9 – Propriétés mécaniques du 316L utilisées pour la résolution de la loi de comportement multiplicative. On rajoute $\alpha = 2 \cdot 10^{-5} \text{K}^{-1}$.

$T(^{\circ}\text{C})$	$E(\text{GPa})$	$\sigma_Y(\text{MPa})$	$Q(\text{MPa})$	$b(-)$	$m(-)$	$K(\text{MPa} \cdot \text{s}^{-1})$	$n(-)$
20	184	85	750	8	0.001	300	0
200	184	85	750	8	0.001	300	0
400	170	70	600	8	0.024	250	0
500	163	20	500	8	0.042	200	0
600	156	13	320	8	0.06	130	0
800	142	5	50	8	0.1	38	0
1200	114	1.69	20	8	0.13	10	0
1300	70.5	1.3	15	8	0.2	9	0
1450	20	0.8	0.5	8	1	3	0
2000	20	0.8	0.5	8	1	3	0

ANNEXE. A10 – Propriétés mécaniques du 316L utilisées pour la résolution de la loi de comportement additive. On rajoute $\alpha = 2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.



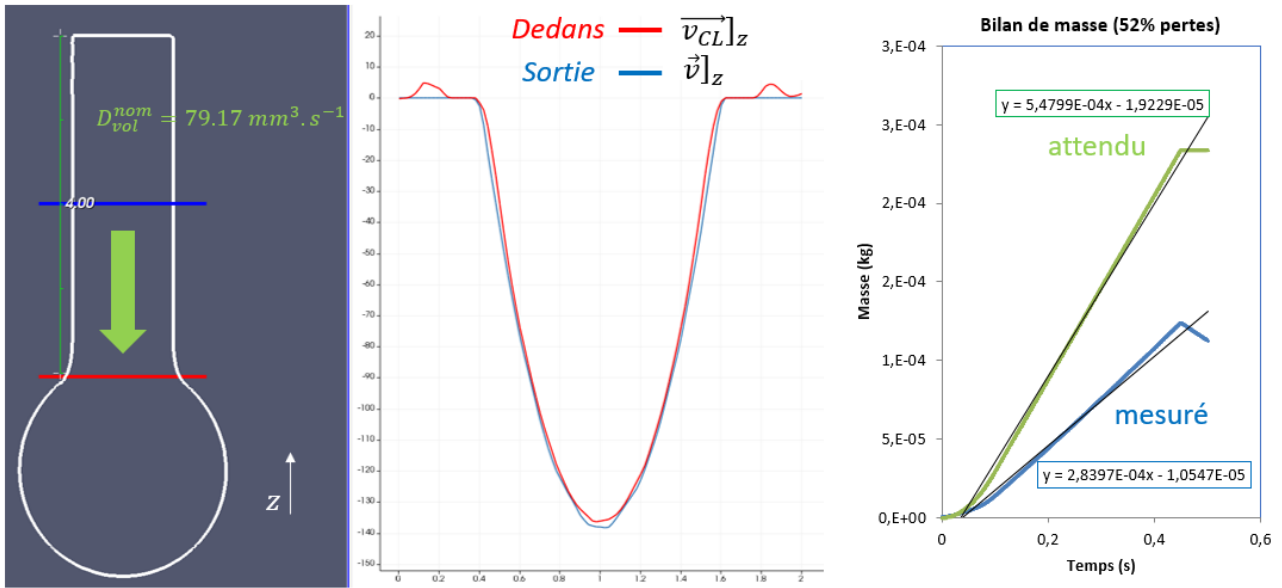
ANNEXE. A11 – Vue de dessous d'un substrat après débridage, pour les mêmes conditions de dépôt. Il est clairement visible qu'un maillage trop grossier ($h_{iso} \nearrow$) ainsi que des blocs de dimensions trop importantes (ie $n_{bloc} \searrow$) viennent affecter la précision du résultat, et on perçoit l'empreinte des blocs sur la topologie du maillage.

$$r_c = 2 \left(\underbrace{\frac{3D_{mas}}{4\pi\rho_{gou}f_{CMT}}}_{r_g} \right)^{\frac{1}{3}}$$

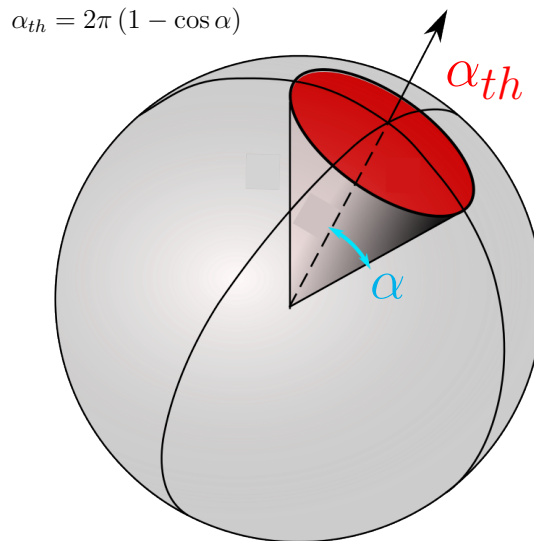
$$H_c = -\frac{2\gamma}{r_c\rho_{gou}\mathbf{g}} + 2\sqrt{\left(\frac{\gamma}{r_c\rho_{gou}}\right)^2 + \frac{r_cv_{max}}{24\mathbf{g}}}$$

Nom	Symbole	Unité	Formule	Valeurs
Vitesse de dévidage	v_D	$\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$		70
Diamètre de fil	\varnothing_F	mm		1.2
Fréquence CMT	f_{CMT}	Hz		70
Densité fil froid	$\rho_{T_{amb}}$	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$		8400
Débit massique	D_{mas}	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$	Eq.2.1 (p.22)	$5.9 \cdot 10^{-4}$
Densité fil froid	ρ_{gou}	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$		7600
Tension de surface	γ	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$		1.2
Vitesse d'impact	v_{max}	$\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$		200
Rayon de la cavité	r_c	mm		1.56
Hauteur de la cavité	H_c	mm		3.5

ANNEXE. A12 – Calcul du rayon et de la hauteur de la cavité à partir des travaux de Kumar et Bhaduri [114]. On choisit la valeur de f_{CMT} sur la base des mesures du cycle CMT effectué expérimentalement par le LMGC. Pour v_{max} , une mesure grossière est effectuée à partir de ressources vidéos de cavitair [183].



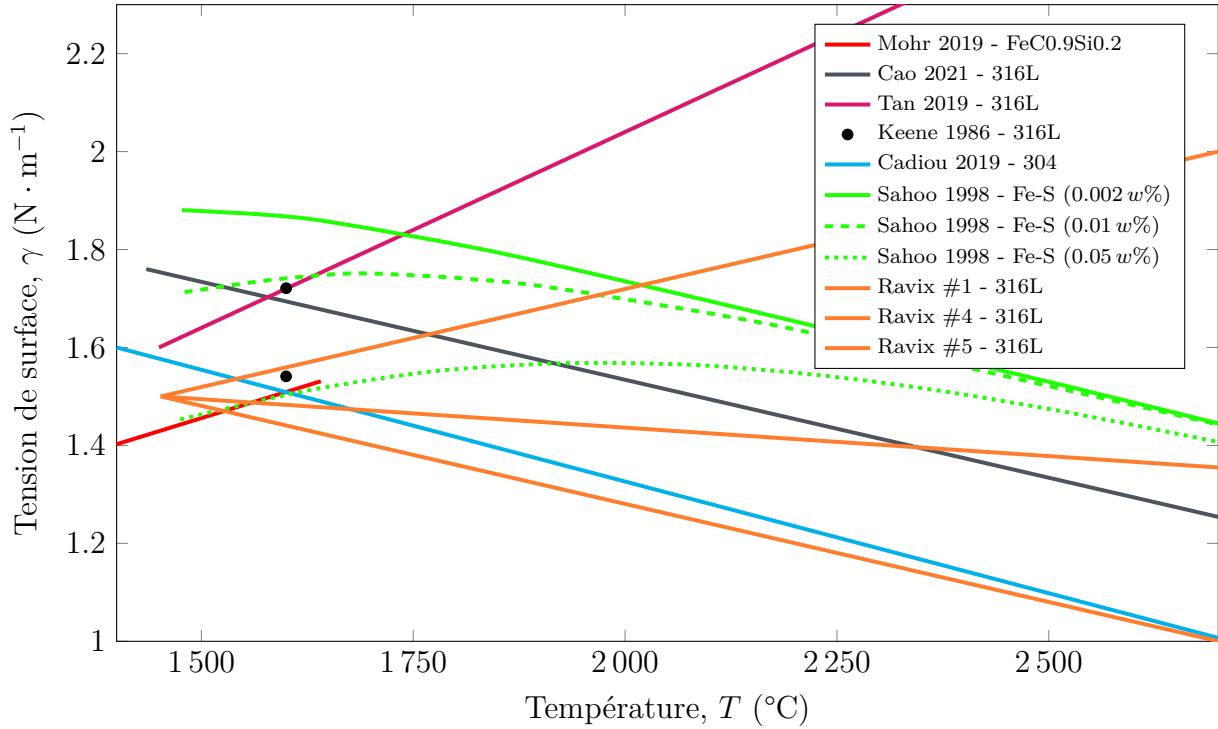
ANNEXE. A13 – Test périphérique sur un domaine de fil en dévidage. On vérifie que la condition limite est bien établie, ainsi que le champs de vitesse tout juste à la sortie, de façon à vérifier que le débit soit bien correct. La comparaison est alors faite entre la masse théorique et la masse ajoutée, et un écart de 52 % est établi. Ce test est effectué en conditions similaires au modèle méso, pour 300 incréments dont 150 réinitialisations, dans un maillage fixe avec une taille de maille moyenne $\Delta x = 60 \mu\text{m}$ et minimale $\Delta x = 20 \mu\text{m}$.



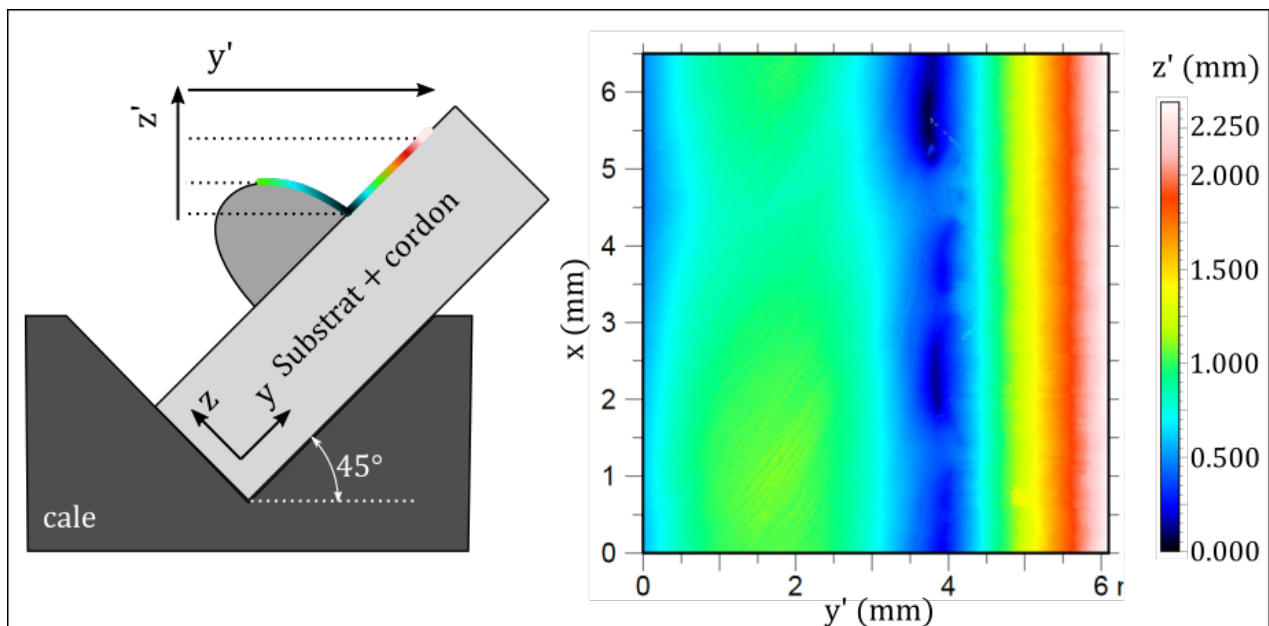
ANNEXE. A14 – En mathématiques, en géométrie et en physique, un angle solide est l’analogue tridimensionnel de l’angle plan ou bidimensionnel. Il désigne d’abord une portion de l’espace délimitée par un cône non nécessairement circulaire. Le sommet du cône est le sommet de l’angle solide. L’angle solide désigne également, dans son sens le plus commun, la mesure de cette portion de l’espace. Son unité est le stéradian, noté sr, unité dérivée du Système international d’unités. Dans le cas d’un cône de révolution de demi-angle au sommet α_R , l’angle solide A_R se calcule par intégration sur la sphère [184]

	Fe	C	Cr	Mn	Mo	Ni	P	S	Si	Cu
wt%	Comp	0.01	18.3	1.6	2.6	12.0	0.025	0.011	0.92	0.1

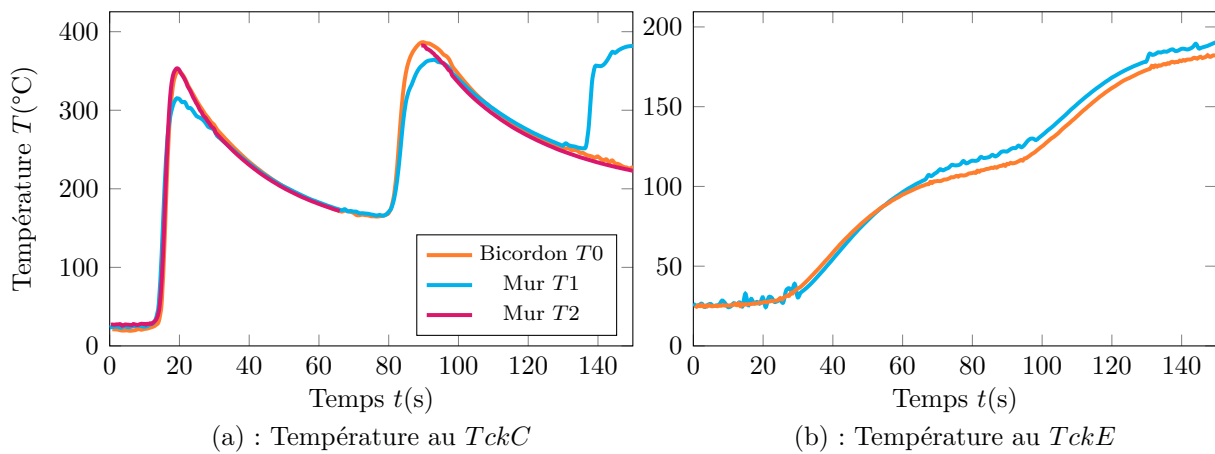
ANNEXE. A15 – Composition du 316L des fils de matière utilisés par le LMGC, sous la dénomination **AVESTA 316L-SI-SKR-SI**



ANNEXE. A16 – Dépendance de la tension de surface γ à la température, agrégée des articles de Mohr [185], Cao [186], Tan [187], Keene [188], Cadiou [81], Sahoo [54], ainsi que les valeurs prises pour l'étude du comportement méso dans ces travaux.



ANNEXE. A17 – Mesure par ALICONA du pied de cordon T_0 incliné à 45°



ANNEXE. A18 – Mesure par thermocouples des cordons superposés déposés avec le jeu de paramètre $T0$. Pour vérifier une répétabilité des mesures thermiques, les murs $T1$ et $T2$ sont tous deux amorcés avec deux cordons $T0$. On note cependant un problème d’acquisition lors de l’attaque du second cordon pour $T0$. La réponse des thermocouples proche du cordon, $TckC$ et sur la tranche du substrat sont présentés respectivement en (a) et (b). THERMOCOUPLE CHEMISE MINIATURE TYPE K Ø 0.5 mm (gainé) TC Direct : référence 406-532) avec une température maximale de 800 °C. Une pâte thermique est appliquée dans les trous de 2 ± 0.2 mm de profondeur et 1 ± 0.1 mm de diamètre.

Annexe B

SsfCordon

En travaillant avec des trajectoires simples, avec quelques points, il a fallu imaginer une méthode pour discrétiser l'apport de matière. Sous forme apparente de blocs, ces ajouts sont construits à partir du découpage des trajectoires d'origine. Pour éviter tout problème, si des points de trajectoires sont en dessous un pré-traitement Si on prend les notations suivantes :

- Les coordonnées d'un point de passage sont notées $\mathbf{x} = (x, y, z)$.
- Dans un cordon, on considère n_p points \mathbf{x} , qui sont regroupés dans la liste $\mathbf{X} = (\mathbf{x}^1, \mathbf{x}^2, \dots, \mathbf{x}^k, \dots, \mathbf{x}^{n_p}) = (\mathbf{x})_{k \in n_p}$. Autrement dit, on a $n_p = \dim(\mathbf{X})$
Note : pour désigner la liste de points du cordon j , on note $\mathbf{X}^j = (\mathbf{x})_k^j$. De même, $n_p^j = \dim(\mathbf{X}^j)$
- Enfin, l'ensemble $\mathbb{X} = (\mathbf{X}^1, \mathbf{X}^2, \dots, \mathbf{X}^j, \dots, \mathbf{X}^{n_{cor}})$ regroupe toutes les points de passage de tous les cordons. On le note $\mathbb{X} = (\mathbf{x})_{k \in n_p, j \in n_{cor}}$. Le nombre de cordon total est donné par $n_{cor} = \dim(\mathbb{X})$
Pour plus de simplicité, le k ème point du cordon j est noté \mathbf{x}^{kj} .
- On note le vecteur \mathbf{s} reliant deux points consécutifs $\mathbf{s}^k = (\mathbf{x}^{k+1} - \mathbf{x}^k)$. La longueur totale de la trajectoire d'un cordon est alors $l_{cor} = \sum_k^{n_p-1} \|\mathbf{s}^k\|$
- Des points intermédiaires vont être rajoutés entre les points d'origine si $\|\mathbf{s}\| \leq l_{crit}$. Si cette condition est vérifiée, on ajoute n_p^+ points intermédiaires tel que $n_p^+ = \lfloor \|\mathbf{s}\|/l_{crit} \rfloor - 1$. On stocke pour chaque vecteur \mathbf{s} les n_p^+ , pour constituer une liste $\mathbf{N}^+ = ((n_p^+)^1, \dots, (n_p^+)^k, \dots, (n_p^+)^{n_p-1}) = (n_p^+)_{k \in (n_p-1)}$
- Au final, on obtient un nombre actualisé de points par cordon n_p^{tot} , qui va être utilisé pour construire des nouveaux segment
- Pour tous les éléments du maillage, on vient vérifier à quel segment ils appartiennent, c'est à dire si ils sont à une distance d_G : pour limiter au maximum les éléments concernés, une boîte de dimensions maximale Box est construite autour de chaque segment, et trie dans un premier temps tous les éléments trop éloignés.
- Une fois le tri effectué, on cherche pour chaque élément à calculer sa distance pour tous les segments du cordon. On note sa distance d . La distance minimale est recherchée en bouclant sur tous les segments.

Algorithm 1: SsfCordon : Lecture des fichiers de trajectoire

Entrées: $\mathbb{B}, j, V_{crit}, h_{cor}, b, \alpha, \mathcal{H}_{cou}, \mathbf{M} \in \Omega$
Sorties: $\mathcal{H}_{cor}, n_{seg}, l_{cor}, d_{cor}, d_{idl}, v_{tor}, v_D, (\mathcal{H}_{seg})_{k \in n_{seg}}$

```

1  $l_{crit} \leftarrow V_{crit}/S_{cor}$  ;
  // Bloc 1 : Lecture des fichiers de points et construction des nouveaux
2 si  $j = 0$  alors
  | // Sécurité : kill du job dès le premier appel
3   pour  $i \in [1; n_{cor}]$  // Vérification sur tous les cordons
4   | ConstructionNvxPoints ( $\mathbf{X}^i, l_{crit}$ ) ; // (cf Algorithmme 3 )
5   fin
6 fin
7 sinon
8    $\mathbf{X}_{ori} \leftarrow \mathbf{X}^j$  ;
9    $(\mathbf{N}^+, n_p^{tot}) \leftarrow$  ConstructionNvxPoints ( $\mathbf{X}_{ori}, l_{crit}$ ) ;
10   $i \leftarrow 1$  ; // Incrément pour parcourir les anciens et nouveaux points
11  pour  $m \in [1; n_p - 1]$ , avec  $n_p = \dim(\mathbf{X}_{ori})$ 
12  | pour  $k \in [1; (n_p^+)^m + 1]$ 
13  | |  $\mathbf{x}_{nvx}^i \leftarrow \mathbf{x}_{ori}^m + \frac{k}{(n_p^+)^m + 1} (\mathbf{x}_{ori}^{m+1} - \mathbf{x}_{ori}^m)$  ; // Nouveaux points
14  | |  $i \leftarrow i + 1$ 
15  | fin
16  fin
  // On obtient  $\mathbf{X}_{nvx}$  tel que  $\dim(\mathbf{X}_{nvx}) = n_p^{tot}$ 
17 fin

```

Algorithm 2: SsfCordon : Construction des domaines de segments

```
// Bloc 2 : Construction des segments
1  $d_G \leftarrow \alpha \frac{b}{2}$  ;
2 pour  $m \in [1; n_p^{tot} - 1]$ 
3    $\mathbf{x}^A, \mathbf{x}^B \leftarrow \mathbf{x}_{nvx}^m, \mathbf{x}_{nvx}^{m+1}$  ; // Pour simplification
4    $l_{cor} \leftarrow l_{cor} + \|\mathbf{x}^A \mathbf{x}^B\|$ 
5    $\Omega_{box} \leftarrow \text{Box}(\mathbf{x}^A, \mathbf{x}^B, \sqrt{3}\alpha \frac{b}{2})$  ; // (cf Algorithme 4 )
6   si  $M \subset \Omega_{box}$  alors // On se restreint à calculer d seulement pour les
   éléments dans la box pour éviter tout  $\Omega$  et gagner en temps
7      $d \leftarrow \text{Gelule}(\mathbf{x}^A, \mathbf{x}^B, M)$  ; // (cf Algorithme 5 )
8     si  $d < d_G$  alors
9        $d_G \leftarrow d$  ;
10       $r = m$  ; // stockage :  $M$  se trouve dans le r ième segment
11    fin
12  fin
13 fin
14 si  $d_G < \alpha \frac{b}{2}$  alors // Si  $M$  est dans le segment r
15    $\mathcal{H}_{cor}|_M \leftarrow 1 * \mathcal{H}_{cou}|_M$  ; // Les champs P0  $\mathcal{H}_{cor}$  et  $(\mathcal{H}_{seg})^r$  prennent la valeur
   1, seulement si ils sont déjà compris dans la couche
16    $(\mathcal{H}_{seg})^r|_M \leftarrow 1 * \mathcal{H}_{cou}|_M$  ;
17 fin
18 sinon
19    $\mathcal{H}_{cor}|_M \leftarrow 0$  ;
20    $(\mathcal{H}_{seg})^r|_M \leftarrow 0$  ;
21 fin
```

Algorithm 3: Fonction ConstructionNvxPoints

Entrées: (\mathbf{X}, l_{crit})
Sorties: $(\mathbf{N}^+ = (n_p^+)_k, n_p^{tot})$

```

1  $n_p \leftarrow \dim(\mathbf{X})$ ; // Nombre de points dans un cordon à l'origine
2  $n_p^{tot} \leftarrow n_p$ ;
3 pour  $i \in [1; n_p - 1]$ 
   | // Il y a n-1 intervalles entre n points
4    $\mathbf{s}_P \leftarrow (\mathbf{x}^{i+1} - \mathbf{x}^i)$ ;
5   si  $\|\mathbf{s}_P\| \leq l_{crit}$  alors
6   | JOB KILL; // Les points sont trop rapprochés
7   fin
8   sinon
9   |  $(n_p^+)^i \leftarrow \left\lfloor \frac{\|\mathbf{s}_P\|}{l_{crit}} \right\rfloor - 1$ ; // Nombre d'intervalles de dimension critique
10  |  $n_p^{tot} \leftarrow (n_p^+)^i + n_p^{tot}$ ;
11  fin
12 fin

```

Algorithm 4: Fonction Box : permet de définir une boîte autour de deux points

Entrées: $\mathbf{x}^A, \mathbf{x}^B, D$
// Deux points et une distance D
Sorties: Ω_{box}
// Parallélépipède

```

1 pour  $i = [1, 2, 3]$ 
2 |  $\mathbf{x}_{max}|_i \leftarrow \max(\mathbf{x}^A \cdot \mathbf{e}_i, \mathbf{x}^B \cdot \mathbf{e}_i)$ ;
3 |  $\mathbf{x}_{min}|_i \leftarrow \min(\mathbf{x}^A \cdot \mathbf{e}_i, \mathbf{x}^B \cdot \mathbf{e}_i)$ ;
4 |  $\mathbf{x}_{max}|_i \leftarrow \mathbf{x}_{max}|_i + D$ ;
5 |  $\mathbf{x}_{min}|_i \leftarrow \mathbf{x}_{max}|_i - D$ ;
6 fin
7  $\Omega_{box} \leftarrow ([x_{min}; x_{max}]; [y_{min}; y_{max}]; [z_{min}; z_{max}])$ ;

```

Algorithm 5: Fonction Gelule : permet de définir une distance à une "gélule" (demi demi sphères et un cylindre) autour de deux points

Entrées: \mathbf{x}^A , \mathbf{x}^B , \mathbf{M}
// Deux points connus et un point M du maillage
Sorties: d
// Distance à la gélule

```
1  $t \leftarrow \frac{\mathbf{x}^A \mathbf{M} \cdot \mathbf{x}^A \mathbf{x}^B}{\|\mathbf{x}^A \mathbf{x}^B\|^2}$  ; // Position de M par rapport à xA, xB
2 si  $t < 0$  alors // AM : Demi sphère autour du point de départ
3 |  $d \leftarrow \|\mathbf{x}^A \mathbf{M}\|$ 
4 fin
5 sinon si  $t > 1$  alors // MB : Demi sphère autour du point d'arrivée
6 |  $d \leftarrow \|\mathbf{M} \mathbf{x}^B\|$ 
7 fin
8 sinon // Cylindre autour du segment
9 |  $d \leftarrow \|\mathbf{M} \mathbf{x}^A - t \mathbf{x}^B \mathbf{x}^A\|$ 
10 fin
```

Bibliographie

- [1] B. Ralph, “Method of making decorative articles,” 1925. US Patent 1,533,300. (cit. p. 11.)
- [2] D. Ding, Z. Pan, D. Cuiuri, and H. Li, “Wire-feed additive manufacturing of metal components : technologies, developments and future interests,” *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 81, no. 1, pp. 465–481, 2015. (cit. p. 11.)
- [3] R. Ponche, *Design for additive manufacturing methodology, applied to the laser cladding process*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes (ECN), 2013. (cit. p. 11.)
- [4] S. Campocasso and M. Museau, “Fabrication additive par dépôt direct multi-axes,” *ANF CNRS "Procédés de fabrication additive : règles et méthodes"*, p. 39, 2017. (cit. p. 11.)
- [5] “Benefits of wire vs. powder metal 3d printing, sciaky page internet, visitée le 05/07/22,” (cit. p. 11.)
- [6] S. W. Williams, F. Martina, A. C. Addison, J. Ding, G. Pardal, and P. Colegrove, “Wire + Arc Additive Manufacturing,” *Materials Science and Technology*, vol. 32, no. 7, pp. 641–647, 2016. (cit. p. 12.)
- [7] “Page internet anr - maccadam, Projet-ANR-17-CE08-0052.” WEB. (cit. p. 12.)
- [8] “page web POLYSHAPE, visité le 01/31/2019 : <http://www.poly-shape.com>.” (cit. p. 13.)
- [9] “page web du laboratoire de Mécanique et Génie Civil, visité le 31/01/2019 : <http://www.lmgc.univ-montp2.fr>.” (cit. p. 13.)
- [10] B. Mezrag, F. Deschaux-Beaume, and M. Benachour, “Control of mass and heat transfer for steel/aluminium joining using Cold Metal Transfer process,” *Science and Technology of Welding and Joining*, vol. 20, no. 3, pp. 189–198, 2015. (cit. p. 13, 21, 22, and 25.)
- [11] V. Villaret, F. Deschaux-Beaume, C. Bordreuil, S. Rouquette, and C. Chovet, “Influence of filler wire composition on weld microstructures of a 444 ferritic stainless steel grade,” *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 213, no. 9, pp. 1538–1547, 2013. (cit. p. 13.)
- [12] V. Villaret, F. Deschaux-Beaume, C. Bordreuil, G. Fras, C. Chovet, B. Petit, and L. Faivre, “Characterization of Gas Metal Arc Welding welds obtained with new high Cr–Mo ferritic stainless steel filler wires,” *Materials & Design*, vol. 51, pp. 474–483, 2013. (cit. p. 13.)
- [13] “page web institut Clement Ader, visité le 01/31/2019 : <http://institut-clement-ader.org>.” (cit. p. 13.)
- [14] “page web laboratoire Génie de Production, visité le 01/31/2019 : <http://www.lgp.enit.fr/fr/lgp.html>.” (cit. p. 13.)
- [15] “page web CEMEF, visité le 18/02/2019 : <http://www.cemef.mines-paristech.fr>.” (cit. p. 14.)

- [16] M. Tanaka, “An introduction to physical phenomena in arc welding processes,” *Welding International*, vol. 18, no. 11, pp. 845–851, 2004. (cit. p. 18 and 25.)
- [17] N. Perry, *Etude et développement des flux solides en vue d’application en soudage ATIG appliqué au titane et ses alliages ainsi qu’aux aciers inoxydables*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes (ECN), 2003. (cit. p. 18, 22, and 28.)
- [18] A. Benoit, *Development of MIG CMT welding for aeronautical parts repair. Application to 6061 aluminium alloy parts*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2012. (cit. p. 18.)
- [19] A. Gomez Ortega, *Prototypage rapide de pièces en alliage d’aluminium : étude du dépôt de matière et d’énergie lors de la fusion à l’arc d’un fil par le procédé MIG-CMT*. Thèse de doctorat, Université de Montpellier, 2018. (cit. p. 18, 20, 21, 23, 26, 27, and 232.)
- [20] S. Cadiou, *Modélisation magnéto-thermohydraulique de procédés de fabrication additive arc-fil (WAAM)*. Thèse de doctorat, École doctorale Sciences pour l’ingénieur (Nantes), 2019. (cit. p. 18, 25, 40, 45, 49, 52, 56, and 69.)
- [21] “Fronius : Cmt advanced english/english, vidéo youtube postée in 2010,” (cit. p. 19, 20, 21, and 134.)
- [22] J. Ding, P. Colegrove, J. Mehnen, S. Ganguly, P. Sequeira Almeida, F. Wang, and S. Williams, “Thermo-mechanical analysis of wire and arc additive layer manufacturing process on large multi-layer parts,” *Computational Materials Science*, vol. 50, no. 12, pp. 3315–3322, 2011. (cit. p. 19, 37, 39, 41, 58, 59, 60, 202, and 217.)
- [23] P. Sequeira Almeida, “Process control and development in wire and arc additive manufacturing,” p. 467, 2012. (cit. p. 19 and 21.)
- [24] “SAF-FRO : Soudage MIG-MAG, site visité le 08/12/2021.” (cit. p. 19.)
- [25] FRONIUS, “RCU 5000i Remote controle instruction manual.” (cit. p. 20 and 134.)
- [26] “CAVITAR website : Side by Side Comparison of Different Imaging Techniques.” WEB. (cit. p. 21.)
- [27] Y. Yehorov, L. J. da Silva, and A. Scotti, “Balancing WAAM Production Costs and Wall Surface Quality through Parameter Selection : A Case Study of an Al-Mg5 Alloy Multilayer-Non-Oscillated Single Pass Wall,” *Journal of Manufacturing and Materials Processing*, vol. 3, no. 2, p. 32, 2019. (cit. p. 21, 25, and 34.)
- [28] Y. Ali, P. Henckell, J. Hildebrand, J. Reimann, J. Bergmann, and S. Barnikol-Oettler, “Wire arc additive manufacturing of hot work tool steel with CMT process,” *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 269, pp. 109–116, 2019. (cit. p. 21 and 22.)
- [29] M. Chen, D. Zhang, and C. Wu, “Current waveform effects on CMT welding of mild steel,” *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 243, pp. 395–404, 2017. (cit. p. 21, 22, 23, and 152.)
- [30] X. Fang, C. Ren, L. Zhang, C. Wang, K. Huang, and B. Lu, “A model of bead size based on the dynamic response of CMT-based wire and arc additive manufacturing process parameters,” *Rapid Prototyping Journal*, vol. 27, no. 4, pp. 741–753, 2021. (cit. p. 21, 22, 216, and 226.)
- [31] J. Chapuis, *Une approche pour l’optimisation des opérations de soudage à l’arc*. Thèse de doctorat, Université de Montpellier, 2011. (cit. p. 22.)
- [32] M. Tanaka, S. Tashiro, T. Satoh, A. B. Murphy, and J. J. Lowke, “Influence of shielding gas composition on arc properties in TIG welding,” *Science and Technology of Welding and Joining*, vol. 13, no. 3, pp. 225–231, 2008. (cit. p. 22, 24, 40, 46, and 47.)

- [33] A. Diourté, F. Bugarin, C. Bordreuil, and S. Segonds, “Continuous three-dimensional path planning (CTPP) for complex thin parts with wire arc additive manufacturing,” *Additive Manufacturing*, vol. 37, p. 101622, 2021. (cit. p. 23 and 227.)
- [34] K. Treutler and V. Wesling, “The current state of research of wire arc additive manufacturing (waam) : A review,” *Applied Sciences*, vol. 11, no. 18, p. 8619, 2021. (cit. p. 25.)
- [35] W. Jin, C. Zhang, S. Jin, Y. Tian, D. Wellmann, and W. Liu, “Wire arc additive manufacturing of stainless steels : a review,” *Applied sciences*, vol. 10, no. 5, p. 1563, 2020. (cit. p. 25.)
- [36] N. Pépe, S. Egerland, P. A. Colegrove, D. Yapp, A. Leonhartsberger, and A. Scotti, “Measuring the process efficiency of controlled gas metal arc welding processes,” *Science and Technology of Welding and Joining*, vol. 16, no. 5, pp. 412–417, 2011. (cit. p. 25, 189, and 190.)
- [37] J. R. Rumble *et al.*, *CRC handbook of chemistry and physics*, vol. 100. CRC press Boca Raton, FL, 2018. (cit. p. 26.)
- [38] M. Hertel, A. Spille-Kohoff, U. Füssel, and M. Schnick, “Numerical simulation of droplet detachment in pulsed gas–metal arc welding including the influence of metal vapour,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 46, no. 22, p. 224003, 2013. (cit. p. 26, 27, and 46.)
- [39] Z. Rao, J. Liu, P.-C. Wang, Y. Li, and S. Liao, “Modeling of cold metal transfer spot welding of aa6061-t6 aluminum alloy and galvanized mild steel,” *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, vol. 136, no. 5, 2014. (cit. p. 26, 29, 30, 39, 40, 46, and 47.)
- [40] J. Hu and H. L. Tsai, “Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part I : The arc,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, pp. 833 – 846, 2007. (cit. p. 26, 29, 40, 42, 45, and 51.)
- [41] R. Choo, J. Szekely, *et al.*, “The possible role of turbulence in gta weld pool behavior,” *WELDING JOURNAL-NEW YORK-*, vol. 73, pp. 25–s, 1994. (cit. p. 27.)
- [42] K. Hong, D. Weckman, A. Strong, and W. Zheng, “Modelling turbulent thermofluid flow in stationary gas tungsten arc weld pools,” *Science and Technology of Welding and Joining*, vol. 7, no. 3, pp. 125–136, 2002. (cit. p. 27.)
- [43] J. Hu and H. L. Tsai, “Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part II : The metal,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, no. 5, pp. 808 – 820, 2007. (cit. p. 27, 40, and 48.)
- [44] Y. Wang and H.-L. Tsai, “Impingement of filler droplets and weld pool dynamics during gas metal arc welding process,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, no. 11, pp. 2067–2080, 2001. (cit. p. 27, 40, 48, and 51.)
- [45] Y. Fautrelle, “Ecoulement dans les bains métalliques en procédé de soudage tig,” *Souder (Paris)*, vol. 39, no. 1-2, pp. 12–19, 1985. (cit. p. 28.)
- [46] S. Campocasso, V. Hugel, and B. Vayre, “Génération de trajectoires pour la fabrication additive par dépôt de fil robotisé multi-axes - Application à une tubulure torique,” 2017. (cit. p. 28.)
- [47] A. Chiocca, *Etude de l'influence des écoulements dans le bain de fusion sur les mécanismes de solidification en soudage sur l'alliage Cu30Ni*. Thèse de doctorat, Université de Montpellier, 2016. (cit. p. 29.)
- [48] X. Meng, G. Qin, and Z. Zou, “Investigation of humping defect in high speed gas tungsten arc welding by numerical modelling,” *Materials & Design*, vol. 94, pp. 69 – 78, 2016. (cit. p. 28, 40, 42, 52, 54, and 233.)

- [49] A. Erokhin, “The force exerted by the arc on the metal being melted,” 1979. (cit. p. 29.)
- [50] F. Ley, S. Campbell, A. Galloway, and N. McPherson, “Effect of shielding gas parameters on weld metal thermal properties in gas metal arc welding,” *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 80, no. 5, pp. 1213–1221, 2015. (cit. p. 29 and 30.)
- [51] X. Bai, P. Colegrove, J. Ding, X. Zhou, C. Diao, P. Bridgeman, J. Hönnige, H. Zhang, and S. Williams, “Numerical analysis of heat transfer and fluid flow in multilayer deposition of PAW-based wire and arc additive manufacturing,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 124, pp. 504 – 516, 2018. (cit. p. 29, 30, 31, 32, 40, 42, 52, 53, 54, 55, and 143.)
- [52] P.-G. De Gennes, F. Brochard-Wyart, D. Quéré, *et al.*, *Capillarity and wetting phenomena : drops, bubbles, pearls, waves*, vol. 315. Springer, 2004. (cit. p. 30.)
- [53] M. McNallan and T. Debroy, “Effect of temperature and composition on surface tension in fe-ni-cr alloys containing sulfur,” *Metall. Trans. B*, vol. 22, no. 4, pp. 557–560, 1991. (cit. p. 30.)
- [54] P. Sahoo, T. Debroy, and M. J. McNallan, “Surface tension of binary metal—surface active solute systems under conditions relevant to welding metallurgy,” *Metallurgical Transactions B*, vol. 19, no. 3, pp. 483–491, 1988. (cit. p. 30 and 239.)
- [55] C. Heiple, J. Roper, *et al.*, “Effect of selenium on gtaw fusion zone geometry,” *Welding journal*, vol. 60, no. 8, p. 143, 1981. (cit. p. 31.)
- [56] X. Kan, Y. Yin, D. Yang, W. Li, and J. Sun, “Micro pool characteristics of 316L and the influence of sulfur during SLM,” *Optics & Laser Technology*, vol. 142, p. 107136, 2021. (cit. p. 31.)
- [57] H. Zhao, G. Zhang, Z. Yin, and L. Wu, “A 3d dynamic analysis of thermal behavior during single-pass multi-layer weld-based rapid prototyping,” *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 211, no. 3, pp. 488 – 495, 2011. (cit. p. 31, 32, 41, 58, and 103.)
- [58] D. Yang, G. Wang, and G. Zhang, “Thermal analysis for single-pass multi-layer gmaw based additive manufacturing using infrared thermography,” *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 244, pp. 215–224, 2017. (cit. p. 32 and 217.)
- [59] A. Gomez Ortega, L. Corona Galvan, F. Deschaux-Beaume, B. Mezrag, and S. Rouquette, “Effect of process parameters on the quality of aluminium alloy al5si deposits in wire and arc additive manufacturing using a cold metal transfer process,” *Science and Technology of Welding and Joining*, vol. 23, no. 4, pp. 316–332, 2018. (cit. p. 31 and 33.)
- [60] X. Lu, Y. F. Zhou, X. L. Xing, L. Y. Shao, Q. X. Yang, and S. Y. Gao, “Open-source wire and arc additive manufacturing system : formability, microstructures, and mechanical properties,” *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 93, no. 5-8, pp. 2145–2154, 2017. (cit. p. 33, 34, 36, 38, and 61.)
- [61] L. Wang, J. Xue, and Q. Wang, “Correlation between arc mode, microstructure, and mechanical properties during wire arc additive manufacturing of 316l stainless steel,” *Materials Science and Engineering : A*, vol. 751, pp. 183–190, 2019. (cit. p. 33.)
- [62] M. Rappaz and J. A. Dantzig, *Solidification*. EPFL Press, 2009. (cit. p. 34 and 35.)
- [63] S. Kou, “Welding metallurgy,” *New Jersey, USA*, vol. 431, no. 446, pp. 223–225, 2003. (cit. p. 34.)
- [64] J. Wang, Q. Sun, H. Wang, J. Liu, and J. Feng, “Effect of location on microstructure and mechanical properties of additive layer manufactured inconel 625 using gas tungsten arc welding,” *Materials Science and Engineering : A*, vol. 676, pp. 395–405, 2016. (cit. p. 35.)

- [65] M. Marya, V. Singh, S. Marya, and J. Y. Hascoet, “Microstructural development and technical challenges in laser additive manufacturing : case study with a 316l industrial part,” *Metallurgical and Materials Transactions B*, vol. 46, no. 4, pp. 1654–1665, 2015. (cit. p. 35.)
- [66] J. Xiong and G. Zhang, “Adaptive control of deposited height in GMAW-based layer additive manufacturing,” *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 214, no. 4, pp. 962–968, 2014. FA10. (cit. p. 34.)
- [67] J. Ding, P. Colegrove, J. Mehnen, S. Williams, F. Wang, and P. S. Almeida, “A computationally efficient finite element model of wire and arc additive manufacture,” *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 70, no. 1-4, pp. 227–236, 2014. (cit. p. 36, 37, and 60.)
- [68] E. R. Denlinger, J. C. Heigel, P. Michaleris, and T. A. Palmer, “Effect of inter-layer dwell time on distortion and residual stress in additive manufacturing of titanium and nickel alloys,” *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 215, pp. 123 – 131, 2015. (cit. p. 36, 37, and 228.)
- [69] M. Biegler, B. Graf, and M. Rethmeier, “In-situ distortions in LMD additive manufacturing walls can be measured with digital image correlation and predicted using numerical simulations,” *Additive Manufacturing*, vol. 20, pp. 101 – 110, 2018. (cit. p. 36, 38, 59, 68, 200, 216, and 234.)
- [70] I. Tolosa, F. Garcíandía, F. Zubiri, F. Zapirain, and A. Esnaola, “Study of mechanical properties of aisi 316 stainless steel processed by “selective laser melting”, following different manufacturing strategies,” *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 51, no. 5, pp. 639–647, 2010. (cit. p. 36.)
- [71] Z. Wang, T. A. Palmer, and A. M. Beese, “Effect of processing parameters on microstructure and tensile properties of austenitic stainless steel 304l made by directed energy deposition additive manufacturing,” *Acta Materialia*, vol. 110, pp. 226–235, 2016. (cit. p. 36 and 200.)
- [72] C. Wang, T. Liu, P. Zhu, Y. Lu, and T. Shoji, “Study on microstructure and tensile properties of 316l stainless steel fabricated by cmt wire and arc additive manufacturing,” *Materials Science and Engineering : A*, vol. 796, p. 140006, 2020. (cit. p. 36.)
- [73] P. A. Colegrove, H. E. Coules, J. Fairman, F. Martina, T. Kashoob, H. Mamash, and L. D. Cozzolino, “Microstructure and residual stress improvement in wire and arc additively manufactured parts through high-pressure rolling,” *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 213, no. 10, pp. 1782–1791, 2013. (cit. p. 37, 38, 39, 41, 114, 202, and 217.)
- [74] B. Wu, Z. Pan, G. Chen, D. Ding, L. Yuan, D. Cuiuri, and H. Li, “Mitigation of thermal distortion in wire arc additively manufactured ti6al4v part using active interpass cooling,” *Science and Technology of Welding and Joining*, vol. 24, no. 5, pp. 484–494, 2019. (cit. p. 38 and 198.)
- [75] L. J. da Silva, D. M. Souza, D. B. de Araújo, R. P. Reis, and A. Scotti, “Concept and validation of an active cooling technique to mitigate heat accumulation in waam.,” *International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 107, 2020. (cit. p. 38 and 198.)
- [76] J. Hönnige, P. Colegrove, S. Ganguly, E. Eimer, S. Kabra, and S. Williams, “Control of residual stress and distortion in aluminium wire + arc additive manufacture with rolling,” *Additive Manufacturing*, vol. 22, pp. 775–783, 2018. (cit. p. 38.)
- [77] S. Cadiou, M. Courtois, M. Carin, W. Berckmans, and P. Le masson, “3d heat transfer, fluid flow and electromagnetic model for cold metal transfer wire arc additive manufac-

- turing (cmt-waam),” *Additive Manufacturing*, vol. 36, p. 101541, 2020. (cit. p. 39, 40, 48, 49, and 50.)
- [78] C. Xue, N. Blanc, F. Soulié, C. Bordreuil, F. DeschauxBeaume, G. Guillemot, M. Bellet, and C. Gandin, “Structure and texture simulations in fusion welding processes—comparison with experimental data,” *Materialia*, p. 101305, 2021. (cit. p. 40, 124, and 228.)
- [79] M. Biegler, A. Marko, B. Graf, and M. Rethmeier, “Finite element analysis of in-situ distortion and bulging for an arbitrarily curved additive manufacturing directed energy deposition geometry,” *Additive Manufacturing*, vol. 24, pp. 264–272, 2018. (cit. p. 40, 41, 59, 60, 72, 111, and 228.)
- [80] Y. Zhao and H. Chung, “Numerical simulation of the transition of metal transfer from globular to spray mode in gas metal arc welding using phase field method,” *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 251, pp. 251–261, 2018. (cit. p. 40, 47, 160, and 233.)
- [81] S. Cadiou, M. Courtois, M. Carin, W. Berckmans, and P. Le Masson, “Heat transfer, fluid flow and electromagnetic model of droplets generation and melt pool behaviour for wire arc additive manufacturing,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 148, p. 119102, 2020. (cit. p. 40, 46, 50, 51, 221, and 239.)
- [82] Z. Rao, J. Zhou, S. Liao, and H.-L. Tsai, “Three-dimensional modeling of transport phenomena and their effect on the formation of ripples in gas metal arc welding,” *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 5, p. 054905, 2010. (cit. p. 40, 42, 48, 49, and 53.)
- [83] O. Desmaison, M. Bellet, and G. Guillemot, “A level set approach for the simulation of the multipass hybrid laser/GMA welding process,” *Computational Materials Science*, vol. 91, pp. 240 – 250, 2014. (cit. p. 40, 42, 46, 51, 52, 55, 56, 57, 123, 124, 125, 127, 143, 147, 222, and 228.)
- [84] D.-W. Cho, W.-H. Song, M.-H. Cho, and S.-J. Na, “Analysis of submerged arc welding process by three-dimensional computational fluid dynamics simulations,” *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 213, no. 12, pp. 2278–2291, 2013. (cit. p. 40.)
- [85] S. Chen, “Three dimensional Cellular Automaton – Finite Element (CAFE) modeling for the grain structures development in Gas Tungsten / Metal Arc Welding processes,” p. 209. (cit. p. 40 and 125.)
- [86] P. Michaleris, “Modeling metal deposition in heat transfer analyses of additive manufacturing processes,” *Finite Elements in Analysis and Design*, vol. 86, pp. 51–60, 2014. (cit. p. 41, 43, 44, 45, 58, 80, and 90.)
- [87] S. Osher and J. A. Sethian, “Fronts propagating with curvature-dependent speed : Algorithms based on hamilton-jacobi formulations,” *Journal of computational physics*, vol. 79, no. 1, pp. 12–49, 1988. (cit. p. 41.)
- [88] L. Ville, L. Silva, and T. Coupez, “Convected level set method for the numerical simulation of fluid buckling,” *International Journal for numerical methods in fluids*, vol. 66, no. 3, pp. 324–344, 2011. (cit. p. 42 and 129.)
- [89] S. Florez, M. Shakoor, T. Toulorge, and M. Bernacki, “A new finite element strategy to simulate microstructural evolutions,” *Computational Materials Science*, vol. 172, p. 109335, Feb. 2020. (cit. p. 42, 130, and 131.)
- [90] Q. Chen, G. Guillemot, C. Gandin, and M. Bellet, “Numerical modelling of the impact of energy distribution and Marangoni surface tension on track shape in selective laser melting of ceramic material,” *Additive Manufacturing*, vol. 21, pp. 713 – 723, 2018. (cit. p. 42, 55, 62, 109, 123, 124, 125, and 235.)

- [91] C. Hirt and B. Nichols, “Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries,” *Journal of Computational Physics*, vol. 39, no. 1, pp. 201–225, 1981. (cit. p. 42.)
- [92] D. Merrouche, *Application des méthodes de suivi d’interface à la simulation numérique des écoulements diphasiques gaz-liquide*. PhD thesis, Université de Boumerdès-M’hamed Bougara, 2010. (cit. p. 42.)
- [93] X. Zhou, H. Zhang, G. Wang, and X. Bai, “Three-dimensional numerical simulation of arc and metal transport in arc welding based additive manufacturing,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 103, pp. 521–537, 2016. (cit. p. 42, 48, 49, 52, 143, 182, and 234.)
- [94] H. G. Fan and R. Kovacevic, “Droplet formation, detachment, and impingement on the molten pool in gas metal arc welding,” *Metallurgical and Materials Transactions B*, vol. 30, no. 4, pp. 791–801, 1999. (cit. p. 42 and 48.)
- [95] J. Brackbill, D. Kothe, and C. Zemach, “A continuum method for modeling surface tension,” *Journal of Computational Physics*, vol. 100, pp. 335–354, June 1992. (cit. p. 43 and 127.)
- [96] P. Yue, J. J. Feng, C. Liu, and J. Shen, “A diffuse-interface method for simulating two-phase flows of complex fluids,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 515, pp. 293–317, 2004. (cit. p. 43.)
- [97] Y. Saadlaoui, E. Feulvarch, A. Delache, J.-B. Leblond, and J.-M. Bergheau, “A new strategy for the numerical modeling of a weld pool,” *Comptes Rendus Mécanique*, vol. 346, no. 11, pp. 999–1017, 2018. (cit. p. 43.)
- [98] F. Hejripour, D. T. Valentine, and D. K. Aidun, “Study of mass transport in cold wire deposition for wire arc additive manufacturing,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 125, pp. 471–484, 2018. (cit. p. 43, 46, 51, 53, and 54.)
- [99] A. Lundbäck and L. Lindgren, “Modelling of metal deposition,” *Finite Elements in Analysis and Design*, vol. 47, no. 10, pp. 1169–1177, 2011. (cit. p. 43 and 44.)
- [100] C. Brissot, R. Valette, and E. Hachem, “A Vaporization Model for Computational Fluid Dynamics Simulations - Application to FilmBoiling,” in *SimHydro 2021*, (Sophia-Antipolis, France), June 2021. (cit. p. 44.)
- [101] Z. Rao, S. Liao, and H.-L. Tsai, “Effects of shielding gas compositions on arc plasma and metal transfer in gas metal arc welding,” *Journal of applied physics*, vol. 107, no. 4, p. 044902, 2010. (cit. p. 46.)
- [102] J. H. Waszink, “Experimental investigation of the forces acting on a drop of weld metal,” *Weld. J.*, 1983. (cit. p. 47.)
- [103] C. Allum, “Metal transfer in arc welding as a varicose instability. i. varicose instabilities in a current-carrying liquid cylinder with surface charge,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 18, no. 7, p. 1431, 1985. (cit. p. 47.)
- [104] C. Allum, “Metal transfer in arc welding as a varicose instability. ii. development of model for arc welding,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 18, no. 7, p. 1447, 1985. (cit. p. 47.)
- [105] V. A. Nemchinsky, “Size and shape of the liquid droplet at the molten tip of an arc electrode,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 27, no. 7, p. 1433, 1994. (cit. p. 47.)
- [106] J. H. Choi, J. Lee, and C. D. Yoo, “Dynamic force balance model for metal transfer analysis in arc welding,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 34, no. 17, p. 2658, 2001. (cit. p. 47.)

- [107] J. Hu, H. Guo, and H.-L. Tsai, “Weld pool dynamics and the formation of ripples in 3d gas metal arc welding,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, no. 9-10, pp. 2537–2552, 2008. (cit. p. 48, 49, and 53.)
- [108] O. Desmason, *Numerical modeling of a hybrid arc / laser welding process in a level set framework : application to multipass welding of high thickness steel sheets*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Centre de Mise en Forme des Matériaux (CEMEF), 2013. (cit. p. 49, 52, 54, 55, 58, 59, 62, 106, 129, 142, 143, 144, 146, 147, 152, 160, 170, and 222.)
- [109] Q. Chen, *Thermomechanical numerical modelling of additive manufacturing by selective laser melting of powder bed : Application to ceramic materials*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Centre de Mise en Forme des Matériaux (CEMEF), 2018. (cit. p. 49, 77, 129, 140, 156, and 222.)
- [110] M. Costabel, “A coercive bilinear form for maxwell’s equations,” *Journal of mathematical analysis and applications*, vol. 157, no. 2, pp. 527–541, 1991. (cit. p. 51 and 124.)
- [111] Z. Samad, N. Nor, and E. Fauzi, “Thermo-mechanical simulation of temperature distribution and prediction of heat-affected zone size in mig welding process on aluminium alloy en aw 6082-t6,” *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, vol. 530, p. 012016, 07 2019. (cit. p. 52.)
- [112] J. Goldak, A. Chakravarti, and M. Bibby, “A new finite element model for welding heat sources,” *Metallurgical Transactions B*, vol. 15, pp. 299–305, June 1984. (cit. p. 53.)
- [113] J. Lancaster, “The Physic of Welding, second edition,” *Pergamon*, p. 8, 1984. (cit. p. 53.)
- [114] S. Kumar and S. C. Bhaduri, “Three-dimensional finite element modeling of gas metal-arc welding,” *Metallurgical and Materials Transactions B*, vol. 25, pp. 435–441, June 1994. (cit. p. 53 and 237.)
- [115] M. Bellet and M. Hamide, “Direct modeling of material deposit and identification of energy transfer in gas metal arc welding,” *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 2013. (cit. p. 53.)
- [116] M. Hamide, “Modélisation numérique du soudage à l’arc des aciers,” p. 286. (cit. p. 54, 57, 106, 109, 123, 140, 190, 201, 217, and 234.)
- [117] K. Tsao and C. Wu, “Fluid Flow and Heat Transfer in GMA Weld Pools,” *Mathematical model incorporates the influence spray transfer frequency has on weld pool configuration*, 1988. (cit. p. 54.)
- [118] Y. Ogino, S. Asai, and Y. Hirata, “Numerical simulation of waam process by a gmaw weld pool model,” *Welding in the World*, vol. 62, no. 2, pp. 393–401, 2018. (cit. p. 56.)
- [119] V. D. Fachinotti and M. Bellet, “Linear tetrahedral finite elements for thermal shock problems,” *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 2006. (cit. p. 56.)
- [120] Y. Lei, J. Xiong, and R. Li, “Effect of inter layer idle time on thermal behavior for multi-layer single-pass thin-walled parts in gmaw-based additive manufacturing,” *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 96, pp. 1355–1365, 2018. (cit. p. 57 and 59.)
- [121] A. Kumar and T. DebRoy, “Guaranteed fillet weld geometry from heat transfer model and multivariable optimization,” *International journal of heat and mass transfer*, vol. 47, no. 26, pp. 5793–5806, 2004. (cit. p. 57.)
- [122] C.-H. Kim, W. Zhang, and T. DebRoy, “Modeling of temperature field and solidified surface profile during gas-metal arc fillet welding,” *Journal of Applied Physics*, vol. 94, no. 4, pp. 2667–2679, 2003. (cit. p. 57.)

- [123] A. Nycz, Y. Lee, M. Noakes, D. Ankit, C. Masuo, S. Simunovic, J. Bunn, L. Love, V. Oancea, A. Payzant, and C. M. Fancher, “Effective residual stress prediction validated with neutron diffraction method for metal large-scale additive manufacturing,” *Materials and Design*, vol. 205, p. 109751, 2021. (cit. p. 57, 58, 59, 60, 111, and 217.)
- [124] T. Gray, D. Camilleri, and N. McPherson, “4 - understanding welding distortion : thermal fields thermo-mechanical effects,” in *Control of Welding Distortion in Thin-Plate Fabrication* (T. Gray, D. Camilleri, and N. McPherson, eds.), pp. 53–76, Woodhead Publishing, 2014. (cit. p. 58.)
- [125] F. Montevecchi, G. Venturini, A. Scippa, and G. Campatelli, “Finite Element Modelling of Wire-arc-additive-manufacturing Process,” *Procedia CIRP*, vol. 55, pp. 109 – 114, 2016. (cit. p. 58 and 234.)
- [126] F. Montevecchi, G. Venturini, N. Grossi, A. Scippa, and G. Campatelli, “Idle time selection for wire-arc additive manufacturing : A finite element-based technique,” *Additive Manufacturing*, vol. 21, pp. 479 – 486, 2018. (cit. p. 58, 61, 199, and 228.)
- [127] W. Hackenhaar, J. A. Mazzaferro, F. Montevecchi, and G. Campatelli, “An experimental-numerical study of active cooling in wire arc additive manufacturing,” *Journal of Manufacturing Processes*, vol. 52, pp. 58–65, 2020. (cit. p. 58 and 61.)
- [128] F. Montevecchi, G. Venturini, N. Grossi, A. Scippa, and G. Campatelli, “Finite element mesh coarsening for effective distortion prediction in wire arc additive manufacturing,” *Additive Manufacturing*, vol. 18, pp. 145–155, 2017. (cit. p. 58 and 59.)
- [129] E. R. Denlinger, J. C. Heigel, and P. Michaleris, “Residual stress and distortion modeling of electron beam direct manufacturing ti-6al-4v,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B : Journal of Engineering Manufacture*, vol. 229, no. 10, pp. 1803–1813, 2015. (cit. p. 58.)
- [130] T. F. van Nuland, J. van Dommelen, and M. G. Geers, “Microstructural modeling of anisotropic plasticity in large scale additively manufactured 316l stainless steel,” *Mechanics of Materials*, vol. 153, p. 103664, 2021. (cit. p. 59.)
- [131] C. Cambon, S. Rouquette, I. Bendaoud, C. Bordreuil, R. Wimporoy, and F. Soulié, “Thermo-mechanical simulation of overlaid layers made with wire+ arc additive manufacturing and gmaw-cold metal transfer,” *Welding in the World*, vol. 64, no. 8, pp. 1427–1435, 2020. (cit. p. 59.)
- [132] H. Zhao, G. Zhang, Z. Yin, and L. Wu, “Three-dimensional finite element analysis of thermal stress in single-pass multi-layer weld-based rapid prototyping,” *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 212, no. 1, pp. 276–285, 2012. (cit. p. 59, 61, 70, and 72.)
- [133] D. Camilleri, T. Comlekci, and T. F. Gray, “Computational prediction of out-of-plane welding distortion and experimental investigation,” *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, vol. 40, no. 2, pp. 161–176, 2005. (cit. p. 60.)
- [134] X. Liang, L. Cheng, Q. Chen, Q. Yang, and A. C. To, “A modified method for estimating inherent strains from detailed process simulation for fast residual distortion prediction of single-walled structures fabricated by directed energy deposition,” *Additive Manufacturing*, vol. 23, pp. 471–486, 2018. (cit. p. 61.)
- [135] Y. Zhang, G. Guillemot, M. Bernacki, and M. Bellet, “Macroscopic thermal finite element modeling of additive metal manufacturing by selective laser melting process,” *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 331, pp. 514 – 535, 2018. (cit. p. 61, 66, 81, 102, and 221.)

- [136] T. Carozzani, *Development of a 3D parallel Cellular Automaton-Finite Element (CAFE) model for grain structure prediction during solidification of metallic alloys*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2012. CAF01. (cit. p. 66.)
- [137] A. Saad, *Numerical modelling of macrosegregation formed during solidification with shrinkage using a level set approach*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Centre de Mise en Forme des Matériaux (CEMEF), 2016. (cit. p. 66, 123, 124, and 222.)
- [138] “Steel and Fe-Alloys - TCFE, Thermo-Calc Softw. : <https://thermocalc.com/products/databases/steel-and-fe-alloys/>, visité le 21/01/2022.” (cit. p. 67, 88, and 162.)
- [139] “Physalurgy, <https://physalurgy.cemef.mines-paristech.fr/>,” (cit. p. 67, 88, and 162.)
- [140] “EN10088–4, Stainless steels - Part 4 : Technical delivery conditions for sheet/plate and strip of corrosion resisting steels for construction purposes,” 2009. (cit. p. 68.)
- [141] S. Ríos, P. A. Colegrove, F. Martina, and S. W. Williams, “Analytical process model for wire arc additive manufacturing,” *Additive Manufacturing*, vol. 21, pp. 651–657, 2018. (cit. p. 69.)
- [142] E. R. Denlinger, J. Irwin, and P. Michaleris, “Thermomechanical modeling of additive manufacturing large parts,” *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, vol. 136, no. 6, 2014. (cit. p. 72.)
- [143] M. Shakoor, M. Bernacki, and P.-O. Bouchard, “Three-dimensional numerical modeling of ductile fracture mechanisms at the microscale,” in *4th ECCOMAS Young Investigator Conference - YIC 2017*, (Milano, Italy), Sept. 2017. (cit. p. 76.)
- [144] M. Rappaz, M. Bellet, M. O. Deville, and R. Snyder, *Numerical modeling in materials science and engineering*. Springer, 2003. (cit. p. 85.)
- [145] “Dry air - thermodynamic and physical properties.” WEB. (cit. p. 88 and 162.)
- [146] J. Lemaitre and J.-L. Chaboche, *Mechanics of solid materials*. Cambridge university press, 1994. (cit. p. 109.)
- [147] M. A. Calle, M. Salmi, L. Mazzariol, M. Alves, and P. Kujala, “Additive manufacturing of miniature marine structures for crashworthiness verification : Scaling technique and experimental tests,” *Marine Structures*, vol. 72, p. 102764, 07 2020. (cit. p. 109.)
- [148] W. Zhai, W. Zhou, and S. Nai, “Grain refinement and strengthening of 316l stainless steel through addition of tic nanoparticles and selective laser melting,” *Materials Science and Engineering A*, vol. 832, p. 142460, 01 2022. (cit. p. 109.)
- [149] “mathworks : G-code reader.” WEB. (cit. p. 120.)
- [150] “Comsol : What is the curl element (and why is it used)?, visitée le 05/07/22,” (cit. p. 124.)
- [151] A. Queva, *Simulation numérique multiphysique du procédé de fusion laser de lit de poudre : Application aux alliages métalliques d’intérêt aéronautique*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Centre de Mise en Forme des Matériaux (CEMEF), 2021. (cit. p. 128, 155, and 171.)
- [152] T. J. Hughes, M. Mallet, and M. Akira, “A new finite element formulation for computational fluid dynamics : II. beyond supg,” *Computer methods in applied mechanics and engineering*, vol. 54, no. 3, pp. 341–355, 1986. (cit. p. 129.)
- [153] M. Sussman, E. Fatemi, P. Smereka, and S. Osher, “An improved level set method for incompressible two-phase flows,” *Computers & Fluids*, vol. 27, no. 5-6, pp. 663–680, 1998. (cit. p. 129.)
-

- [154] M. Bernacki, Y. Chastel, T. Coupez, and R. E. Logé, “Level set framework for the numerical modelling of primary recrystallization in polycrystalline materials,” *Scripta Materialia*, vol. 58, no. 12, pp. 1129–1132, 2008. (cit. p. 129.)
- [155] M. Shakoor, B. Scholtes, P.-O. Bouchard, and M. Bernacki, “An efficient and parallel level set reinitialization method—application to micromechanics and microstructural evolutions,” *Applied Mathematical Modelling*, vol. 39, no. 23-24, pp. 7291–7302, 2015. (cit. p. 129.)
- [156] T. Coupez, “Metric construction by length distribution tensor and edge based error for anisotropic adaptive meshing,” *Journal of Computational Physics*, vol. 230, no. 7, pp. 2391–2405, 2011. (cit. p. 131 and 154.)
- [157] “CAVITAR website : Visualization of gas flow in a multilayer cmt process (<https://www.cavitar.com/library/visualization-of-gas-flow-in-a-multilayer-cmt-process/>).” WEB. (cit. p. 134 and 165.)
- [158] “CAVITAR website : Start of an additive manufacturing with cmt process (<https://www.cavitar.com/library/start-of-an-additive-manufacturing-with-cmt-process/>).” WEB. (cit. p. 136.)
- [159] S. Hysing, “A new implicit surface tension implementation for interfacial flows,” *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 51, no. 6, pp. 659–672, 2006. (cit. p. 140.)
- [160] E. Hachem, *Stabilized finite element method for heat transfer and turbulent flows inside industrial furnaces*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2009. (cit. p. 140 and 141.)
- [161] E. Hachem, B. Rivaux, T. Kloczko, H. Digonnet, and T. Coupez, “Stabilized finite element method for incompressible flows with high reynolds number,” *Journal of computational physics*, vol. 229, no. 23, pp. 8643–8665, 2010. (cit. p. 140 and 141.)
- [162] E. Hachem, M. Khalloufi, J. Bruchon, R. Valette, and Y. Mesri, “Unified adaptive variational multiscale method for two phase compressible–incompressible flows,” *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 308, pp. 238–255, 2016. (cit. p. 140 and 141.)
- [163] I. Babuška, “Error-bounds for finite element method,” *Numerische Mathematik*, vol. 16, no. 4, pp. 322–333, 1971. (cit. p. 140.)
- [164] A. N. Brooks and T. J. Hughes, “Streamline upwind/ Petrov-galerkin formulations for convection dominated flows with particular emphasis on the incompressible navier-stokes equations,” *Computer methods in applied mechanics and engineering*, vol. 32, no. 1-3, pp. 199–259, 1982. (cit. p. 140.)
- [165] T. Coupez and E. Hachem, “Solution of high-reynolds incompressible flow with stabilized finite element and adaptive anisotropic meshing,” *Computer methods in applied mechanics and engineering*, vol. 267, pp. 65–85, 2013. (cit. p. 141 and 154.)
- [166] C. Hacquard, *Fabrication additive par procédé arc-fil : élaboration et caractérisation en fatigue de pièces en acier 316L et alliage de titane TA6V*. Thèse de doctorat, Unité de recherche LMGC – UMR 5508, 2022. (cit. p. 150, 186, 187, and 199.)
- [167] M. Korolczuk-Hejnak and P. Migas, “Analysis of selected liquid steel viscosity,” *Archives of Metallurgy and Materials*, vol. 57, pp. 963–969, 2012. (cit. p. 160.)
- [168] S. Choi, C. Yoo, and Y. Kim, “Dynamic simulation of metal transfer in gmaW, part 1 : Globular and spray transfer modes,” *WELDING JOURNAL-NEW YORK-*, vol. 77, pp. 38–s, 1998. (cit. p. 160.)

- [169] A. Aalilija, *Numerical modelling of chill cooling of levitated steel melts solidified in the International Space Station*. PhD thesis, Université Paris sciences et lettres, 2020. (cit. p. 161 and 162.)
- [170] L. Rayleigh *et al.*, “On the capillary phenomena of jets,” *Proc. R. Soc. London*, vol. 29, no. 196-199, pp. 71–97, 1879. (cit. p. 161 and 162.)
- [171] M. Brochard, *Modèle couplé cathode-plasma-pièce en vue de la simulation du procédé de soudage à l’arc TIG*. PhD thesis, Aix-Marseille 1, 2009. (cit. p. 190 and 234.)
- [172] A. Tariq and M. Asif, “Experimental investigation of thermal contact conductance for nominally flat metallic contact,” *Heat and Mass Transfer*, vol. 52, no. 2, pp. 291–307, 2016. (cit. p. 197.)
- [173] M. Salem, S. Le Roux, A. Hor, and G. Dour, “A new insight on the analysis of residual stresses related distortions in selective laser melting of ti-6al-4v using the improved bridge curvature method,” *Additive Manufacturing*, vol. 36, p. 101586, 2020. (cit. p. 199.)
- [174] S. Le Roux, M. Salem, and A. Hor, “Improvement of the bridge curvature method to assess residual stresses in selective laser melting,” *Additive Manufacturing*, vol. 22, pp. 320–329, 2018. (cit. p. 199.)
- [175] X. Lu, X. Lin, M. Chiumenti, M. Cervera, Y. Hu, X. Ji, L. Ma, H. Yang, and W. Huang, “Residual stress and distortion of rectangular and s-shaped ti-6al-4v parts by directed energy deposition : Modelling and experimental calibration,” *Additive Manufacturing*, vol. 26, pp. 166–179, 2019. (cit. p. 217.)
- [176] F. G. Cunha, T. G. Santos, and J. Xavier, “In situ monitoring of additive manufacturing using digital image correlation : a review,” *Materials*, vol. 14, no. 6, p. 1511, 2021. (cit. p. 217.)
- [177] F. Li, S. Chen, Z. Wu, and Z. Yan, “Adaptive process control of wire and arc additive manufacturing for fabricating complex-shaped components,” *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 96, no. 1, pp. 871–879, 2018. (cit. p. 225.)
- [178] F. M. Scotti, F. R. Teixeira, L. J. d. Silva, D. B. de Araújo, R. P. Reis, and A. Scotti, “Thermal management in WAAM through the CMT Advanced process and an active cooling technique,” *Journal of Manufacturing Processes*, vol. 57, pp. 23–35, 2020. (cit. p. 228.)
- [179] S. Chen, G. Guillemot, and C. Gandin, “Three-dimensional cellular automaton-finite element modeling of solidification grain structures for arc-welding processes,” *Acta Materialia*, vol. 115, pp. 448 – 467, 2016. (cit. p. 228.)
- [180] “page web Relativity Space, visité le 28/03/2022 : <https://www.relativityspace.com/>.” (cit. p. 231.)
- [181] “page web MX3D, visité le 28/03/2022 : <https://mx3d.com/>.” (cit. p. 231.)
- [182] L. Depradeux, *Simulation numérique du soudage-acier 316L : validation sur cas tests de complexité croissante*. PhD thesis, Lyon, INSA, 2004. (cit. p. 234.)
- [183] “Cmt additive manufacturing like you’ve never seen it before, cavitar ltd youtube video,” (cit. p. 237.)
- [184] “page web Wikipedia, visité le 28/03/2022 : https://fr.wikipedia.org/wiki/Angle_solide.” (cit. p. 238.)
- [185] M. Mohr, “Surface tension and viscosity for sample 20, fec0.9si0.2,,” 2019. (cit. p. 239.)
- [186] L. Cao, “Workpiece-scale numerical simulations of slm molten pool dynamic behavior of 316l stainless steel,” *Computers & Mathematics with Applications*, vol. 96, pp. 209–228, 2021. (cit. p. 239.)

- [187] J. Tan, C. Tang, and C. Wong, “Study and modeling of melt pool evolution in selective laser melting process of ss316l,” *MRS Communications*, vol. 8, no. 3, pp. 1178–1183, 2018. (cit. p. 239.)
- [188] B. J. Keene, K. C. Mills, A. Kasama, A. McLean, and W. A. Miller, “Comparison of surface tension measurements using the levitated droplet method,” *Metallurgical Transactions B*, vol. 17, no. 1, pp. 159–162, 1986. (cit. p. 239.)

RÉSUMÉ

Le procédé de fabrication additive par arc-fil WAAM permet de construire des pièces de géométries complexes ou de rajouter des fonctionnalités sur des éléments déjà existants, en déposant la matière par cordons successifs à l'aide d'une torche de soudage. Le débit de matière important, le prix de la matière première accessible et son utilisation avec des robots anthropomorphes dans des espaces quasi-illimités en font un complément industriel pertinent par rapport aux procédés lit de poudre (LPBF) déjà industriellement viables. Cependant, son essor est encore limité, dû aux physiques et phénomènes nombreux qui le décrivent, ces derniers étant hautement dépendants des paramètres procédés. Plus précisément, les écoulements dans le bain de métal fondu à la suite du transfert de matière et chaleur ont un impact direct sur l'adhésion à la couche précédente et à sa solidification. Ceci qui conduit à des morphologies spécifiques et à une microstructure orientée dans le sens de la construction, toutes dépendantes de l'histoire thermo-mécanique de la pièce complète, du fait de l'accumulation de chaleur. Ces interactions couplées multi-échelles, inaccessibles à un modèle numérique unique, orientent alors le développement de deux modèles multi-physiques dans le cadre de ces travaux de recherche, qui reposent sur des travaux antérieurs en soudage et dans le LPBF. Le premier modèle, dit mésoscopique et à l'échelle du cordon, décrit le cycle complexe du procédé CMT dans une approche level set. Sans considérer l'électromagnétisme, un modèle de contact et d'asservissement du dévidage est développé pour reproduire la forme des dépôts. Le procédé, stabilisé par l'électrode en contact avec le bain, semble alors régi au premier ordre par la tension de surface, la forme du dépôt précédent et sa température. Le second modèle, dit macroscopique, décrit les cycles thermo-mécaniques d'une pièce aux dimensions industrielles pour des temps de plusieurs heures. Sa rapidité, dans une approche *quiet element*, repose sur une discrétisation extrême du transfert de matière et chaleur à l'aide de segments de matière, adapté pour utiliser directement des CAO complexes de pièces. La résolution mécanique, associée à un modèle de débridage, permet d'observer les déformations résiduelles. Au final, les modèles méso et macro sont confrontés à de nombreuses ressources expérimentales et montrent une bonne cohérence dans les échelles qui leur sont propres. Le projet propose alors un socle à de futurs projets pour des couplages multi-échelles, où la modélisation numérique pourrait représenter le comportement de la matière, de la rugosité intercordons régie par les écoulements aux contraintes résiduelles dans une pièce de grandes dimensions.

MOTS CLÉS

Fabrication additive, Eléments Finis, Procédé dépôt-fil WAAM, Cycle CMT, Résolution hydro-thermo-mécanique, Couplage Multi-échelles

ABSTRACT

Wire and arc additive manufacturing (WAAM) process allows complex geometries parts to be built, or functionalities to be added to existing components, by depositing the material in successive beads using a welding torch. The high material feeding rate, the accessible raw material price and its use with anthropomorphic robots in almost unlimited spaces make it a relevant industrial complement to the already industrially viable powder bed processes (LPBF). However, its development is still limited, due to the numerous physics and phenomena involved, the latter being highly dependent on process parameters. More specifically, the flows in the molten metal bath following the transfer of material and heat have a direct impact on the adhesion to the previous layer and its solidification. This leads to specific morphologies and a microstructure oriented in the direction of construction, all of which are dependent on the thermo-mechanical history of the complete part, due to heat accumulation. These coupled multi-scale interactions, inaccessible to a single numerical model, then guide the development of two multi-physics models in this research, which are based on previous work in welding and in the LPBF. The first model, called mesoscopic and at the bead scale, describes the complex cycle of the CMT process in a level set approach. Without considering electromagnetism, a contact and controlled loop model is developed to reproduce the cycle of the deposition. The process, stabilised by the electrode in contact with the pool, seems to be governed at first order by the surface tension, the shape of the previous deposit and its temperature. The second model, called macroscopic, describes the thermo-mechanical cycles of a part of industrial dimensions for times of several hours. Its speed, in a quiet element approach, is based on an extreme discretization of the material and heat transfer using material segments, adapted to use directly complex CAD parts. The mechanical resolution, combined with an unclamping model, allows the observation of residual deformations. In the end, the meso and macro models are confronted with numerous experimental resources and show good coherence in their own scales. The project therefore proposes a basis for future projects for multi-scale couplings, where numerical modelling could represent the behaviour of the material, from the inter-cordon roughness governed by the flows to the residual stresses in large pieces.

KEYWORDS

Additive manufacturing, Finite elements, WAAM process, CMT Cycle, Hydro-thermo-mecanic resolution, Multi-scale simulation