



HAL
open science

Modélisation THMC de la congélation artificielle des terrains : Application à la mine de Cigar Lake

Hafssa Tounsi

► **To cite this version:**

Hafssa Tounsi. Modélisation THMC de la congélation artificielle des terrains : Application à la mine de Cigar Lake. Géologie appliquée. Université Paris sciences et lettres, 2019. Français. NNT : 2019PSLEM053 . tel-02493110

HAL Id: tel-02493110

<https://pastel.hal.science/tel-02493110>

Submitted on 27 Feb 2020

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

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



THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à MINES ParisTech

Modélisation THMC de la congélation artificielle des terrains : Application à la mine de Cigar Lake

Soutenue par

Hafssa TOUNSI

Le 06 novembre 2019

École doctorale n°398

**Géosciences, ressources
naturelles et environne-
ment**

Spécialité

**Géosciences et Géoingé-
nierie**

Composition du jury :

Jean-François THIMUS Professeur émérite, Université Catho- lique de Louvain	<i>Président</i>
Amade POUYA Professeur, Ecole des Ponts ParisTech	<i>Rapporteur</i>
Philippe COSENZA Professeur, Université de Poitiers	<i>Rapporteur</i>
Muriel GASC-BARBIER Directrice de recherches, CEREMA	<i>Examinatrice</i>
Frédéric GUÉRIN Chef de projet, ORANO	<i>Examineur</i>
Michel TIJANI Directeur de recherches, MINES Paris- Tech	<i>Examineur</i>
Ahmed ROUABHI Chargé de recherches, MINES Paris- Tech	<i>Directeur de thèse</i>

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Michel Tijani pour m'avoir fait confiance et accueillie au sein de l'équipe Géologie de l'Ingénieur et Géomécanique. Mes remerciements vont ensuite à mon directeur de thèse, Ahmed Rouabhi, pour m'avoir guidée et inspirée tout au long de ce travail et pour m'avoir appris à être plus autonome et à aborder plus sûrement une démarche scientifique rigoureuse.

Ces travaux de recherche ont été réalisés à l'initiative et avec la collaboration d'Orano, dans le cadre de l'exploitation du gisement minier de Cigar Lake au Canada. Je remercie Frédéric Guérin d'Orano France d'avoir suivi l'avancement de ce travail et veillé à son bon déroulement. Je remercie aussi vivement Aminou Diedhiou d'Orano Canada d'avoir organisé la visite de la mine et assuré toute la logistique d'envoi des carottes provenant de la mine. Merci pour ton dynamisme et ta réactivité à nos mails, sans lesquels, la campagne expérimentale n'aurait pu avoir lieu. Je remercie également les employés de Cameco d'avoir mis à disposition les données de congélation et de déplacement dans les tunnels de production du site de Cigar Lake et de nous avoir accueillis sur place. Je remercie également Faouzi Hadj Hassen du centre de Géosciences pour tous ses efforts afin que cette collaboration aboutisse et se déroule dans les meilleures conditions.

Je remercie tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail de thèse. Merci tout d'abord à Jean-François Thimus qui m'a fait l'honneur de présider le jury. Merci également à Amade Pouya et Philippe Cosenza, rapporteurs de mon manuscrit, pour la qualité de leurs rapports. Merci enfin à Muriel Gasc-Barbier et à tout le jury pour leurs questions intéressantes et nos échanges le jour de la soutenance.

A ces remerciements, je souhaite associer l'ensemble des membres de l'équipe GIG pour leur bienveillance et leurs encouragements. Un grand merci à Aurélien Baudin pour son aide précieuse dans la mise en place du dispositif expérimental.

Enfin, je remercie ma famille et mes amis pour m'avoir accompagnée et soutenue tout au long de cette thèse. Merci à mes petites soeurs pour leurs visites qui remplissaient mon coeur de joie. Un merci plein d'amour et de reconnaissance va à mes proches qui sont venus partager avec moi le stress et la joie du jour J : mes très chers parents, mon complice et mon fiancé Naoufel et ma chère amie Sara. À vous, je dédie ce travail.

Table des matières

Table des matières	iii
Introduction	1
1 Contexte de la thèse	1
2 Position du problème industriel : la mine de Cigar Lake	1
3 Objectifs et plan de la thèse	6
Chapter I: Récapitulatif des travaux de thèse	9
1 Introduction	10
2 État de l’art : Modélisation THMC de la congélation des milieux poreux	11
3 Modèle THMC de la congélation des milieux poreux	25
4 Caractérisation en laboratoire et modèle constitutif d’un sol congelé	47
5 Application à la mine de Cigar Lake	58
Chapter II: Modélisation THMC de la congélation des terrains	66
1 Introduction	68
2 Theoretical framework	71
3 Laboratory experiments and model validation	79
4 Conclusion	96
Chapter III: Caractérisation de la métapélite congelée en laboratoire	100
1 Introduction	103
2 Test program	105
3 Tests results and analysis	109
4 Constitutive modeling	115
5 Conclusion	124
Chapter IV: La congélation artificielle en contexte minier : application à la mine de Cigar Lake	127
1 Introduction	130
2 Geological context and <i>in situ</i> measurements	131
3 Coupled THM modeling of Artificial Ground Freezing	133
4 Numerical simulations	137
5 Conclusion	145
Conclusion et perspectives	148
Annexe A: Mesure de la dilatation thermique avec des jauges de déformation	152

Introduction générale

1 Contexte de la thèse

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une série de recherches effectuée au centre de Géosciences sur la technique de la congélation artificielle des terrains en partenariat avec ORANO (anciennement AREVA), dans le cadre de l'exploitation de la mine d'uranium de Cigar Lake. Il s'agit d'un gisement minier complexe, situé dans un contexte hydrogéologique difficile, où de très grands volumes de terrain sont congelés artificiellement afin d'imperméabiliser et de consolider le gisement et le terrain qui l'entoure. Ce partenariat a pris la forme de deux thèses réalisées au Centre de Géosciences. La première est la thèse de [Vitel \(2015\)](#), dont l'objectif principal était la prédiction de l'étendue des zones congelées et l'optimisation des conditions opératoires telles que la température et le débit du fluide frigoporteur ainsi que les dimensions des tubes de congélation et leur espacement. Pour y répondre, deux modèles numériques ont été proposés : un modèle permettant de simuler les échanges de chaleur entre un puits de congélation et le terrain environnant ([Vitel et al., 2015](#)) et un modèle thermo-hydraulique couplé de la congélation de milieux poreux initialement saturés en eau pure ([Vitel et al., 2016a](#)). Dans cette première thèse, seul l'aspect d'imperméabilisation des terrains a été abordé ([Vitel et al., 2016b](#)). L'impact mécanique de la congélation sur le massif congelé et sur celui non-congelé au voisinage n'a pas été étudié. L'effet de la salinité du fluide saturant n'a pas été, lui non plus, pris en compte. C'est ainsi qu'une deuxième thèse a été lancée pour compléter ce premier travail à travers la prise en compte du couplage fort entre la thermique, l'hydraulique, la mécanique et la salinité de l'eau, et pour répondre aux questions pendantes relatives à la prédiction des mouvements de terrain et à la stabilité des ouvrages souterrains qui y sont creusés.

2 Position du problème industriel : la mine de Cigar Lake

2.1 Contexte hydrogéologique

Le gisement d'uranium de Cigar Lake est situé dans le bassin de l'Athabasca, au nord de la province du Saskatchewan au Canada. Il est l'un des plus riches au monde : sa teneur en Uranium (U_3O_8), de 15% en moyenne, est 100 fois supérieure à la teneur moyenne mondiale

(Bishop et al., 2016). Cependant, il est situé dans un contexte hydrogéologique difficile. La Figure 1 montre un plan 3D de la mine illustrant la géométrie du minerai et l'emplacement des ouvrages d'exploitation par rapport à celui-ci. Le dépôt se situe à une profondeur variant entre 410 et 450 m. Il a la forme d'une lentille horizontale orientée est-ouest et mesurant approximativement 1950 m de long, entre 20 et 100 m de large et 5.4 m d'épaisseur en moyenne. Cette dernière peut atteindre à certains endroits 13.5 m. Une coupe 2D schématisée est montrée dans la Figure 2 pour détailler les différents faciès géologiques. Comme on peut le voir sur cette figure, le minerai repose dans une roche hôte de grès argileux, à la discordance entre les grès d'Athabasca et le socle de base, composé de roches métamorphiques de type métapélite. La couche minéralisée ainsi que son voisinage sont fracturés et présentent une forte argilosité. Le long de ces fractures se trouvent quelques petites zones minéralisées perchées.

D'un point de vue hydrogéologique, les couches de grès sont entièrement saturées en eau, à une pression hydrostatique atteignant les 4.5 MPa au niveau de la minéralisation, en raison de la présence d'une nappe d'eau située à quelques mètres sous la surface. La présence de fractures dans les roches encaissantes aggrave la situation puisqu'elles se comportent comme des conduites d'eau et contrôlent la conductivité hydraulique qui peut atteindre 2.5 m/j en moyenne (HCItasca Denver, 2008). S'ajoute à ceci la grande hétérogénéité des terrains variant d'une roche cristalline homogène non fracturée à une roche tendre ou un sol silteux/argileux. Ces spécificités rendent l'exploitation de la mine difficile et le risque d'éboulements, de venues d'eau et d'inondations important (la mine a déjà pour son compte deux inondations qui ont retardé l'exploitation de plusieurs années). Pour y remédier, les techniques habituelles de pompage et de cimentation, se sont révélées être moins efficaces que la congélation artificielle du gisement et des terrains environnants, qui, en plus de l'imperméabilisation du terrain et l'amélioration de la stabilité de la mine, permet aussi de réduire le risque d'exposition au Radon dissous dans l'eau.

2.2 Intérêts de la congélation artificielle

Le principe de la congélation est de transformer l'eau dans les pores en glace en pompant la chaleur du sol. Cette glace assure le rôle d'un liant étanche et résistant entre les grains, améliorant ainsi la résistance et l'imperméabilité du terrain.

Cette technique, utilisée la première fois dans une mine de charbon au Pays de Galles pour le fonçage de puits dans du sable mouvant, a été brevetée en 1863 par le chercheur allemand F.H.Poetsch (Schmall and Maishman, 2007). Depuis, son utilisation s'est répandue dans le monde entier, à chaque fois que l'enveloppe financière du projet le permet, et trouve ses applications aussi bien dans des projets de génie minier que de génie civil (Jessberger, 1980; Andersland and Ladanyi, 1994). Aujourd'hui, elle est de plus en plus utilisée dans les projets d'excavation de tunnels en milieu urbain (Pimentel et al., 2011; Russo et al., 2015; Hu et al., 2018).

Dans la mine de Cigar Lake, l'objectif est de congeler la zone minéralisée et les couches altérées environnantes, en dessous et au-dessus du gisement, avant et pendant la phase d'exploitation. Le système utilisé comprend une unité de congélation à l'ammoniac, installée en

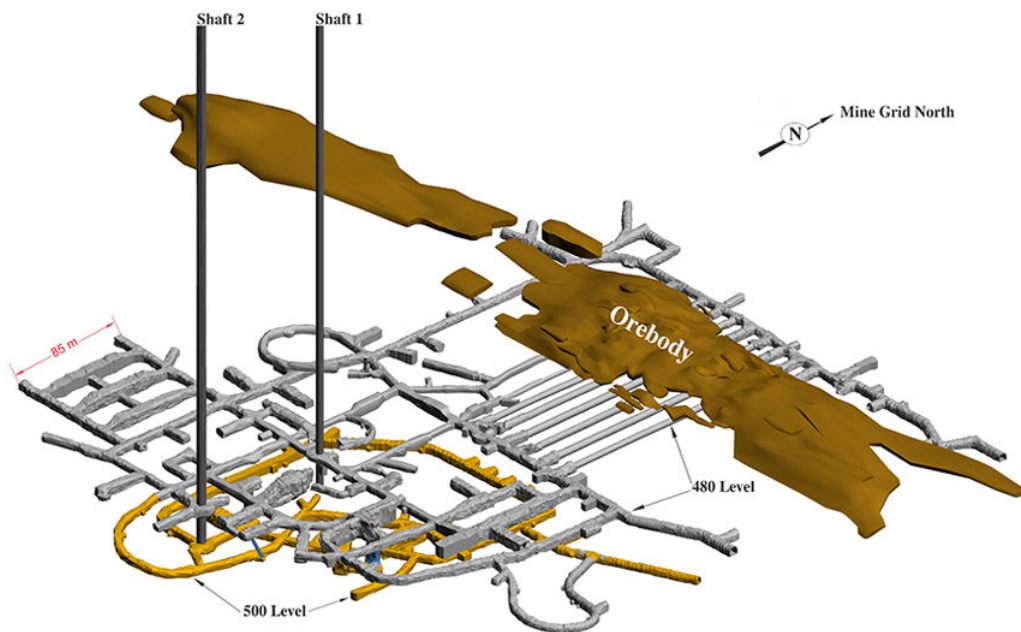


FIGURE 1 – Plan 3D de la mine de Cigar Lake, modifié d’après Bishop et al. (2016).

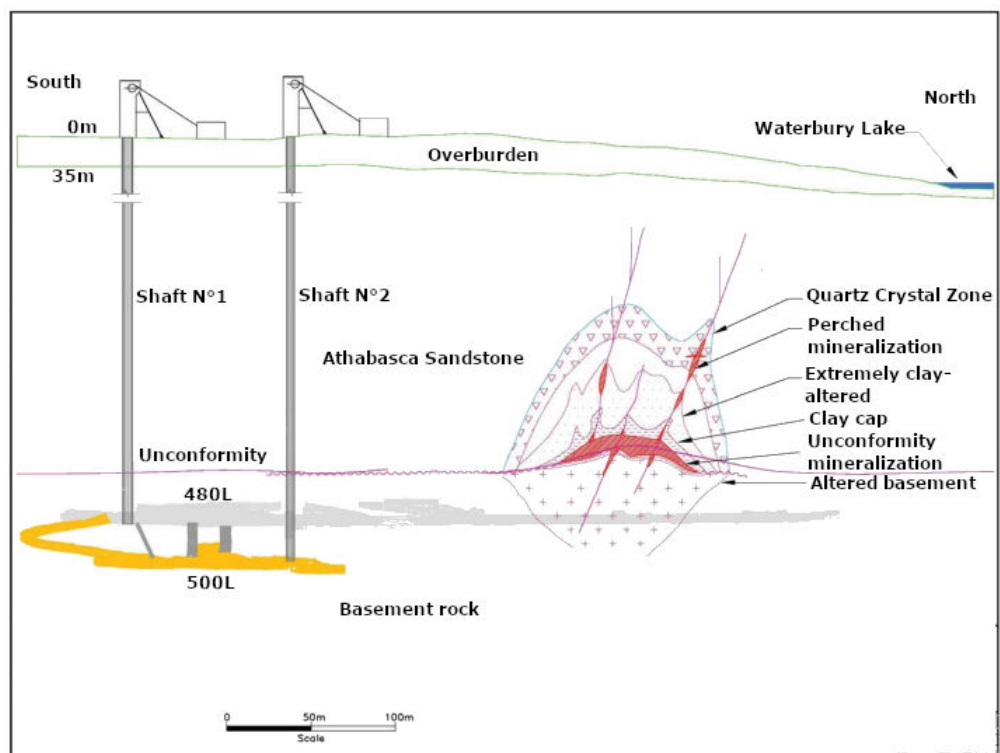


FIGURE 2 – Coupe schématique du gisement de Cigar Lake, modifiée d’après Bishop et al. (2012).

surface, qui refroidit une saumure de chlorure de calcium à une température consigne autour de $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$. La saumure circule, selon un système fermé, dans un réseau de tuyaux verticaux allant de la surface jusqu’à environ 15 m en dessous du gisement. La Figure 3 schématise les

différentes opérations se déroulant à la mine, à savoir la congélation sur 465 m de profondeur, l'excavation des tunnels de production dans le socle de base en dessous du massif congelé, à 480 m sous la surface, et l'extraction du minerai congelé par la technique du jet boring (forage par jet d'eau à haute pression). Les tunnels de production servent pour accueillir la machine de jet boring. Un trou est creusé dans le plafond du tunnel où une tige longue est insérée, et à sa tête un système de jet d'eau à haute pression permettant de creuser des cavités cylindriques dans la couche minéralisée. Le minerai descend alors avec l'eau le long de la tige pour prendre place dans un réservoir situé dans le tunnel de production.

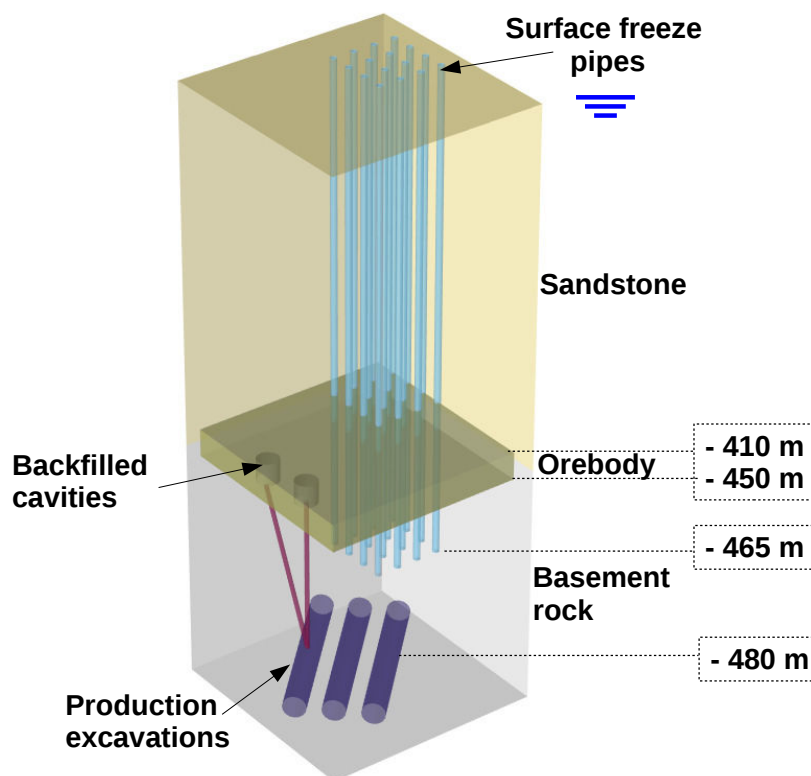


FIGURE 3 – Illustration schématique de la mine de Cigar Lake.

2.3 Effets de la congélation artificielle sur les tunnels de production

Si la congélation artificielle a démontré son efficacité dans le contexte complexe de la mine de Cigar Lake, elle a toutefois induit des problèmes au niveau des tunnels de production. Ces derniers souffrent de fissurations et de convergences asymétriques des parois qui dépassent les tolérances maximales admissibles imposées par l'activité du jet boring (plus d'espace à certains endroits pour la manipulation de la machine de jet boring). En conséquence, les tunnels de production nécessitaient souvent une remise en état retardant les opérations d'extraction de minerai et engendrant des surcoûts considérables. Grâce aux dispositifs d'instrumentation mis en place à Cigar Lake, à savoir des thermocouples pour mesurer la température

à plusieurs profondeurs du massif congelé et des capteurs de déplacements dans plusieurs sections des tunnels de production, la contribution de la congélation à l'apparition et au développement des mouvements de terrain dans les zones non congelées a été attestée. À titre illustratif, la Figure 4 montre le déplacement vertical mesuré par des capteurs de déplacement installés au niveau de deux sections d'un même tunnel, une section était à l'abri de la congélation et l'autre a été excavée sous des panels de puits de congélation activés au moins deux mois avant. Pour ne pas encombrer la figure, uniquement les valeurs mesurées par les capteurs de la moitié droite de la section (les capteurs 1, 3, 5 et 7) sont représentées. L'origine du repère correspond au début de l'excavation de la section. On remarque que les déplacements correspondant à la section située en dessous du massif congelé sont beaucoup plus importants que ceux mesurés à la section non affectée par la congélation. Par exemple, ils sont 10 fois plus grands à la tête du tunnel (capteur 1). Sachant que la durée d'excavation du tunnel tout entier est d'environ 250 jours, on note qu'après cette durée les déplacements de la section non affectée se stabilisent autour d'une valeur asymptotique alors que ceux de la section exposée à la congélation continuent à augmenter considérablement suivant une pente quasi-constante jusqu'à 450 jours. Cette comparaison met en évidence l'impact de la congélation sur les tunnels de production. La première partie du chapitre IV étudie plus en détail la corrélation entre la congélation et les mesures de déplacement vertical dans quelques sections d'un des tunnels de production, pour différents niveaux d'altération mécanique du terrain traversé.

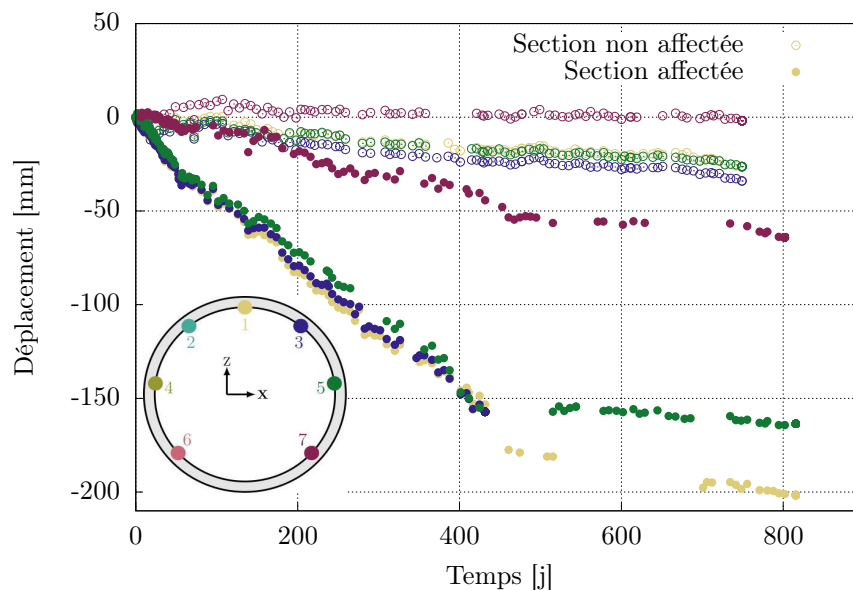


FIGURE 4 – Déplacements verticaux mesurés dans deux sections d'un tunnel de production (cercles vides pour la section qui est non exposée à la congélation et cercles pleins pour la section exposée à la congélation).

3 Objectifs et plan de la thèse

Cette recherche a pour objectif d'apporter des éléments de réponse aux enjeux liés à l'exploitation des zones congelées sur de longues durées tout en évitant les risques liés aux écoulements d'eau et aux instabilités mécaniques. Ceci nécessite la mise en place de modèles numériques fiables permettant de prédire, d'une part, l'évolution et l'étendue des zones congelées, et d'autre part, la stabilité et les mouvements des terrains. Une telle prédiction requiert, en plus de la compréhension des mécanismes physiques de la congélation des sols, des lois rhéologiques adéquates capables de reproduire correctement le comportement mécanique à basses températures des sols saturés en eau. Ainsi, cette thèse a deux objectifs principaux. Le premier est de proposer un modèle de comportement mécanique pour la roche du socle de la mine de Cigar Lake, en se basant sur des essais de laboratoire réalisés pour des niveaux de température et de contrainte représentatifs des conditions *in situ*. Le deuxième est d'élaborer un modèle numérique de couplage Thermo-Hydro-Mécanique avec prise en compte de la salinité du fluide saturant et de le valider à l'échelle du laboratoire et de la mine de Cigar Lake.

Nous répondons à ces deux objectifs à travers trois articles publiés dans des revues à comité de lecture : [Tounsi et al. \(2019a,b,c\)](#). Ces articles sont repris tels quels et représentent les chapitres de 2 à 4 respectivement.

Le premier chapitre présente une synthèse des travaux de la thèse à la lumière de l'état de l'art. Il explique la démarche employée, explicite le lien entre les différents aspects traités et fournit des illustrations des principaux résultats obtenus, en renvoyant le lecteur à chaque fois vers le chapitre correspondant pour plus de détails. Dans un premier temps, une étude bibliographique sur la modélisation de la congélation des milieux poreux est fournie. Dans un second temps, le cadre général du couplage thermo-hydro-mécanique et chimique en milieux poreux est présenté. La démarche pour l'application de ce cadre général au problème de la congélation artificielle des terrains initialement saturés en eau à salinité non négligeable est ensuite détaillée ainsi que sa validation à travers des essais de gonflement au gel réalisés dans le cadre de cette thèse. Dans un troisième temps, une étude bibliographique sur le comportement rhéologique des sols congelés est présentée. Puis, les raisons qui ont motivé le développement d'un dispositif expérimental pour effectuer des essais de compression triaxiale à température contrôlée sont spécifiées et les principaux résultats de la campagne expérimentale sur un faciès de la mine de Cigar Lake sont rappelés et discutés. Dans un dernier temps, l'application du modèle au contexte complexe de la mine de Cigar Lake est discutée.

Dans le deuxième chapitre, nous proposons une mise en équation des phénomènes thermo-hydro-mécaniques et chimiques couplés associés à la congélation artificielle des terrains dans le cadre de la mécanique des milieux poreux. Nous adoptons pour ceci une approche macroscopique basée sur l'équilibre thermodynamique (thermique, mécanique et chimique) de l'interface entre la glace et la phase liquide, où les fronts de gel sont modélisés implicitement à travers le degré de saturation liquide, et sur la notion de contrainte effective pour décrire la répartition des contraintes mécaniques. La thermodynamique du changement de phase de l'eau liquide en glace est présentée ainsi que les hypothèses conduisant à la simplification de la formulation mathématique des lois d'état tout en préservant la cohérence thermodyna-

mique du modèle. Afin de valider le modèle théorique, des essais de gonflement libre ont été réalisés sur des éprouvettes de calcaire d'Anstrude, préalablement saturées avec de l'eau pure ou avec une solution aqueuse de chlorure de sodium à diverses concentrations, et soumises à un gel sans aucune contrainte mécanique extérieure. Les températures au cœur et en surface et les déformations axiale et circonférentielle ont été mesurées. Bien que ces essais soient relativement simples, ils ont permis de discerner et de discuter plusieurs aspects de la congélation, à savoir l'effet de la salinité sur les réponses thermique et mécanique. La distribution de la température n'étant pas homogène, l'éprouvette a été assimilée à une structure. Des simulations par éléments finis ont été effectuées pour reproduire l'avancement du front de gel dans l'éprouvette ainsi que ses conséquences sur la salinité du fluide encore non-gelé et sur la déformation de l'éprouvette. Les résultats de la modélisation numérique ont été comparés aux mesures expérimentales et ont démontré l'importance de la prise en compte de l'effet de la pression de la phase liquide sur la température de coexistence de l'eau liquide et de la glace, faute de quoi, les pressions équivalentes de pore et l'amplitude de gonflement risquent d'être surestimées.

Le troisième chapitre est consacré aux travaux à l'échelle du laboratoire. Il commence par la présentation du dispositif expérimental développé dans le cadre de ce travail de thèse, permettant d'effectuer des essais de compression triaxiale à température et à vitesse de déformation contrôlées. Puis, une description détaillée du matériau utilisé, de sa provenance et des procédures de préparation des échantillons est donnée. On présente ensuite les conditions de terrain dans lesquelles on envisage d'utiliser le modèle de comportement afin de justifier la chronologie de l'application des sollicitations thermiques et mécaniques au cours des différents essais réalisés ainsi que les valeurs consignées en termes de contrainte, de température et de vitesse de déformation. Après avoir présenté et analysé, à la lumière de la littérature, les résultats des essais de laboratoire réalisés sur des échantillons de métapélite, en provenance de la mine de Cigar Lake, naturels et reconstitués, le chapitre se termine avec plusieurs exemples d'essais de laboratoire, réalisés par nous-mêmes et d'autres provenant de la littérature, ajustés avec un modèle rhéologique récent, développé pour des matériaux dont le comportement dépend du temps, qui a été enrichi pour tenir compte de l'influence de la température.

Le dernier chapitre est une application au cas de la mine de Cigar Lake, afin d'étudier l'effet de la congélation artificielle sur les déplacements autour des tunnels de production excavés en dessous du massif congelé. Après une discussion de la corrélation entre la congélation des terrains et les déplacements mesurés au niveau des tunnels de production de la mine, le cadre théorique de la congélation des terrains, présenté dans le deuxième chapitre, y est rappelé pour le cas particulier d'une eau interstitielle pure. Ce modèle est ensuite appliqué au cas de la mine de Cigar Lake. L'approche de modélisation adoptée afin de pouvoir simuler sur une longue durée l'excavation d'un ouvrage en dessous d'un grand massif congelé, est détaillée, à savoir le choix de la section de tunnel qui permet d'isoler le mieux l'influence de la congélation, la détermination des paramètres thermiques des différentes couches géologiques, en particulier la fonction du degré de saturation en eau liquide, à l'aide de mesures de température et la simplification de la géométrie finale. Les capacités prédictives du modèle ont été démontrées à travers des simulations thermo-hydrauliques validées par des mesures de température et à travers des simulations thermo-hydro-mécaniques validées par des me-

sures de déplacement. Ces simulations ont confirmé que les déplacements observés au niveau des tunnels de production sont dus, en grande partie, aux surpressions de pore générées lors de la transformation de l'eau interstitielle en glace, et que les paramètres hydrauliques, en particulier la perméabilité, influencent les réponses hydraulique et mécanique.

Chapitre I

Récapitulatif des travaux de thèse

Sommaire

1	Introduction	10
2	État de l'art : Modélisation THMC de la congélation des milieux poreux	11
2.1	Analyse phénoménologique d'un milieu poreux soumis à la congélation	11
2.1.1	Changement de phase et effet de la chaleur latente . . .	11
2.1.2	Couplages THMC	14
2.1.2.1	Couplage Thermo-Hydraulique	15
2.1.2.2	Couplage entre la thermique et la salinité de l'eau interstitielle	16
2.1.2.3	Couplage hydro-chimique	17
2.1.2.4	Déformations dues à la congélation	17
2.2	Modèles de congélation des milieux poreux dans la littérature . .	19
2.2.1	Les modèles de gel/dégel naturel	19
2.2.2	Les ressemblances et les différences entre le gel naturel et le gel artificiel	21
2.2.3	Modélisation du gel artificiel dans la littérature	22
3	Modèle THMC de la congélation des milieux poreux	25
3.1	Cadre théorique de la modélisation	26
3.1.1	Équations de bilan	27
3.1.1.1	Équation générique de bilan macroscopique . .	27
3.1.1.2	Cinématique du milieu poreux	28
3.1.1.3	Équations de bilan macroscopiques	29
3.1.2	Équations constitutives	31
3.1.2.1	Lois d'état	31
3.1.2.2	Lois complémentaires	32
3.2	Application pour le cas d'un milieu poreux isotrope saturé en eau saline et soumis à la congélation	32
3.2.1	Modèles empiriques	35
3.2.2	Lois d'état des phases fluides	37

	3.2.2.1	Thermodynamique de changement de phase	37
	3.2.2.2	Cohérence thermodynamique	39
	3.2.2.3	Simplification des lois d'état	40
3.3		Validation du modèle : Essais de gonflement libre	41
	3.3.1	Protocole expérimental	41
	3.3.2	Choix du matériau	42
	3.3.3	Résultats et modélisation numérique	43
4		Caractérisation en laboratoire et modèle constitutif d'un sol congelé	47
	4.1	État de l'art : Modèles de comportement	47
	4.1.1	Hypothèse des contraintes totales	47
	4.1.2	Hypothèse des contraintes effectives	48
	4.2	Pourquoi un nouveau modèle de comportement ?	49
	4.3	Caractérisation en laboratoire des géomatériaux congelés	50
	4.3.1	État de l'art	50
	4.3.1.1	Procédures expérimentales dans la littérature	50
	4.3.1.2	Facteurs influençant le comportement mécanique des géomatériaux congelés	52
	4.3.2	Présentation du nouveau dispositif	54
	4.4	Caractérisation du comportement élasto-viscoplastique du matériau congelé de la mine de Cigar Lake	55
5		Application à la mine de Cigar Lake	58
	5.1	Analyse des mesures	59
	5.2	Méthodologie adoptée pour la simulation du problème	62

1 Introduction

La littérature présente une documentation très vaste au sujet de la congélation des terrains. La plus grande partie de ces travaux porte sur les zones de pergélisol soumises à des cycles de gel-dégel saisonniers qui nuisent à la stabilité des routes et des ouvrages existants. L'autre partie s'intéresse à l'utilisation de la technique de la congélation artificielle pour résoudre principalement des problèmes d'étanchéité de terrain en génie minier et en génie civil. Le couplage avec la mécanique est rarement considéré dans cette deuxième classe de travaux, sous l'hypothèse que son influence sur l'étendue des zones congelées est négligeable, surtout quand les zones à congeler sont situées à très grande profondeur ou, de manière générale, dans un environnement non favorable à la formation de lentilles de glace (Vitel et al., 2016a). Toutefois, comme notre objectif ne se limite pas à la simulation de l'évolution des zones congelées, mais aussi à la prédiction des conséquences de la congélation sur l'état mécanique du terrain, le couplage du problème thermo-hydraulique avec la mécanique devient indispensable. Naturellement, la qualité de ces prédictions dépend :

- de la bonne connaissance des spécificités hydrogéologiques du site étudié (voir Introduction générale) ;

- du nombre de phénomènes pris en compte dans la modélisation et qui seront détaillés dans la Section 2 de ce chapitre ;
- de la performance des lois de comportement identifiées pour les terrains en place et qui feront l’objet de la Section 4 de ce chapitre.

2 État de l’art : Modélisation THMC de la congélation des milieux poreux

2.1 Analyse phénoménologique d’un milieu poreux soumis à la congélation

En nous basant sur une revue de littérature sur les milieux poreux congelés, nous rappelons dans cette section les principaux processus thermiques, hydrauliques, chimiques et mécaniques se produisant suite à la congélation de ces milieux ainsi que leurs interactions. L’ensemble de ces interactions sont schématisées dans la Figure I.1 et détaillées dans les paragraphes qui suivent.

La principale différence entre un sol congelé et un sol non congelé est le changement de phase de l’eau en glace lors d’un gel et de glace en eau liquide lors d’un dégel. Ce phénomène semble simple et évident. Mais, étant donné qu’il se produit dans le sol, il fait intervenir plusieurs mécanismes et interactions assez complexes qui doivent être bien assimilés et pris en compte dans les modèles numériques utilisés pour fournir des prédictions et aider dans la prise de décisions. Ainsi, nous rappelons d’abord les spécificités de la courbe de refroidissement d’un milieu poreux, la dissipation de la chaleur latente lors du changement de phase et les mécanismes influençant la température de changement de phase avant d’explicitier les couplages entre les mécanismes THMC.

2.1.1 Changement de phase et effet de la chaleur latente

L’eau interstitielle d’un milieu poreux soumis à des températures négatives ne se transforme pas en glace immédiatement lorsque sa température atteint 0 °C comme c’est le cas pour l’eau pure non confinée. La figure I.2 décrit la courbe de refroidissement d’un milieu poreux comme étant composée de 4 parties principales. Dans la première partie, l’eau dans les pores est en état de surfusion (l’eau reste liquide même si la température diminue au-dessous de la température de solidification T_f). La surfusion cesse à une température de nucléation (désignée par T_{sc} dans la figure) pour laquelle le changement de phase de l’eau liquide en glace se déclenche. La chaleur latente libérée lors de ce changement de phase est responsable de l’augmentation soudaine de la température à la température de solidification T_f , généralement au-dessous de 0 °C pour les milieux poreux. Dans la deuxième partie de la courbe, l’eau en surfusion contenue dans les grands pores connectés se transforme en glace de manière isotherme. Dès lors, l’eau liée aux grains se transforme graduellement en glace, comme le montre la troisième partie de la courbe. Contrairement à l’eau libre, la solidification

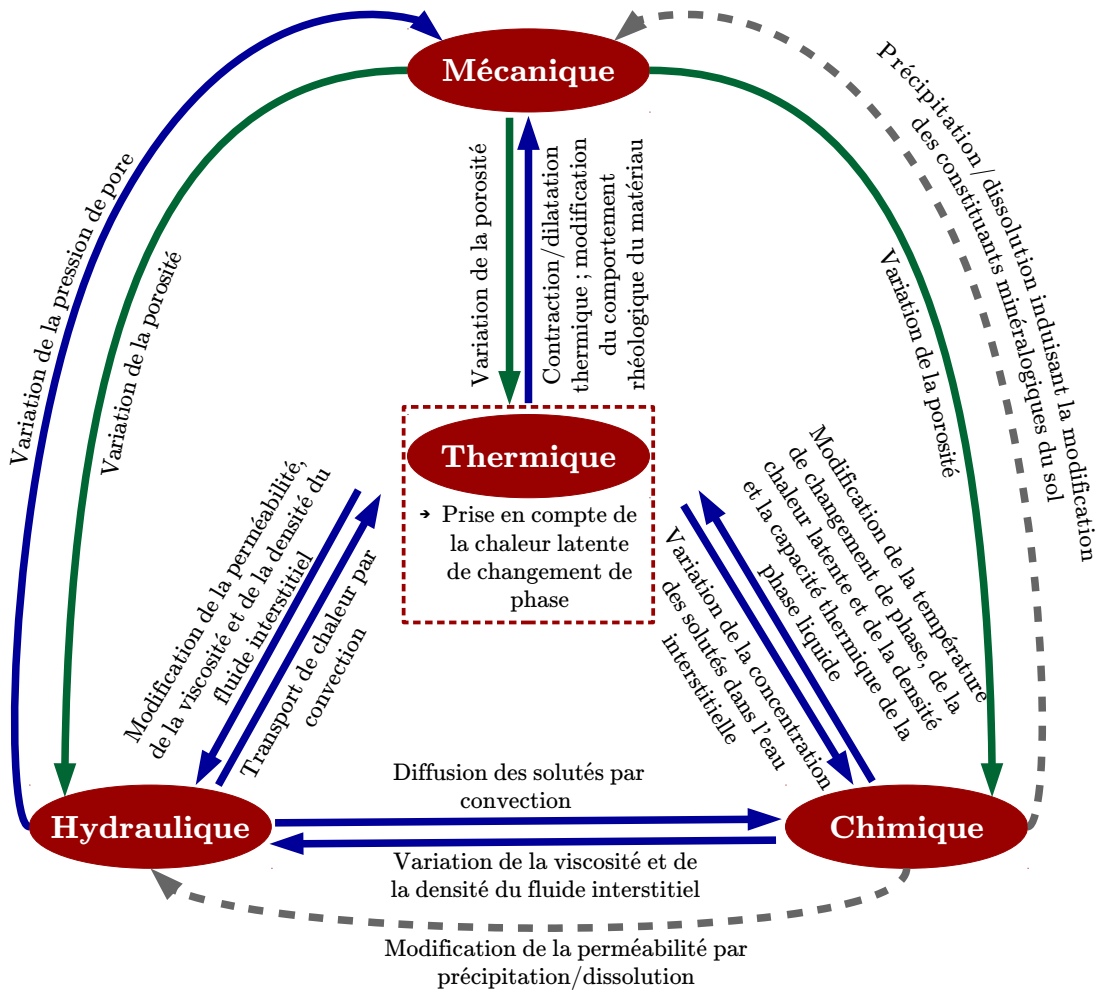


FIGURE I.1 – Couplage des processus THMC pour un milieu poreux soumis à la congélation.

de l'eau liée n'est pas isotherme à cause des forces de capillarité et d'absorption. La chaleur latente qui en résulte ralentit la diminution de température jusqu'à une température limite T_e pour laquelle la quasi-totalité de l'eau interstitielle est congelée. Dans la quatrième partie, la température du milieu poreux diminue selon la consigne appliquée. La présence ou non de l'une des trois premières parties, leurs durées et les valeurs de T_{sc} , T_f et T_e dépendent de la composition minéralogique du sol, de la taille des grains et de leur surface spécifique, des tensions de surface à l'interface liquide/grains, de la présence ou non d'impuretés dans l'eau interstitielle et de la teneur en eau initiale.

La courbe de variation de la teneur en eau du sol avec la température en deçà de $0\text{ }^\circ\text{C}$ a classiquement été utilisée pour caractériser le comportement hydro-thermique macroscopique d'un sol soumis au gel ou au dégel. Comme le montre la Figure I.3, l'allure de cette courbe dépend fortement du type de sol, traduisant ainsi l'influence de tous les paramètres cités auparavant. La figure confirme aussi la présence d'eau liquide même à $-20\text{ }^\circ\text{C}$, pour les trois sols. Cette eau, présente sous la forme d'un film d'eau séparant la glace formée des grains solides, peut résulter de l'action conjointe de quatre mécanismes (Rempel et al., 2004) :

- la présence de ménisques capillaires inter-granulaires engendrant une attraction entre

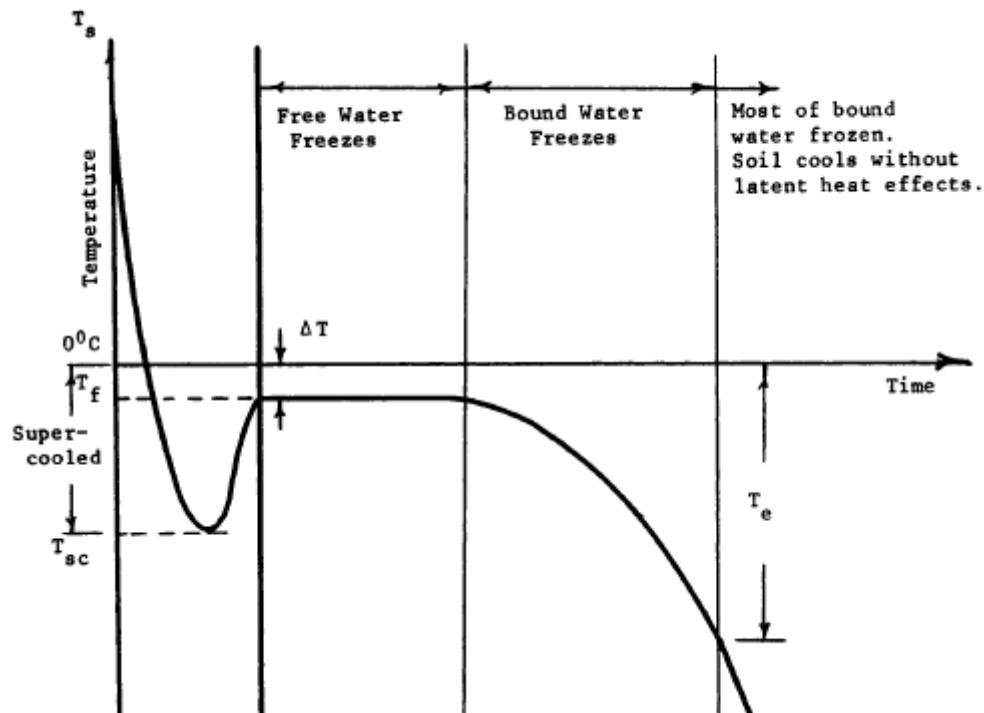


FIGURE I.2 – Courbe de refroidissement d'un sol d'après Andersland and Ladanyi (1994).

les grains ;

- les forces d'adsorption de l'eau liée à la surface des grains ;
- les tensions superficielles à l'interface eau liquide/glace qui contribuent à maintenir le film d'eau (de l'ordre de quelques nanomètres) ;
- l'augmentation de la molalité du soluté dans l'eau liquide non congelée ce qui engendre l'abaissement de sa température de solidification.

Il faut noter que selon le type du sol, en particulier la nature du réseau poreux, la courbe de teneur en eau liquide vs température peut présenter un hystérésis entre le gel et le dégel. D'après Fabbri (2006), le gel-dégel serait réversible dans le cas d'un matériau ayant une structure en feuillets telle l'argile et irréversible dans le cas d'un matériau dont le réseau poreux est constitué de gros pores connectés par de petits capillaires comme le ciment. En effet, le phénomène d'abaissement de point de congélation associé aux forces de capillarité à l'interface eau liquide/solide se produit uniquement dans le sens du refroidissement et non du réchauffement ce qui peut être à l'origine de ce phénomène dissipatif entre le gel et le dégel.

La détermination de cette courbe en laboratoire est certes difficile, car elle nécessite des techniques de mesure pointues et onéreuses. Elle est donc souvent déterminée comme solution d'un problème inverse en calant la réponse du modèle hydro-thermique utilisé sur des résultats d'essais de laboratoire et/ou des mesures *in situ*. Il existe tout de même des travaux dans la littérature qui ont proposé des techniques de quantification de l'état de gel du milieu poreux en fonction de sa température. Parmi les plus populaires :

- la Réflectométrie dans le Domaine Temporel (Smith and Tice, 1988; Spaans and Baker,

1995) qui repose sur la mesure de la permittivité diélectrique d'un échantillon de sol à partir de la vitesse de propagation et de réflexion d'une onde électromagnétique ;

- la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) (Tice et al., 1982; Watanabe and Mizoguchi, 2002) qui permet d'obtenir des informations sur la répartition spatiale des atomes d'hydrogène ;
- la Calorimétrie Différentielle à Balayage (Kozłowski, 2003) qui consiste à déterminer la variation de flux thermique émis ou reçu par un échantillon lorsqu'il est soumis à des changements de température ;
- les techniques capacitives diélectriques (Fabbri, 2006; Li et al., 2018) qui reposent sur le contraste entre la constante diélectrique réelle de l'eau et celle de la glace ;
- les techniques acoustiques (Fabbri et al., 2009) reposant sur la différence entre les valeurs de vitesse de propagation d'ondes ultra-sonores dans l'eau et dans la glace.

Toutefois, ces techniques ne permettent pas d'obtenir une mesure directe et utilisent plusieurs hypothèses et approximations au niveau de la corrélation de la mesure avec la teneur en eau et aussi au niveau du calibrage des capteurs électroniques.

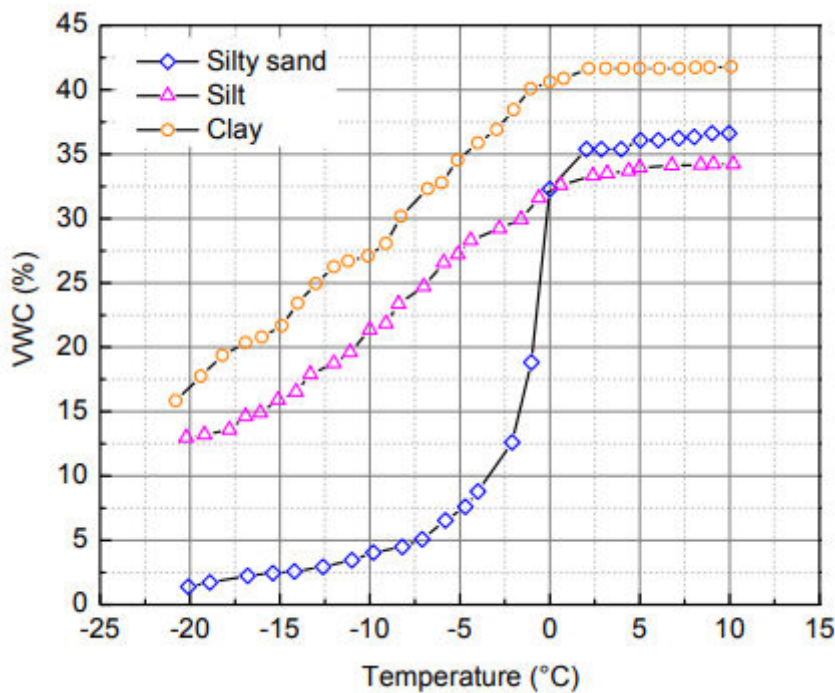


FIGURE I.3 – Variation de la teneur en eau avec la température pour différents sols d'après Li et al. (2018).

2.1.2 Couplages THMC

Comme l'indique la Figure I.1, l'influence de la mécanique se résume dans la variation de la porosité qui est fonction de la déformation volumique en plus de la température et de

la pression des fluides dans les pores. L'augmentation de la porosité suite à la congélation devient considérable au point d'influencer le comportement THC lorsque les conditions du terrain sont favorables à la formation de lentilles de glace, à savoir une pression lithostatique faible, une alimentation continue en eau liquide et un sol fin et perméable tel que le silt (Andersland and Ladanyi, 2004).

Les liaisons tracées en bleu sont les plus prépondérantes pour la problématique de la congélation des terrains et comprennent : les couplage TH, TC et HC et l'influence de l'hydraulique et de la thermique sur le comportement mécanique. Ils sont détaillés un par un dans les paragraphes qui suivent. Les liaisons en trait discontinu indiquent des phénomènes qui ont déjà été reportés dans la littérature mais qui ne sont pas susceptibles de se produire dans les expérimentations et les applications étudiées dans ce travail de thèse. Il s'agit principalement du phénomène de précipitation du sel dans les pores induit par la congélation et les conséquences qui en résultent, à savoir la modification des constituants minéralogiques du sol et donc de ses propriétés physiques telles que la densité, la capacité et la conductivité thermiques ainsi que la perméabilité (obturation des pores).

2.1.2.1 Couplage Thermo-Hydraulique

Lorsqu'un terrain est soumis à la congélation, sa perméabilité diminue au fur et à mesure de la transformation de l'eau interstitielle en glace. D'autre part, les écoulements d'eau engendrent des transferts thermiques par convection. Ces écoulements peuvent être naturels caractéristiques de l'hydrogéologie de la zone étudiée ou induits par la congélation du terrain elle-même. Dans le premier cas, ces écoulements, s'ils sont élevés, peuvent ralentir ou même empêcher la formation de la barrière congelée. Le deuxième type d'écoulements résulte de la différence de densité entre la glace et l'eau liquide. Étant plus dense, la glace nouvellement formée dans les pores peut contribuer à chasser l'eau interstitielle encore liquide vers les zones adjacentes non congelées, induisant un champ de vitesse à l'interface congelée/non congelée. L'amplitude de ce champ dépend de l'état de saturation du terrain et de sa perméabilité mais reste généralement plus faible que l'amplitude des écoulements naturels.

De tous ces faits, la détermination de la conductivité hydraulique comme fonction de la température est indispensable pour la modélisation du comportement thermo-hydraulique du terrain soumis à la congélation. Encore une fois, une détermination expérimentale directe de cette fonction n'est toujours pas évidente vu qu'elle nécessite un grand degré de précision dans le contrôle de la température pendant de longues durées. Depuis les travaux de Burt and Williams (1976), fortement critiqués, les tentatives de mesure directe de la conductivité hydraulique en fonction de la température ont été substituées par des méthodes de mesures indirectes basées sur une observation expérimentale relevant une grande ressemblance entre les mécanismes de séchage/mouillage pour les sols non congelés non saturés et les mécanismes de gel/dégel pour les sols congelés. Harlan (1973), Newman and Wilson (1997) et Hansson et al. (2004) avancent qu'à quantité d'eau liquide égale, la conductivité hydraulique d'un sol partiellement gelé n'est autre que la conductivité hydraulique d'un sol non gelé et partiellement saturé, déterminée à partir de la courbe de rétention. Cependant, il s'est avéré que cette approche néglige l'effet bloquant de la glace sur les écoulements d'eau des zones non congelées vers la zone congelée induisant donc une surestimation de ceux-ci. Pour y

remédier, certains travaux introduisent un facteur d'impédance (Zhao et al., 1997; Hansson et al., 2004), sans pour autant le vérifier expérimentalement. Avec les développements expérimentaux récents, ayant pour objectif la détermination directe de la courbe de congélation (teneur en eau liquide en fonction de la température) sans passer par la courbe de rétention équivalente, une nouvelle approche a été adoptée, basée sur l'estimation de la conductivité hydraulique du sol partiellement congelé à partir de la courbe de congélation (Azmatch et al., 2012).

Par ailleurs, les propriétés thermodynamiques de l'eau liquide et sa viscosité varient en fonction de la température contribuant à modifier le champs de vitesse d'écoulement dans le terrain.

2.1.2.2 Couplage entre la thermique et la salinité de l'eau interstitielle

Comme mentionné auparavant, la présence de solutés dans l'eau interstitielle engendre un abaissement du point de congélation. Ceci a été attesté dans la littérature pour plusieurs types de sols et de solutés (Bing and Ma, 2011; Wan et al., 2015; Xiao et al., 2018) à travers des tests de laboratoire et des modèles théoriques basés sur les travaux de Pitzer et al. (1984). La détermination de l'effet combiné de la température et de la salinité sur la loi constitutive de la teneur en eau en fonction de la température n'a pas eu autant de succès en raison des difficultés expérimentales mentionnées auparavant. Par conséquent, elle est souvent obtenue en translatant la courbe de congélation du même sol saturé en eau pure selon la variation du point de congélation pour une salinité initiale donnée (Banin and Anderson, 1974; Patterson and Smith, 1985; Rouabhi and Tijani, 2017; Wu et al., 2017).

D'autre part, la concentration du fluide interstitiel augmente graduellement au fur et à mesure que l'eau se transforme en glace (Banin and Anderson, 1974; Panday and Corapcioglu, 1991). Ceci contribue à faire diminuer davantage la température de congélation de l'eau encore liquide. Lorsque le fluide restant atteint sa limite de solubilité, la précipitation du soluté peut se produire en parallèle avec la cristallisation de glace entraînant une diminution de la concentration du soluté dans l'eau liquide qui reste. Il faut noter que la concentration de saturation change avec la température; elle diminue lors d'un refroidissement. Par conséquent, si la concentration initiale du fluide interstitiel est proche de la concentration de saturation, la précipitation du sel est rapidement déclenchée induisant une diminution de la concentration du fluide.

Il existe donc un très fort couplage entre les processus thermiques et chimiques lors de la congélation d'un milieu poreux. Cette interdépendance ne se manifeste pas uniquement dans les évolutions respectives de la température de changement de phase et de la concentration mais aussi dans la variation des propriétés thermodynamiques de la solution aqueuse (densité, capacité thermique, etc) et de l'interface entre la glace et la phase liquide (chaleur latente, pression capillaire, etc) (Rouabhi et al., 2018).

2.1.2.3 Couplage hydro-chimique

L'approche consistant à utiliser la courbe de rétention d'eau pour estimer la conductivité hydraulique d'un sol partiellement gelé ne peut pas être utilisée lors de la présence de solutés dans l'eau interstitielle. En effet, la courbe de rétention d'eau est insensible à la présence de solutés dans le sol et ne permet donc pas de tenir compte de l'effet de l'abaissement de la température de congélation sur la teneur en eau liquide à une température donnée, entraînant une sous-estimation des écoulements qui peuvent se produire. Ceci montre, encore une fois, la nécessité de déterminer la conductivité hydraulique du sol partiellement congelé en se basant sur sa courbe de congélation. Par ailleurs, la viscosité de la phase liquide varie elle aussi en fonction de la concentration modifiant ainsi les écoulements.

L'influence de la composante hydraulique sur la concentration du soluté dans les pores réside dans le transfert des solutés par convection de la phase liquide.

2.1.2.4 Déformations dues à la congélation

L'endommagement par cycles de gel/dégel est un problème bien connu surtout dans les régions de permafrost. Cette dégradation peut prendre la forme d'une micro-fissuration et d'un écaillage au niveau de la surface de bâtiments et d'ouvrages en béton (Fabbri, 2006; Zeng, 2011) ou autre matériaux de construction (Thomachot and Matsuoka, 2007; Ruedrich et al., 2011), ou bien des soulèvements ou tassements différentiels de sol compromettant la stabilité d'ouvrages souterrains ou de structures en surface (Slusarchuk et al., 1978; Dallimore, 1985; Huang et al., 2004). Ces endommagements sont dus à des déformations d'origines thermique et hydraulique liées aux variations de température que subit le sol, à la solidification de l'eau interstitielle et au transport de l'eau non gelée au sein du réseau poreux :

- la diminution de température induit une contraction des particules solides, l'inverse se produit lors d'une augmentation de celle-ci ;
- la dilatation volumique de l'eau d'environ 9% lors de son changement de phase en glace engendre une évacuation de l'eau encore liquide vers les pores vides. Ce mouvement de l'eau engendre des variations de la pression de pores qui dépendent de l'état de saturation de ceux-ci, de la forme du réseau poreux, de la conductivité hydraulique du sol et des conditions hydrauliques drainées ou non drainées. Plus le degré de saturation en eau liquide est élevé, plus les pressions créées dans les pores, accompagnant la formation de glace, sont importantes. Les surpressions générées entraînent un endommagement des matériaux soumis à des cycles de gel/dégel. Ce mécanisme de déformation, souvent désigné dans la littérature par la "théorie des pressions hydrauliques", a été introduit par Powers and Willis (1950) afin d'expliquer l'effet positif que peut avoir l'ajout des agents entraîneurs d'air dans le béton soumis à un gel. Il a dès lors été identifié comme responsable majeur de l'altération mécanique des matériaux soumis à des cycles de gel/dégel (Fabbri, 2006; Coussy and Monteiro, 2008; Zhou, 2013). Toutefois, ce mécanisme ne permet pas à lui seul d'expliquer le gonflement d'une pâte de ciment saturée avec du benzène suite à des cycle de gel-dégel sachant que le benzène, contrairement à l'eau, se contracte en se solidifiant (Taber, 1930) ou d'expliquer l'effet de la présence de solutés ;

- le phénomène de cryo-succion ou succion cryogénique qui consiste en la migration de l'eau liquide des zones non gelées vers les zones gelées à cause d'un abaissement de la pression du liquide par rapport à la pression de la glace adjacente, imposé par l'équilibre chimique eau liquide-glace. Le gradient de pression induit une accumulation d'eau au niveau du front de gel, suivie par une rupture du sol et la formation de lentilles de glace disposées perpendiculairement à la direction de la propagation de chaleur. L'influence de ce mécanisme est prépondérante devant les autres mécanismes de déformation dans les zones de pergélisol ou dans les régions froides exposées à des températures inférieures au point de congélation en période hivernale. Il se manifeste principalement par des soulèvements différentiels du sol lorsque le pergélisol se forme et que l'eau gèle et par des tassements différentiels lors de la fonte du pergélisol. Ces mouvements du sol provoquent des fissures et une détérioration des chaussées et des ouvrages souterrains peu profonds (tunnels, pipelines, fondations des bâtiments). L'amplitude de ces mouvements est favorisée par une faible profondeur du front de gel, la disponibilité de sources d'eau pour alimenter la formation des lentilles de glace et par une forte susceptibilité au gel du sol en question. Le premier facteur dépend, d'une part, de l'intensité et la durée du froid et de la conductivité thermique du sol, et d'autre part, de la pression lithostatique ou de la surcharge supérieure d'une manière générale (Andersland and Ladanyi, 1994). En effet, une forte surcharge peut empêcher la formation des lentilles de glace (Rempel, 2007), c'est pourquoi ce phénomène ne se produit pas lorsque le front de gel est situé à forte profondeur. Le dernier facteur est directement lié à la granulométrie et à la perméabilité du sol. En général, les sols fins et relativement perméables comme les silts sont les plus susceptibles à la formation de lentilles de glace. Un autre phénomène qui résulte de la succession d'épisodes de gel/dégel est la gélifraction. Il se traduit par la rupture des grains ou des liaisons inter-granulaires et un réarrangement de ceux-ci. Il se produit essentiellement dans les sols argileux à cause du retrait du film d'eau absorbée autour des feuillettes d'argile suite à la migration d'eau non gelée vers le massif gelé ce qui provoque une formation de macro-pores et une augmentation de la conductivité hydraulique lors du dégel. Ceci explique pourquoi les sols argileux ont plus tendance à se consolider au dégel qu'à se soulever au gel (les contractions dues au retrait compensent le gonflement dû au gel) (Chamberlain, 1981; Eigenbrod, 1996);
- le changement de phase de l'eau en glace engendre une sursaturation graduelle de la phase liquide non gelée, d'où cristallisation du sel à l'intérieur du réseau poreux. Les pressions accompagnant la cristallisation ont depuis toujours été considérées comme une principale source d'endommagement des pierres naturelles ou d'autres matériaux de construction tels que les briques et le béton (Rodriguez-Navarro et al., 2000; Cardell et al., 2003; Scherer, 2004; Steiger, 2005; Coussy, 2006; Espinosa et al., 2008; Nicolai, 2008), suite à l'évaporation de la solution à l'intérieur des pores. La majorité de ces études traite l'altération induite par une succession de périodes d'imbibition/séchage causées par les variations de conditions climatiques (variations de température, de l'humidité relative, etc), mais à des températures supérieures à 0 °C. L'altération peut prendre la forme d'efflorescences en surface ou de subflorescences à l'intérieur des pores selon la vitesse d'évaporation et de refroidissement permettant ou non à la solution de migrer vers la surface. Dans les zones de pergélisol, la formation de lentilles de glace entraîne la formation de lentilles de cristaux de sel (Wu et al., 2017), parallèlement

aux isothermes de température, surtout au niveau de la limite du gel qui est riche en sel dissous provenant du liquide interstitiel migrant des zones non gelées sous-jacentes vers la zone gelée.

Lorsque combinés simultanément, ces mécanismes de déformation accélèrent l'endommagement des infrastructures adjacentes aux zones soumises au gel/dégel. On note aussi que la perméabilité est un paramètre clé lorsqu'il s'agit de l'estimation de ces déformations. La coexistence de l'eau non gelée et de la glace dans le sol implique une perméabilité variable influencée surtout par la teneur en eau non gelée.

D'autre part, il est bien connu que les sols congelés ont une rigidité et une résistance à la compression supérieures à celles d'un sol non congelé. Sur la base d'essais de compression simple et/ou triaxiale, la littérature a montré que les propriétés mécaniques des sols congelés dépendent de plusieurs facteurs, à savoir la teneur en eau initiale et la température. La résistance d'un sol soumis à la congélation augmente avec la diminution de la température et donc avec un pourcentage croissant d'eau transformée en glace grâce aux forces de cohésion développées entre les particules solides et la glace.

2.2 Modèles de congélation des milieux poreux dans la littérature

Les effets du gel/dégel naturel sur les sols ont été étudiés depuis longtemps dans les régions froides où ce problème est souvent rencontré. Par ailleurs, la congélation artificielle comme technique d'imperméabilisation et de renforcement est connue et utilisée depuis plusieurs décennies. De ces faits, la littérature regorge de modèles mathématiques et numériques pour prédire les phénomènes liés à la congélation des sols, témoignant ainsi de l'intérêt croissant porté à l'étude du comportement du sol sous l'action du gel/dégel. Ces modèles se distinguent selon l'approche de modélisation et l'application qui motive le développement du modèle. En effet, le nombre de phénomènes physiques intégrés est fortement lié à l'application étudiée (Liu et al., 2012) et au contexte hydrogéologique dans lequel elle a lieu.

2.2.1 Les modèles de gel/dégel naturel

Dans le cas d'une étude portant sur la congélation naturelle, l'objectif ultime est de prédire la pénétration du gel et le soulèvement qui en résulte afin d'en tenir compte lors du dimensionnement d'ouvrages adjacents. Le phénomène physique le plus prépondérant est celui de la formation de lentilles de glace. Nous avons classé les modèles intégrant ce phénomène en deux grandes classes (Peppin and Style, 2013).

La première classe englobe les modèles capillaires qui expliquent le gonflement au gel à partir de la succion capillaire qui se développe au contact de la glace et qui permet d'attirer l'eau vers une lentille de glace en croissance (Taber, 1930; Everett, 1961; Biermans et al., 1978). Cette dernière engendre une pression de soulèvement du terrain. Pour déterminer son expression, la théorie capillaire repose sur deux équations, à savoir, l'équation de Clapeyron qui décrit l'équilibre thermodynamique pour un système, à température T , contenant la glace γ à une pression p_γ et l'eau liquide λ à une pression p_λ , et l'équation de Young-Laplace qui stipule que la différence de pression $p_\gamma - p_\lambda$ est inversement proportionnelle au rayon de

courbure à l'interface entre l'eau non gelée et la glace (Peppin and Style, 2013). Selon Penner (1967), la théorie capillaire permet de prédire correctement les observations expérimentales dans le cas de sols ayant des distributions granulométriques mono-disperses mais sous-estime les pressions de soulèvement dans le cas inverse. Par ailleurs, la succion capillaire ne peut pas expliquer une ségrégation continue de glace (plusieurs lentilles de glace non-jointives au lieu d'une seule lentille épaisse au front de gel). Ces deux limitations ont motivé le développement de modèles appelés modèles de gonflement secondaire basés sur la notion de "frange de gel", le gonflement primaire étant celui prédit par la théorie capillaire.

La deuxième classe comprend les modèles basés sur la théorie de "la frange de gel", introduite par Miller (1972). Le terme "frange de gel" désigne l'endroit dans lequel la teneur en eau capillaire non gelée varie de 100% à tout près de 0% entre deux fronts : le front de ségrégation (à quelques dixièmes de degré sous 0 °C) et le front de gel (0 °C, l'isotherme la plus chaude où il est possible de retrouver la glace). L'eau provenant de la zone non-gelée migre donc lentement mais continuellement à travers la frange de gel qui a une perméabilité très faible, vers la lentille de glace, contribuant ainsi à la formation d'une nouvelle lentille de glace. Le premier modèle décrivant le transport couplé de la chaleur et de l'eau dans la frange de gel, complété par la loi de Darcy où la perméabilité est fonction de la teneur en eau liquide, est celui de Harlan (1973). Bien que ce modèle a proposé un cadre théorique solide décrivant la frange de gel, il ne permettait pas tout de même de reproduire la formation des bandes discrètes de lentilles de glace. En se basant sur ce cadre, O'Neill and Miller (1985), Rempel et al. (2004) et Rempel (2007) ont rajouté une condition sur la contrainte effective ou la pression de glace pour caractériser l'initiation d'une nouvelle lentille de glace. L'idée phare de cette condition réside dans le fait que la contrainte effective de la particule de sol dans la frange de gel peut devenir positive à cause de l'augmentation de la pression capillaire/succion cryogénique du sol dans certaines conditions. Il en résulte la séparation des particules de sol et la formation d'une nouvelle lentille de glace. La théorie de frange de gel a eu beaucoup de succès grâce à sa capacité à prédire correctement les soulèvements dus au gel mais elle est toujours discutée et ne fait pas l'unanimité au sein de la communauté scientifique. En effet, des études expérimentales ont montré que le processus de formation de lentilles de glace peut avoir lieu sans présence de frange de gel (Takeda et al., 1997; Watanabe et al., 1997).

Il existe aussi un autre type d'approche semi-empirique pour la prédiction du soulèvement dû au gel dans les sols. Le modèle du "potentiel de ségrégation" (Konrad and Morgenstern, 1981; Nixon, 1991), le plus utilisé des modèles semi-empiriques au sein de la communauté d'ingénieurs, suppose que la vitesse de soulèvement est directement reliée au gradient de température au front de gel et que leur rapport dépend de la pression de consolidation, de la vitesse de refroidissement, du type de sol, du nombre de cycles de gel/dégel, etc.

Ces études ont permis d'établir des bases solides pour la compréhension des mécanismes se produisant lors du gel/dégel naturel et s'accordent toutes sur l'importance du phénomène de cryo-succion. Cependant, les modèles mathématiques proposés sont unidimensionnels et ne comprennent pas une évaluation du champs de contraintes mécaniques, le critère de ségrégation étant estimé à partir de l'équilibre des forces à l'interface glace/particules solides (gravité, forces intermoléculaires répulsives, force capillaire). Cette hypothèse de milieu indéformable n'est pas correcte lorsque le soulèvement dû au gel est très grand et modifie considérablement l'état de contraintes dans le terrain et, par conséquent, la vitesse de mi-

gration d'eau vers le front de gel, ou dans le cas où l'objectif est d'étudier l'effet de ce soulèvement sur des ouvrages adjacents. Puis, le développement de la théorie de la poromécanique (Coussy, 2004; Coussy and Monteiro, 2008) et l'essor des moyens informatiques ces dernières décennies ont permis de grandes avancées dans le développement et l'implémentation de modèles multi-physiques (THM) couplés, complexes et fortement non-linéaires mais plus généraux et représentatifs de la réalité (Neaupane and Yamabe, 2001; Li et al., 2002; Coussy and Monteiro, 2008; Thomas et al., 2009; Nishimura et al., 2009; Zhou and Li, 2012; Zhou, 2013; Zhang, 2014; Wu et al., 2017). Ces modèles sont basés sur les lois de bilan (masse, quantité de mouvement, énergie) et sur des lois constitutives. Si les équations de bilan sont pratiquement les mêmes, les lois constitutives varient d'un modèle à l'autre. Pour reproduire le phénomène de ségrégation de la glace, Thomas et al. (2009) et Zhou and Li (2012) proposent de rajouter respectivement, un critère sur la contrainte effective axiale ou sur la porosité : une fois celles-ci dépassent une valeur seuil fonction de l'état de consolidation, une lentille de glace est formée. Ce type d'approche traite des problèmes de gel unidirectionnel uniquement et ne peut pas être utilisé pour simuler des problèmes de gel artificiel tridimensionnels.

Nous ne prétendons pas connaître tous les modèles existants, vu leur abondance, mais nous retenons de cette revue de littérature que les mécanismes qui se produisent réellement lors du gel/dégel naturel sont relativement bien décrits et documentés mais leur modélisation continue à susciter un débat. Nous notons particulièrement que l'intensité des phénomènes physiques varie selon les conditions hydrogéologiques.

2.2.2 Les ressemblances et les différences entre le gel naturel et le gel artificiel

Revenons maintenant à l'application visée dans ce manuscrit : la congélation artificielle des terrains. Celle-ci présente beaucoup de similitudes avec le gel naturel. Dans les deux cas, on est en présence d'un milieu poreux comprenant des particules solides, de l'eau en surfusion et de la glace. La congélation artificielle a beau réduire la perméabilité du terrain et augmenter sa résistance, elle peut engendrer, tout comme le gel naturel, des déplacements en surface ou au niveau des ouvrages souterrains adjacents, dont l'amplitude dépend des conditions hydrogéologiques (Yang et al., 2006; Han et al., 2015). Toutefois, il existe des différences entre les deux types de congélation que nous résumons dans les points suivants :

- contrairement au terrain gelé naturellement, les gradients de température dans le terrain gelé artificiellement sont très importants, étant donné que les températures à proximité des puits de congélation peuvent atteindre -196 °C pour une congélation à l'azote liquide et -35 °C pour une congélation à la saumure, alors que la température au front de gel est autour de 0 °C dans le cas d'un sol saturé en eau pure. La température dans un terrain gelé naturellement descend rarement au-dessous de -15 °C ;
- dans le cas de sols congelés artificiellement, la nappe est généralement située au-dessus du massif congelé. Par conséquent les terrains sont saturés en eau. Ce n'est pas toujours le cas pour le sol gelé naturellement, où la nappe est généralement située en dessous de la couche active ;

- le gel naturel est un phénomène unidirectionnel, lent et discontinu dans le temps (cyclique) alors que le gel artificiel ne l'est pas. Ce dernier se produit selon une propagation principalement radiale autour des puits de congélation. Selon [Ohrai and Yamamoto \(1991\)](#), la vitesse de pénétration du front de gel naturel est inférieure à 2.5 mm/h alors que celle du gel artificiel peut atteindre 50 mm/h ;
- l'observation expérimentale suggérant que la formation de lentilles de glace se fait parallèlement aux isothermes de température a pour conséquence, dans le cas d'un terrain congelé artificiellement en utilisant des puits de congélation disposés verticalement, une éventuelle formation de lentilles de glace verticales parallèles aux bordures du massif congelé ([Andersland and Ladanyi, 1994](#); [Johansson, 2009](#)). Pour qu'elles se forment, les pressions inter-granulaires au front de gel doivent dépasser les poussées latérales du sol non congelé. Si la congélation artificielle est déployée à grande profondeur, ce dépassement ne pourra pas avoir lieu.

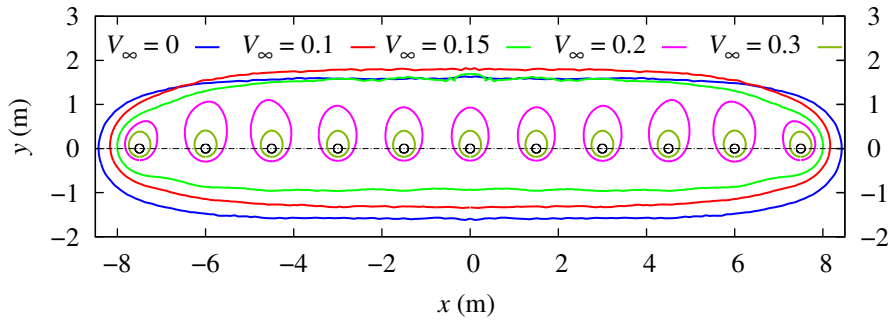
Ces différences sont loin d'être anodines. Elles ont des conséquences directes sur l'ordre de grandeur des déformations dans le terrain et leur direction privilégiée. En effet, dans un terrain soumis à un gel saisonnier, demeurant à une température plus ou moins élevée et donc contenant plus d'eau liquide par rapport à un massif congelé artificiellement, les phénomènes de migration d'eau et, par conséquent, de formation de lentilles de glace sont beaucoup plus susceptibles de se produire. S'ajoute à ceci que ces phénomènes sont très lents comparés à la vitesse de pénétration du gel dans le sol congelé artificiellement et à la vitesse de formation d'un massif congelé parfaitement étanche, exigée pour le bon déroulement de travaux d'excavation ou d'exploitation d'une mine dans les délais impartis. Pour toutes ces raisons, le phénomène de formation progressive de lentilles de glace n'est pas fréquent dans le cas de la congélation artificielle. Ceci n'empêche toutefois pas une expansion volumique du terrain induite par l'augmentation du volume d'eau lors du changement de phase de l'eau en glace.

2.2.3 Modélisation du gel artificiel dans la littérature

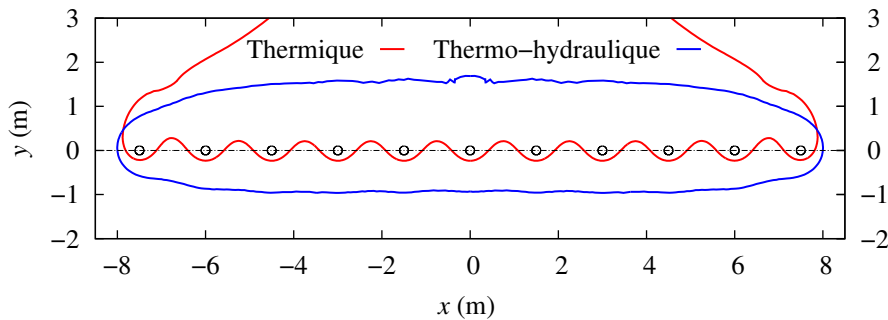
Dans cette section, nous dressons l'état de l'art des modèles qui ont été utilisés pour simuler la technique de la congélation artificielle en focalisant notre attention sur les phénomènes reproduits. Si de plus en plus de modèles dans la littérature permettent de rendre compte de l'effet imperméabilisant de la congélation artificielle, peu d'entre eux sont transposables à des contextes hydrogéologiques complexes, caractérisés par de forts écoulements régionaux et des taux de salinité élevés du fluide interstitiel, et exploitables pour prédire l'impact de la congélation sur les mouvements de terrain et la stabilité des ouvrages dans les zones avoisinantes.

Un grand intérêt a été porté dans les dernières années au problème de présence d'écoulement d'eau et son effet inhibiteur sur la formation d'une barrière congelée ([Zhou and Li, 2012](#); [Pimentel et al., 2012](#); [Vitel, 2015](#); [Rouabhi and Tijani, 2017](#); [Huang et al., 2018](#); [Li et al., 2019](#)). Ceci a été clairement illustré par [Rouabhi and Tijani \(2017\)](#) à travers une étude de cas portant sur la construction d'une barrière étanche via la technique de la congélation artificielle dans un terrain sableux présentant un écoulement horizontal. La Figure I.4a montre l'étendue de la zone congelée prédite pour plusieurs valeurs de la vitesse d'écoulement

initiale dans le terrain à une date donnée. Dans cette étude de cas, l'effet de la vitesse d'écoulement devient conséquent lorsque celle-ci dépasse 0.1 m/j. Au delà de cette valeur, le calcul thermo-hydraulique couplé devient une nécessité pour garantir un bon dimensionnement de la barrière (temps nécessaire à la fermeture de la barrière, choix avisé de l'espacement entre les puits ou de la température/débit du fluide réfrigérant pour une fermeture rapide). Pour mieux illustrer l'intérêt d'un tel couplage, la Figure I.4b montre les étendues de la zone congelée estimées par un calcul thermique et un calcul TH couplé pour une vitesse d'écoulement de 0.15 m/j. Dans le calcul thermique, le champs de vitesse est considéré, partout et à tout instant, égal à la vitesse d'écoulement initiale alors que dans le calcul TH couplé le champs de vitesse est une inconnue (calculée via la loi de Darcy modifiée pour les sols congelés) qui vérifie les conditions aux limites $\vec{V} = V_\infty \vec{e}_y$ à l'infini. Comme on peut le constater, l'estimation de l'étendue de la zone congelée donnée par le calcul thermique avec convection forcée est très pessimiste et éloignée de la réalité vu la distribution non symétrique de l'isotherme autour des puits de congélation.



(a) Position de l'isotherme 0 °C pour plusieurs vitesses d'écoulement de la nappe V_∞ .



(b) Position de l'isotherme 0 °C pour un calcul thermique avec convection forcée de vitesse $\vec{V} = V_\infty \vec{e}_y$ et un calcul thermo-hydraulique couplé avec une vitesse à l'infini $V_\infty = V = 0.15$ m/j.

FIGURE I.4 – Effet de la vitesse d'écoulement de la nappe et de la prise en compte du couplage TH, d'après Rouabhi and Tijani (2017).

Le deuxième scénario pouvant retarder la formation du massif congelé est lorsque l'eau à congeler présente une salinité non négligeable (Shen et al., 2010). L'abaissement du point de congélation qui en résulte n'en est qu'une conséquence parmi tant d'autres. Si plusieurs travaux se sont intéressés à la quantification de cet abaissement (Bing and Ma, 2011; Wan et al., 2015; Xiao et al., 2018), peu de travaux proposent d'étendre les modèles TH existants au cas de terrains initialement saturés en eau saline. Nous en citons les travaux de Rouabhi

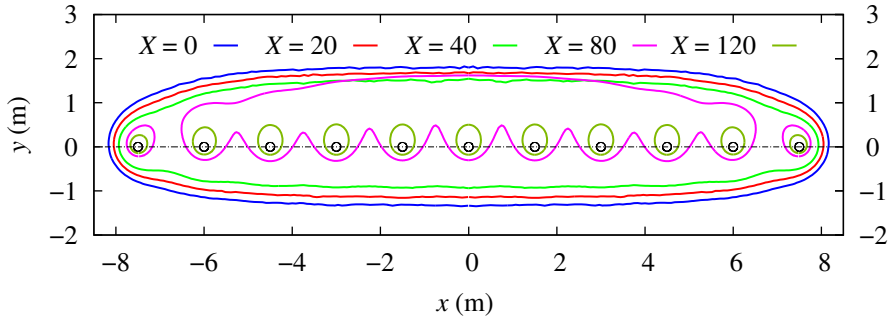


FIGURE I.5 – Position de l'isotherme $T_0(X)$ pour plusieurs salinités de l'eau interstitielle X (kg/m^3), d'après Rouabhi and Tijani (2017).

and Tijani (2017) et Rouabhi et al. (2018) où la concentration de l'eau en sel dissous intervient entre autres dans les propriétés thermodynamiques de la solution aqueuse, à savoir la densité et la capacité thermique, et dans les fonctions caractéristiques de l'interface entre la glace et la phase liquide (chaleur latente, pression capillaire). Pour illustrer l'effet de la non prise en compte de la salinité sur les prédictions de l'étendue de la zone congelée, nous continuons avec le même exemple de barrière étanche, cette fois-ci en comparant des calculs TH pour plusieurs valeurs de salinité initiale X . Dans cette comparaison, l'isotherme est celle de la température de changement de phase correspondant à la salinité initiale. La Figure I.5 montre que la salinité devient néfaste pour l'intégrité de l'étanchéité de la barrière quand elle dépasse $40 \text{ kg}/\text{m}^3$. Notons qu'il s'agit de calculs faiblement couplés avec la salinité, dans le sens où celle-ci est considérée constante au lieu d'une inconnue déterminée par l'équation de bilan de masse du sel. Les résultats obtenus sont donc optimistes mais, qualitativement, les conclusions qui en découlent quant à l'effet de la salinité restent valables.

La dernière contrainte qui peut limiter le bon déroulement des opérations de congélation artificielle des terrains concerne la stabilité des ouvrages traversant les zones congelées et les zones non congelées avoisinantes qui peut être mise en jeu à cause de la congélation (Russo et al., 2015). Ce risque d'instabilité est d'autant plus grand lorsque de très grands volumes de terrains sont maintenus congelés sur une longue durée. Dans tous les travaux cités auparavant dans cette section, le couplage avec la mécanique a été négligé sous l'hypothèse qu'il n'influence pas ou peu l'estimation de l'étendue des zones congelées.

L'analyse de l'état de l'art (voir Section 2.2.1 de ce chapitre) a montré que plusieurs travaux dans la littérature cherchent à établir un cadre théorique solide pour la modélisation des problèmes THM fortement couplés avec changement de phase eau liquide/glace dans un milieu poreux. Toutefois, la validation de la performance de ces modèles par la comparaison de leurs prédictions avec des mesures de déplacement issues de chantiers, où la technique de la congélation artificielle est utilisée, n'a jamais été effectuée à notre connaissance. Leur validation, quand elle a lieu, repose souvent sur des applications de gel naturel, à savoir des essais d'endommagement par gel/dégel (Fabbri, 2006; Zeng, 2011), des essais de laboratoire de gel unidirectionnel (Thomas et al., 2009; Lai et al., 2014; Zhang and Michalowski, 2015) et des mesures de déplacement vertical en surface dû à un gel/dégel saisonnier unidirectionnel (Nishimura et al., 2009; Zhang, 2014). Récemment, il y eu un intérêt croissant pour le couplage des modèles THM de congélation des terrains avec la salinité (Lai et al., 2017; Wu

et al., 2017, 2019). Les efforts déployés jusqu’aujourd’hui cherchent à apporter la preuve expérimentale de l’intérêt d’un tel couplage pour des applications de gel unidirectionnel en zones froides, sans pour autant l’accompagner d’un formalisme théorique solide et cohérent d’un point de vue thermodynamique. La vérification expérimentale dans ces travaux concerne généralement une valeur unique de concentration, représentative de la valeur *in situ*. Des vérifications supplémentaires sont donc nécessaires pour étudier d’autres vitesses de gel et de valeurs de salinité initiale, etc. Encore une fois, aucune vérification pour des conditions de gel artificiel, n’a été réalisée à notre connaissance.

Par ailleurs, nous soulignons qu’une bonne estimation des déplacements ne repose pas uniquement sur l’intégration des processus THMC couplés mais aussi sur un choix avisé du modèle de comportement mécanique. Celui-ci doit être capable de prédire, dans une large gamme de température et de contrainte, la réponse mécanique du terrain initialement saturé en eau et soumis à la congélation.

3 Modèle THMC de la congélation des milieux poreux

Un des objectifs de la thèse est la mise en place d’un modèle numérique de couplage thermo-hydro-mécanique et chimique pour la congélation artificielle des terrains permettant d’établir une représentation mathématique, cohérente d’un point de vue thermodynamique, des phénomènes identifiés dans la Section 2 de ce chapitre. La théorie des milieux poreux continus offre un cadre particulièrement adapté aux applications de géotechnique et de génie civil. Il s’agit en effet d’une approche macroscopique dans laquelle la propagation des surfaces de discontinuités (fronts de gel) est modélisée implicitement à travers le degré de saturation en eau liquide comme fonction empirique de l’état thermodynamique du milieu poreux. La démarche générale adoptée consiste à bâtir un nombre d’équations différentielles d’équilibre de masse, de quantité de mouvement et d’énergie permettant de décrire l’évolution dans le temps des masses fluides, des échanges entre les différentes phases et de l’interaction avec l’environnement externe. Celles-ci sont complétées par des équations constitutives qui comprennent les lois d’état thermodynamique et les lois complémentaires reliant les inconnues secondaires aux variables primaires. Cette démarche permet de distinguer ce qui relève de l’expérimentation de ce qui est déduit des équations mathématiques et des lois thermodynamiques. La cohérence générale du modèle peut ainsi être vérifiée et les implications des hypothèses touchant à cette cohérence, à des fins de simplification, sont bien connues et justifiées.

Comme expliqué auparavant, les hypothèses générales et le nombre de phénomènes pris en compte dans un modèle sont étroitement liés à l’application qu’on veut en faire et du contexte hydrogéologique où cette application prend lieu. Dans notre cas, le modèle doit être en mesure d’apporter des réponses quant à l’évolution des zones gelées et la stabilité des ouvrages souterrains dans un contexte minier complexe s’apparentant au cas de la mine de Cigar Lake. Pour tenter d’y répondre, les hypothèses générales que nous avons retenues dans le cadre de ce travail sont :

- les terrains à congeler sont initialement saturés en eau ; la présence d’air dans les pores n’est donc pas considérée ;

- le phénomène de formation de bandes de lentilles de glace à la frontière entre les zones congelées et les zones non congelées parallèlement aux isothermes a été jugé peu susceptible de se produire, les sols sensibles au gel étant situés à grande profondeur (au-dessous de -400 m). Ce point a été amplement discuté à la lumière d’une revue bibliographique sur les conditions favorables à la formation de lentilles de glace, dans la Section 2.2 de ce chapitre.

3.1 Cadre théorique de la modélisation

Le milieu poreux auquel nous nous intéressons dans cette thèse est constitué d’un squelette solide, désigné par σ , contenant des espaces vides connectés dans lesquels circule la phase fluide λ , constituée de deux constituants : l’eau w et le sel s . Lorsque ce milieu est soumis à des conditions de gel, l’eau liquide peut se transformer en glace γ . Même si la glace est solide, elle est traitée comme une phase à part entière, mono-constituant (l’eau w), afin de pouvoir tenir compte des échanges de matière qui peuvent avoir lieu entre elle et la phase liquide λ . Par ailleurs, nous admettons aussi que la phase glace reste toujours solidaire à la phase solide σ et qu’elle se comporte comme une phase fluide caractérisée par une pression et une température. Cette dernière hypothèse est appuyée par les observations expérimentales présentées dans le paragraphe 2.1.1 de ce chapitre en rapport avec l’existence d’un film d’eau qui sépare la glace formée du squelette solide. D’un point de vue théorique, cette hypothèse garantit un état de contrainte hydrostatique dans le cristal de glace formé.

Ainsi, le milieu étudié est un système multi-phasique (les phases sont désignées par des lettres grecques $\alpha, \beta \dots$) et multi-constituant (les constituants sont désignés par des lettres latines minuscules $k, l \dots$), où la phase solide σ est perçue comme un système fermé (absence d’échange massique avec les autres phases) et les phases fluides comme des systèmes ouverts qui échangent de la matière avec l’extérieur. Une notation en double indice $k\alpha$ signifie que la grandeur physique concernée est associée au constituant k dans la phase α . Pour modéliser ce système, il existe deux approches macroscopiques qui diffèrent selon la méthode d’établissement des équations. La première, adoptée par [Biot \(1977\)](#) et [Coussy \(2004\)](#), est purement macroscopique, et considère le milieu poreux comme la superposition d’un milieu continu solide et d’un milieu continu fluide. La deuxième, que nous adoptons dans ce travail, s’appuie sur des processus de changement d’échelle à partir des lois écrites à l’échelle microscopique ([Hassanizadeh and Gray, 1990](#); [Quintard and Whitaker, 1994](#)). En ce qui est des équations constitutives macroscopiques des phases fluides, nous supposons qu’elles restent les mêmes que celles à l’échelle microscopique ([Rouabhi, 2019](#)).

Dans ce qui suit, nous reprenons les principales étapes de cette approche pour la formulation des équations de bilan macroscopiques, de l’équation de la chaleur et des équations constitutives, sans pour autant fournir une formulation mathématique détaillée et exhaustive. Nous appliquons ensuite cette démarche à notre problème afin de proposer un outil de simulation multi-physique performant et efficace.

Par ailleurs, on suppose que l’équilibre thermique local inter-phases s’établit rapidement. En d’autres termes, toutes les phases et tous les constituants ont la même température T . Cette hypothèse peut sembler forte mais elle est généralement justifiée et largement adoptée dans les applications pratiques d’ingénierie civile ou géotechnique.

3.1.1 Équations de bilan

Les équations macroscopiques de bilan résultent de la prise de moyenne volumique des équations de bilan microscopiques dont la forme générique peut s'écrire comme suit :

$$\partial_t (\rho\varphi) + \vec{\nabla} \cdot (\rho\varphi \vec{v} + \vec{\Gamma}) = \gamma \quad (\text{I.1})$$

où φ est la densité massique d'une grandeur physique additive (masse, quantité de mouvement, énergie totale, entropie), ρ est la masse volumique, \vec{v} est une vitesse macroscopique de convection, $\vec{\Gamma}$ est une densité surfacique de flux et γ une densité volumique de source.

La prise de moyenne se fait sur un Volume Élémentaire Représentatif centré autour d'un point \vec{x} et de volume $\delta\mathcal{V}$ (Hassanizadeh and Gray, 1990; Whitaker, 1999). Ce dernier représente le volume minimal contenant une quantité de matière de chacun de ses constituants suffisamment grande pour représenter les propriétés macroscopiques du milieu en tant que fonctions de \vec{x} et du temps t . À cet effet, la notion de fraction volumique, notée n_α , est introduite. Celle-ci désigne la fraction volumique du VER occupée par la phase α : $n_\alpha = \delta\mathcal{V}_\alpha/\delta\mathcal{V}$ tel que $\sum_{\alpha \neq \sigma} n_\alpha = n$ et $n_\sigma + n = 1$, où n est la porosité eulérienne totale du milieu. Les fractions volumiques sont utilisées pour décrire le système multi-phasique telles que pour chaque grandeur φ , on définit φ^α sa valeur apparente moyennée sur le volume total $\delta\mathcal{V}$ et φ_α sa valeur intrinsèque moyennée sur le volume $\delta\mathcal{V}_\alpha$ occupé par la phase α . La relation entre les deux valeurs, apparente et intrinsèque, est donc la suivante : $\varphi^\alpha = n_\alpha \varphi_\alpha$.

3.1.1.1 Équation générique de bilan macroscopique

L'application de la méthode de prise de moyenne volumique sur l'Équation I.1 permet d'obtenir l'équation générique du bilan macroscopique suivante, sous sa forme locale (Rouabhi, 2019) :

$$\partial_t (\rho^\alpha \varphi_\alpha) + \vec{\nabla} \cdot (\rho^\alpha \varphi_\alpha \vec{v}_\alpha + \vec{\Gamma}^\alpha) = \gamma^\alpha + \hat{\pi}^\alpha \hat{\varphi}^\alpha + \hat{\Gamma}^\alpha \quad (\text{I.2})$$

où φ_α est la moyenne massique intrinsèque de la densité massique φ , $\rho^\alpha = n_\alpha \rho_\alpha$ est la masse volumique apparente de la phase α , \vec{v}_α est la vitesse macroscopique de la phase α , $\vec{\Gamma}^\alpha$ est la densité surfacique apparente de flux, γ^α est la densité volumique apparente de source, $\hat{\pi}^\alpha$ est la somme des apports de masse à la phase α résultant des échanges aux interfaces entre les phases, $\hat{\pi}^\alpha \hat{\varphi}^\alpha$ représente la moyenne de φ_α , sur les interfaces, pondérée par la masse échangée au niveau des interfaces et $\hat{\Gamma}^\alpha$ la moyenne d'une densité surfacique de flux à travers les interfaces.

L'Équation I.2 est complétée par un bilan macroscopique d'échange aux interfaces entre les différentes phases :

$$\sum_\alpha \hat{\Gamma}^\alpha + \hat{\pi}^\alpha \hat{\varphi}^\alpha = \sum_{\alpha\beta} \xi_{\alpha\beta} \quad (\text{I.3})$$

avec $\xi_{\alpha\beta}$ la propriété thermodynamique associée à l'interface entre les phases α et β . Elle est considérée nulle, sauf pour les échanges interfaciaux de quantité de mouvement pour tenir compte de l'effet des tensions superficielles de l'interface séparant les phases α et β .

3.1.1.2 Cinématique du milieux poreux

Comme nous nous intéressons à la déformation macroscopique de la phase solide σ , nous sommes tenus à suivre le milieu poreux dans le mouvement macroscopique de la phase solide. La position de référence \vec{x}_0 et la position actuelle \vec{x} à l'instant t d'une particule de la phase solide σ sont reliées par le tenseur¹ gradient de la transformation : $\underline{F} = \partial_{\vec{x}_0} \vec{x} = \underline{\underline{1}} + \underline{\nabla} \vec{u}(\vec{x}_0, t)$, où $\vec{u}(\vec{x}_0, t) = \vec{x} - \vec{x}_0$ est le vecteur déplacement, nul à l'instant de référence. Le mouvement de la phase solide est donc défini par le champs de vitesse $\vec{v}_\sigma = \partial_t \vec{u}(\vec{x}_0, t)$. Un élément de volume δV_0 de la configuration de référence se transforme en un élément δV et le rapport des deux volumes est le jacobien de la transformation : $J = \det(\underline{F}) = \delta V / \delta V_0$.

De plus, pour toute grandeur $\varphi(\vec{x}, t)$, on introduit sa dérivée particulaire par rapport à la phase solide σ : $\dot{\varphi} = \vec{\nabla} \varphi \cdot \vec{v}_\sigma + \partial \varphi / \partial t$. Le taux de variation du jacobien vérifie la relation suivante : $\dot{J} / J = \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_\sigma$.

Dans ce qui suit, nous nous plaçons dans le cadre de l'hypothèse des transformations infinitésimales de la phase solide ($\|\underline{\nabla} \vec{u}\| \ll 1$), généralement justifiée dans le cas des structures souterraines. Il en découle les conséquences suivantes :

- les tenseurs de contrainte de Cauchy $\underline{\underline{\sigma}}$ et de Piola-Kirchoff sont confondus ;
- les tenseurs de déformation de Green-Lagrange et le tenseur linéarisé des déformations $\underline{\underline{\varepsilon}}$ sont confondus. L'état de déformation est donc représenté par ce dernier, défini par la partie symétrique du tenseur gradient de déplacement : $\underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1}{2} (\underline{\nabla} \vec{u} + {}^t \underline{\nabla} \vec{u})$;
- le jacobien de la transformation est approximé dans ce cas par l'expression suivante : $J \simeq 1 + \varepsilon_v$, avec $\varepsilon_v = \text{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}})$ la déformation volumique dont le taux de variation est $\dot{\varepsilon}_v = \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_\sigma$.

Dans ces conditions, on a : $\dot{J} = J \dot{\varepsilon}_v \simeq \dot{\varepsilon}_v$.

Pour décrire l'écoulement d'une phase fluide α par rapport à un référentiel lié au mouvement de la phase solide σ , nous introduisons la notion de vitesse relative $\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\sigma$, telle que le flux $\rho^\alpha \vec{v}_\alpha \cdot \vec{n} \delta A$ de la matière de la phase α à travers une surface élémentaire δA du milieu poreux de normale \vec{n} peut se décomposer en un flux de convection $\rho^\alpha \vec{v}_\sigma \cdot \vec{n} \delta A$ induit par le mouvement de la phase solide, et un flux $\rho^\alpha (\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\sigma) \cdot \vec{n} \delta A$ dû au mouvement relatif de la phase α par rapport à la phase solide σ . Ceci se traduit, pour tout vecteur \vec{n} , par l'égalité : $n_\alpha \vec{v}_\alpha \cdot \vec{n} = n_\alpha \vec{v}_\sigma \cdot \vec{n} + \vec{V}^\alpha \cdot \vec{n}$, où \vec{V}^α est la vitesse de filtration de la phase α dans le milieu poreux :

$$\vec{V}^\alpha = n_\alpha (\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\sigma) \quad (\text{I.4})$$

De même, pour décrire le mouvement d'un constituant k dans une phase α de densité macroscopique apparente ρ_k^α et animé d'une vitesse macroscopique $\vec{v}_{k\alpha}(\vec{x}, t)$, le flux de la masse de ce constituant $\rho_k^\alpha \vec{v}_{k\alpha} \cdot \vec{n} \delta A$ peut se décomposer en un flux $\rho_k^\alpha \vec{v}_\alpha \cdot \vec{n} \delta A$ induit par le mouvement de la phase α et un flux $\rho_k^\alpha (\vec{v}_{k\alpha} - \vec{v}_\alpha) \cdot \vec{n} \delta A$ dû au mouvement relatif du

1. Les tenseurs de deuxième ordre sont notés avec deux traits dessous $\underline{\underline{a}}$, le tenseur unité de deuxième ordre sera noté par $\underline{\underline{1}}$. Pour tout tenseur $\underline{\underline{a}}$, sa trace est désignée par $\text{tr}(\underline{\underline{a}})$, sa norme par $\|\underline{\underline{a}}\| = \sqrt{\underline{\underline{a}} : \underline{\underline{a}}}$ et sa partie déviatorique par $\underline{\underline{a}}' = \underline{\underline{a}} - (\text{tr}(\underline{\underline{a}})/3) \underline{\underline{1}}$.

constituant k par rapport à la phase α . Ceci se traduit, pour tout vecteur \vec{n} , par l'égalité : $n_\alpha c_{k\alpha} \vec{v}_{k\alpha} \cdot \vec{n} = n_\alpha c_{k\alpha} \vec{v}_\alpha \cdot \vec{n} + \vec{J}_k^\alpha \cdot \vec{n}$, où $c_{k\alpha} = \rho_k^\alpha / \rho^\alpha$ est la concentration massique du constituant k dans la phase α telle que $\sum_k c_{k\alpha} = 1$ et \vec{J}_k^α est la vitesse de diffusion du constituant k dans la phase α :

$$\vec{J}_k^\alpha = n_\alpha c_{k\alpha} (\vec{v}_{k\alpha} - \vec{v}_\alpha) \quad (\text{I.5})$$

3.1.1.3 Équations de bilan macroscopiques

Dans la suite, nous allons établir les équations de bilan pour la masse, la quantité de mouvement, l'énergie interne et l'entropie à partir des équations I.2 et I.3 en substituant à chaque fois les variables génériques par la grandeur appropriée tout en se référant au mouvement de la phase solide σ .

- **Équation de bilan de la masse** : les variables génériques dans ce cas sont à remplacer par : $\varphi = c_k$, $\vec{\Gamma} = \rho \vec{J}_k$, $\gamma = \pi_k$. On commence d'abord par écrire le bilan de la masse d'un constituant k dans une phase fluide α :

$$\dot{m}_k^\alpha / J + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\alpha c_{k\alpha} \vec{V}^\alpha + \rho_\alpha \vec{J}_k^\alpha) = \pi_k^\alpha + \hat{\pi}_k^\alpha \quad (\text{I.6})$$

avec $m_k^\alpha = c_{k\alpha} m^\alpha$ et $m^\alpha = J \rho^\alpha$. La masse de k créée par des réactions chimiques π_k^α est telle que $\sum_k \pi_k^\alpha = 0$ et $\sum_\alpha \pi_k^\alpha = \pi_k$ qui n'est d'autre que la masse totale créée du constituant k dans le milieu poreux. Notons que les termes d'échange aux interfaces entre les phases ont été regroupés dans un seul terme $\hat{\pi}_k^\alpha$, désignant l'apport de masse à la phase α résultant des échanges massiques du constituant k aux interfaces, tel que $\sum_\alpha \hat{\pi}_k^\alpha = 0$ et $\sum_k \hat{\pi}_k^\alpha = \hat{\pi}^\alpha$ qui représente la masse totale de tous les constituants échangés aux interface de la phase α .

La somme de l'Équation I.6 pour tous les constituants k de la phase α permet d'obtenir le bilan de la masse de la phase α qui s'écrit comme suit :

$$\dot{m}^\alpha / J + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\alpha \vec{V}^\alpha) = \hat{\pi}^\alpha \quad (\text{I.7})$$

Maintenant, si on somme l'Équation I.6 sur toutes les phases, on retrouve l'équation de bilan de la masse du constituant k dans tout le milieu poreux :

$$\left(\sum_\alpha \dot{m}_k^\alpha \right) / J + \vec{\nabla} \cdot \left(\sum_\alpha \rho_\alpha (c_{k\alpha} \vec{V}^\alpha + \vec{J}_k^\alpha) \right) = \pi_k \quad (\text{I.8})$$

L'Équation I.8 est intéressante d'un point de vue modélisation numérique vu qu'elle permet de s'affranchir de la détermination explicite des termes d'échanges.

- **Équation de bilan de la quantité de mouvement** : les variables génériques dans ce cas sont remplacées par : $\vec{\varphi} = \vec{v}_\sigma$, $\underline{\Gamma} = -\underline{\sigma}$, $\vec{\gamma} = \rho \vec{g}$. Dans des conditions quasi-statiques, en sommant par rapport à α , il en découle l'équation suivante du bilan de la quantité de mouvement :

$$\vec{\nabla} \cdot \underline{\underline{\sigma}} + \rho \vec{g} = \vec{0} \quad (\text{I.9})$$

avec $\underline{\underline{\sigma}} = \sum_{\alpha} \underline{\underline{\sigma}}^{\alpha}$, $\rho = \sum_{\alpha} \rho^{\alpha}$ et \vec{g} est la densité des forces volumiques (gravité).

Les échanges interfaciaux de la quantité de mouvement ne sont pas négligeables. Dans des conditions hydrostatiques, les contributions des contraintes visqueuses et de celles relatives aux échanges de masse sont négligeables devant la contribution des pressions hydrostatiques. Par conséquent, dans de telles conditions, l'Équation I.3 est habituellement substitué par l'équation de Laplace :

$$p_{\alpha} - p_{\beta} = \langle \pm 2H_{\alpha\beta} \sigma_{\alpha\beta} \rangle_{\Sigma_{\alpha\beta}} \quad (\text{I.10})$$

où la notation $\langle . \rangle_{\Sigma_{\alpha\beta}}$ désigne la moyenne surfacique définie sur la surface $\Sigma_{\alpha\beta}$ séparant les deux phases fluides α et β , $H_{\alpha\beta}$ est la courbure moyenne de $\Sigma_{\alpha\beta}$ et $\sigma_{\alpha\beta}$ la tension de surface entre les deux phases. Dans des problèmes de géotechnique, le second terme de I.10 est souvent exprimé par une relation empirique en fonction de la température et des fractions volumiques des phases α et β .

- **Équation de la chaleur** : la détermination d'une formulation explicite de l'équation de la chaleur même sous l'hypothèse d'un équilibre thermique local inter-phases est loin d'être directe. La démarche est la suivante. On dresse d'abord le bilan de l'énergie interne apparente ou de l'entropie apparente. Le bilan de la densité de l'énergie interne apparente $\mathbb{U} = \sum_{\alpha} m^{\alpha} u_{\alpha}$ peut être obtenu en soustrayant l'équation de bilan de l'énergie cinétique à l'équation de bilan de l'énergie totale. La première s'obtient en multipliant le bilan de la quantité de mouvement d'une phase α par le vecteur \vec{v}_{α} , et la deuxième en remplaçant les grandeurs génériques dans les équations I.2 et I.3 par les valeurs suivantes : $\varphi = e$ (l'énergie totale), $\vec{\Gamma} = \vec{\psi} - \underline{\underline{\sigma}} \vec{v} - \sum_{\text{k}} \rho T^2 \partial_T (\mu_{\text{k}}^*/T) \vec{J}_{\text{k}}$ ($\vec{\psi}$ est le vecteur densité surfacique du taux de chaleur échangée par conduction et μ_{k}^* est le potentiel chimique massique du constituant k dans le mélange) et $\gamma = \rho \vec{g} \cdot \vec{v}$. En partant de l'équation de bilan de l'entropie $\mathbb{S} = \sum_{\alpha} m^{\alpha} s_{\alpha}$, les grandeurs génériques sont à remplacer par : $\varphi = s$ (l'entropie), $\vec{\Gamma} = \vec{\psi} - \sum_{\text{k}} \rho T \partial_T \mu_{\text{k}}^* \vec{J}_{\text{k}}$ et $\gamma = \omega/T$ (ω est la dissipation volumique). La dissipation volumique dans l'équation de bilan de l'entropie comprend, en plus de la dissipation volumique intrinsèque, les dissipations induites par les phénomènes de conduction thermique, de transport des masses fluides, de diffusion des constituants dans les phases, de réactions chimiques et de changement de phase. Pour déterminer proprement l'équation de la chaleur, l'équation de bilan doit être ensuite complétée par les lois d'état du squelette σ et des phases fluides exprimant le taux de variation de l'entropie massique en fonction des taux de variation des variables d'état ainsi que les lois complémentaires permettant d'exprimer explicitement la dissipation volumique en fonction des variables primaires (la température, les pressions des fluides, les potentiels chimiques des constituants). En tenant compte uniquement des dissipations induites par le phénomène de conduction thermique et celles relatives aux échanges de masse entre les phases et en négligeant les effets dus aux variations des pressions des fluides, nous pouvons aboutir à l'équation de la chaleur suivante :

$$\rho C_p \dot{T} + \sum_{\alpha \neq \sigma} \rho_{\alpha} C_{p\alpha} \vec{V}^{\alpha} \cdot \vec{\nabla} T = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\psi} - \sum_{\alpha \neq \sigma} \sum_{\text{k}} \hat{\pi}_{\text{k}}^{\alpha} \left(h_{\alpha} + \partial_{c_{\text{k}\alpha}} h_{\alpha} - \sum_{\text{j}\alpha} c_{\text{j}\alpha} \partial_{c_{\text{j}\alpha}} h_{\alpha} \right) \quad (\text{I.11})$$

avec

$$\rho C_p = \sum_{\alpha} \rho^{\alpha} C_{p\alpha} \quad (\text{I.12})$$

où $C_{p\alpha}$ est la capacité thermique de la phase α et h_{α} son enthalpie.

3.1.2 Équations constitutives

Les équations différentielles de bilan doivent être complétées par des équations constitutives appropriées, permettant de réduire le nombre de variables indépendantes et de définir les variables d'état du problème, capables de caractériser d'une manière complète et unique l'état thermodynamique du milieu poreux.

3.1.2.1 Lois d'état

Les lois d'état servent pour exprimer les masses volumiques, les capacités thermiques et les enthalpies des phases fluides en fonction des variables d'état. Pour la phase solide σ nous supposons que sa masse volumique ainsi que sa capacité thermique sont constantes. Pour les phases fluides, il est généralement admis que le tenseur des contraintes d'un fluide se réduit à celui créé par la pression hydrostatique qui y règne $p_{\alpha}\underline{1}$ et que les variables d'état à l'échelle macroscopique sont identiques à leurs valeurs microscopiques ($p_{\alpha}, T, C_{\alpha}$) avec $C_{\alpha} = (c_{1\alpha}, c_{2\alpha}, \dots)$. Ayant défini ce jeu de variables d'état, il serait donc utile de travailler avec l'enthalpie libre comme potentiel thermodynamique duquel dérivent les lois d'état des phases fluides.

Le second type de lois d'état à préciser sont les lois d'état macroscopiques du milieu poreux permettant d'exprimer $\underline{\sigma}$ et n_{α} en fonction des variables macroscopiques $\underline{\varepsilon}$, T et p_{α} . Sous forme incrémentale et dans le cadre de l'hypothèse des transformations infinitésimales, ces lois s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{cases} \underline{\dot{\sigma}} = \underline{\tilde{H}} : (\underline{\dot{\varepsilon}} - \underline{\underline{A}}\dot{T}) - \sum_{\alpha \neq \sigma} \underline{\underline{B}}_{\alpha} \dot{p}_{\alpha} \\ \dot{n}_{\alpha} = (\underline{\underline{B}}_{\alpha} - n_{\alpha}\underline{1}) : \underline{\dot{\varepsilon}} - A_{n\alpha}\dot{T} + \sum_{\beta \neq \sigma} \dot{p}_{\beta}/M_{\alpha\beta} \end{cases} \quad (\text{I.13})$$

où $\underline{\tilde{H}}$ est le tenseur d'ordre quatre d'élasticité de Hooke (isotherme et drainé), $\underline{\underline{A}}$ est le tenseur d'ordre deux de dilatation thermique volumique, $\underline{\underline{B}}_{\alpha}$ est le tenseur d'ordre deux de couplage hydro-mécanique, $A_{n\alpha}$ est le coefficient scalaire qui relie linéairement un incrément de n_{α} à un incrément de température à déformation et pressions de fluides constantes et $M_{\alpha\beta}$ est le coefficient scalaire qui relie linéairement un incrément de n_{α} à un incrément de la pression p_{β} à température, déformation et pressions de phases fluides autres que la phase β constantes.

La somme par rapport à α de la loi d'évolution de la fraction volumique n_{α} permet d'obtenir la loi d'évolution de la porosité totale n :

$$\dot{n} = (\underline{\underline{B}} - n\underline{1}) : \underline{\dot{\varepsilon}} - A_n\dot{T} + \sum_{\alpha \neq \sigma} \dot{p}_{\alpha}/M_{\alpha} \quad (\text{I.14})$$

où

$$\underline{\underline{B}} = \sum_{\alpha \neq \sigma} \underline{\underline{B}}_{\alpha} \quad , \quad A_n = \sum_{\alpha \neq \sigma} A_{n\alpha} \quad , \quad 1/M_{\alpha} = \sum_{\beta \neq \sigma} 1/M_{\alpha\beta} \quad (\text{I.15})$$

En introduisant les degrés de saturation $S_{\alpha} = n_{\alpha}/n$ en tant que fonctions empiriques des pressions des différentes phases et de la température (l'effet des autres variables comme la

déformation et la porosité est généralement négligeable), la relation entre les coefficients partiels ($\underline{B}_\alpha, A_{n\alpha}, M_{\alpha\beta}$) et les coefficients globaux ($\underline{B}, A_n, M_\alpha$) pourrait être établie. Vu la difficulté de déterminer expérimentalement les coefficients partiels, la détermination des coefficients globaux pour un milieu poreux saturé par une seule phase fluide et la connaissance des degrés de saturation S_α , par voie expérimentale ou par analyse rétrospective de mesures, ainsi que de leur dérivées permettraient de remonter aux valeurs des coefficients partiels. Il en résulte une nouvelle expression de \dot{n} :

$$\dot{n} = (\underline{B} - n\underline{1}) : \underline{\dot{\epsilon}} - A_n \dot{T} + \sum_{\alpha \neq \sigma} S_\alpha \dot{p}_\alpha / M \quad (\text{I.16})$$

avec $M = \sum_{\alpha \neq \sigma} M_\alpha$. Dans la théorie poromécanique au sens de Coussy (2004), \underline{B} est le tenseur de Biot et M est le module de Biot.

3.1.2.2 Lois complémentaires

Pour la fermeture du système d'équations (autant d'équations que d'inconnues), des lois complémentaires doivent être introduites pour exprimer les vitesses de filtration des phases fluides \vec{V}^α , les vitesses de diffusion \vec{J}_k^α , le flux de chaleur conductif $\vec{\psi}$ ainsi que les termes d'échange de masse aux interfaces entre les phases $\hat{\pi}_k^\alpha$. Pour satisfaire le deuxième principe de la thermodynamique, il faudra garantir la positivité des dissipations associées à ces lois complémentaires. À cet effet, des formulations généralisées de la loi de Darcy, la loi de Fick et la loi de Fourier peuvent être utilisées :

$$\vec{V}^\alpha = -\frac{k_\alpha}{\eta_\alpha} (\vec{\nabla} p_\alpha - \rho_\alpha \vec{g}), \quad \vec{J}_k^\alpha = -\underline{D}_{k\alpha} \vec{\nabla} c_{k\alpha}, \quad \vec{\psi} = -\underline{\Lambda} \vec{\nabla} T \quad (\text{I.17})$$

où k_α est le tenseur de perméabilité intrinsèque caractérisant le vide de l'espace poreux occupé par la phase α , η_α est la viscosité dynamique de la phase fluide α , $\underline{D}_{k\alpha}$ est la diffusivité du constituant k dans la phase α et $\underline{\Lambda}$ est le tenseur global de conductivité thermique. En ce qui est des termes d'échange $\hat{\pi}_k^\alpha$, il est souvent admis que l'équilibre chimique macroscopique entre les phases est atteint instantanément, ce qui se traduit par l'égalité des potentiels chimiques du constituant k dans les phases α .

3.2 Application pour le cas d'un milieu poreux isotrope saturé en eau saline et soumis à la congélation

Nous considérons dans ce cas le milieu tri-phasique et tri-constituant décrit au premier paragraphe de la Section 3.1 de ce chapitre et schématisé dans la Figure I.6.

Comme nous supposons que la glace γ reste toujours solidaire à la phase solide σ et puisque la phase liquide n'est formée que de deux constituants w et s , le problème peut être décrit via une seule vitesse de filtration (filtration de la phase λ), une seule concentration massique (concentration massique du constituant s dans la phase λ), une seule vitesse de diffusion (diffusion du constituant s dans la phase λ) et une seule diffusivité (diffusivité du sel

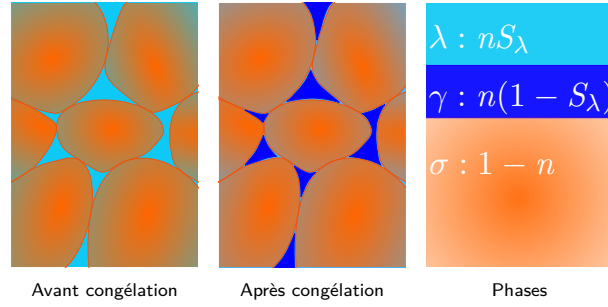


FIGURE I.6 – Illustration schématique du milieu poreux saturé et soumis à la congélation.

s dans la phase λ). Par conséquent, les notations seront simplifiées comme suit : $\vec{V} = \vec{V}^\lambda$, $\vec{J} = \vec{J}_s^\lambda$, $c = c_{s\lambda}$ et $\underline{D}_{s\lambda} = \underline{D}_\lambda$.

Par ailleurs, les tenseurs \underline{A} , \underline{B} , \underline{k}_λ , \underline{D}_λ et $\underline{\Lambda}$ sont remplacés par des tenseurs sphériques : $\underline{A} = A\underline{1}$, $\underline{B} = B\underline{1}$, $\underline{k}_\lambda = k_\lambda\underline{1}$, $\underline{D}_\lambda = D_\lambda\underline{1}$ et $\underline{\Lambda} = \Lambda\underline{1}$ et le tenseur d'élasticité de Hooke est caractérisé par un module d'Young drainé \mathbf{E} et un coefficient de Poisson drainé ν .

Les équations gouvernant le comportement THMC du milieu poreux soumis à la congélation, obtenues à partir des développements précédents, sont présentées en détail dans le Chapitre II. Dans cette section, nous rappelons succinctement la démarche poursuivie. En guise de synthèse, un encadré rassemblant l'ensemble des équations principales du modèle est présenté.

En premier lieu, les équations de bilan sont établies tout en négligeant les réactions chimiques entre les constituants (système I.18). Elles comprennent les équations de bilan de la masse des phases λ et γ ainsi que du constituant sel s , l'équation de la chaleur et l'équation de bilan de la quantité de mouvement. En ce qui concerne le bilan de la quantité de mouvement aux interfaces liquide/glace $\lambda\gamma$, on retient de l'Équation I.10 l'existence d'une relation entre la différence de pression à l'interface et les autres variables d'état, en particulier les fractions volumiques/degrés de saturation. Par similarité avec la modélisation du phénomène de séchage-mouillage dans les milieux poreux, il s'agit d'exprimer le degré de saturation S_λ comme fonction empirique de la pression capillaire ($p_c = p_\gamma - p_\lambda$) et des autres variables, notamment T et c . À l'issue de cette étape, et en considérant que ρ_σ et $C_{p\sigma}$ sont des constantes, nous aurions produit 4 équations scalaires et une équation vectorielle et introduit 11 inconnues scalaires : T , c , p_λ , p_γ , n , ρ_λ , ρ_γ , $C_{p\lambda}$, $C_{p\gamma}$, $\Delta\bar{h}_w$ et $\hat{\pi}^\gamma$, 4 inconnues de type vecteur : \vec{u} , \vec{V} , \vec{J} et $\vec{\psi}$ et une inconnue de type tenseur $\underline{\sigma}$. Ceci nous fait un total de 7 équations et 29 inconnues. Pour compléter ce système d'équations, on introduit 3 équations vectorielles et 1 équation scalaire complémentaires (équations I.19 et I.20), respectivement la loi de Darcy pour la vitesse de filtration \vec{V} , la loi de Fick pour la diffusion du sel \vec{J} , la loi de Fourier pour la densité surfacique du flux conductif $\vec{\psi}$, et la condition d'équilibre chimique pour $\hat{\pi}^\gamma$, une équation scalaire pour décrire l'évolution de la porosité (Équation I.21), une équation tensorielle pour le modèle constitutif du squelette (Équation I.22) et les lois d'état reliant $\nu_\lambda = 1/\rho_\lambda$, $\nu_\gamma = 1/\rho_\gamma$, $C_{p\lambda}$, $C_{p\gamma}$ et $\Delta\bar{h}_w$ à l'état thermodynamique (système I.24) à travers 5 équations scalaires. En rajoutant ces 22 équations, le nombre d'équations égalisera le nombre d'inconnues.

Équations de bilan :

$$\begin{cases} \dot{\rho}^\lambda + \dot{\rho}^\gamma + (\rho^\lambda + \rho^\gamma)\dot{\varepsilon}_v + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\lambda \vec{V}) = 0 \\ \rho^\lambda \dot{c} - c\dot{\pi}^\gamma + \rho_\lambda \vec{V} \cdot \vec{\nabla} c + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\lambda \vec{J}) = 0 \\ \rho C_p \dot{T} + \Delta \bar{h}_w \dot{\pi}^\gamma + \rho_\lambda C_{p\lambda} \vec{V} \cdot \vec{\nabla} T + \vec{\nabla} \cdot \vec{\psi} = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \underline{\underline{\sigma}} + \rho \vec{g} = \vec{0} \end{cases} \quad (\text{I.18})$$

avec

$$S_\lambda = \mathcal{S}(p_c, T, c), \quad \rho^\lambda = \rho_\lambda n S_\lambda, \quad \rho^\gamma = \rho_\gamma n (1 - S_\lambda), \quad \rho^\sigma = (1 - n) \rho_\sigma, \quad \rho = \rho^\lambda + \rho^\gamma + \rho^\sigma$$

$$\rho C_p = \rho^\lambda C_{p\lambda} + \rho^\gamma C_{p\gamma} + \rho^\sigma C_{p\sigma}, \quad \Delta \bar{h}_w(p_\lambda, p_\gamma, T, c) = h_\gamma - h_\lambda + c \partial_c h_\lambda$$

Lois complémentaires :

$$\vec{V} = -\frac{k_\lambda}{\eta_\lambda} (\vec{\nabla} p_\lambda - \rho_\lambda \vec{g}), \quad \vec{J} = -D_\lambda \vec{\nabla} c, \quad \vec{\psi} = -\Lambda \vec{\nabla} T \quad (\text{I.19})$$

$$\mu_\gamma(p_\gamma, T) = \mu_{w\lambda}(p_\lambda, T, c) \quad (\text{I.20})$$

Loi d'évolution de la porosité :

$$\dot{n} = (B - n) \dot{\varepsilon}_v - A_n \dot{T} + S_\lambda \dot{p}_\lambda / M + (1 - S_\lambda) \dot{p}_\gamma / M \quad (\text{I.21})$$

Loi de comportement mécanique :

$$\underline{\underline{\dot{\sigma}}} + B \dot{\varpi} \underline{\underline{1}} = \underline{\underline{\mathbf{H}}} : (\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} - \mathbf{A} \dot{T} \underline{\underline{1}}) \quad (\text{I.22})$$

avec

$$\varpi = p_\lambda + \int_0^{p_c} (1 - S_\lambda(x)) dx \quad (\text{I.23})$$

Lois d'état des phases fluides :

$$\begin{cases} \dot{\nu}_\alpha / \nu_\alpha = \chi_{T\alpha} \dot{T} - \chi_{p\alpha} \dot{p}_\alpha + \chi_{s\alpha} \dot{c} \\ \chi_{T\alpha} = \partial_{p_\alpha T}^2 g_\alpha / \nu_\alpha, \quad \chi_{p\alpha} = -\partial_{p_\alpha}^2 g_\alpha / \nu_\alpha, \quad \chi_{s\alpha} = -\partial_{p_\alpha c}^2 g_\alpha / \nu_\alpha \\ C_{p\alpha} = -T \partial_{T^2}^2 g_\alpha, \quad h_\alpha = g_\alpha - T \partial_T g_\alpha \end{cases} \quad (\text{I.24})$$

Notons que le tenseur des déformations dans l'équation constitutive du squelette renvoie au tenseur des déformations totales. Si les essais de laboratoire sur des échantillons représentatifs montrent que le modèle de comportement mécanique du matériau n'est pas élastique, ce qui est le cas pour plusieurs géomatériaux congelés, le tenseur $\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} - \mathbf{A} \dot{T} \underline{\underline{1}}$ doit être remplacé par le tenseur taux de déformation élastique $\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}_e$. La caractérisation du comportement mécanique d'un sol congelé via des essais de laboratoire et le choix d'un modèle constitutif permettant de reproduire ce comportement fait l'objet de la Section 4 de ce chapitre.

Pour compléter cette modélisation, nous devons exprimer, d'un côté, la fonction empirique $\mathcal{S}(p_c, T, c)$, la perméabilité intrinsèque k_λ , la diffusivité D_λ et la conductivité thermique Λ

intervenant dans les lois complémentaires I.19, les modules d'élasticité (E et ν) et les coefficients globaux (B, A_n, M), et d'un autre côté, les potentiels thermodynamiques des phases fluides λ et γ afin de pouvoir proposer une formulation explicite de la condition d'équilibre chimique, de la chaleur latente $\Delta\bar{h}_w$ et des lois d'état des phases fluides en fonction des variables thermodynamiques ($T, p_\lambda, p_\gamma, c$). C'est ce que nous allons essayer de détailler dans ce qui suit.

3.2.1 Modèles empiriques

Comme pour les équations de bilan et les équations constitutives, nous rassemblons l'ensemble des fonctions empiriques nécessaires pour compléter le modèle dans un encadré et nous expliquons brièvement la démarche adoptée.

$$S_\lambda(p_c) = \left(1 + (p_c/P)^{1/(1-m)}\right)^{-m} \quad (\text{I.25})$$

$$k_\lambda = k_0 k_r(S_\lambda), \quad k_r(S_\lambda) = \sqrt{S_\lambda} \left(1 - \left(1 - S_\lambda^{1/r}\right)^r\right)^2 \quad (\text{I.26})$$

$$\eta_\lambda = \eta_0(T) \left(1 + \sum a_i c^{b_i}\right), \quad \eta_0(T) = 0.6612(T - 229)^{-1.562} \quad (\text{I.27})$$

$$\Lambda = \Lambda_\sigma^{n_\sigma} \Lambda_\lambda^{n_\lambda} \Lambda_\gamma^{n_\gamma} = \Lambda_\sigma^{1-n} \Lambda_\lambda^{n S_\lambda} \Lambda_\gamma^{n(1-S_\lambda)} \quad (\text{I.28})$$

$$B = 1 - \frac{\mathbf{K}}{\mathbf{K}_\sigma}, \quad A_n = 3A(B - n), \quad \frac{1}{M} = \frac{(B - n)}{\mathbf{K}_\sigma} \quad (\text{I.29})$$

$$\begin{cases} \mathbf{E} = S_\lambda \mathbf{E}_0 + (1 - S_\lambda) \mathbf{E}_f \\ \boldsymbol{\nu} = S_\lambda \boldsymbol{\nu}_0 + (1 - S_\lambda) \boldsymbol{\nu}_f \end{cases} \quad (\text{I.30})$$

La fonction du degré de saturation joue un rôle central dans la modélisation de la congélation des milieux poreux puisqu'elle permet de localiser les interfaces liquide/glace. Elle est égale à 1 lorsque les pores sont saturés en phase liquide et inférieure à 1 lorsque la phase glace est présente. Il existe deux approches pour la déterminer : l'approche empirique faisant appel à des techniques de mesure de la teneur en eau liquide qui sont généralement onéreuses et ne donnent pas encore grande satisfaction (voir Section 2.1.1 de ce chapitre), et l'approche se basant sur une analogie entre les mécanismes de gel/dégel et les mécanismes de séchage/mouillage et utilisant ainsi un des différents modèles de la courbe de rétention pour les sols non saturés. Prônant une approche macroscopique phénoménologique, nous utilisons pour la fonction du degré de saturation le modèle de rétention d'eau de Van Genuchten à deux paramètres m et P (Équation I.25), largement utilisé par la communauté scientifique dans des problématiques de congélation de terrain même dans le cas où la phase λ est une solution aqueuse (Nishimura et al., 2009; Rouabhi and Tijani, 2017). L'effet de la salinité sur cette fonction est implicite via la pression capillaire, dont l'expression en fonction de (T, p_λ, c) sera établie dans la section suivante.

La perméabilité k_λ est aussi un paramètre clé dans la modélisation de la congélation des milieux poreux. En effet, elle doit nous permettre de tenir compte de l'effet bloquant

de la formation de la glace sur les écoulements de la phase liquide. À cet effet, elle est exprimée comme le produit d'une perméabilité intrinsèque du milieu poreux (notée k_0), indépendante du type du fluide qui y circule, et d'une perméabilité relative k_r fonction du degré de saturation de la phase liquide, égale à 1 en absence de glace et inférieure à 1 en présence de celle-ci. Pour exprimer la perméabilité relative, le modèle empirique de Van Genuchten (Mualem, 1978) à un seul paramètre r , ayant prouvé son efficacité, est utilisé (voir Équation I.26). L'effet de la présence de solutés est introduit implicitement via S_λ .

Pour la formulation de la viscosité dynamique, nous utilisons l'Équation I.27 qui est le produit de η_0 la viscosité dynamique de l'eau pure dont la variation avec la température est prise en compte au moyen d'une loi puissance proposée par Gawin et al. (1999), et d'une fonction de la concentration dont les coefficients dépendent du type de soluté.

La diffusivité D_λ dépend généralement de plusieurs facteurs en plus de la température et du degré de saturation à savoir la porosité et les fluides dans les pores. Toutefois, pour l'application que nous étudions, nous la considérons constante.

En ce qui est de la conductivité thermique, rappelons que la conductivité thermique de la glace est presque quatre fois plus élevée que celle de l'eau liquide. Par conséquent, la conductivité thermique globale Λ dépend fortement de la teneur en eau non gelée. Elle dépend aussi d'autres facteurs comme la porosité, la composition minéralogique et les contacts intergranulaires (Côté and Konrad, 2005). À partir de résultats de détermination expérimentale de la conductivité thermique sur divers sols secs, saturés et non saturés, il a été démontré que le modèle de moyenne géométrique pondérée par les fractions volumiques des constituants présente un bon ajustement des valeurs observées et permet d'obtenir une bonne estimation de la conductivité thermique des sols gelés et non gelés (voir Équation I.28). Par ailleurs, selon Gens (2010), l'effet de la variation de la conductivité thermique des différents constituants avec la température est minime devant l'effet de la variation de la conductivité thermique globale du milieu avec la teneur en eau. Ainsi, les conductivités thermiques des trois phases Λ_α sont considérées constantes dans ce travail.

L'Équation I.29 donne les relations entre les caractéristiques de la matrice solide (le module de compressibilité \mathbf{K}_σ), la porosité n et les paramètres drainés du squelette (le module de compressibilité \mathbf{K} et la dilatation thermique \mathbf{A}) utilisés classiquement dans la théorie de la poromécanique au sens de Coussy (2004).

Finalement, on notera, que dans le formalisme présenté, la glace a été considérée comme une phase fluide afin de pouvoir tenir compte des échanges de matière entre elle et la phase liquide. Cette hypothèse, qu'on peut qualifier de microscopique, a surtout permis l'établissement des expressions de la pression capillaire et de la chaleur latente en tant que fonctions de la température et de la pression de la phase fluide, comme nous allons le voir dans la section suivante. Toutefois, d'un point de vue mécanique, elle n'est pas sans conséquences. Si le modèle de comportement mécanique utilisé est élastique linéaire, cette hypothèse implique que la présence de la glace ne modifiera que la composante sphérique de la contrainte mécanique à travers la pression p_γ intervenant dans l'expression de la contrainte effective, et qu'un chargement de type déviatorique sera repris uniquement par le squelette solide. Ceci serait en désaccord avec l'augmentation de résistance et de rigidité macroscopiques des géomatériaux en basses températures, au-dessous de la température de congélation du fluide

saturant les pores, observée dans les essais de laboratoire. Pour cette raison, nous distinguons dans notre approche les hypothèses microscopiques de celles macroscopiques, au détriment de la cohérence globale du modèle, et nous complétons le formalisme avec le système I.30 proposant d'utiliser pour les modules d'élasticité une moyenne pondérée par S_λ des modules d'élasticité du matériau non congelé (\mathbf{E}_0, ν_0) et du même matériau complètement congelé (\mathbf{E}_f, ν_f) .

3.2.2 Lois d'état des phases fluides

3.2.2.1 Thermodynamique de changement de phase

Nous donnons dans ce paragraphe une description enrichie de la thermodynamique de changement de phase afin d'explicitier le passage de l'Équation 11 à l'Équation 12 du paragraphe 2.2.1 du Chapitre II.

Comme les variables thermodynamiques principales choisies pour ce modèle sont la pression, la température et la concentration, le potentiel thermodynamique utilisé, dont dérivent toutes les lois d'état d'une phase fluide α , est l'enthalpie libre massique g_α , comme le montre le système I.24. De plus, ces lois ne sont pas indépendantes mais vérifient des conditions de compatibilité thermodynamique telle que : $T\partial_T^2\nu_\alpha + \partial_{p_\alpha}C_{p\alpha} = 0$. Par ailleurs, en complétant le système par la relation d'état reliant l'entropie massique à l'enthalpie libre ($s_\alpha = -\partial_T g_\alpha$), ces lois montrent que la connaissance d'un état de référence $(p_{0\alpha}, T_{0\alpha})$, des fonctions du volume spécifique $\nu_\alpha(p_\alpha, T, c)$ et des capacités thermiques $C_{p_{0\alpha}}(p_{0\alpha}, T, c)$ suffit pour remonter par intégrations successives à l'expression suivante de l'enthalpie libre de la phase α :

$$g_\alpha(p_\alpha, T, c) = h_{0\alpha}(c) - s_{0\alpha}(c)T + \int_{p_{0\alpha}}^{p_\alpha} \nu_\alpha(x, T, c)dx + \int_{T_{0\alpha}}^T (1 - T/x)C_{p_{0\alpha}}(x, c)dx \quad (\text{I.31})$$

où $h_{0\alpha}(c) = h_{0\alpha}(p_{0\alpha}, T_{0\alpha}, c)$ et $s_{0\alpha}(c) = s_{0\alpha}(p_{0\alpha}, T_{0\alpha}, c)$ sont les paramètres d'intégration qui sont fonction de la composition de la phase α .

Comme la congélation des milieux poreux induit un échange de masse et des interactions entre la phase liquide λ et la phase glace γ , les équations de bilan et les équations complémentaires font intervenir la variation de l'enthalpie et du potentiel chimique du constituant w entre la phase liquide et la phase glace. Cette variation doit être connue pour tout état thermodynamique, y compris l'état de référence.

Afin de simplifier l'écriture mathématique, nous introduisons pour toute fonction $\varphi_\alpha(p_\alpha, T, c)$ les deux notations suivantes, avec $\partial_c\varphi_\gamma = 0$:

$$\begin{aligned} \bar{\varphi}_{w\alpha}(p_\alpha, T, c) &= \varphi_\alpha - c\partial_c\varphi_\alpha \\ \Delta\bar{\varphi}_w(p_\lambda, p_\gamma, T, c) &= \bar{\varphi}_{w\gamma}(p_\gamma, T) - \bar{\varphi}_{w\lambda}(p_\lambda, T, c) \end{aligned} \quad (\text{I.32})$$

Sachant que, par définition, le potentiel chimique de la phase mono-constituant γ est égal à sa fonction de Gibbs et celui de la phase λ est défini par la relation suivante : $\mu_{w\lambda} = g_\lambda - c\partial_c g_\lambda$, l'égalité des potentiels chimiques aux interfaces $\lambda\gamma$ se traduit donc par l'équation suivante :

$$\Delta\bar{g}_w(p_\lambda, p_\gamma, T, c) = 0 \quad (\text{I.33})$$

avec

$$\bar{g}_{w\alpha}(p_\alpha, T, c) = \bar{h}_{0w\alpha}(c) - \bar{s}_{0w\alpha}(c)T + \int_{p_{0\alpha}}^{p_\alpha} \bar{\nu}_{w\alpha}(x, T, c)dx + \int_{T_{0\alpha}}^T \left(1 - T/x\right) \bar{C}_{p_{0w\alpha}}(x, c)dx \quad (\text{I.34})$$

Notons que les deux phases λ et γ peuvent coexister quelles que soient les valeurs de p_λ et p_γ . Dans le cas où l'interface $\lambda\gamma$ est plane, il n'y a pas de discontinuité de pression au passage de celle-ci. Plus la courbure de l'interface est grande, plus la différence de pression est importante. Ainsi, nous développons dans ce qui suit la condition d'équilibre chimique en présence et en absence de discontinuité de pression.

Considérons d'abord le cas où $p_\lambda = p_\gamma = p$ (absence de capillarité). Pour alléger l'écriture, la variation $\Delta\bar{\varphi}_w(p, p, T, c)$ sera substituée par $\Delta\bar{\varphi}_w(p, T, c)$. La condition d'équilibre chimique dans ce cas permettra d'établir une relation entre les variables p , T et c . Pour T et c fixés, on retrouve l'expression de la pression de coexistence des deux phases λ et γ notée $p_{\lambda\gamma}(T, c)$. De même, pour p et c fixés, on retrouve la température de coexistence notée $T_{\lambda\gamma}(p, c)$. Ces deux fonctions vérifient les conditions suivantes :

$$\forall(T, c) : \Delta\bar{g}_w(p_{\lambda\gamma}(T, c), T, c) = 0, \quad \forall(p, c) : \Delta\bar{g}_w(p, T_{\lambda\gamma}(p, c), c) = 0 \quad (\text{I.35})$$

Si en plus de cela, nous choisissons un état de référence commun aux deux phases et appartenant au domaine des états d'équilibre chimique (nous avons parfaitement le droit de le faire puisque l'état de référence est arbitraire) : $p_{0\lambda} = p_{0\gamma} = p_0$ et $T_{0\lambda} = T_{0\gamma} = T_{\lambda\gamma}(p_0, c) = T_0(c)$, l'Équation I.34 peut donc être reformulée comme suit :

$$\bar{g}_{w\alpha}(p_\alpha, T, c) = \bar{g}_{0w\alpha}(c) - (T - T_0(c))\bar{s}_{0w\alpha}(c) + \int_{p_0}^{p_\alpha} \bar{\nu}_{w\alpha}(x, T, c)dx + \int_{T_0(c)}^T \left(1 - T/x\right) \bar{C}_{p_{0w\alpha}}(x, c)dx \quad (\text{I.36})$$

Compte tenu de cette nouvelle écriture de l'expression de $\bar{g}_{w\alpha}$, la condition d'équilibre chimique I.35 pour $p = p_{\lambda\gamma}(T, c)$ implique :

$$(T_0(c) - T)\Delta\bar{s}_{0w}(c) + \int_{p_0}^{p_{\lambda\gamma}(T, c)} \Delta\bar{\nu}_w(x, T, c)dx + \int_{T_0(c)}^T \left(1 - T/x\right) \Delta\bar{C}_{p_{0w}}(x, c)dx = 0 \quad (\text{I.37})$$

Cette équation permet de déterminer la variation d'entropie à l'état de référence $\Delta\bar{s}_{0w}(c)$.

Considérons maintenant le cas où $p_\lambda \neq p_\gamma$. En réécrivant l'Équation I.36 sous la forme :

$$\bar{g}_{w\alpha}(p_\alpha, T, c) = \bar{g}_{w\alpha}(p_{\lambda\gamma}(T, c), T, c) + \int_{p_{\lambda\gamma}(T, c)}^{p_\alpha} \bar{\nu}_{w\alpha}(x, T, c)dx \quad (\text{I.38})$$

et en utilisant la condition d'équilibre chimique dans le cas général (Équation I.33) et dans le cas particulier où $p = p_{\lambda\gamma}(T, c)$ (Équation I.35), on obtient la relation suivante :

$$\forall(p_\lambda, T, c) : \int_{p_{\lambda\gamma}}^{p_\lambda} \nu_\gamma(x, T)dx = \int_{p_{\lambda\gamma}}^{p_\lambda} \bar{\nu}_{w\lambda}(x, T, c)dx \quad (\text{I.39})$$

Cette égalité permet d'obtenir l'expression de la pression capillaire $p_c = p_\gamma - p_\lambda$ en tant que fonction des variables (p_λ, T, c) .

En exploitant la condition d'équilibre chimique, la variation de l'enthalpie devient : $\Delta\bar{h}_w = -T\partial_T\Delta\bar{g}_w$. Ainsi en dérivant l'Équation I.38, son expression peut s'écrire comme suit :

$$\Delta\bar{h}_w(p_\lambda, p_\gamma, T, c) = L_{\lambda\gamma}(T, c) + \int_{p_{\lambda\gamma}(T, c)}^{p_\lambda} T(\partial_T\bar{\nu}_{w\lambda})(x, T, c)dx - \int_{p_{\lambda\gamma}(T, c)}^{p_\gamma} T(\partial_T\nu_\gamma)(x, T)dx \quad (\text{I.40})$$

avec $L_{\lambda\gamma}(T, c) = \Delta\bar{h}_w(p_{\lambda\gamma}(T, c), T, c)$ la chaleur latente de passage de λ à γ pour un état d'équilibre chimique tel que $p_\lambda = p_\gamma = p_{\lambda\gamma}(T, c)$.

3.2.2.2 Cohérence thermodynamique

À ce stade de l'analyse, le système d'équations est effectivement fermé, mais il n'est pas nécessairement thermodynamiquement cohérent. En effet, la cohérence thermodynamique ne peut être vérifiée que si les potentiels thermodynamiques des phases λ et γ sont cohérents entre eux. Sachant que l'enthalpie libre de la phase bi-constituant λ peut s'écrire sous la forme suivante :

$$g_\lambda(p, T, c) = (1 - c)g_w(p, T) + cg_\infty(p, T) + g_s(p, T, c) \quad (\text{I.41})$$

où g_w et g_∞ sont les enthalpies libres respectivement de l'eau pure liquide et de la solution infiniment diluée et $g_s(p, T, c)$ une fonction complètement connue, le potentiel chimique prendra donc la forme suivante :

$$\mu_{w\lambda} = g_w + g_s - c\partial_c g_s \quad (\text{I.42})$$

On déduit de cette expression du potentiel chimique $\mu_{w\lambda}$ qu'il suffit que les potentiels thermodynamiques de l'eau pure g_w et de la glace g_γ soient cohérents entre eux pour que la cohérence thermodynamique des deux phases fluides soit assurée (pas d'indétermination au niveau des constantes d'intégration).

Dans ce travail, nous nous intéressons en particulier au cas du chlorure de Sodium (NaCl) en solution dans l'eau pure liquide et nous considérons la fonction de Gibbs proposée par [Archer and Carter \(2000\)](#) pour prédire l'évolution thermodynamique de la saumure. Pour la phase glace, nous considérons la fonction de Gibbs donnée par [Feistel and Wagner \(2006\)](#), concernant la glace ordinaire Ih² qui vérifie la condition de cohérence thermodynamique évoquée ci-dessus.

Néanmoins, il faut rappeler que ces fonctions couvrent des gammes de température, de pression et de concentration assez larges. Leurs expressions mathématiques sont très compliquées et difficiles à implémenter et à manipuler (calcul de dérivées) dans des codes de calcul. Leur utilisation entraînerait une augmentation considérable des temps de calcul pour un gain en précision modeste non justifié pour des applications de géotechnique. Ainsi, il convient d'introduire des hypothèses pour simplifier le formalisme théorique sans compromettre sa cohérence thermodynamique.

2. La glace Ih (h pour hexagonal) fait référence à une des phases de la glace dont les molécules d'eau forment une structure cristalline suivant un réseau hexagonal. En fonction des conditions de température et de pression, la glace peut adopter d'autres structures cristallines. Pour les applications de géotechnique, la glace présente dans les pores est de type Ih.

3.2.2.3 Simplification des lois d'état

Les hypothèses simplificatrices étant présentées de manière exhaustive dans le Chapitre II Section 3, elles vont être brièvement rappelées dans ce paragraphe. Commençons d'abord par les hypothèses adoptées afin de simplifier l'égalité I.39 et l'expression de la chaleur latente I.40. Elles consistent à approcher la courbe de coexistence $p_{\lambda\gamma}(T, c)$ et la courbe de la chaleur latente $L_{\lambda\gamma}(T, c)$ par des fonctions linéaires de la température. La comparaison entre les courbes déduites de l'expression complète du potentiel et l'approximation d'ordre un est plutôt satisfaisante comme le montrent les Figures I.7a et I.7b. Par ailleurs, ν_α et $C_{p\alpha}$ sont considérées comme étant des fonctions de c uniquement et sont évaluées à l'état de référence $(p_0, T_0(c))$. L'application de ces hypothèses permet d'obtenir des expressions plus explicites de la chaleur latente en tant que fonction de la température et de la concentration (Équation 26 du Chapitre II) et de la pression capillaire p_c en tant que fonction de la pression p_λ , de la température et de la concentration (Équation 27 du Chapitre II). Notons que, dans la littérature, l'effet de la pression p_λ est souvent négligé dans l'expression de la pression capillaire, ce qui revient à considérer la température de coexistence $T_{\lambda\gamma}$ comme fonction de la concentration c uniquement. Cette simplification n'est pas valable pour des valeurs de p_λ élevées, comme le montre la Figure 1 du Chapitre II. De plus, il a été démontré dans la Section 4 du Chapitre II que l'influence d'une telle simplification sur l'amplitude des pressions de pore et des déformations simulées peut être considérable.

L'hypothèse consistant à considérer les volumes spécifiques comme étant indépendants de la pression est certes forte vu qu'elle annule les termes transitoires au niveau des équations de bilan de masse. Par conséquent, une distinction a été faite entre les hypothèses menant aux expressions de p_c et $\Delta\bar{h}_w$ et celles menant aux équations de bilan, au détriment de la cohérence globale du modèle. Toutefois, cette incohérence n'est pas inquiétante si on garde à l'esprit que la pression capillaire n'intervient finalement que dans la fonction du degré de saturation S_λ qui est empirique, et que le terme de la chaleur latente dans l'équation de la chaleur est multiplié par $\hat{\pi}^\gamma$ représentant la masse d'eau échangée par changement de phase et dont la cinétique chimique est exprimée par un modèle empirique.

Ainsi, dans les équations de bilan, les fonctions $C_{p\alpha}$ sont choisies indépendantes de la pression et de la température. Quant aux fonctions ν_α , une approximation d'ordre un par rapport à la température et à la pression est considérée.

On rappelle aussi que l'identification de toutes les grandeurs a été réalisée par ajustement au sens des moindres carrés par rapport aux fonctions complètes déduites des expressions empiriques des potentiels thermodynamiques.

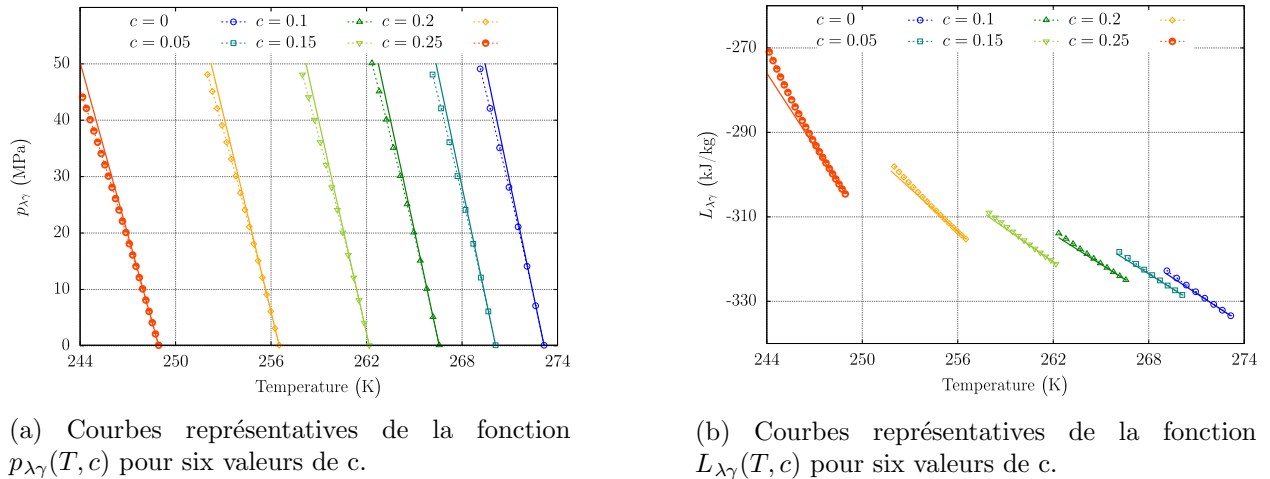


FIGURE I.7 – Comparaison entre la vraie courbe et son approximation du premier ordre (courbe en continu) pour différentes valeurs de c , d'après Rouabhi et al. (2018).

3.3 Validation du modèle : Essais de gonflement libre

Les essais de laboratoire constituent des outils privilégiés pour mesurer les variations de température et de déformation dues à la congélation des géomatériaux. Ainsi, nous avons mis au point, au sein du laboratoire du centre de Géosciences, un dispositif expérimental permettant de réaliser des essais que nous surnomons "essais de gonflement libre" où une éprouvette cylindrique (5 cm de diamètre et 10 cm de hauteur), préalablement saturée avec de l'eau pure ou avec une solution aqueuse de chlorure de sodium à concentration déterminée, est soumise à un cycle de gel/dégel sans aucune contrainte mécanique extérieure. Le protocole et les résultats de ces essais ainsi que leur modélisation numérique sont présentés en détail au Chapitre II Section 3.1. Nous expliquons dans ce qui suit la philosophie derrière ces essais tout en justifiant les choix qui ont été faits en rapport avec les capteurs de mesure et le matériau testé et nous résumons ensuite les principaux résultats qui ont été obtenus.

3.3.1 Protocole expérimental

Pour imposer la température, on a utilisé une enceinte thermo-hygro-métrique de Type Votsch VCN100 offrant une plage de température allant de -30 à 130 °C et une facilité de programmation de l'historique de la variation de la température en fonction du temps. L'objectif de ces essais est de mesurer en continu la température et les déformations axiale et circonférentielle de l'éprouvette. Des thermocouples et des jauges de déformation reliés à l'ordinateur au moyen d'une carte d'acquisition ont été utilisés à cette fin. Les thermocouples ont été choisis, parmi d'autres capteurs de mesure de température (sondes Pt 100 par exemple) pour leur souplesse et maniabilité, leur faible diamètre permettant d'atteindre des endroits difficilement accessibles (l'intérieur de l'éprouvette) et leur temps de réponse court. La mesure de la déformation est beaucoup plus délicate que celle de la température puisque les jauges se déforment sous l'effet de la variation de la température. Par ailleurs,

le principe de la compensation en température, utilisé classiquement pour isoler la déformation mécanique de celle thermique via un demi-pont de Wheatstone comprenant deux jauges identiques collées sur le même matériau et subissant la même variation de température et où seule la jauge active subit une déformation mécanique, ne s'applique pas si l'objectif recherché est de déterminer la déformation thermique de l'éprouvette. En effet, l'utilisation du même matériau sans saturation préalable comme support de la jauge de compensation annulera une partie de la déformation thermique du matériau due à la contraction/dilatation thermique du squelette. On remédie à ce problème en utilisant un matériau témoin autre que le matériau testé et dont le coefficient de dilatation thermique est connu et de préférence faible (l'invar que nous utilisons ou le quartz). Toutefois, et à cause du changement de phase, il y aurait toujours un décalage de température entre les deux éprouvettes : le passage de l'état liquide à l'état solide de l'eau s'effectuant sur une certaine durée pendant laquelle la température reste quasi-constante, alors que dans l'éprouvette de compensation la température continue de diminuer. Par conséquent, la solution retenue pour compenser la déformation thermique apparente des jauges a été de déterminer une fonction de correction thermique, fonction de la température T et de la température initiale, pour chaque type de jauge utilisé. Pour ce faire, des essais de refroidissement/réchauffement, dans la gamme de température $[-30; 25]$ °C, d'une éprouvette en invar équipée à chaque fois de la jauge étudiée reliée en demi-pont à une jauge maintenue sous température constante, ont été réalisés. La correction thermique serait donc la différence entre la déformation apparente mesurée et la dilatation thermique de l'invar qui est bien connue. Par la suite, au cours des essais de gonflement libre, la température à la surface du matériau sur-lequel la jauge de compensation est collée doit être aussi mesurée afin de pouvoir corriger en température les mesures faites par les jauges. La démarche adoptée pour la mesure des déformations d'origine thermique avec des jauges fait l'objet de l'annexe A.

3.3.2 Choix du matériau

Ces essais ont été pensés afin de faire avancer notre compréhension du couplage THMC et de valider le formalisme théorique établi. Ils ont l'avantage d'être "relativement" simples : il "suffit" de mesurer d'une manière propre et précise la variation de la température et de la déformation de l'éprouvette au cours de l'essai. Les carottes provenant de la mine de Cigar Lake, étant très hétérogènes, ne représentent pas le matériau idéal ni pour expérimenter les essais de gonflement libre ni pour réaliser des études comparatives évaluant l'influence de la salinité du fluide saturant sur le comportement THM du matériau soumis à la congélation. Ainsi, la roche qui a été choisie pour cette étude est le calcaire d'Anstrude. Il s'agit d'un calcaire poreux de 20% de porosité environ, une valeur représentative de la porosité *in situ*, à la mine de Cigar Lake. Son réseau poreux permet de le saturer en un temps raisonnable. En plus de cela, il est homogène, de composition mono-minérale (calcite), ce qui nous permet de nous affranchir de l'influence des hétérogénéités des éprouvettes sur la réponse globale. Par ailleurs, le comportement hydro-mécanique du calcaire d'Anstrude a déjà été caractérisé au laboratoire de Géosciences et ses propriétés poromécaniques ont déjà fait l'objet de plusieurs études (Lion, 2004).

3.3.3 Résultats et modélisation numérique

Trois valeurs de concentration initiale ont été étudiées : 0, 0.08 et 0.14. Ces valeurs ont été choisies tout en s'éloignant de la concentration de saturation de la saumure, égale à 0.25 environ, afin d'éviter une cristallisation du sel, un phénomène complexe qui n'a pas fait l'objet de recherches dans le cadre de ce travail de thèse. Ceci se traduit d'un point de vue modélisation par une inégalité empirique contraignant la concentration c à ne pas dépasser la concentration de saturation $c_{\text{sat}}(T)$.

Pour chaque valeur de concentration, deux mesures de température, en surface et à l'intérieur de l'éprouvette, et deux mesures de déformation, axiale et circonférentielle, sont présentées dans la Section 3.2.4 du Chapitre II.

Malgré la taille réduite de l'éprouvette, les mesures ont montré que la température en surface est différente de celle au cœur de l'éprouvette. Par conséquent, la modélisation numérique de ces essais a été réalisée via un calcul par éléments finis 2D axisymétrique du quart de l'éprouvette (chargement thermique symétrique) et non sur un point matériel. Le code de calcul utilisé est COMSOL Multiphysique.

Le coefficient de dilatation thermique a été déterminé à partir d'un essai de refroidissement sur une éprouvette séchée. Les paramètres m et P de la fonction du degré de saturation (Équation I.25) et le paramètre r de la perméabilité relative (Équation I.26) ont été déterminés via une analyse rétrospective des mesures de température et de déformation obtenues suite à des essais de gonflement libre sur des éprouvettes saturées en eau pure.

De l'analyse des résultats des essais de gonflement libre et de leur simulation numérique il ressort les remarques suivantes.

Les courbes de température dans le cas de l'éprouvette saturée avec de l'eau pure ont une forme classique (voir Figure I.9a), avec une première diminution de la température relativement rapide, suivie d'un palier de changement de phase autour de 0 °C, suivie d'une seconde diminution de la température plus rapide que la première vu que la conductivité thermique de la glace est supérieure à celle de l'eau liquide. De même, les courbes de déformation ont une forme classique avec une phase de contraction thermique suivie d'un gonflement dû au changement de phase, de grande amplitude par rapport à l'amplitude de la contraction thermique, suivie d'une autre phase de contraction thermique (voir Figure I.9b).

Quand la concentration est non nulle, les courbes de température possèdent deux paliers, un premier petit palier correspondant à la température de changement de phase associée à la concentration initiale du fluide dans les pores et un deuxième palier plus long correspondant à la température de changement de phase associée à la concentration de saturation (voir Figure I.10a). Par ailleurs, le gonflement associé au deuxième palier est prépondérant (voir Figure I.10b).

La comparaison des amplitudes de gonflement des 3 niveaux de concentration dans le Chapitre II montre une augmentation de l'amplitude du gonflement avec la concentration. Ceci est en accord avec l'augmentation de la viscosité de la phase liquide non pas juste lorsque la température diminue, mais aussi lorsque la concentration en sel augmente.

La Figure I.8 montre des valeurs de température en surface élevées vers les bords de

l'éprouvette. Cette distribution de température a permis d'expliquer les différences constatées entre les déformations axiales et circonférentielles et montre l'importance du choix des bonnes conditions aux limites thermiques à appliquer aux parois de l'éprouvette lors de la modélisation numérique.

Les résultats expérimentaux sont bien reproduits par le modèle y compris le phénomène d'augmentation de la concentration de la phase liquide encore non-gelée dans les pores au fur et à mesure de la transformation de l'eau liquide en glace. Le comportement mécanique est fortement corrélé avec le développement d'importantes pressions hydrauliques équivalentes ϖ (Équation I.23) dans le réseau poreux. Ces pressions peuvent être grandement surestimées si la pression capillaire $p_c(p_\lambda, T)$ est considérée comme une fonction de la température uniquement (Section 4 du Chapitre II).

Dans ce travail de thèse, nous nous intéressons à l'influence du gel et dans une moindre mesure au dégel. L'effet de ce dernier serait plus conséquent si on s'intéressait au problème de la congélation artificielle dans un contexte urbain et non dans un contexte minier. Les Figure I.9 et I.10 montrent les résultats expérimentaux et les résultats de la simulation numérique, en termes de température et de déformation, de deux essais de gel/dégel menés respectivement sur deux éprouvettes, une saturée avec de l'eau pure et l'autre avec une solution de chlorure de sodium. Comme on peut le constater, l'évolution de la température est bien reproduite aussi bien dans le gel que le dégel pour l'éprouvette saturée avec de l'eau pure. Pour l'éprouvette saturée avec une solution aqueuse, nous constatons que la courbe de température montre une certaine dissymétrie au niveau des paliers, et que la dissymétrie autour du palier de saturation n'est pas bien reproduite par le modèle. Dans les deux essais, pour $c = 0$ et $c = 0.14$, l'évolution de la déformation en phase de dégel montre une irréversibilité que le modèle est incapable de reproduire. On soupçonne que cette irréversibilité est due à un taux de dégel rapide qui ne permet pas de dissiper la pression interstitielle dans les pores de l'éprouvette ou à un foisonnement de la roche qui s'oppose à sa reconsolidation (Côté, 2003).

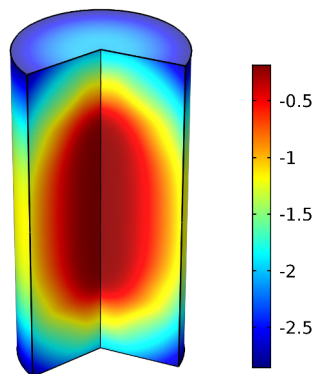
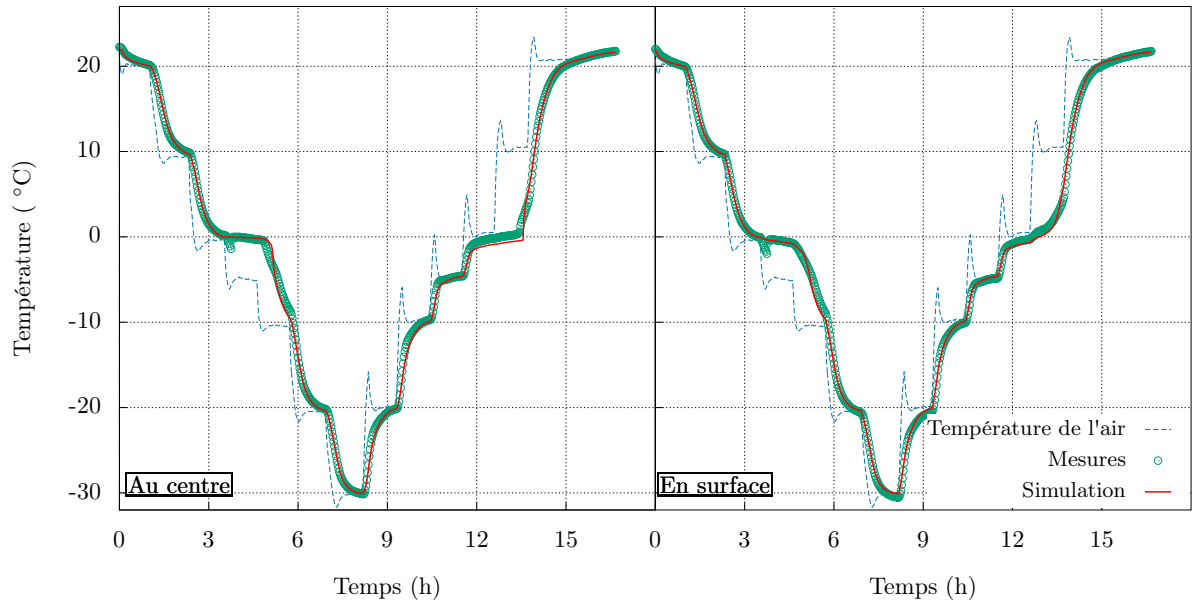
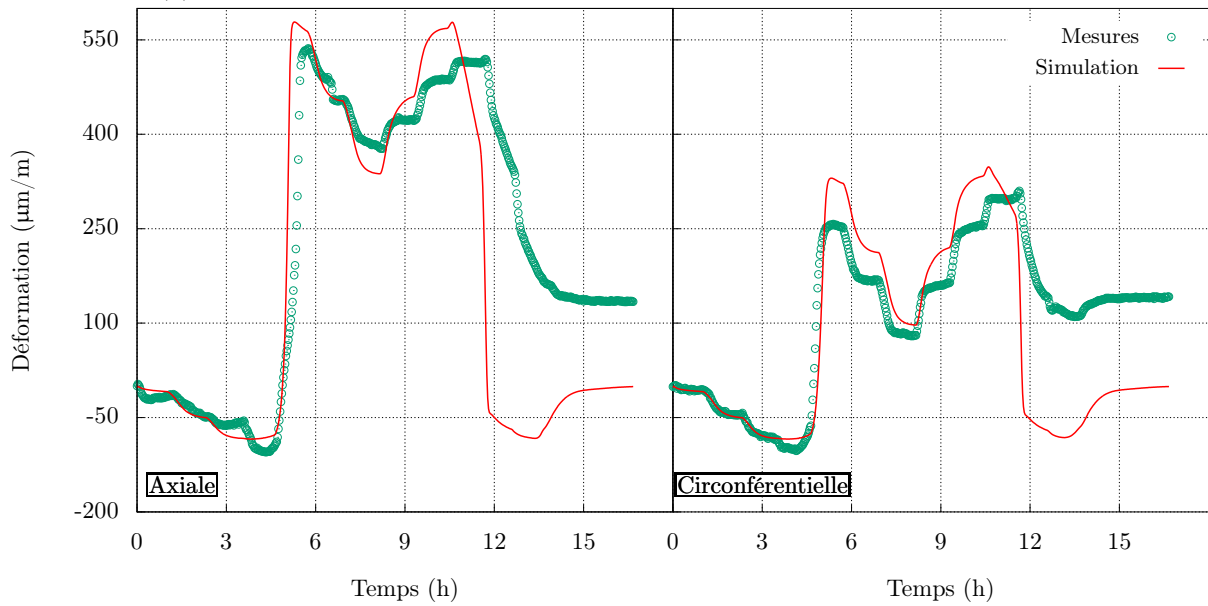


FIGURE I.8 – Distribution de la température en °C dans l'éprouvette.

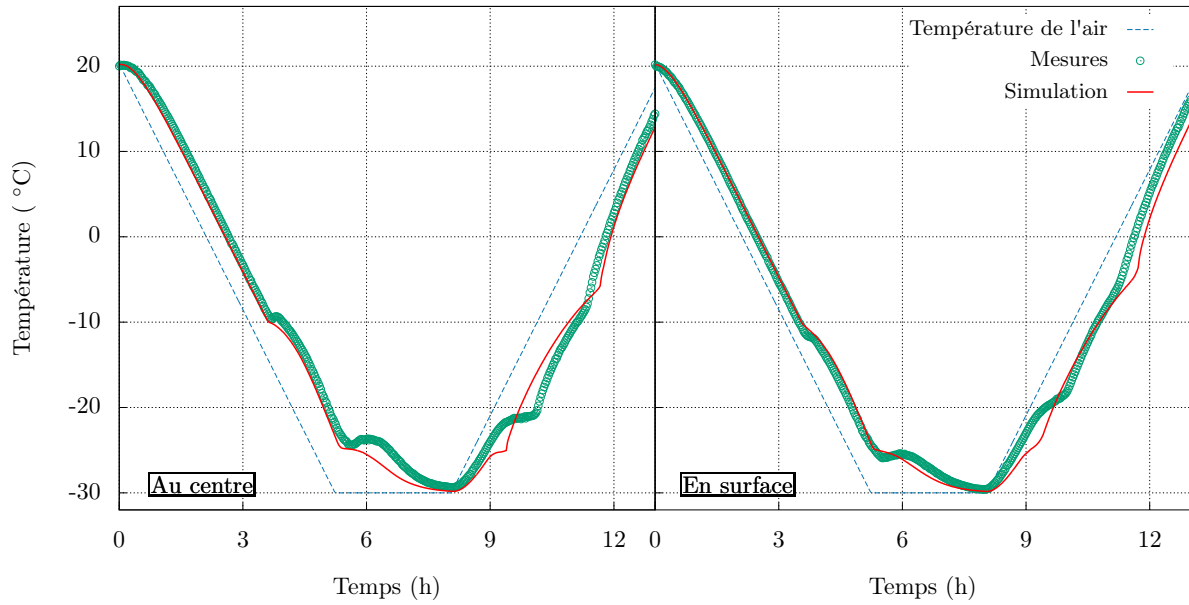


(a) Températures mesurées et simulées en surface et au centre de l'éprouvette

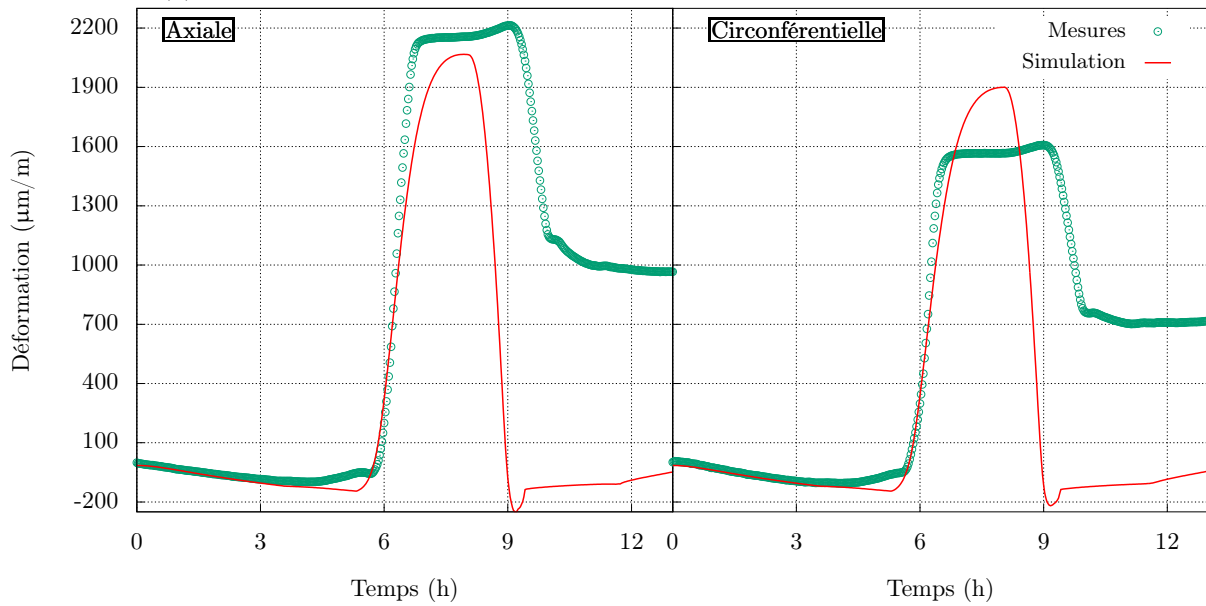


(b) Déformations axiale et circonférentielle mesurées et simulées

FIGURE I.9 – Exemple d'un essai de gel/dégel sur le calcaire d'Anstrude saturé avec l'eau pure.



(a) Températures mesurées et simulées en surface et au centre de l'éprouvette



(b) Déformations axiale et circonférentielle mesurées et simulées

FIGURE I.10 – Exemple d'un essai de gel/dégel sur le calcaire d'Anstrude saturé avec une solution de chlorure de sodium de concentration initiale $c = 0.14$.

4 Caractérisation en laboratoire et modèle constitutif du comportement élasto-viscoplastique d'un sol congelé

Les essais de laboratoire sont nécessaires pour caractériser le comportement mécanique du terrain congelé sur une large gamme de température et de contrainte avant de procéder à tout calcul numérique à l'échelle de la structure. Ceci est encore plus vrai lorsque le géomatériau à étudier est complexe tel le sol soumis à la congélation. Le comportement mécanique de ce dernier est influencé par le comportement de chacune de ses composantes : la matrice solide, le film d'eau fortement lié aux particules minérales qui peut rester à l'état liquide à des températures inférieures au point de solidification et la glace.

Ce chapitre présente un état de l'art sur les modèles rhéologiques des géomatériaux congelés, les essais de laboratoire réalisés pour ajuster ces modèles et les dispositifs expérimentaux utilisés ainsi que leurs limites. Ensuite, nous présentons brièvement le dispositif développé dans le cadre de cette thèse, les essais de laboratoire réalisés en vue de caractériser un des faciès issu de la mine de Cigar Lake et le modèle constitutif introduit pour décrire son comportement.

4.1 État de l'art : Modèles de comportement

De nombreux modèles de comportement des géomatériaux congelés existent dans la littérature, sans que le rêve d'un modèle universel ne semble près à se concrétiser. Ces modèles se distinguent selon le cadre théorique à partir duquel ils sont construits (élasticité linéaire, élasticité non linéaire, élasto-plasticité sans écrouissage ou avec écrouissage, élasto-viscoplasticité) mais aussi et surtout selon leur gamme de validité et le degré de complexité de l'identification expérimentale de leurs paramètres.

Un des enjeux les plus importants lors de la description du comportement mécanique des géomatériaux soumis au gel, sous forme d'une relation entre les charges (contraintes, pressions d'eau et de glace) et la déformation, est de déterminer si la glace doit être perçue comme une phase fluide ou solide. Deux approches de modélisation peuvent être distinguées : une approche purement mécanique basée sur la contrainte totale et une approche basée sur le concept de contrainte effective, où on suppose que le comportement du sol est gouverné par une combinaison de la contrainte totale et des pressions de l'eau liquide et de la glace.

4.1.1 Hypothèse des contraintes totales

La majorité des modèles de comportement présentés dans la littérature prônent cette hypothèse, en l'occurrence, Lai et al. (2009), Yang et al. (2010b), Li et al. (2011) et Xu (2014). Cette approche de modélisation permet de simuler le comportement du sol congelé pour différents chargements mécaniques (différentes valeurs de pression de confinement et de vitesse de déformation) à une température négative donnée, pour laquelle la quantité d'eau liquide dans les pores est supposée négligeable. De tels modèles risquent donc de surestimer la

résistance du sol et ne permettent pas d'estimer les déformations induites par un chargement thermique de gel/dégel.

4.1.2 Hypothèse des contraintes effectives

Par analogie avec l'élargissement de la notion de contrainte effective, introduite par Terzaghi, pour les sols saturés aux sols partiellement saturés (Bishop, 1959; Coussy, 1991), nombre d'auteurs ont proposé, pour décrire le comportement mécanique des sols congelés, une partition de la contrainte totale $\underline{\underline{\sigma}}$ en contrainte effective $\underline{\underline{\hat{\sigma}}}$ et en pression de pore ϖ , soit en écriture incrémentale :

$$\dot{\underline{\underline{\hat{\sigma}}}} = \dot{\underline{\underline{\sigma}}} + B\dot{\varpi} \underline{\underline{1}} \quad (\text{I.43})$$

L'expression de la pression de pore en fonction des différentes pressions des phases fluides ainsi que des degrés de saturation varie d'un modèle à l'autre. La formulation couramment utilisée dans les modèles poroélastiques (Coussy and Monteiro, 2008; Boukpeti, 2008; Zeng et al., 2011; Zhou and Meschke, 2013) considère la glace comme une phase fluide partageant l'espace poreux avec la phase liquide. Elle est inspirée de l'expression de la pression de pore dans le modèle de Bishop (1959) pour les sols non congelés et partiellement saturés, soit : $\varpi = \chi p_\lambda + (1 - \chi)p_\gamma$, où χ est compris entre 0 et 1, égal à 1 pour un sol non congelé et 0 pour un sol complètement congelé. Dans un but de simplification et par commodité aussi, χ est généralement pris égal à S_λ et, plus rarement, égal à une fonction puissance de S_λ (Lai et al., 2014; Zhang et al., 2018a). Dans les modèles développés pour des problématiques de ségrégation unidimensionnelle de glace (formation de lentilles discrètes de glace), quelques auteurs utilisent une pression de pore du mélange (eau, glace) type Bishop (Li et al., 2002; Lai et al., 2014; Wu et al., 2017; Zhang et al., 2018a), et d'autres auteurs, un deuxième type de formulation qui consiste à considérer une pression de pore égale à la pression de l'eau ou à la pression de la glace, selon si le sol est partiellement ou complètement congelé (Thomas et al., 2009). Dans tous ces modèles, l'expression de la pression de la glace est établie à partir de l'équation de Clausius-Clapeyron décrivant l'équilibre thermodynamique à l'interface eau liquide/glace et qui permet d'aboutir à une relation entre la pression capillaire, souvent appelée succion cryogénique, la température et la pression d'eau liquide. L'effet de la pression d'eau liquide est généralement négligé.

Par ailleurs, nous notons que l'utilisation d'une contrainte effective type Bishop a été combinée, dans la grande majorité de ces travaux, avec un modèle de comportement élastique linéaire lorsqu'il s'agit de matériaux de forte rigidité, tel le ciment (Zeng et al., 2011), et élastique non linéaire pour les sols dont les modules varient en fonction de la température ou du degré de saturation selon des relations généralement dictées par les résultats d'essais mécaniques. Bien que cette combinaison a donné satisfaction lorsque l'enjeu principal est de simuler les déformations induites lors du processus de gel et la ségrégation qui peut en résulter, elle reste non suffisante lorsqu'il est question de décrire le comportement du sol congelé autour d'ouvrages excavés et qu'il devienne nécessaire de considérer les déformations plastiques et les phénomènes d'écrouissage qui les accompagnent.

Inspirés de l'analogie entre les mécanismes de séchage/mouillage pour les sols non congelés non saturés et les mécanismes de gel/dégel pour les sols congelés et du modèle de Barcelone pour les sols non saturés (Alonso et al., 1990), des modèles de type Cam-Clay modifié, dans

lesquels la surface de charge est paramétrée par la température ou la succion cryogénique (voir Figure I.11), ont été proposés dans les dix dernières années (Nishimura et al., 2009; Zhou, 2013; Casini et al., 2014; Ghoreishian Amiri et al., 2016b,a). Ces modèles incluent une augmentation de la pression de préconsolidation, qui limite la zone où le comportement du sol est élastique de la zone où son comportement est plastique, de la résistance au cisaillement et de la cohésion et une diminution de la compressibilité (identifiée lors des essais de compressibilité oedométrique ou isotrope) suite à une augmentation de la pression capillaire (induite par une diminution de la température au-dessous du point de congélation). Le modèle le plus récent, proposé par Ghoreishian Amiri et al. (2016b), introduit deux surfaces de charge et deux lois d'écrouissage en chargement mécanique et en succion (voir Figure I.11). La première surface de charge, de type Cam-Clay modifié, est paramétrée avec la succion cryogénique et gère la plastification due à la contrainte effective. La deuxième surface de charge contrôle la plastification due à une augmentation de la succion cryogénique en imposant une limite élastique en succion, appelée succion de ségrégation. En effet, une augmentation de la succion en deçà de cette valeur limite se traduit physiquement par la transformation graduelle de l'eau non congelée des ménisques capillaires en glace, ce qui permet de rigidifier le matériau, et génère des déformations de compression élastiques. Si la succion dépasse la valeur de ségrégation, ceci signifie que le phénomène de formation de lentilles de glace est initié, induisant des déformations irréversibles et une diminution de la résistance au cisaillement du matériau.

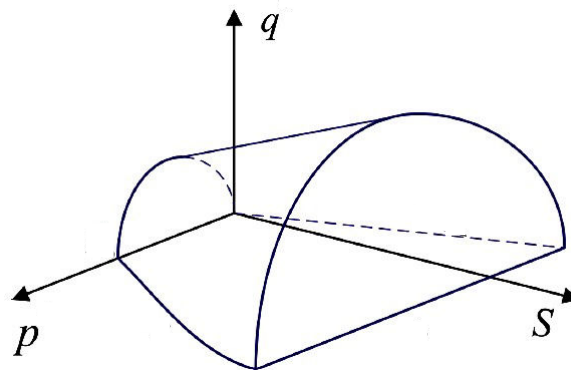


FIGURE I.11 – Évolution de la surface de charge dans l'espace des contraintes triaxiales et de la succion cryogénique, modifié d'après Ghoreishian Amiri et al. (2016a).

4.2 Pourquoi un nouveau modèle de comportement ?

Les sols et les roches sont des matériaux de composition physique et chimique complexe. Leur comportement devient encore plus complexe lorsque leur état thermodynamique est modifié par des aléas environnementaux ou anthropiques tels que la congélation. C'est ce qui explique qu'il n'existe pas à ce jour de modèle universel pour les sols ou les roches, congelés ou non congelés. L'intégralité des modèles de comportement présentés dans la littérature sur les géomatériaux congelés sont empiriques : les valeurs des paramètres doivent être estimées à partir d'essais traditionnels de laboratoire (essais de compression triaxiale, essais

œdométriques, essais de fluage) ou d'essais *in situ*. La nature du matériau testé, les chemins de sollicitations et les conditions de température, de pression et de vitesse de chargement adoptés dans ces essais doivent correspondre aux conditions *in situ* et à l'application étudiée. Comme nous l'avons précisé auparavant, la majorité de la littérature sur le comportement mécanique des géomatériaux congelés considèrent des conditions caractéristiques du gel saisonnier à la surface de la terre : des températures faibles, des chargements statiques (fluage), de faibles pressions de confinement et des échantillons reconstitués avec une matrice sableuse ou silteuse.

Les modèles développés en se basant sur, d'une part, l'analogie entre les mécanismes de séchage/mouillage pour les sols non congelés non saturés et les mécanismes de gel/dégel pour les sols congelés et, d'autre part, sur le succès du modèle élastoplastique Cam-Clay modifié pour les sols, cherchent à établir des corrélations entre les mécanismes physiques internes qui se produisent et les lois macroscopiques proposées. Toutefois, cette analogie n'a pas été vérifiée pour tous les types de terrain et reste donc entièrement dépendante de la vérification expérimentale. De plus, ces modèles se caractérisent par un nombre élevé de paramètres dont la détermination nécessite des essais où l'on peut contrôler séparément les contraintes et la succion. S'agissant des techniques de contrôle de la succion dans les essais de laboratoire de mécanique des sols non congelés non saturés, des progrès notables ont été réalisés (Delage and Yu-Jun, 2001). Le développement d'appareils à succion contrôlée ne fut pas autant réussi pour les sols soumis à la congélation à cause de difficultés techniques liées principalement au drainage de l'eau interstitielle à des températures négatives. Par conséquent, plusieurs paramètres de ces modèles sont estimés via des corrélations et des ordres de grandeur vraisemblables déduits à partir de la littérature.

Nous retenons qu'à l'état actuel, il faut investir des efforts dans les investigations expérimentales afin d'aboutir à une détermination plus complète des paramètres nécessaires au fonctionnement des modèles existants. Ainsi, nous présentons dans la section suivante les développements expérimentaux existant dans la littérature ainsi que ceux que ce travail de thèse a permis en vue de caractériser le comportement des sols/roches congelés en laboratoire.

4.3 Caractérisation en laboratoire des géomatériaux congelés

4.3.1 État de l'art

4.3.1.1 Procédures expérimentales dans la littérature

Les essais de laboratoire sont nécessaires à l'élaboration des lois de comportement et à l'ajustement de leurs paramètres rhéologiques. Les essais triaxiaux ont été classiquement utilisés pour étudier le comportement thermo-hydro-mécanique des géomatériaux sous différents régimes de contrainte (essais en contraction ou en extension) et pour différentes durées d'application du chargement (essais rapides à vitesse de déformation constante, essais longs de fluage pendant lesquels la pression axiale et la pression de confinement sont maintenues constantes). S'agissant des essais triaxiaux sur géomatériaux congelés, l'application de la consigne en termes de température et sa régulation tout au long de l'essai constituent un des enjeux principaux. La méthode de congélation peut être uni-axiale ou multi-axiale. La

première est utilisée pour étudier le phénomène de soulèvement dû au gel saisonnier dans les régions froides (Wang et al., 2018; Zhang et al., 2018b). Une seule face de l'éprouvette est soumise à une température négative tandis que l'autre face est maintenue à une température positive. La susceptibilité de l'éprouvette au gel est évaluée au moment où le front de gel devient quasi-stationnaire. Ce procédé de congélation peut durer plusieurs jours, selon la taille de l'éprouvette et les conditions hydrauliques et ne permet pas d'obtenir une distribution homogène de la température dans l'éprouvette. Il ne convient donc pas aux essais triaxiaux sous température contrôlée. La littérature propose deux façons de procéder pour garantir l'uniformité de la température au cours d'un essai triaxial : placer la cellule triaxiale à l'intérieur d'une enceinte climatique (Yamabe and Neaupane, 2001; Da Re et al., 2003; LiDong-Wei et al., 2011), ou faire circuler un fluide réfrigérant dans un espace concentrique au cylindre rempli de l'huile de confinement (Zhang et al., 2007; Lai et al., 2009; Yuanming et al., 2010; Yang et al., 2010a; LiDong-Wei et al., 2011; Yuanming et al., 2014; Zhang et al., 2017) ou directement autour de l'éprouvette, permettant à la fois de réguler la température et d'appliquer une pression de confinement (Sayles, 1973; O'Connor and Mitchell, 1978; Casini et al., 2014; Wang, 2017). La première méthode présente l'avantage de s'affranchir des fluctuations de la température ambiante et permet donc un meilleur contrôle de la stabilité de la température. Cependant, elle nécessite un effort préalable de calibrage des outils de mesure qui peuvent se déformer sous l'influence de la température.

Notons que dans ces deux méthodes de congélation, les échantillons subissent une congélation de l'extérieur vers l'intérieur. Par conséquent, la vitesse de refroidissement et l'orientation des cristaux qui en résultent ne sont pas nécessairement représentatives de la congélation artificielle où la température évolue de manière radiale autour des tubes de congélation. À notre connaissance, un dispositif utilisant cette méthode pour contrôler la température dans un essai triaxial n'existe toujours pas. Cependant, une cellule triaxiale a été modifiée par Côté (2003) pour réaliser des essais thermiques à propagation radiale à petite échelle. L'objectif étant d'analyser le comportement thermo-hydro-mécanique de géomatériaux suite à la congélation artificielle, la température extérieure de l'échantillon a été maintenue positive à l'aide d'un serpentin enroulé autour de l'échantillon.

Un second enjeu est la mesure de la déformation volumique de l'éprouvette. En consultant la littérature concernant les essais mécaniques en laboratoire sur les géomatériaux congelés, on s'aperçoit rapidement que les mesures de déformation volumique, globale via la mesure de la variation du volume du fluide de confinement ou approchée par des mesures locales de jauges de déformation axiale et circonférentielle ou d'autres capteurs de déformation, ne sont souvent pas fournies, et quand elles le sont, elles sont souvent remises en question et non concluantes. Ceci est dû, d'une part, à l'endommagement par le froid des jauges et des capteurs de déformation, et d'autre part, aux différences entre la température du fluide de confinement pressurisé à l'intérieur de la cellule et celle du fluide de confinement acheminé dans le circuit entre l'injecteur et la cellule. Par conséquent, la variation du volume du fluide de confinement peut ne pas refléter la variation du volume de l'éprouvette. Une correction de la mesure du volume d'huile déplacé nécessite de contrôler minutieusement la température dans tout le circuit de confinement, d'autant plus que l'amplitude des déformations volumiques est généralement très petite. À ce jour, même s'il existe des travaux montrant des mesures de déformation volumique globale (Zhang et al., 2007; Yuanming et al., 2010; Yang et al., 2010a; Yuanming et al., 2014), l'influence de la température sur la compressibilité du

fluide de confinement n'y est pas considérée. Par ailleurs, il a été constaté que la température du fluide de confinement dans la cellule triaxiale peut augmenter à cause du chargement hydrostatique et axial, selon la vitesse de chargement adoptée (Zhang et al., 2013). Un autre problème peut également survenir lorsqu'on souhaite réaliser des essais triaxiaux dans des conditions drainées : lors du changement de phase de l'eau en glace, l'eau dans le circuit de drainage gèle empêchant ainsi la mesure de la quantité d'eau sortante et, par conséquent, la mesure de la variation du volume global (Casini et al., 2014).

4.3.1.2 Facteurs influençant le comportement mécanique des géomatériaux congelés

Une étude exhaustive de la littérature sur le comportement mécanique des géomatériaux congelés a révélé que celui-ci est fortement influencé par la température, la pression de confinement et la vitesse de déformation. Nous expliquons succinctement dans ce qui suit l'influence de chacun d'entre eux.

- Effet de la température : la glace résultant du changement d'état de l'eau interstitielle joue le rôle d'un liant entre les particules minérales. Selon Ting et al. (1983), la résistance à la compression uniaxiale des géomatériaux soumis à la congélation est due à la résistance de la matrice solide, à la résistance de la glace et aux forces de cohésion développées entre les particules minérales et la glace. La diminution de la température au-dessous du point de congélation augmente graduellement la teneur en glace, contribuant ainsi à l'augmentation des forces de cohésion entre les particules solides. Il en résulte l'augmentation de la résistance au cisaillement du géomatériau congelé, conformément aux résultats de plusieurs études expérimentales sur différents géomatériaux (voir, par exemple, Bragg and Andersland (1981), Zhu and Carbee (1984), Li et al. (2004) et Yuanming et al. (2010)). Ceci n'est pas dû uniquement à la formation de la glace mais aussi à l'augmentation de la résistance à la compression de la glace lors de la diminution de sa température. Il n'y a pas de meilleur exemple pour illustrer cela que celui du sable. En effet, la teneur en eau non gelée d'une éprouvette de sable au-dessous de 0 °C est insignifiante. Toutefois, la résistance au cisaillement du sable augmente avec la diminution de la température (Bragg and Andersland, 1981; Xu, 2014). La dépendance à la température de la résistance de la glace a été rapportée plusieurs fois dans la littérature sur le comportement mécanique de la glace polycristalline Ih (Michel, 1978; Haynes, 1978; Petrovic, 2003; Colgan and Arenson, 2013). À partir de nombreuses observations expérimentales réalisées par Gold (1972), il a été stipulé que les processus d'amorçage et de propagation de fissures dans un échantillon de glace sous compression peuvent être empêchés lorsque la température diminue. Notons que l'influence de la température sur la résistance au cisaillement se manifeste essentiellement dans la sensibilité de la cohésion des géomatériaux à la température. La variation de la valeur de l'angle de frottement avec la température a souvent été jugée faible (Hohmann-Porebska, 2002; Arenson et al., 2004). Par ailleurs, il y a eu moins de résultats expérimentaux et surtout moins d'unanimité sur l'influence de la température sur la déformation volumique. En l'occurrence, Xu (2014) a constaté que la contractance d'un échantillon sableux diminue avec la diminution de la température alors que Zhang et al. (2007) ont observé l'inverse sur des

éprouvettes de sable aussi.

- Effet de la pression de confinement : les premières investigations expérimentales du comportement mécanique des géomatériaux congelés s'intéressaient essentiellement au phénomène de fluage uniaxial des sols congelés et à la sensibilité de leur rigidité et de leur résistance quant aux variations de la vitesse de déformation axiale (Sayles, 1973; Eckardt, 1979; Zhu and Carbee, 1984). Avec les développements qu'ont connus les équipements de laboratoire servant aux tests sur les sols et les roches, l'influence de l'état de contrainte *in situ* a commencé à être étudiée. Cependant, le confinement était souvent appliqué après la congélation de l'éprouvette ce qui ne respecte pas l'ordre chronologique réel sur le terrain (Parameswaran and Jones, 1981; Qi and Ma, 2007; Lai et al., 2009; Yuanming et al., 2010; Yang et al., 2010a,b; LiDong-Wei et al., 2011; Yuanming et al., 2014; Zhang et al., 2017). Il existe toutefois quelques exceptions qui appliquent à l'échantillon une pression hydrostatique, conformément aux conditions de terrain, avant de faire baisser sa température (Wang et al., 2004; Casini et al., 2014; Xu, 2014; Wang, 2017).

Il a été constaté dans ces travaux que la résistance d'un sol congelé augmente avec l'augmentation de la pression de confinement, tout comme pour un sol non congelé, mais à condition que cette dernière ne dépasse pas une valeur limite, au-delà de laquelle une augmentation ultérieure de la pression de confinement engendre une diminution de la résistance (Parameswaran and Jones, 1981; Yuanming et al., 2010, 2014). Le même phénomène a été observé par Jones (1982) dans des essais triaxiaux sur la glace polycristalline : la résistance en compression de la glace augmente à de faibles pressions de confinement, et décroît lorsque la pression de confinement est grande. De plus, l'augmentation de la résistance est fortement corrélée avec la vitesse de déformation appliquée : elle est plus importante lorsque la vitesse de déformation est élevée. En effet, une grande vitesse de déformation favorise l'amorçage et la propagation des fissures, tandis que l'application d'une pression de confinement empêche et retarde leur formation. Par conséquent, l'augmentation de la pression de confinement a peu d'effet sur la résistance lorsque la vitesse de déformation est faible. La diminution de la résistance à la compression par fortes pressions de confinement est généralement attribuée à l'activation du mécanisme de fusion de la glace associé à une fragilisation au niveau des joints entre les cristaux de la glace.

En ce qui est de la déformation volumique, il a été observé qu'une augmentation de la pression de confinement réduit la dilatance d'un sol congelé (Zhang et al., 2007; Yang et al., 2010a; Yuanming et al., 2014; Xu, 2014), et que le début de cette dilatance coïncide généralement avec le radoucissement post-pic de la courbe du déviateur en fonction de la déformation axiale.

- Effet de la vitesse de déformation : l'augmentation de la résistance à la compression avec l'augmentation de la vitesse de déformation a été rapportée dans la littérature pour différents sols congelés (Bragg and Andersland, 1981; Zhu and Carbee, 1984; Li et al., 2004; Arenson et al., 2004). Cette sensibilité à la vitesse de déformation est due, d'une part, au caractère transitoire des diffusions thermique et hydraulique, et d'autre part, à la formation de la glace dans les pores. Cette dernière présente un comportement de type viscoplastique, ductile aux basses vitesses et fragile aux vitesses élevées. Par ailleurs, il est bien connu que les sols gelés subissent des déformations de

fluage lorsqu'ils sont soumis à des surcharges pendant des temps assez longs (Eckardt, 1979; Sayles, 1973; LiDong-Wei et al., 2011), et que la glace présente un comportement de type fluage, surtout à des températures voisines de sa température de fusion (Michel, 1978; Duval et al., 1983).

Pour conclure, les sols congelés sont des matériaux composites possédant un comportement très complexe qui dépend à la fois de la température, de la pression de confinement, de la vitesse de déformation et aussi de la microstructure du squelette solide. Il existe un grand nombre d'études relatives au comportement mécanique des sols assujettis à de basses températures. Naturellement, le choix des valeurs consignes de température, de pression de confinement et de vitesse de déformation dans les essais mécaniques n'est pas unanime. Il est défini par les conditions *in situ* qui, dans la majorité des travaux dans la littérature, conviennent plus aux conditions rencontrées dans les études de gel saisonnier (faible profondeur et donc faible pression de confinement, températures au delà de -10 °C, importance des déformations dues au fluage). Par ailleurs, pour des raisons pratiques visant à produire des échantillons de manière rapide tout en contrôlant leur teneur en eau et en glace, les essais sont dans la plupart des études réalisés sur des sols de référence (sable, silt, argile) reconstitués en laboratoire et riches en glace avec une microstructure bien différente d'une roche naturelle. Ces essais permettent de former une idée sur le comportement général observé mais ne peuvent pas être utilisés pour déterminer les paramètres définissant le comportement mécanique d'une autre roche en vue d'un calcul numérique. Par conséquent, un dispositif expérimental a été mis en place dans le cadre de cette thèse afin de réaliser des essais de compression triaxiale à température et à vitesse de déformation contrôlées pour caractériser le matériau de la mine de Cigar Lake.

4.3.2 Présentation du nouveau dispositif

Le dispositif mis en place comprend quatre composantes principales :

- une cellule cylindrique en acier, disposant de dix passages étanches pour les capteurs internes de mesure de température et de déformation, placée à l'intérieur de l'enceinte climatique ;
- un système servo-hydraulique qui permet un asservissement des contraintes axiales (jusqu'à 90 MPa) et de confinement (jusqu'à 20 MPa) ;
- un système d'asservissement analogique.

Ces quatre composantes sont décrites en détail et illustrées dans le Chapitre III.

Les dispositifs de mesures utilisés sont les suivants. L'état de chargement est connu à tout instant grâce à deux sondes de pression placées sur le circuit de confinement et de chargement axial. Un capteur de déplacement à induction (LVDT) permet de suivre le déplacement du vérin et donc d'obtenir une mesure globale de la déformation axiale de l'éprouvette. Les déformations locales axiale et latérale sont mesurées à l'aide de jauges de déformation collées directement sur l'éprouvette ou sur une membrane souple en latex qui recouvre l'éprouvette quand celle-ci est dégradée et grenue. La jauge latérale utilisée est de 12 cm de longueur, alors que la jauge axiale est de 2 cm de longueur seulement pour s'affranchir des perturbations induites par le contact entre l'éprouvette et le piston. Les jauges de déformation permettent de se débarrasser des perturbations induites par la déformation des pièces de la

cellule (compressibilité du piston et du vérin et la liaison imparfaite entre l'éprouvette et le piston) et offrent donc une estimation plus fiable des modules d'élasticité. En revanche, elles se détériorent rapidement ou se décolent dès que le support se déforme beaucoup. Elles ne permettent pas donc de suivre l'évolution de la déformation de l'éprouvette pendant toute la durée de l'essai, surtout la jauge axiale qui est moins stable à cause de sa petite taille et de la direction du collage qui ne lui permet pas de bien épouser la courbure de l'éprouvette. La température est mesurée via des thermocouples, à différentes profondeurs de l'éprouvette.



FIGURE I.12 – La cellule triaxiale à l'intérieur de l'enceinte climatique.



FIGURE I.13 – Dispositifs de mesure de température et de déformation locale.

4.4 Caractérisation du comportement élasto-viscoplastique du matériau congelé de la mine de Cigar Lake

Des carottes provenant de la mine de Cigar Lake nous ont été acheminées (Figure I.14). La Figure I.15 montre les côtes maximales et minimales de prélèvement et les deux faciès principaux traversés ainsi que la profondeur de la minéralisation. Cette dernière n'a pas pu être testée en raison de sa radioactivité. Les carottes reçues du faciès gréseux présentaient beaucoup d'hétérogénéités et des niveaux d'altération très variables. Par conséquent, la caractérisation mécanique a porté uniquement sur le deuxième faciès en dessous de la zone de discordance. Il s'agit d'une roche tendre de type métapélite prélevée entre 455 et 460 m de profondeur (faciès situé directement au-dessus du socle où les tunnels de production sont excavés).

Nous notons que les carottes étaient desséchées et altérées à la réception. De plus, nous n'avons pas réussi à découper les éprouvettes et à les saturer via les méthodes classiquement utilisées en laboratoire pour la préparation d'éprouvettes de roche. Deux solutions ont été envisagées pour préparer des éprouvettes qui s'appêtent au carottage, à la saturation et à l'instrumentation : la reconstitution d'échantillons de sol au laboratoire à partir de la matrice solide des carottes et la congélation artificielle des carottes pour augmenter leur tenue mécanique avant de procéder au découpage des éprouvettes (voir Section 2.2 du Chapitre III). La première solution permet de s'affranchir de l'étape de carottage et d'obtenir des éprou-

4. Caractérisation en laboratoire et modèle constitutif d'un sol congelé

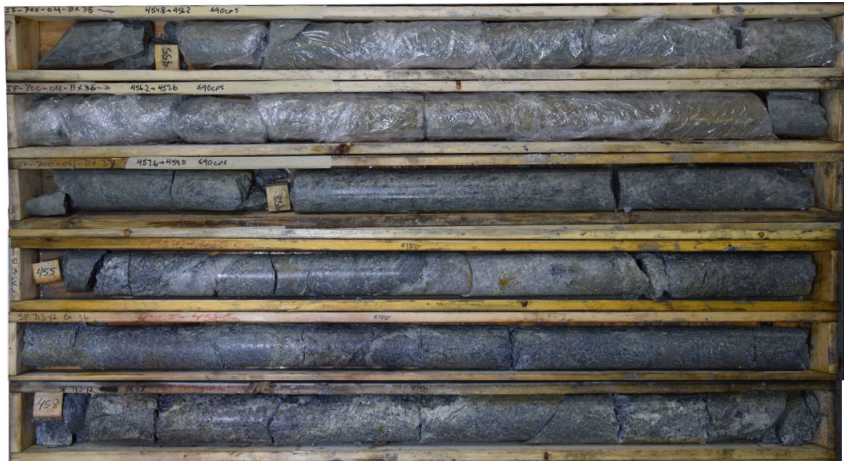


FIGURE I.14 – Carottes provenant de la mine de Cigar Lake.

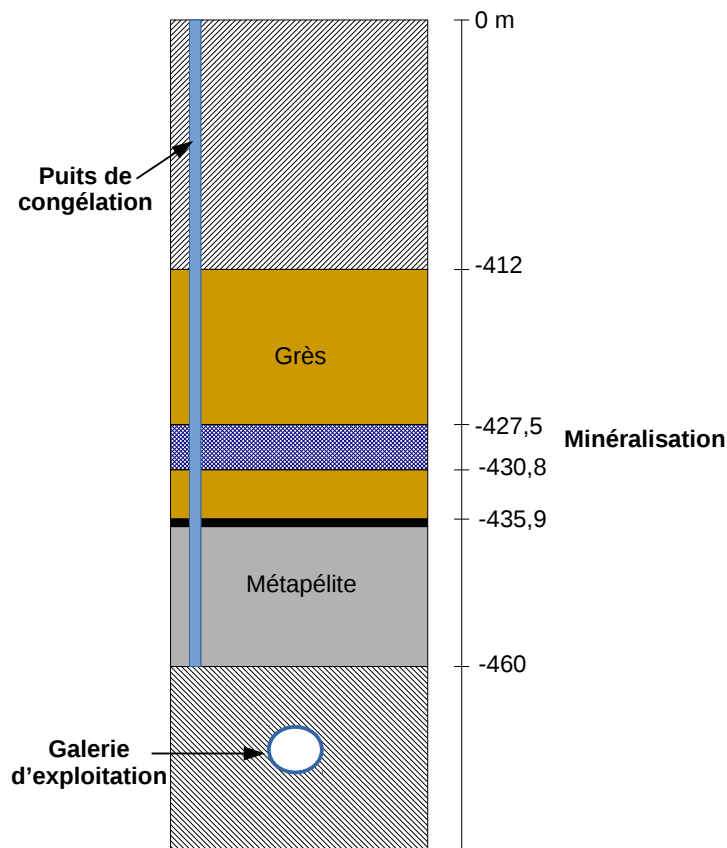


FIGURE I.15 – Faciès dans la mine de Cigar Lake.

vettes à faible taux de dispersion quant aux propriétés physiques et mécaniques, ce qui est idéal pour garantir la répétabilité des essais et pour faire varier les conditions de l'essai et évaluer l'effet de cette variation sur le comportement rhéologique du matériau. Par ailleurs, les éprouvettes reconstituées présentent une surface extérieure lisse et facile à instrumenter. Cependant, leur comportement rhéologique n'est pas forcément représentatif du matériau naturel. La deuxième solution permet d'obtenir des échantillons naturels mais qui ont subi

un cycle de gel-dégel, mais aucun endommagement de la carotte, visible à l'œil nue, n'a été constaté.

Les essais réalisés comprennent tous les étapes suivantes, dans l'ordre chronologique : saturation de l'éprouvette pendant 2 jours, collage des jauges, montage du dispositif, application de l'état hydrostatique, congélation et chargement axial (Figure 3 du Chapitre III). Le choix des valeurs consignes, basé sur les conditions *in situ* à la mine de Cigar Lake, est proprement justifié dans la Section 2.3 Chapitre III.

Les résultats de 12 essais de compression triaxiale effectués sur des éprouvettes naturelles pour trois différentes températures, trois valeurs de pression de confinement et trois vitesses de déformation axiale, ainsi que 6 essais de compression triaxiale sur des éprouvettes reconstituées pour trois valeurs de température et deux valeurs de pression de confinement sont présentés dans la Section 3 du Chapitre III. Les courbes contrainte-déformation (Figures 5, 6 et 10 du Chapitre III) montrent que dans les gammes étudiées, la métapélite a un comportement ductile fortement dépendant de la température et de la vitesse de déformation et modérément dépendant de la pression de confinement. Les éprouvettes naturelles ont un comportement durcissant : elles sont capables de subir des déformations supérieures à 4% sans aucun signe apparent de rupture, tandis que le comportement des éprouvettes reconstituées peut être qualifié d'élastique parfaitement plastique, se rapprochant du comportement de la glace polycristalline isotrope pour de petites vitesses de déformation et des températures de congélation ordinaires. En conséquence, en utilisant des éprouvettes reconstituées, on risque de sous-estimer la résistance à la compression du matériau. Par ailleurs, le passage d'un comportement contractant à un comportement dilatant est lui aussi fortement dépendant de la température : la métapélite testée montre un comportement dilatant à -10 °C, contractant à -20 °C et légèrement contractant puis dilatant à -30 °C. Cette dilatance n'est pas accompagnée d'aucune fissuration macroscopique mais renseigne sur l'amorçage d'une micro-fissuration qui peut avoir des conséquences hydrauliques (augmentation de la perméabilité) importantes sur l'étanchéité de la barrière congelée. Ainsi, dans le cadre d'une application de la congélation artificielle, la température négative à atteindre doit présenter le meilleur compromis entre résistance et moins de dilatance ; -20 °C dans notre cas.

Finalement, rappelons que le but ultime derrière la réalisation d'une campagne expérimentale est, en plus de la caractérisation du matériau, la formulation et l'ajustement d'un modèle rhéologique permettant de reproduire le comportement du sol sur une large gamme de température et de contrainte. Compte tenu des observations expérimentales, le comportement de la métapélite étudiée peut être caractérisé par un mode de déformation élasto-viscoplastique, où le taux des déformations totales $\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}$ est décomposé en parties élastique $\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}_e$, thermique $A\dot{T} \underline{\underline{1}}$ et viscoplastique $\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}_{vp}$. Pour exprimer la composante viscoplastique, nous utilisons un modèle phénoménologique récent développé par Rouabhi et al. (2019). Ce modèle adopte une approche multi-potentielle qui offre une grande liberté dans l'intégration de plusieurs phénomènes (Rouabhi, 2019). En considérant les phénomènes de cisaillement, de contractance et de dilatance, la loi d'évolution de $\underline{\underline{\epsilon}}_{vp}$ peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}_{vp} = \sqrt{3/2} \dot{\gamma}_{vp} \underline{\underline{J}} - \sqrt{1/3} \dot{\zeta}_{vp} \underline{\underline{I}} \quad (\text{I.44})$$

avec $\underline{\underline{J}} = \underline{\underline{\sigma}}'/\|\underline{\underline{\sigma}}'\|$, $\underline{\underline{I}} = \underline{\underline{1}}/\sqrt{3}$, $\dot{\gamma}_{vp} = \sqrt{2/3} \|\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}'_{vp}\|$ est le taux de variation de la distorsion

viscoplastique et $\dot{\zeta}_{vp} = -\text{tr}(\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}_{vp})$ est le taux de variation de la déformation volumique viscoplastique. Le mécanisme de cisaillement est défini à travers une loi d'évolution de γ_{vp} de type Lemaitre, où l'état thermodynamique est défini, en plus de $\underline{\underline{\hat{\sigma}}}$ et T , par une seule variable d'écouissage γ_{vp} :

$$\frac{d(\gamma_{vp})^{1/a}}{dt} = (\varphi(\underline{\underline{\hat{\sigma}}}, \gamma_{vp}, T))^{1/a} \quad (\text{I.45})$$

La loi d'évolution de ζ_{vp} est exprimée par la relation suivante :

$$\dot{\zeta}_{vp} = \psi(\underline{\underline{\hat{\sigma}}}, \gamma_{vp}, T) \dot{\gamma}_{vp} \quad (\text{I.46})$$

Les expressions de φ et ψ sont données dans le Chapitre III. Notons que le signe de ψ détermine si le comportement est contractant ou dilatant.

Le modèle est caractérisé par 18 paramètres en plus du module de Young et du coefficient de Poisson. L'identification des paramètres se fait en trois étapes. D'abord, les paramètres élastiques sont calés à partir des cycles de charge/décharge ce qui permet de calculer les valeurs de γ_{vp} et ζ_{vp} à partir des mesures expérimentales. Ensuite, pour $\underline{\underline{\hat{\sigma}}}$ et T données, la fonction φ est ajustée à l'aide de 9 paramètres, dont 2 paramètres pour décrire l'influence de la pression moyenne effective et 3 pour décrire l'effet de la température. En dernier lieu, pour $\underline{\underline{\hat{\sigma}}}$, T et γ_{vp} données, la fonction ψ est calée avec 9 paramètres, dont 4 paramètres pour tenir compte de l'influence de la température. Les valeurs de γ_{vp} utilisées dans l'ajustement des paramètres de la fonction ψ sont déduites des mesures expérimentales afin que le calage du comportement volumique soit complètement indépendant du calage des déformations déviatoriques. Il est important de noter que la forme mathématique choisie pour modéliser la dépendance à la température des paramètres rhéologiques (variations linéaires ou de type Arrhénius) a été guidée d'une part par la littérature et d'autre part par les observations expérimentales. D'autres fonctions plus complexes auraient certainement pu être utilisées si les mesures expérimentales couvraient une gamme de contrainte et de température plus large.

5 Application à la mine de Cigar Lake : effet de la congélation sur un ouvrage dans les zones non congelées

Une application directe des développements réalisés dans la thèse était la simulation de l'évolution de la congélation dans un milieu poreux saturé en eau et l'étude des répercussions de la congélation sur les mouvements au niveau des ouvrages dans les zones non congelées au voisinage. Le Chapitre IV est entièrement dédié à ce sujet. Les aspects se rapportant au dimensionnement du système de congélation et à son optimisation ont déjà été abordés dans la thèse de Vitel (2015) et ne seront donc pas repris dans ce manuscrit.

Avant de procéder aux simulations numériques, il a fallu, dans un premier temps, analyser les mesures de température dans le massif congelé et les mesures de déplacement au niveau des ouvrages dans les zones non congelées, à la lumière des opérations d'excavation, de

congélation et d'exploitation minière qui se déroulent dans le voisinage (voir Figure 3). L'objectif est de repérer les sections qui nous permettront d'isoler le mieux possible l'impact de la congélation sur les mouvements au niveau des galeries souterraines.

5.1 Analyse des mesures

La corrélation qualitative entre la congélation et les déplacements mesurés est possible au niveau de plusieurs sections. Toutefois, en raison de la diversité des opérations qui prennent place dans la mine et des effets différés dans le temps de la congélation et de la consolidation hydraulique, il est difficile de quantifier l'amplitude des déformations dues à la congélation uniquement. Dans l'Introduction générale et dans la première partie du Chapitre IV, nous comparons les déplacements verticaux mesurés dans des sections situées en dessous des panels de congélation et ceux mesurés dans des sections situées vers les extrémités du tunnel et au-dessus desquelles il n'y a pas de puits de congélation. Vu l'hétérogénéité du terrain dans lequel le tunnel est construit, les sections comparées doivent appartenir à la même unité géologique. La comparaison a montré que, quelque soit le niveau d'altération mécanique du terrain, les sections situées immédiatement en dessous des panels de congélation exhibent des mouvements verticaux plus importants. Notons que dans le Chapitre IV, nous présentons les mesures de déplacements verticaux données par les capteurs placés en tête du tunnel uniquement. En effet, le système de soutènement adopté pour ce tunnel comprend six éléments compressibles de 20 cm d'épaisseur disposés selon la configuration montrée dans la Figure I.16. Les déplacements sont mesurés à 6 endroits de la section. Les capteurs 1, 2 et 3, étant placés au-dessus des éléments compressibles, sont moins influencés par la déformation de ces éléments, comparés aux capteurs 4, 5, 6 et 7. En effet, les éléments compressibles absorbent la déformation. Par conséquent, les déplacements verticaux au niveau des capteurs 1, 2 et 3 sont très proches et l'amplitude du déplacement diminue avec la profondeur pour les autres capteurs (voir Figure 4).

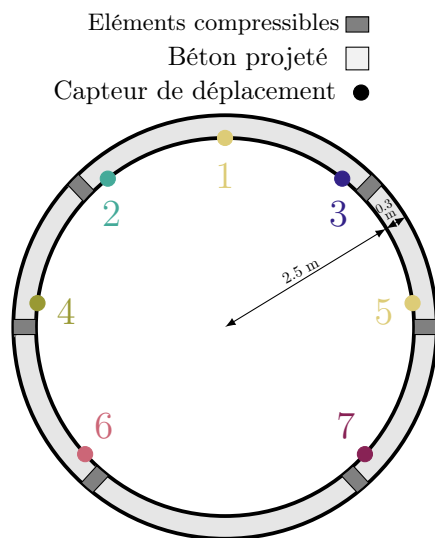


FIGURE I.16 – Géométrie d'une section du tunnel.



FIGURE I.17 – Photo des capteurs de déplacement dans un tunnel d'exploitation.

Le système de congélation utilisé dans la mine de Cigar Lake est composé de long tubes de congélation disposés verticalement. Par conséquent, les contraintes dues à la congélation du terrain sont essentiellement verticales. Toutefois, ceci n'empêche pas que la corrélation entre la congélation et les déplacements horizontaux et longitudinaux puisse être mise en exergue d'une manière qualitative.

La Figure I.18 montre l'emplacement des sections de mesure (le numéro d'une section représente son abscisse), les unités géologiques et les dates d'activation des panels de congélation au-dessus. Commençons d'abord par montrer la corrélation entre la congélation et les déformations horizontales (le sens est-ouest). Nous considérons pour ceci deux sections du tunnel : MS26 et MS66. Comme on peut le voir dans la Figure I.18, les panels de congélation à l'est et à l'ouest de la première section ont été activés simultanément tandis que ceux au-dessus de la deuxième section ont été activés à différentes dates espacées de trois mois environ. La Figure I.19 montre le contour déformé des deux sections à la fin de l'excavation du tunnel tout entier et 460 jours plus tard. Pour plus de clarté, l'amplitude de la déformation est amplifiée de 5 fois. On a constaté que la section 26 est comprimée verticalement aux deux dates, tandis que la section 66 se comprime verticalement aussi mais avec une déviation vers l'ouest après 460 jours de la fin de l'excavation du tunnel d'exploitation. En effet, la section 26 a été excavée alors que la température dans les terrains au-dessus, soumis à la congélation depuis 4 mois environ, n'a pas encore atteint la température de solidification de l'eau liquide. Les panels de congélation est-ouest au-dessus de cette section étant activés simultanément, le massif congelé formé à une date ultérieure à l'excavation a induit des contraintes réparties de manière quasi-symétrique au-dessus de la section et a engendré, par conséquent, des tassements verticaux dont l'amplitude s'atténue avec la profondeur. Dans le cas de la section 66, le panel de congélation à l'ouest de la section a été mis en route environ un an avant son excavation contre 7 mois pour le panel situé à l'est de la section. En conséquence, la température et les mouvements de terrain induits par la formation du massif congelé vers la direction ouest ont déjà atteint un état plus ou moins stable lorsque la section 66 a été excavée. Le terrain fraîchement congelé à l'est génère des forces poussant sur les terrains en dessous et sur le massif congelé adjacent à l'ouest, ce qui explique la forme de la déformée de la section 66.

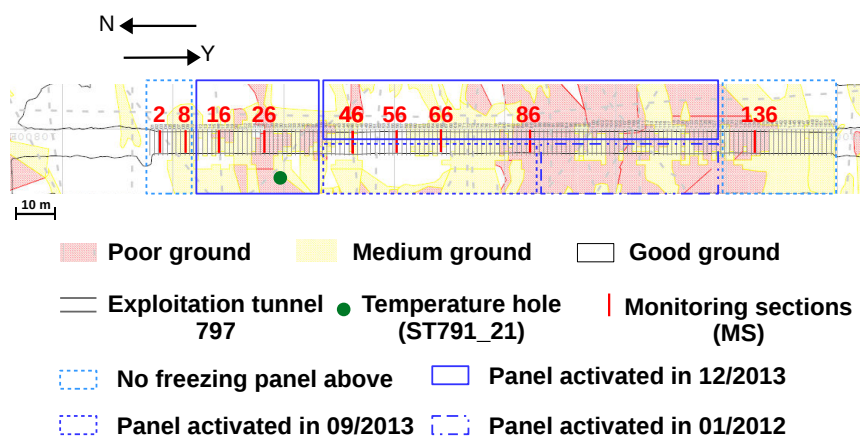


FIGURE I.18 – Carte géologique du niveau -480 m où les tunnels de production sont excavés ; les dates approximatives de l'activation des panels de congélation au-dessus sont indiquées.

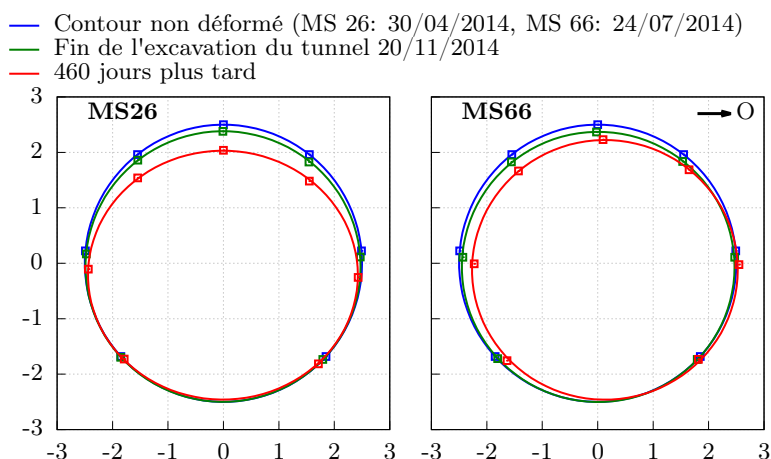


FIGURE I.19 – Comparaison entre la déformée de deux sections : MS26 et MS66 ; l’amplitude de la déformation est amplifiée de 5 fois.

Passons maintenant aux déplacements longitudinaux dans le sens de l’excavation du tunnel (du nord au sud). La Figure I.20 montre les profils de déplacement à la fin de l’excavation du tunnel et 700 jours plus tard. Ces profils sont obtenus en reliant les déformations horizontales dans le sens de l’excavation du tunnel (nord-sud) mesurées par les capteurs placés en tête de tunnel (capteur 1). Les profils de déplacement présentent un point d’inflexion à mi-longueur du tunnel, plus net à 700 jours après la fin de l’excavation, tel que la partie nord se déplace vers le nord et la partie sud vers le sud. L’amplitude de ce déplacement augmente avec le temps et son signe reste inchangé. Encore une fois, la congélation est soupçonnée d’être responsable de cette extrusion. En effet, les contraintes générées par la congélation tendent à se dissiper vers les zones non congelées adjacentes. Par conséquent, la partie sud du tunnel absorberait les poussées appliquées par le massif fraîchement congelé au-dessus de la partie nord du tunnel. Par ailleurs, les différences perçues entre les amplitudes de déformation d’une section à l’autre peuvent être corrélées avec les variations de propriétés mécaniques de terrains. L’amplitude est d’autant plus grande lorsque le terrain a une faible tenue mécanique (zones rouges dans la Figure I.18). En suivant cette même logique, les déformations longitudinales dans les sections aux extrémités du tunnel, peuvent correspondre aux poussées exercées par les zones congelées sur les zones non congelées adjacentes.

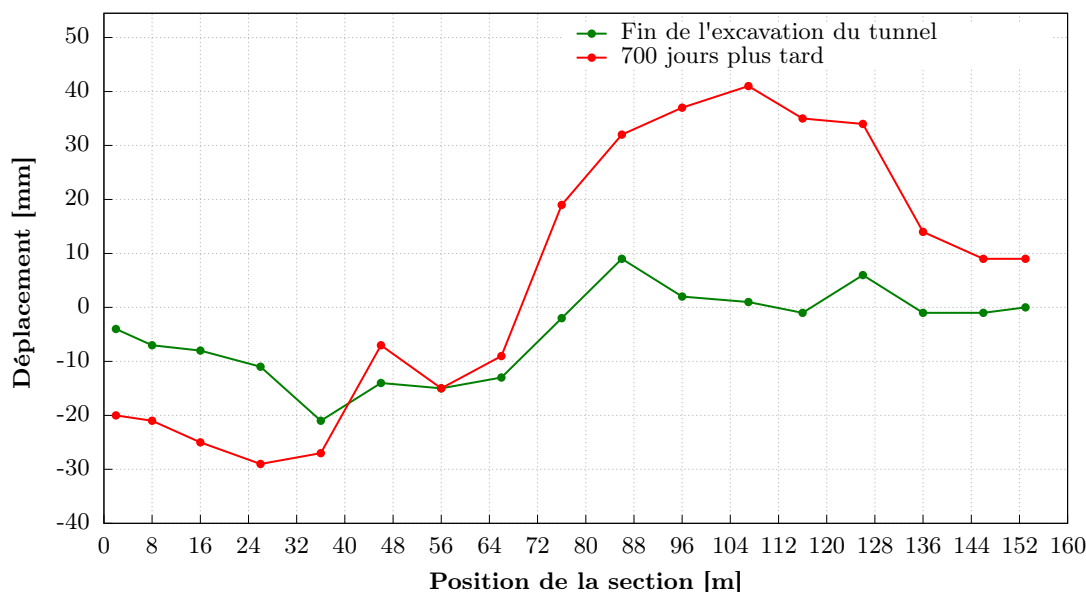


FIGURE I.20 – Déplacements longitudinaux en tête de tunnel.

5.2 Méthodologie adoptée pour la simulation du problème

La première partie concernant l'analyse des mesures a permis de mettre en avant la corrélation entre la congélation et les déplacements mesurés au niveau des sections du tunnel d'exploitation excavées dans les zones non congelées, mais aussi et surtout de sélectionner des sections qui permettent d'isoler l'influence de la congélation et qui subissent un chargement thermique symétrique (panels de congélation est et ouest activés simultanément) afin de simplifier la géométrie du problème. Les sections 16 et 26 obéissent à ces critères.

Trois hypothèses principales ont été adoptées dans cette modélisation numérique. D'abord, les effets de la salinité sur la congélation ne sont pas discutés, car les données dont on dispose sur la composition de l'eau dans la zone étudiée montrent qu'elle peut être assimilée à une eau pure. Ensuite, les terrains hétérogènes sont représentés par une superposition de couches horizontales. Enfin, nous ne nous intéressons pas dans ces simulations à la phase d'exploitation du minerai mais aux phases antérieures d'excavation de tunnels de production et de congélation. Ainsi, comme aucun ouvrage n'est excavé dans le massif congelé, l'hypothèse de l'élasticité a été admise.

Pour obtenir les paramètres thermo-hydro-mécaniques permettant d'expliquer les mesures de déplacement observées *in situ* au niveau des ouvrages souterrains, nous avons procédé de la manière suivante :

- le nombre de couches géologiques a été déterminé à partir d'un modèle hydrogéologique de la mine de Cigar Lake en plus de l'analyse des mesures de température à différentes profondeurs dont la variation renseigne sur une variation dans la nature du terrain ; les valeurs de perméabilité utilisées sont aussi données par ce modèle hydrogéologique ;
- les porosités, les conductivités thermiques et les paramètres de la fonction du degré de saturation en phase liquide (m et P) ont été ajustés sur les mesures de température

à différentes profondeurs du massif congelé. Le choix des valeurs de départ pour les porosités et les conductivités thermiques a été basé sur des anciens modèles thermo-hydrauliques de la congélation des terrains à la mine de Cigar Lake. Les mesures de température utilisées pour l'ajustement correspondent au forage vertical de mesure de température le plus proche des sections étudiées afin de réduire l'hétérogénéité du terrain (voir Figure I.18). Ce forage dispose de 8 thermocouples placés à différentes profondeurs entre -460 et -390 m. Des calculs thermo-hydrauliques ont été réalisés avec une géométrie qui reprend la grille des tubes de congélation situés autour du forage de mesure à l'intérieur d'un périmètre d'un rayon de 15 m (voir Figures 7 et 8 du Chapitre IV). Le jeu de paramètres proposé permet de reproduire correctement les 8 courbes de température (voir Figure 11 du Chapitre IV) ;

- les modules élastiques aux états congelé et non congelé ont été estimés à partir d'essais de compression mécanique à température contrôlée.

Dans les simulations thermo-hydro-mécaniques fortement couplées incluant, en plus des puits de congélation, l'ouvrage souterrain, les dimensions de la géométrie sont considérables et le nombre d'éléments du maillage est énorme à cause de la forme très élancée des puits de congélation, de hauteur 465 m et de rayon 57.15 mm. En effet, afin de simuler correctement la propagation radiale de la température, le maillage est raffiné autour des tubes de congélation, ce qui augmente considérablement le nombre d'éléments. Compte tenu des ressources informatiques mises à notre disposition, des simplifications de la géométrie s'imposaient. Comme la substitution des tubes de congélation cylindriques par des lignes introduisait des singularités numériques dans le modèle qui engendraient une augmentation des temps de calcul, les puits de congélation ont été représentés par leur forme explicite (voir Section 4.2.1 du Chapitre IV). Les simplifications adoptées consistaient à considérer que la grille des tubes de congélation est régulière avec un espacement constant égal à l'espacement moyen sur chantier, et à supposer que le tunnel et la grille de congélation sont infinis dans la direction longitudinale d'excavation du tunnel. La géométrie qui en résulte comprend une seule rangée de puits de congélation (Figure 14 du Chapitre IV) et permet de simuler le problème thermo-hydro-mécanique couplé avec les ressources informatiques disponibles en un temps raisonnable adapté aux enjeux de l'ingénierie.

Les simulations THM ont été menées avec deux jeux de paramètres mécaniques de la couche où l'ouvrage souterrain est excavé. Le premier correspond à un socle de base de moyenne tenue mécanique où la section 16 a été excavée ($E_0 = 12$ GPa, $\nu = 0.4$) et le deuxième à un terrain de mauvaise tenue mécanique où la section 26 a été excavée ($E_0 = 3.5$ GPa, $\nu = 0.25$). La Figure I.21 montre les déplacements verticaux mesurés et simulés dans les capteurs 1 et 3. L'origine du temps correspond à l'activation de la congélation dans les panels au-dessus des sections étudiées. L'amplitude de déplacement est plus importante dans la section 26 excavée dans un terrain de faible tenue mécanique. Ces calculs montrent que la prise en compte des phénomènes thermo-hydro-mécaniques associés à la congélation des terrains permet de donner, à elle seule, une bonne estimation des mesures de déplacement dans un ouvrage adjacent situé dans les zones non congelées. Une juxtaposition des courbes de température (Figure 11 du Chapitre IV) et de déplacement montre que les changements de pente de la courbe de déplacement à 250 jours, à 500 jours et à 700 jours coïncident à peu près avec les changements de pente au niveau des courbes de température. La pente la

plus raide au niveau de la courbe de déplacement correspond à la phase de solidification de l'eau interstitielle, et la pente la plus faible à une phase de stabilisation de la température du massif congelé.

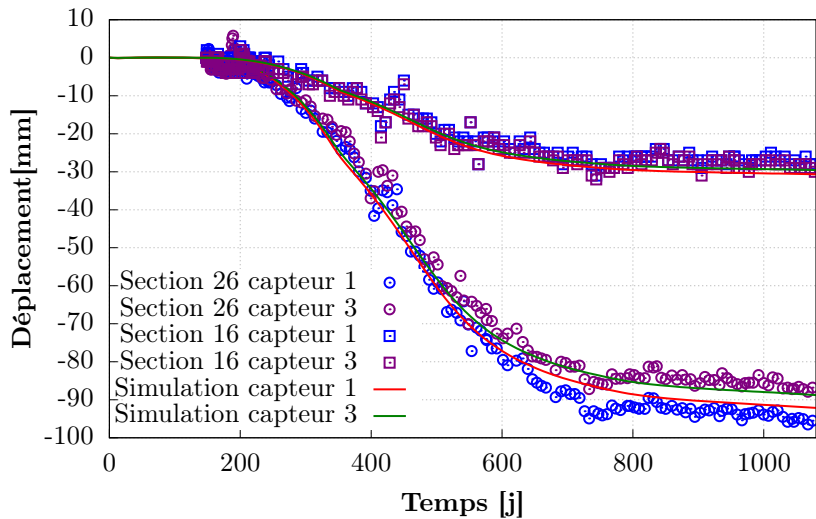


FIGURE I.21 – Comparaison entre les mesures expérimentales de déplacement vertical et les résultats des calculs THM pour deux sections 26 et 16.

Il est important de signaler que les déplacements autour des tunnels sont dus dans cette modélisation aux surpressions de pore générées lors de la transformation de l'eau interstitielle en glace. Les paramètres hydrauliques, en particulier la perméabilité, influencent l'amplitude de ces déplacements. Pour illustrer ce propos, les résultats de deux simulations avec des valeurs de perméabilité initiale différentes sont représentés dans la Figure I.22. Naturellement, les déplacements sont plus importants lorsque le terrain a une perméabilité initiale faible.

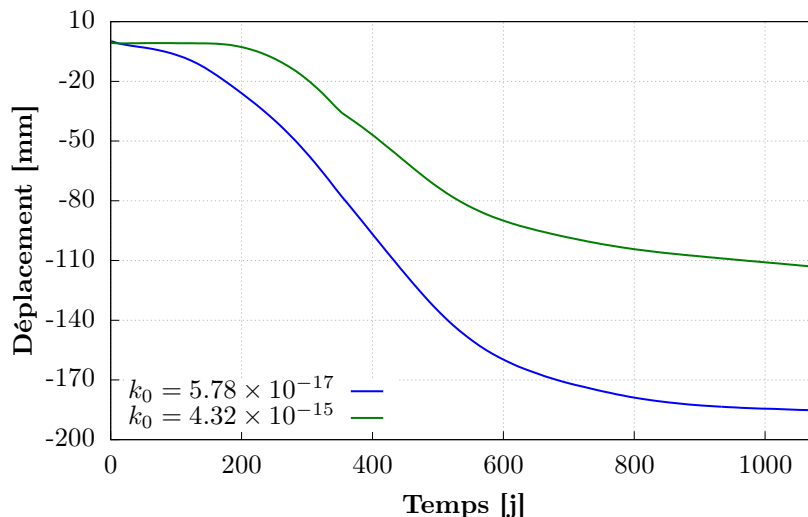


FIGURE I.22 – Effet de la perméabilité initiale sur le déplacement vertical en tête de tunnel.

La conclusion pratique qu'on peut tirer de ces simulations pour le cas de la mine de Cigar Lake, est que l'excavation des galeries souterraines devrait se faire après que la température

du massif congelé se stabilise autour de la température consigne souhaitée, afin de limiter l'influence du gel sur ces ouvrages. De manière générale, nous notons que le gel n'impacte pas uniquement les ouvrages excavés dans les zones congelées mais aussi ceux excavés dans les zones non congelées au voisinage. Ainsi, la non prise en compte des effets mécaniques du gel peut conduire à des coûts élevés de réhabilitation.

Chapitre II

Modélisation THMC de la congélation des terrains

Sommaire

1	Introduction	68
2	Theoretical framework	71
2.1	Balance equations	71
2.1.1	Mass balance equations	72
2.1.2	Heat equation	73
2.1.3	Momentum balance	73
2.2	Constitutive equations	74
2.2.1	Complementary equations	74
2.2.2	Mechanical constitutive law and porosity evolution . . .	75
2.2.3	Thermodynamic equations of state	76
2.2.4	Simplification of equations of state	77
3	Laboratory experiments and model validation	79
3.1	Laboratory experiments	80
3.2	Numerical simulations	81
3.2.1	Parameters calibration	83
3.2.2	Initial and boundary conditions	86
3.2.3	Numerical results and comparison with experimental data	86
3.2.4	Effect of neglecting the liquid pressure contribution in the capillary pressure	94
4	Conclusion	96

Dans ce chapitre, nous proposons une mise en équation de l'essentiel des phénomènes physiques, liés à la congélation artificielle des terrains, couplant la thermique, l'hydraulique, la mécanique et la salinité et s'inscrivant dans le cadre global de la mécanique des milieux

poreux. Nous adoptons pour ceci une approche macroscopique basée sur l'équilibre thermodynamique (thermique, mécanique et chimique) de l'interface entre la glace et la phase liquide, où les fronts de gel sont modélisés implicitement à travers le degré de saturation liquide, et sur la notion de contrainte effective pour décrire la répartition des contraintes mécaniques.

Une attention particulière a été prêtée aux hypothèses conduisant à la simplification de la formulation mathématique des lois d'état tout en préservant la cohérence thermodynamique du modèle. L'élément clé de cette démarche est la distinction entre les hypothèses faites à l'échelle des équations de bilan et celles adoptées pour l'établissement des expressions de la pression capillaire et de la chaleur latente du changement de phase en tant que fonctions des variables primaires du problème : la pression p_λ , la température T et la concentration du fluide saturant c . Bien qu'il en résulte un risque d'incohérence, ses fonctions n'interviennent dans le modèle que dans des relations empiriques qui reposent complètement sur la vérification expérimentale.

La vérification expérimentale du modèle THMC a été réalisée à travers des essais de gonflement libre où des éprouvettes de calcaire d'Anstrude, préalablement saturées avec de l'eau pure ou avec une solution aqueuse de chlorure de sodium à diverses concentrations, sont soumises à un gel, sans aucune contrainte mécanique extérieure. Les températures au cœur et en surface de l'éprouvette et les déformations axiale et circonférentielle ont été mesurées au cours de ces essais. En appliquant le même chargement thermique aux éprouvettes, l'effet de la salinité sur la réponse thermique et mécanique a pu être discuté. Bien que la taille des éprouvettes soit petite, les mesures de température montrent que la distribution de celle-ci n'est pas homogène. Par conséquent, une modélisation par éléments finis a été effectuée pour reproduire l'avancement du front de gel dans l'éprouvette et ses conséquences sur la salinité du fluide encore non-gelé ainsi que sur la déformation de l'éprouvette.

Les simulations numériques ont prouvé que le cadre de l'élasticité non linéaire, où les modules élastiques varient en fonction du degré de saturation liquide, est suffisant pour expliquer les mesures de gonflement de l'échantillon de calcaire. Par ailleurs, il a été démontré que l'hypothèse communément admise consistant à négliger l'effet de la pression de la phase liquide sur la température de coexistence de l'eau liquide et de la glace induit une surestimation des pressions de pore et donc de l'amplitude du gonflement aussi.

Thermo-Hydro-Mechanical modeling of artificial ground freezing taking into account the salinity of the saturating fluid

H. Tounsi^a, A. Rouabhi^a, E. Jahangir^a

^a*MINES ParisTech, PSL Research University, Centre de Géosciences, 35 rue St Honoré 77300 Fontainebleau, France*

Abstract

The modeling of Artificial Ground Freezing in geotechnical engineering applications has two main objectives, the first is the prediction of the extent of the frozen zone around the cooling sources (Thermo-Hydraulic models) and the second is the prediction of the ground's deformations and the site stability (Thermo-Hydro-Mechanical models). Reliable predictions require the consideration of unfavorable hydro-geological conditions such as high seepage velocities, ground heterogeneity and saline groundwater that may negatively influence the performance of AGF. The influence of the saturating fluid salinity on the THM behavior of the ground during freezing is the less documented point among the three and is therefore the subject of this paper. To this end, a fully coupled THM model considering the salinity effect has been derived. The formalism is completely thermodynamically consistent and introduces some simplifying assumptions, especially to describe phase change terms (capillary pressure and latent heat), in order to achieve a mathematical formulation that can be easily handled by computation software. Stress-free freezing laboratory tests carried out on specimens initially fully saturated with sodium chloride solutions at three different concentrations allowed to validate the proposed approach and to highlight some key mechanisms associated with the phase change of saline-saturated porous media.

Keywords: Artificial ground freezing; Phase change; Salinity; THMC coupling; Stress-free laboratory freezing tests; Numerical modeling

1. Introduction

The rising population flow and road traffic create a growing demand for underground transportation infrastructure, all over the world (for e.g. subway extension projects in Paris and Beijing). Consequently, the risk of encountering unfavorable ground conditions like water-bearing soil or soft rock is becoming increasingly important. Artificial Ground Freezing is a technique that has proven to be effective in waterproofing and ensuring the stability of such weak grounds (Sophiaspoor tunnel in the Netherlands [10], Napoli underground metro stations [24, 32], Gongbei Tunnel in Hong Kong [19] and Nanjing metro in China [18]). It is then becoming a widely-used technique, not only in tunneling projects, but in a broad range of geotechnical applications like shaft sinking [34] and protection barriers of mineral deposits [35, 45]. However, caution must be taken in the presence of high groundwater

velocities as the flow-generated heat slows down or even prevent the closure of the frozen barrier in some localized areas [33]. This point is fairly well documented; different validated thermo-hydraulic models exist and can be used to predict the closure time and the extent of the frozen area [28, 31, 43, 44, 53]. Another problematic issue is the groundwater salinity that notably modifies the freezing behavior of the soil. The freezing point depression [2, 46] is only one effect among many [30]. Nevertheless, there has been very little research attempting to extend the existing thermo-hydraulic models with phase change to the case of porous media saturated with an aqueous solution instead of pure water. Rouabhi et al. [30] recently proposed a fully coupled heat and mass transfer formulation taking into account the salinity of the saturation fluid and carried out laboratory freeze-thaw experiments to validate it. In addition to the freezing point depression, their model considered also the impact of salt concentration on the physical properties of the aqueous solution and the phase change equations of state, directly derived from thermodynamically consistent liquid and ice Gibbs potential functions. However, the effect of the presence of solutes in the saturation fluid on the ground deformation was not investigated. This brings us to the third and likely one of the most important issues of ground freezing: the ground deformation resulting from the pore water's expansion while freezing which could lead to the deterioration of adjacent structures.

When the ground subjected to freezing is frost-susceptible such as clay, silt, clayey sand and silty sand, the water migrating by capillary action from unfrozen regions to the frozen front forms ice lenses that produce a ground surface heave [37]. Literature has extensively investigated these phenomena and two approaches of thermo-hydro-mechanical modeling of ground freezing could be distinguished: capillary models [8, 26, 53] and frozen-fringe models [22, 38, 52]. Both approaches have their strengths and weaknesses and their capabilities to reproduce the behavior of the ground could be assessed only through experimental verification. The frozen-fringe models, on the contrary of capillary models, successfully capture the formation of discrete ice lenses in fine-grained soils but haven't been extended yet into three dimensions. Their verification is often carried out using one-dimensional long frost heave experiments [49]. The capillary models framework is more adapted to the simulation of rapid uniform freezing laboratory tests [8, 50] and at higher *in situ* overburden pressure conditions where ice lenses cannot form [40]. Again, the common shortcoming of the models of both categories, cited above, consists in neglecting the effects of the presence of solutes in the pore water. Recently, there has been an increasing interest in the behavior of saline soil among researchers concerned about the damage to buildings and infrastructure foundations resulting from the frost heave of sulfate saline soil in permafrost regions [23, 29, 48, 49]. In these works, the effects of the thermo-hydro-mechanical and chemical coupling were studied mainly through laboratory experiments consisting of cycles of uniaxial freezing and thawing for a single value of solute concentration. The theoretical framework, when provided, suffered from the lack of thermodynamic consistency and from unclear methodology, and required additional experimental verification regarding the freezing conditions, the type of the saturating fluid and the values of salt content.

To fill this gap, this paper proposes a coupled thermo-hydro-mechanical and chemical (THMC) model of ground freezing that falls into the category of capillary models for the

reasons cited above in relation with the type of conducted experiments. The phase change fronts are tracked using the liquid saturation degree function, and the stress state of the ground is characterized through the concept of effective stress. Based on the literature mentioned above, the thermodynamics of phase change is recalled and the simplifications usually used to derive the expression of the capillary pressure are reviewed in order to take account of the liquid pressure effect. The paper is structured as follows: in Section 2 the balance and constitutive equations are derived within the theory of porous media, and in Section 3 the modeling formalism is validated against stress-free freezing laboratory experiments performed on limestone specimens initially fully saturated with sodium chloride solutions at various concentrations.

Nomenclature

Main symbols

ρ^α	apparent density of phase α
ρ_α	density of phase α
ν_α	specific volume of phase α
$\Delta\nu_w$	difference between partial specific volumes of water in ice and liquid phases
$C_{p\alpha}$	heat capacity at constant pressure of phase α
ρC_p	volumetric heat capacity of the porous medium
Λ_α	thermal conductivity of phase α
Λ	thermal conductivity of the porous medium
k_0	intrinsic permeability
k_r	relative permeability of phase λ
η_λ	dynamic viscosity of phase λ
D_λ	diffusivity coefficient of salt in phase λ
$\vec{\psi}$	conductive heat flux vector
\vec{V}	filtration velocity of phase λ
\vec{J}	diffusion velocity vector of salt in phase λ
$\hat{\pi}^\gamma$	mass rate of ice formation
h_α	specific enthalpy of phase α
g_α	specific Gibbs free energy of phase α
Δh_w	latent heat of water phase change/ difference between partial enthalpies of water in ice and liquid phases
$L_{\lambda\gamma}$	latent heat of phase change on the coexistence curve
$\mu_{w\lambda}$	chemical potential of water in phase λ
μ_γ	chemical potential of ice
c	salt concentration in phase λ
c_{sat}	salt concentration at saturation
n	porosity
n_α	volume fraction of phase α
p_α	pressure of phase α
ϖ	equivalent pore pressure

$p_{\lambda\gamma}$	coexistence pressure at thermodynamic equilibrium between λ and γ
p_c	capillary pressure
S_λ	liquid saturation degree
T	temperature
$T_{\lambda\gamma}$	coexistence temperature at thermodynamic equilibrium between λ and γ
$\underline{\underline{1}}$	second order unit tensor
$\underline{\underline{\sigma}}$	total stress tensor
$\underline{\underline{\varepsilon}}$	total strain tensor
\vec{u}	displacement vector
ε_v	volumetric strain
\mathbf{A}	drained linear thermal expansion coefficient
B	Biot coefficient
(\mathbf{E}_0, ν_0)	Young's modulus and Poisson's ratio of the material in the nonfrozen state
(\mathbf{E}_f, ν_f)	Young's modulus and Poisson's ratio of the material in the fully frozen state
<i>Subscripts or superscripts</i>	

σ solid phase
 λ liquid phase
 γ ice
s salt
w water

2. Theoretical framework

We consider an isotropic porous medium fully saturated with an aqueous solution and subjected to freezing. It consists of a solid skeleton phase σ , a liquid phase λ and an ice phase γ . The liquid phase is comprised of two components: water w and sodium chloride s. Ice is a single-component solid phase exchanging matter with the liquid phase; it is assumed to follow the movement of the solid skeleton phase σ and to behave as a fluid phase endowed with its own pressure and temperature. In what follows, T is the absolute temperature of all the phases (local thermal equilibrium assumption) and n is the Eulerian porosity of the porous medium. For each phase $\alpha = (\lambda, \gamma)$, p_α denotes its pressure, \vec{v}_α its macroscopic velocity, ρ_α its density, $\nu_\alpha = 1/\rho_\alpha$ its specific volume, n_α its volume fraction and $S_\alpha = n_\alpha/n$ its saturation degree, with $S_\lambda + S_\gamma = 1$. For phase σ , $n_\sigma = 1 - n$ is its volume fraction and $\rho^\sigma = \rho_\sigma n_\sigma$ its apparent density. For each function $\varphi(\vec{x}, t)$ attached to the porous medium, $\dot{\varphi} = \partial_t \varphi + \vec{v}_\sigma \cdot \vec{\nabla} \varphi$ denotes its time derivative following the motion of solid skeleton phase σ . The mechanical behavior is assumed to be elastic and the small deformation assumption is adopted.

2.1. Balance equations

In this section, mass, energy and momentum balance equations are derived, by applying the volume averaging method to the pore scale balance equations, as can be found in [17, 47] and by taking the motion of solid phase σ as a reference.

2.1.1. Mass balance equation

A local conservative form of the mass balance equation of a component k of a fluid phase α at the pore scale can be written as follows:

$$\partial_t (\rho_\alpha c_{k\alpha}) + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\alpha c_{k\alpha} \vec{v}_{k\alpha}) = 0 \quad (1)$$

where $c_{k\alpha}$ is the mass concentration of the component k in the phase α and $\vec{v}_{k\alpha}$ is the macroscopic velocity vector of the component k .

When applying the volume averaging method, the apparent density $\rho^\alpha = n_\alpha \rho_\alpha$ is introduced, and the following macroscopic mass balance equation of the component k can be obtained:

$$\partial_t (\rho^\alpha c_{k\alpha}) + \vec{\nabla} \cdot (\rho^\alpha c_{k\alpha} \vec{v}_{k\alpha}) = \hat{\pi}_k^\alpha \quad (2)$$

where the mass provided by chemical reactions has been neglected and where $\hat{\pi}_k^\alpha$ is the amount of mass provided to phase α due to the interfacial exchanges of the component k , such as $\sum_\alpha \hat{\pi}_k^\alpha = 0$ and $\sum_k \hat{\pi}_k^\alpha = \hat{\pi}^\alpha$, which represents the total mass of all the components that are exchanged at the interfaces with the phase α .

By introducing the diffusion velocity $\vec{J}_k^\alpha = n_\alpha c_{k\alpha} (\vec{v}_{k\alpha} - \vec{v}_\alpha)$, that describes the relative movement of the component k with respect to phase α , and the filtration velocity $\vec{V}^\alpha = n_\alpha (\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\sigma)$, that describes the relative movement of phase α with respect to phase σ , and by using a lagrangian time derivative, the following mass balance equation of the component k can be deduced:

$$(\rho^\alpha \dot{c}_{k\alpha}) + (\rho^\alpha c_{k\alpha}) \dot{J}/J + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\alpha c_{k\alpha} \vec{V}^\alpha + \rho_\alpha \vec{J}_k^\alpha) = \hat{\pi}_k^\alpha \quad (3)$$

where J is the Jacobian of the solid transformation. The hypothesis of small deformations entails that $\dot{J} = J \dot{\varepsilon}_v$, with $\varepsilon_v = \text{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}})$ the volumetric component of the linearized strain tensor $\underline{\underline{\varepsilon}} = (\underline{\underline{\nabla}} \vec{u} + {}^t \underline{\underline{\nabla}} \vec{u})/2$, represented by the symmetric part of the gradient of the solid displacement vector \vec{u} .

Note that by summing Equation 3 for all the components of a phase α , the mass balance equation of the latter can be obtained:

$$\dot{\rho}^\alpha + \rho^\alpha \dot{\varepsilon}_v + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\alpha \vec{V}^\alpha) = \hat{\pi}^\alpha \quad (4)$$

In our case, since ice phase is assumed to follow the movement of the solid skeleton ($\vec{V}^\gamma = \vec{0}$) and the liquid phase λ contains only two components, water w and salt s , only one filtration velocity, one mass concentration and one diffusion velocity are required to formulate the problem to be solved. Hence, the notations will be simplified by setting: $\vec{V} = \vec{V}^\lambda$, $\vec{J} = \vec{J}_s^\lambda$ and $c = c_{s\lambda}$.

By using Equation 4, the following mass balance equations of phases λ and γ can be deduced:

$$\dot{\rho}^\lambda + \rho^\lambda \dot{\varepsilon}_v + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\lambda \vec{V}) = \hat{\pi}^\lambda \quad (5)$$

$$\dot{\rho}^\gamma + \rho^\gamma \dot{\varepsilon}_v = \hat{\pi}^\gamma \quad (6)$$

Where $\hat{\pi}^\gamma = -\hat{\pi}^\lambda$ is the amount of mass provided to phase γ by the phase change of the water w.

The mass balance equation of the two phases λ and γ , obtained by summing Equations (5) and (6), can therefore be written as follows:

$$\dot{\rho}^\lambda + \dot{\rho}^\gamma + (\rho^\lambda + \rho^\gamma) \dot{\varepsilon}_v + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\lambda \vec{V}) = 0 \quad (7)$$

By using Equation 3 and 5, with $\hat{\pi}_s^\lambda = 0$ since salt is not exchanged between phases, the following mass balance equation of salt s can be deduced:

$$\rho^\lambda \dot{c} + \rho_\lambda \vec{V} \cdot \vec{\nabla} c + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\lambda \vec{J}) = \hat{\pi}^\gamma c \quad (8)$$

2.1.2. Heat equation

The heat balance equation can be written as follows [30]:

$$\rho C_p \dot{T} + \rho_\lambda C_{p\lambda} \vec{V} \cdot \vec{\nabla} T = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\psi} - \hat{\pi}^\gamma \Delta h_w \quad (9)$$

with

$$\rho C_p = \sum_{\alpha} \rho^\alpha C_{p\alpha} \quad (10)$$

and

$$\Delta h_w(p_\lambda, p_\gamma, T, c) = h_\gamma - h_\lambda + c \partial_c h_\lambda \quad (11)$$

where $C_{p\alpha}$ denotes the heat capacity at constant pressure of phase α , $\vec{\psi}$ is the surface density of the amount of heat exchanged by conduction, $h_\gamma(p_\gamma, T)$ and $h_\lambda(p_\lambda, T, c)$ are the enthalpies of the ice and the liquid phases, respectively, and Δh_w is the latent heat of water phase change.

2.1.3. Momentum balance

If the inertial terms are neglected, the equation of balance of momentum reads:

$$\vec{\nabla} \cdot \underline{\underline{\sigma}} + \rho \vec{g} = \vec{0} \quad (12)$$

where the tensor $\underline{\underline{\sigma}}$ stands for the total stress tensor acting on both solid and fluid phases, $\rho = \sum_{\alpha} \rho^\alpha$ is the mass density of the porous medium and \vec{g} is the gravitational acceleration vector.

In macroscopic approaches, the water-ice interfaces are usually tracked using the water saturation degree function S_λ , equal to one in liquid saturated regions. Consequently, the balance between the pressure jump across these interfaces and the surface tension forces could be expressed through a macroscopic relationship between the pressure difference, the temperature, the salt concentration and the liquid saturation degree S_λ , as follows:

$$S_\lambda = \mathcal{S}(p_c, T, c) \quad (13)$$

where $p_c = p_\gamma - p_\lambda$ is the pressure difference across the interface $\lambda\gamma$, called the capillary pressure and \mathcal{S} is an empirical function that has been widely investigated in literature [3, 4, 11, 12, 21, 36, 39]. This latter could ideally be determined through one of the experimental methods used in the references cited above or otherwise via a back analysis of laboratory [30] or *in situ* measurements [40, 45].

2.2. Constitutive equations

To sum up, the set of partial differential equations to be solved is the following:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\rho}^\gamma + \rho^\gamma \dot{\varepsilon}_v = \hat{\pi}^\gamma \\ \dot{\rho}^\lambda + \dot{\rho}^\gamma + (\rho^\lambda + \rho^\gamma) \dot{\varepsilon}_v + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\lambda \vec{V}) = 0 \\ \rho^\lambda \dot{c} - c(\dot{\rho}^\gamma + \rho^\gamma \dot{\varepsilon}_v) + \rho_\lambda \vec{V} \cdot \vec{\nabla} c + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\lambda \vec{J}) = 0 \\ \rho C_p \dot{T} + \Delta h_w (\dot{\rho}^\gamma + \rho^\gamma \dot{\varepsilon}_v) + \rho_\lambda C_{p\lambda} \vec{V} \cdot \vec{\nabla} T + \vec{\nabla} \cdot \vec{\psi} = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \underline{\underline{\sigma}} + \rho \vec{g} = \vec{0} \end{array} \right. \quad (14)$$

where ρC_p and S_λ are given by Equations 10 and 13, respectively.

The System 14 is composed of four scalar equations and one vector equation. At the same time, it introduces eleven scalar unknowns: T , c , p_λ , p_γ , n , ρ_λ , ρ_γ , $C_{p\lambda}$, $C_{p\gamma}$, Δh_w and $\hat{\pi}^\gamma$, four vector unknowns: \vec{u} , \vec{V} , \vec{J} and $\vec{\psi}$ and one tensor unknown $\underline{\underline{\sigma}}$. The number of unknowns being greater than the number of equations, System 14 needs then to be supplemented, in addition to the thermodynamic equations of state, by some complementary equations (constitutive equations) to express the secondary unknowns ($\hat{\pi}^\gamma, \vec{V}, \vec{J}, \vec{\psi}$), the porosity evolution equation and the constitutive law of the solid matrix.

2.2.1. Complementary equations

With regard to the term $\hat{\pi}^\gamma$, resulting from the matter exchange at the interface $\lambda\gamma$, we assume, for the sake of simplicity, that the chemical equilibrium of the component w at the interface $\lambda\gamma$ is reached instantaneously and without any dissipation. Consequently, the chemical potentials of the ice phase and of water in phase λ are equal, as follows:

$$\mu_\gamma(p_\gamma, T) = \mu_{w\lambda}(p_\lambda, T, c) \quad (15)$$

Ice, being a pure phase, its chemical potential μ_γ is independent of the concentration c and equal to its Gibbs specific free energy g_γ . The chemical potential of water in phase λ is $\mu_{w\lambda} = g_\lambda - c \partial_c g_\lambda$.

Previous works [30, 31, 42] presented elaborate mathematical developments of Equation 15 in both cases of saline and non-saline porous media, that entailed the following relation:

$$\forall (p_\lambda, p_\gamma, T, c) : \int_{p_{\lambda\gamma}(T,c)}^{p_\gamma} \nu_\gamma(x, T) dx = \int_{p_{\lambda\gamma}(T,c)}^{p_\lambda} (\nu_\lambda - c \partial_c \nu_\lambda)(x, T, c) dx \quad (16)$$

with $p_{\lambda\gamma}$ being the coexistence pressure at the thermodynamic equilibrium between λ and γ . This equation allows the determination of the capillary pressure p_c as a function of (p_λ, T, c) .

As in most of the literature about porous media, the secondary unknowns \vec{V} , \vec{J} and $\vec{\psi}$ are expressed, respectively, by the generalized Darcy's law, Fick's law and Fourier's law, as follows:

$$\vec{V} = -\frac{k_\lambda}{\eta_\lambda} (\vec{\nabla} p_\lambda - \rho_\lambda \vec{g}'), \quad \vec{J} = -D_\lambda \vec{\nabla} c, \quad \vec{\psi} = -\Lambda \vec{\nabla} T \quad (17)$$

where k_λ is the intrinsic permeability associated to the filtration of phase λ through the solid skeleton, η_λ is the dynamic viscosity of the liquid phase λ , D_λ is the diffusivity of salt s into phase λ and Λ is the thermal conductivity of the porous medium. In order to allow the consideration of the effects of the ice phase formation on preventing the liquid phase flow, the four scalars may depend on the saturation degree in addition to the thermodynamic state variables (p_λ, T, c) .

2.2.2. Mechanical constitutive law and porosity evolution

To express the stress-strain relationship, the concept of effective stress [6] is used and a partition of the total strain rate tensor $\underline{\dot{\underline{\epsilon}}}$ into an elastic component $\underline{\dot{\underline{\epsilon}}}^e$, a non-elastic one $\underline{\dot{\underline{\epsilon}}}^{ne}$ and a thermal component $\mathbf{A}\dot{T}\underline{\underline{1}}$ is adopted. This entails the following equation:

$$\underline{\dot{\underline{\epsilon}}} + B\dot{\varpi}\underline{\underline{1}} = \underline{\underline{\mathbf{H}}}: \left(\underline{\dot{\underline{\epsilon}}} - \underline{\dot{\underline{\epsilon}}}^{ne} - \mathbf{A}\dot{T}\underline{\underline{1}} \right) \quad (18)$$

where \mathbf{A} is the drained linear thermal expansion coefficient, B is the Biot coefficient, ϖ is the equivalent pore pressure and $\underline{\underline{\mathbf{H}}}$ is the drained Hooke's elasticity tensor.

The Biot coefficient B is often approximated using the following expression:

$$B = 1 - \frac{\mathbf{K}}{\mathbf{K}_\sigma} \quad (19)$$

where \mathbf{K} and \mathbf{K}_σ are the drained and solid bulk moduli, respectively.

The pore pressure ϖ is assumed to be a function of the pressure p_λ and the capillary pressure p_c and is expressed as follows [40]:

$$\varpi = p_\lambda + \int_0^{p_c} (1 - S_\lambda(x)) dx \quad (20)$$

Classical mechanical tests on frozen and unfrozen materials in literature have shown that the Young's modulus and the Poisson's ratio are dependent upon temperature. To account for this property, equivalent Young's modulus and Poisson's ratio (\mathbf{E}, ν) of the mixture [16, 53] are considered, as follows:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= S_\lambda \mathbf{E}_0 + (1 - S_\lambda) \mathbf{E}_f \\ \nu &= S_\lambda \nu_0 + (1 - S_\lambda) \nu_f \end{aligned} \quad (21)$$

where (\mathbf{E}_0, ν_0) and (\mathbf{E}_f, ν_f) are the Young's moduli and the Poisson's ratios of the material in the nonfrozen state and the fully frozen state, respectively.

To determine partial porosities of λ and γ phases, the following evolution equation of the total porosity is used [7]:

$$\dot{n} = (B - n) \left(\dot{\epsilon}_v - 3\mathbf{A}\dot{T} + \frac{1-B}{\mathbf{K}} (S_\lambda \dot{p}_\lambda + (1 - S_\lambda) \dot{p}_\gamma) \right) - B \dot{\epsilon}_v^{\text{ne}} \quad (22)$$

In this paper, the non-elastic strain tensor is assumed to be zero. Indeed, numerical simulations presented in Section 3.2 have shown that a non-linear elastic model is sufficient to explain the measured freezing-induced strains.

2.2.3. Thermodynamic equations of state

The density and the thermal capacity of the solid skeleton phase are assumed to be constant. Consequently, in this subsection and the next one, the α subscript refers to phase λ or phase γ .

In order to build a thermodynamically consistent model, the state functions of each phase α should be derived from its thermodynamic potential and its partial derivatives. The thermodynamic state independent variables being (p_α, T, c) , the thermodynamic potential chosen in this work is thus the Gibbs specific free energy g_α . The specific volumes ν_α , the thermal capacities $C_{p\alpha}$ and the enthalpies h_α can then be expressed as follows [14]:

$$\begin{cases} \dot{\nu}_\alpha / \nu_\alpha = \chi_{T\alpha} \dot{T} - \chi_{p\alpha} \dot{p}_\alpha + \chi_{s\alpha} \dot{c} \\ \chi_{T\alpha} = \partial_{p_\alpha T}^2 g_\alpha / \nu_\alpha, \quad \chi_{p\alpha} = -\partial_{p_\alpha}^2 g_\alpha / \nu_\alpha, \quad \chi_{s\alpha} = -\partial_{p_\alpha c}^2 g_\alpha / \nu_\alpha \\ C_{p\alpha} = -T \partial_{T^2}^2 g_\alpha, \quad h_\alpha = g_\alpha - T \partial_T g_\alpha \end{cases} \quad (23)$$

where $\chi_{T\alpha}$ and $\chi_{p\alpha}$ are respectively the isobaric thermal expansion coefficient and the isothermal compressibility of phase α . The coefficient $\chi_{s\alpha}$ accounts for the effect of the variation of salt concentration at constant pressure and temperature.

The condition of water chemical equilibrium formulated in Equation (15) combined to the above expression of enthalpy leads to the following expression of phase change latent heat Δh_w :

$$\Delta h_w(p_\lambda, p_\gamma, T, c) = L_{\lambda\gamma}(T, c) - T \int_{p_{\lambda\gamma}(T, c)}^{p_\gamma} \partial_T \nu_\gamma(x, T) dx + T \int_{p_{\lambda\gamma}(T, c)}^{p_\lambda} \partial_T (\nu_\lambda - c \partial_c \nu_\lambda)(x, T, c) dx \quad (24)$$

where $L_{\lambda\gamma}(T, c) = \Delta h_w(p_{\lambda\gamma}(T, c), p_{\lambda\gamma}(T, c), T, c)$ denotes the latent heat of the solid-liquid water phase change within the domain of chemical equilibria such as $p_\lambda = p_\gamma = p_{\lambda\gamma}(T, c)$. Its expression is obtained by derivating Equation 15 with respect to T , which leads to:

$$L_{\lambda\gamma}(T, c) = T \Delta \nu_w(p_{\lambda\gamma}(T, c), T, c) \partial_T p_{\lambda\gamma}(T, c) \quad (25)$$

where $\Delta \nu_w(p, T, c) = \nu_\gamma(p, T) - (\nu_\lambda - c \partial_c \nu_\lambda)(p, T, c)$.

In this paper, the Gibbs free energy of aqueous NaCl solution g_λ is given by Archer and Carter [1] and the Gibbs function of ice g_γ is defined by Feistel and Wagner [13].

2.2.4. Simplification of equations of state

By using the rigorous mathematical expressions of the Gibbs potential functions mentioned in the previous subsection to derive the state laws, the resulting mathematical formalism would be complex and heavy to integrate in numerical codes. For this reason, some simplifying assumptions need to be introduced to reduce the computational load of the formalism without affecting its reliability and accuracy.

First of all, let's assume that the specific volumes of the liquid and ice phases are pressure-independent: $\nu_\lambda(p, T, c) = \nu_\lambda(p_0, T, c)$ and $\nu_\gamma(p, T) = \nu_\gamma(p_0, T)$. Accordingly, the equality 16 becomes:

$$p_c = \rho_\gamma(T)\Delta\nu_w(T, c)(p_{\lambda\gamma}(T, c) - p_\lambda) \quad (26)$$

Secondly, if a first order approximation around the reference state $(p_0, T_0(c))$ is used for $p_{\lambda\gamma}$ (see [30]), the pressure at the thermodynamic equilibrium between λ and γ can be written as:

$$p_{\lambda\gamma}(T, c) = p_0 + p'_{\lambda\gamma}(c)(T - T_0(c)) \quad (27)$$

The term $(p_{\lambda\gamma}(T, c) - p_\lambda)$ in Equation 26 can be rewritten as $(p_{\lambda\gamma}(T, c) - p_{\lambda\gamma}(T_{\lambda\gamma}(p_\lambda, c)))$, with $T_{\lambda\gamma}$ the coexistence temperature at the thermodynamic equilibrium between λ and γ . Thus, by making use of Equation 27, Equation 26 becomes:

$$p_c = \rho_\gamma(T)\Delta\nu_w(T, c)p'_{\lambda\gamma}(c)(T - T_{\lambda\gamma}(p_\lambda, c)) \quad (28)$$

The variation of $T_{\lambda\gamma}(p_\lambda, c)$ with p_λ is often neglected compared to its variation with c (see [8, 30, 44]). To investigate the validity of this hypothesis, we represent in Figure 1 the two-phase coexistence curve $T_{\lambda\gamma}$, numerically obtained from the equality 15 for $T = T_{\lambda\gamma}$ and $p_\lambda = p_\gamma = p$, as a function of c ranging from 0 to 0.25 (saturation concentration of NaCl aqueous solutions) for four values of p . These latter were chosen on the basis of a literature review on hydraulic pressure values that could be reached during the freezing of an initially fully saturated geomaterial. Indeed, the magnitude of p depends on the cooling conditions, drained or undrained, on the nature of the liquid saturating the pores and on the hydro-mechanical parameters of the material (permeability, Young's modulus, etc). The figure clearly shows that the difference between the reference curve $T_{\lambda\gamma}(p_0, c)$ and the other curves becomes significant for higher values of liquid pressure. Therefore, the assumption of replacing $T_{\lambda\gamma}(p_\lambda, c)$ by $T_0(c)$ is not always valid and is not retained in this work. The expression of capillary pressure is then as follows:

$$p_c = -\rho_\gamma(T)\Delta\nu_w(T, c)(p_\lambda - p_0) + \rho_\gamma(T)\Delta\nu_w(T, c)p'_{\lambda\gamma}(c)(T - T_0(c)) \quad (29)$$

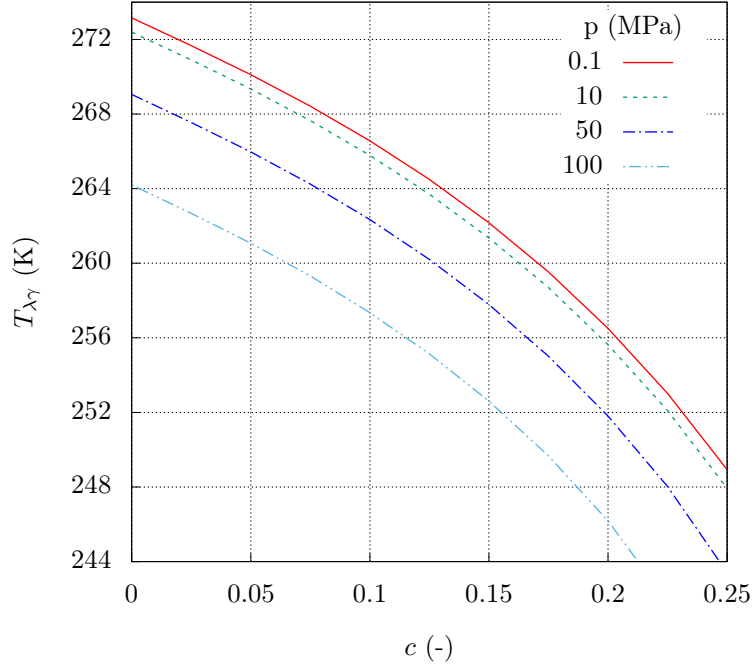


Figure 1: Representative curves of the function $T_{\lambda\gamma}(p, c)$ for four values of p .

Regarding the phase change enthalpy, two assumptions are often introduced to simplify its mathematical formulation, namely, a first order approximation for $L_{\lambda\gamma}$, and temperature-independent specific volumes $\nu_\lambda(p, T, c) = \nu_\lambda(p_0, T_0(c), c)$ and $\nu_\gamma(p, T) = \nu_\gamma(p_0, T_0(c))$ [30, 44]. This entails:

$$\Delta h_w(p_\lambda, p_\gamma, T, c) = L_{\lambda\gamma}(T, c) = L_0(c) + L'_0(c)(T - T_0(c)) \quad (30)$$

with $L_0(c) = T_0(c) \Delta\nu_{w0} p'_{\lambda\gamma}(c)$ and $\Delta\nu_{w0}(p_0, T_0(c), c) = \nu_\gamma(p_0, T_0(c)) - (\nu_\lambda - c\partial_c\nu_\lambda)(p_0, T_0(c), c)$.

The assumption of temperature-independent specific volumes allows to further simplify Equation 29 and leads to the following expression of capillary pressure that will be adopted in what follows:

$$p_c(p_\lambda, T, c) = \rho_\gamma(p_0, T_0(c)) \left(-\Delta\nu_{w0}(p_\lambda - p_0) + L_0(c)(T/T_0(c) - 1) \right) \quad (31)$$

To sum up, two main assumptions were used to derive the simplified expressions of capillary pressure (Equation 31) and phase change latent heat (Equation 30): a linear temperature dependence of the functions $p_{\lambda\gamma}$ and $L_{\lambda\gamma}$, and pressure and temperature independent specific volumes of phases λ and γ . While the assumption of linearity is used solely to derive simplified expressions of p_c and Δh_w , the second assumption is expected to have implications on the balance equations by canceling the contribution of the transient terms related to the fluids compressibility and thermal dilation. Knowing that this hypothesis is often unwarranted in coupled hydro-mechanical problems, a distinction must then be drawn between the assumptions used to derive mechanical and chemical equilibrium conditions at the interface $\lambda\gamma$ and those used in balance equations. Undoubtedly, this methodology is

not without consequences for the overall coherence of the formalism. However, one should not overestimate the significance of these inconsistencies, given that the capillary pressure and the latent heat functions intervene in the model as a parameter of an empirically determined function S_λ , or multiplied by an empirical term $\hat{\pi}^\gamma$, respectively. Consequently, the dependency of specific volumes of brine and ice upon temperature and pressure is maintained in the balance equations. For the sake of simplicity, they were supposed to be linearly correlated with temperature and pressure ($\chi_{T\alpha}$ and $\chi_{p\alpha}$ are constants) as follows:

$$\begin{cases} \nu_\gamma(p_\gamma, T) = \nu_{\gamma_0}(1 + \chi_{T\gamma}(T - T_0(0)) - \chi_{p\gamma}(p_\gamma - p_0)) \\ \nu_\lambda(p_\lambda, T, c) = \nu_{\lambda_0}(1 + \chi_{T\lambda}(T - T_0(0)) - \chi_{p\lambda}(p_\lambda - p_0))\tilde{\nu}_\lambda(c) \end{cases} \quad (32)$$

where $\nu_{\gamma_0} = \nu_\gamma(p_0, T_0(0))$ and $\nu_{\lambda_0} = \nu_\lambda(p_0, T_0(0), 0)$.

As for the thermal capacities $C_{p\alpha}$, only their variation with the concentration is considered. Indeed, the effect of this variation is significant in comparison with that of temperature and pressure:

$$C_{p\gamma} = C_{p\gamma}(p_0, T_0(0)), \quad C_{p\lambda} = C_{p\lambda}(p_0, T_0(c)) \quad (33)$$

The approximated expressions of $T_0(c)$, $L_0(c)$, $L'_0(c)$, $C_{p\lambda}(c)$, $C_{p\gamma}$, ν_{γ_0} , ν_{λ_0} , $\tilde{\nu}_\lambda(c)$, $\chi_{T\gamma}$, $\chi_{T\lambda}$, $\chi_{p\gamma}$ and $\chi_{p\lambda}$ are given in Table 1. They are determined through Least-Squares fitting of their full expression established on the basis of empirical expressions of the Gibbs free energy functions of ice and NaCl solution.

	φ^0	a_1	a_2	a_3	b_1	b_2	b_3
ν_{γ_0} (m ³ /kg)	1.090844×10^{-3}						
$\chi_{T\gamma}$ (/K)	0.15984×10^{-3}						
$\chi_{p\gamma}$ (/MPa)	0.11778×10^{-3}						
$C_{p\gamma}$ (kJ/kg/K)	2.09671						
ν_{λ_0} (m ³ /kg)	1.000157×10^{-3}						
$\chi_{T\lambda}$ (/K)	-0.67717×10^{-4}						
$\chi_{p\lambda}$ (/MPa)	0.50884×10^{-3}						
$\tilde{\nu}_\lambda$ (m ³ /kg)	1.	-0.701	0.247		0.98	2.675	
$C_{p\lambda}$ (kJ/kg/K)	4.21944	-3.224	3.356		1.082	1.379	
T_0 (K)	273.1526	-0.20822	-1.08254	-11.9205	0.992	2.576	5.53
L_0 (kJ/kg)	-333.427	-0.636	0.623	-19.341	1.018	1.234	4.394
L'_0 (kJ/kg/K)	-2.45825	-0.4524	145.821	614412	0.79	3.56	10.17

Table 1: Simplified equations of state; $\varphi = \varphi^0(1 + \sum a_i c^{b_i})$. $p_0 = 0.1$ MPa.

3. Laboratory experiments and model validation

In this section, the THMC model is validated against freezing experiments. Since the objective is to study the mechanical effect induced by the freezing of a sodium chloride saturated porous material, no additional mechanical external stress was applied. Indeed,

combining a thermal and a mechanical load would definitely not serve that purpose and would request, for better interpretation of results, an appropriate rheological model to account for irreversible strains. Three concentrations were studied to allow a discussion of the influence of the initial salt content of the saturating fluid on the temperature and strain response.

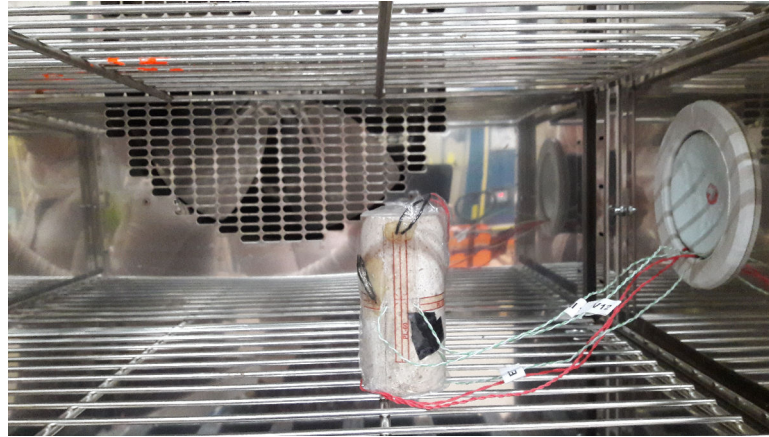
We note that these freezing tests have been designed primarily to further advance our understanding of THMC couplings. Furthermore, contrary to classical frost heave tests conceived for natural freezing problems, the presented freezing tests are more representative of artificial freezing in terms of the prescribed temperature magnitude, the quick cooling kinetics and the uniform thermal boundary conditions.

In the following, the experimental setup is first briefly described, then the presented approach is used to simulate those experiments and the obtained results are compared with the experimental data.

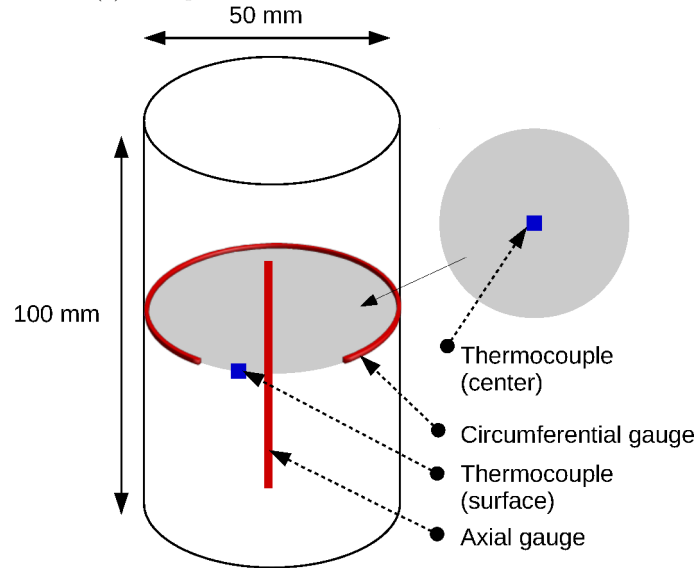
3.1. Laboratory experiments

The experimental campaign was conducted on the Anstrude limestone (France). This rock has been selected for its isotropy and homogeneity (monomineral composition) and, at the same time, its important porosity of 20%, that is representative of the usual value of porosity in projects where the technique of artificial ground freezing is used. Moreover, its porous network allows a rapid and easy saturation of the specimens. The physical and mechanical parameters of the Anstrude limestone are given in Table 2.

The freezing experiments were carried out using a temperature controlled environmental chamber, offering a temperature range from $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ to $130\text{ }^{\circ}\text{C}$ and a maximum ramp rate of $1\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{min}$. The samples are cylinders measuring 10 cm in height and 5 cm in diameter, and vacuum saturated, for one week before the test, with an aqueous solution of sodium chloride with a specific concentration. Two thermocouples were used to measure the temperature on the surface and at the center of the specimen, which required to drill a 1 mm hole through each specimen. Given the low magnitude of the thermal contraction strains of limestone, the strain gauges were chosen over other strain measurement methods. Two strain gauges were bonded to the surface of the specimen, a 60 mm long gauge in the vertical direction and a 120 mm long gauge in the horizontal direction, recording axial and circumferential strains respectively. We note that the use of gauges with long lengths enabled us to measure an averaged strain over a larger area. However, the temperature-induced apparent strain in strain gauges could be a significant source of error, given the important changes of temperature and the low magnitude of contraction thermal strains. In order to be able to correct it, identical (same length and gauge factor) compensating gauges were bonded to an Invar sample, of which the thermal expansion coefficient is known ($2. \times 10^{-6}$), and connected to the main gauges through a Wheatstone bridge circuit. Because of phase change, temperatures on the surface of Invar and limestone samples don't remain equal throughout the test, that's why the temperature on the surface of the Invar was also monitored in order to make the necessary corrections. For more clarity, the exact location of the thermocouples and strain gauges is shown in Figure 2.



(a) The specimen inside the environmental chamber.



(b) Schematic illustration of the arrangement of thermocouples and strain gauges in the specimen.

Figure 2: Testing setup.

In order to test the capability of the model to reproduce experimental data of different scenarios of thermal loading, the water saturated specimens were subjected to two types of thermal loading paths: a multi-stage and a fixed rate temperature variation. Specimens saturated with an aqueous NaCl solution were subjected to a fixed rate temperature variation only in order to avoid any overlapping with the phase change temperature plateaus.

3.2. Numerical simulations

Despite the small size of the test specimens, measurements have shown that during phase change the distribution of temperature and strain becomes heterogeneous. Indeed, temperatures at the surface and inside the specimen become different. The same applies to the axial and circumferential strains. Consequently, a finite element analysis was performed to simulate the laboratory experiments, using the COMSOL software, where the theoretical

Parameter		Unit	Value
General model parameters	\mathbf{E}_0	GPa	3.6
	\mathbf{E}_f	GPa	7.2
	ν_0		0.22
	ν_f		0.3
	ρ_σ	kg m ⁻³	2500
	$C_{p\sigma}$	J kg ⁻¹ K ⁻¹	900
	\mathbf{K}_σ	GPa	80
	n		0.2
	D_λ	m ² s ⁻¹	10 ⁻¹⁴
	Equation 35	m	
Equations 36 and 37	P	MPa	0.3
	k_0	m ²	9 × 10 ⁻¹⁶
Equation 38	r		0.9
	(a_1, a_2, a_3)		(1.85, 4.1, 44.5)
	(b_1, b_2, b_3)		(1, 2, 3)
Equation 39	Λ_λ	W m ⁻¹ K ⁻¹	0.6
	Λ_γ	W m ⁻¹ K ⁻¹	2.3
	Λ_σ	W m ⁻¹ K ⁻¹	2
Equation 40	H	W m ⁻² K ⁻¹	20
$c_{\text{sat}}(T) = 0.2626 + 0.535 \theta^{1.888} - 0.479 \theta^2, \theta = T/T_0(0) - 1$			
$\eta_0(T) = 1.034 \times 10^{-4} (\theta + 0.1616)^{-1.562}$			
$\mathbf{A}(T) = (3.7735 + 8.4731 \theta + 9.6996 \theta^2) 10^{-6}$			

Table 2: Constants for numerical simulations.

formalism presented in Section 2 was implemented using the nonlinear coefficient form PDE formulation.

A constraint is added to the system of equations with regard to the salt concentration evolution. Indeed, it is known that in saline porous media subjected to freezing, the formation of ice induces an increase of the salt concentration in the remaining nonfrozen interstitial liquid until it reaches a solubility limit c_{sat} at which salt may precipitate. In the presented freezing tests, we noticed that the crystallization is particularly slow; tests of longer duration are required to observe salt efflorescences on the surface of the sample. The phenomenon of salt precipitation is then not considered for the simulation of these tests and the concentration c is assumed to respect the following inequality:

$$c \leq c_{\text{sat}}(T) \quad (34)$$

Due to the geometry and loading symmetries, only one quarter of the specimen was modeled as a 2D axisymmetric problem. The used mesh consisted of approximately 1000 eight-node quadrilateral elements. The mesh was refined to ensure the non-dependency of the results on mesh size.

3.2.1. Parameters calibration

The previously mentioned coefficients, namely S_λ , k_λ , η_λ , Λ , D_λ and \mathbf{A} are either experimentally determined or estimated through empirical models that are commonly used in literature. This paragraph details the approach used to identify each parameter.

First, in order to express the liquid saturation degree S_λ , the van Genuchten empirical function [41] was chosen for its widespread applicability in ground freezing studies, especially when the porous medium is initially saturated with pure water [7, 26, 51]. In addition, it was recently successfully extrapolated to porous media where the saturating fluid is an aqueous solution [30]. Its expression can be written as follows:

$$S_\lambda(p_c) = \left(1 + (p_c/P)^{1/(1-m)}\right)^{-m} \quad (35)$$

which involves two material parameters, m and P .

With regard to the permeability for liquid phase flow k_λ , it is usually defined as a product of an intrinsic permeability k_0 (m^2), characteristic of the structure of the porous space regardless of the flowing phases, and a liquid relative permeability k_r function only of the liquid saturation degree, to account for the effect of ice presence on reducing the liquid phase flow:

$$k_\lambda = k_0 k_r(S_\lambda) \quad (36)$$

The intrinsic permeability being already identified in previous works, the unknown is therefore the relative permeability function which expression is classically [26, 31] derived from the van Genuchten model [25] and introduces one additional material parameter r , as follows:

$$k_r(S_\lambda) = \sqrt{S_\lambda} \left(1 - (1 - S_\lambda^{1/r})^r\right)^2 \quad (37)$$

The liquid phase viscosity is a function of pressure, temperature and concentration, as follows:

$$\eta_\lambda = \eta_0(T, p_\lambda) \left(1 + \sum a_i c^{b_i}\right) \quad (38)$$

where η_0 is the dynamic viscosity of pure water (Pa s). Its variation with pressure can be neglected compared to the variation caused by temperature, especially in the pressure and temperature ranges that are considered in this paper [27]. The influence of temperature is described using a power law given by Gawin et al. [15]. The parameters a_i and b_i used in this equation, to account for the salinity dependence, are those given by Koniorczyk and Gawin [20].

The thermal conductivity of the porous media Λ is recurrently expressed by a geometric mean of the thermal conductivities of the phases [5, 26, 30]:

$$\Lambda = \Lambda_\sigma^{n_\sigma} \Lambda_\lambda^{n_\lambda} \Lambda_\gamma^{n_\gamma} = \Lambda_\sigma^{1-n} \Lambda_\lambda^{n S_\lambda} \Lambda_\gamma^{n(1-S_\lambda)} \quad (39)$$

where Λ_σ , Λ_λ and Λ_γ , the conductivities of the three phases, are assumed to remain constant in the present work.

The diffusivity coefficient D_λ , generally dependent on many factors (porous medium, type of solute-solvent, temperature...), is assumed constant.

Concerning the thermal expansion coefficient \mathbf{A} , it was deduced from a stress-free cooling test on a dried limestone. Figure 3 shows the thermal contraction of a dried limestone $\mathbf{A}\Delta T$ and the fitted curve from which the thermal expansion coefficient was determined.

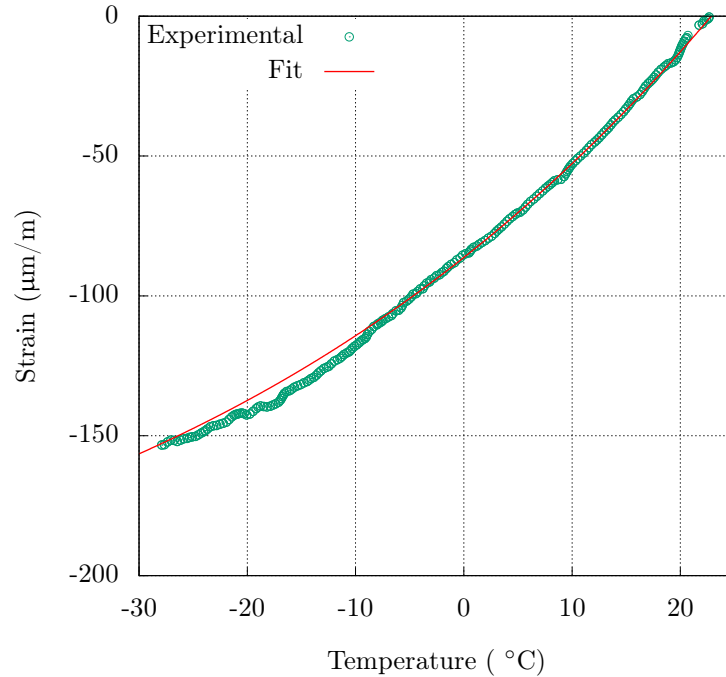


Figure 3: Thermal strain of a dried limestone specimen.

The parameters used in all the numerical simulations are listed in Table 2. Notice that the parameters of the water saturation degree (m and P) and the relative permeability (r) were calibrated against freezing tests with pure water and multi-stage loading conditions. An example of fitting a stress-free multi-stage freezing laboratory test performed on a water saturated specimen is shown in Figures 4 and 5. As can be observed, the calibrated values of the parameters m , P and r allowed to satisfactorily describe the evolution of temperature and strain in the specimen.

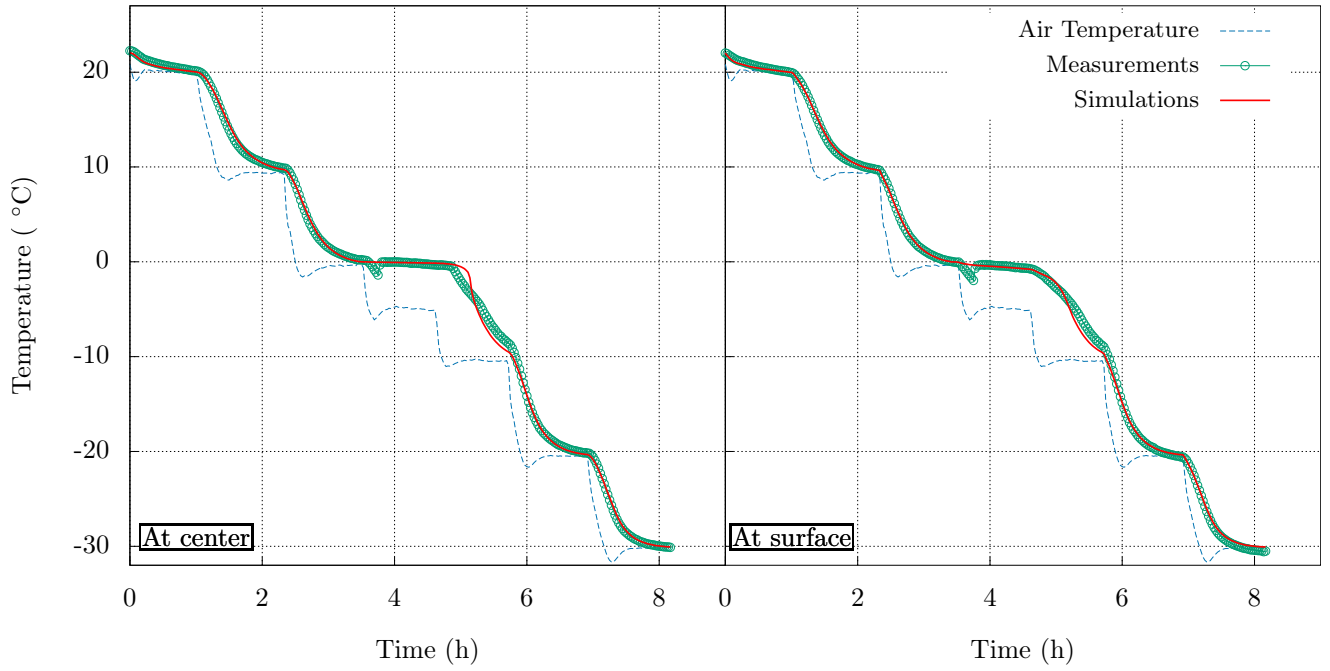


Figure 4: Comparison between measured and predicted temperatures for $c = 0$, in the case of a multi-stage temperature variation.

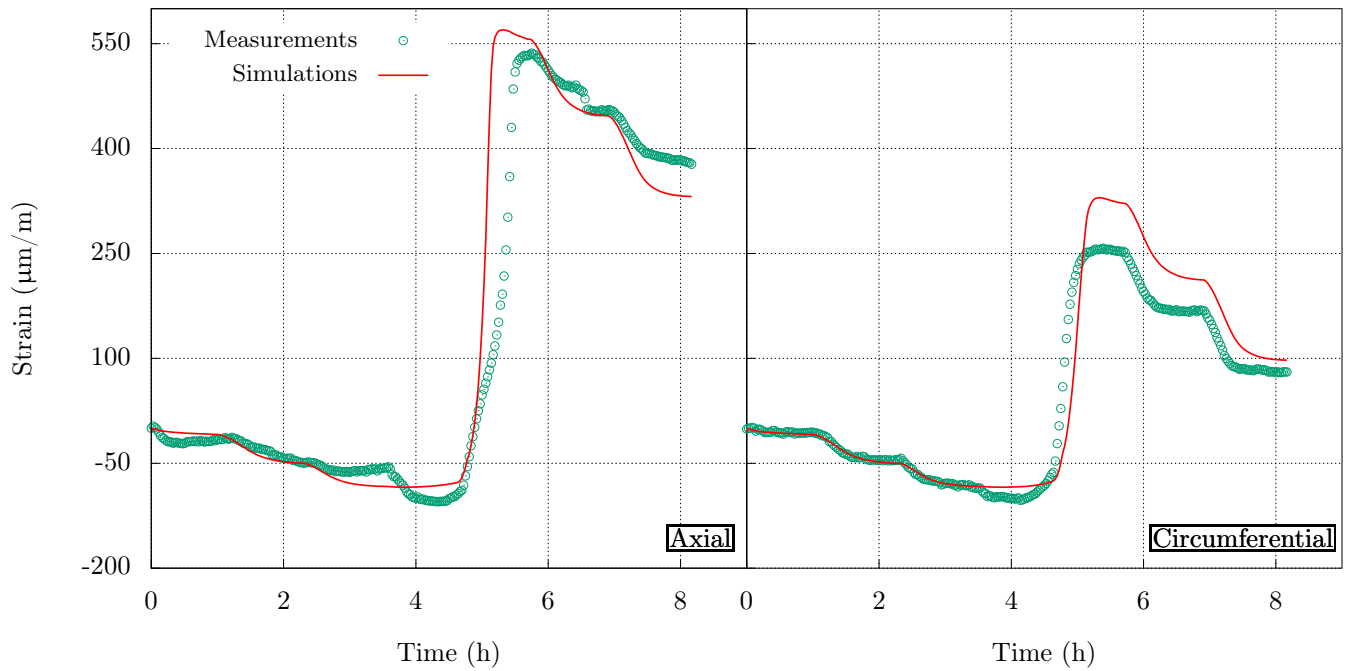


Figure 5: Comparison between measured and predicted strains for $c = 0$, in the case of a multi-stage temperature variation.

3.2.2. Initial and boundary conditions

Temperature and concentration were initially set to their respective values at the beginning of each experimental test, and the liquid pressure was initially equal to p_0 . The thermal boundary conditions were simulated using the Newton's law of cooling, as follows:

$$\vec{\psi} \cdot \vec{n} = H (T - T_a) \quad (40)$$

where H is the convective heat transfer coefficient, T_a is the air temperature inside the environmental chamber and \vec{n} is the outward unit vector normal to the boundary of the sample.

A zero-flux boundary condition was imposed for concentration (in the case of NaCl saturated specimens) and a free drainage boundary condition for liquid phase pressure:

$$\begin{cases} \vec{J} \cdot \vec{n} = 0 \\ p_\lambda = p_0 \end{cases} \quad (41)$$

3.2.3. Numerical results and comparison with experimental data

In this section we compare the numerical predictions, in terms of temperature and mechanical strain, with experimental results of three stress-free freezing tests corresponding to three different concentrations. For each test, two figures are presented: a figure depicting the variation of temperature versus time inside the specimen and on its surface in addition to the air temperature T_a recorded inside the environmental chamber, and a figure showing the variation in time of axial and circumferential strains. In both figures, experimental values and calculated curves are given. Figures 6 and 7 correspond to the case of a water saturated specimen whereas Figures (8, 9) and (10, 11) show the results of aqueous solution saturated specimens, corresponding to an initial concentration equal to 0.08 and 0.14, respectively. As can be seen, the numerical results (solid lines) agree fairly well with the experimental data (circle points) for the three salinity levels. Moreover, several observations can be drawn from these figures.

First, it can be observed that, contrary to the temperature curves of the water saturated specimen showing only one phase change plateau around 0 °C (Figures 4 and 6), the temperature curves for the concentrations 0.08 and 0.14 exhibit two phase change plateaus (Figures 8 and 10): the first one around the phase change temperature corresponding to the initial salinity of the specimen's saturating fluid (− 5 °C for $c = 0.08$ and − 10 °C for $c = 0.14$) and the other one around the phase change temperature of a saturated NaCl aqueous solution (− 25 °C for $c = 0.25$, approximately). It should be noted that this second plateau is due to the constraint we added on the concentration variable so that it does not exceed the saturation level. Figure 12 illustrates this phenomenon, showing the evolution of salt concentration inside the specimen in its center versus temperature for the two salinities. Remark also that the phase change plateaus are less pronounced than in the case of pure water, especially the first one, which may be explained by the evolution rate of salt concentration in the saturating liquid and the resulting decrease of the coexistence temperature.

Second, as can be seen in all the temperature curves, when the specimen's temperature reaches the phase change temperature, it decreases instead of remaining constant and phase change does not occur. It is an unstable condition, called supercooling, and followed by a nucleation phase during which temperature instantly increases up to the phase change temperature. The phenomenon of supercooling, still difficult to predict, is not considered in this work.

Third, the strain curves in the case of pure water (Figures 5 and 7) exhibit three major characteristic phases, a first phase during which the specimen only contracts, corresponding in the temperature curve to the first decay of temperature beyond the freezing-melting temperature (around 0 °C), a second phase when phase change occurs inducing an important dilation in the axial and circumferential directions, and a third phase in which transformation of water into ice ceases and the specimen restarts contracting but following a slope larger than the slope of the first phase due to the presence of the newly formed ice phase. The same thing applies to the strain curves for the concentrations 0.08 and 0.14 (Figures 9 and 11). Indeed, the initial pure contraction of the specimen ends at the shifted freezing-melting temperature corresponding to the first change of temperature rate then the specimen continues to contract following a less steep slope since ice crystals start to form. This change in strain rate remains negligible in front of the dilation that occurs when the saturation concentration is reached, partly due to the important length of the second plateau compared to the first one. We notice here that the model is capable of reproducing this significant strain increase accompanying the saturation plateau but underestimates the dilation occurring after the first freezing plateau. However, the overall strain magnitude remains close to the measured values. Naturally, the quality of the numerical curve could be enhanced if the saturation degree and relative permeability parameters were determined independently for each specimen instead of using one global parameter set to simulate all the tests.

The prevailing mechanism behind the swelling of specimens upon freezing is the mass density discontinuity associated with water phase change. This induces a significant increase of the equivalent pore pressure ϖ (Equation 20) as the temperature of the specimen decreases below the freezing-melting temperature. Figure 13 depicts the evolution of the equivalent pore pressure inside the specimens. Notice that for the concentrations 0.08 and 0.14, this increase, in full accordance with axial and circumferential dilations, becomes significant when temperature reaches the freezing-melting point of the saturated solution. We note also that the greater the initial salt content, the more important the strain and pore pressure magnitude. This can be partly explained by the increase of the liquid dynamic viscosity with an increasing salinity (Equation 38) which induces a decrease of the permeability resulting in a very high liquid pressurization during freezing. In practice, it is important to note that freezing induces a rapid growth of the remaining liquid water's concentration (Figure 12) which could affect the magnitude of ground deformations and the conclusions drawn about the stability of the medium, despite a low initial salt content of the saturating fluid.

Fourth, we noticed that the maximum recorded circumferential strain was smaller than the axial strain at a ratio of about 0.7, except in the case of $c = 0.08$, where circumferential strains exceeded axial strains. Indeed, a material variability is suspected to influence the tendency. Simulations showed that temperature evolution during freezing is responsible for

the observed differences between the axial and circumferential strains. To illustrate this, Figure 14 depicts temperature and pressure distribution and the corresponding deformed shape of the specimen at three key dates in the case of $c = 0.14$. The displacement scaling factor is not the same for the three dates due to the large difference between the magnitude of contraction and dilation strains. It appears that the borders of the top and the bottom bases (by symmetry) of the cylindrical specimen always reveal high negative temperature values compared to the center. A quicker cooling of that part of the specimen modifies the direction of the temperature gradient and induces a heterogeneous growth of the equivalent pore pressure ϖ when water starts turning into ice. Indeed, in the first phase, when the specimen contracts (Figure 14a), the pore pressure remains nearly equal to the initial pressure given the drained conditions. Consequently, the resulting strain distribution is quite homogeneous. Then, water in the borders of the specimen start first to turn into ice (Figure 14b), and as a consequence, pore pressure increases in the corners inducing a heterogeneous expansion of the specimen that becomes hourglass-shaped. As the freezing front advanced in the other lateral zones of the specimen and towards the center (Figure 14c), the pore pressure and the magnitude of volumetric expansion increase inside the specimen that becomes barrel-shaped.

We should emphasize here the importance of carefully choosing the right boundary conditions that allow to reproduce empirical observations. In our case, if a Dirichlet boundary condition was applied instead of the Newton's law (Equation 40), we wouldn't be able to explain the noted difference between axial and circumferential strains.

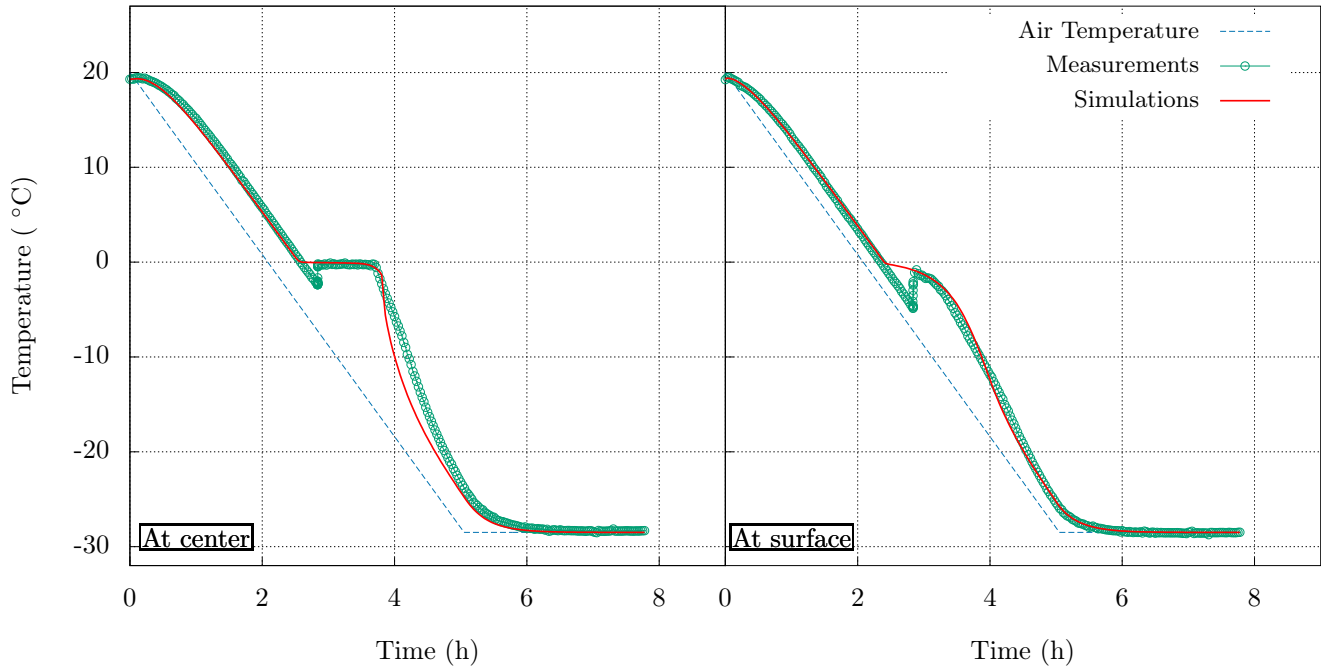


Figure 6: Comparison between measured and predicted temperatures for $c = 0$, in the case of a fixed rate temperature variation.

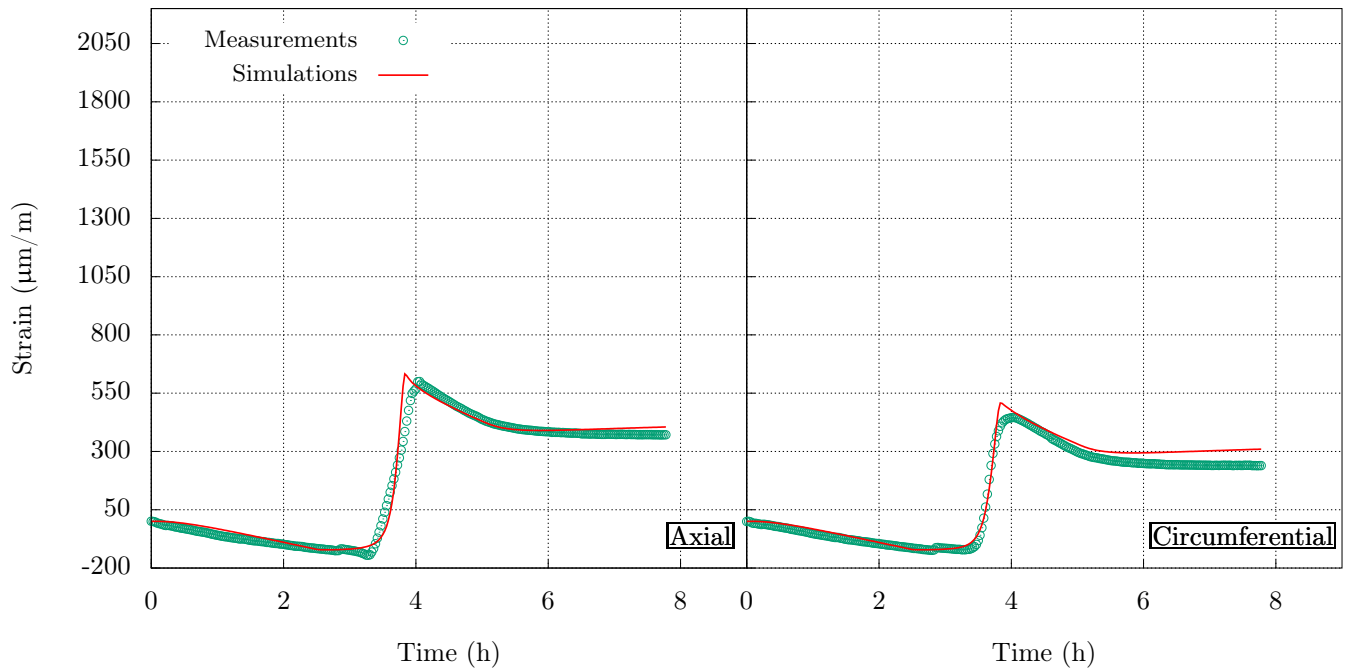


Figure 7: Comparison between measured and predicted strains for $c = 0$, in the case of a fixed rate temperature variation.

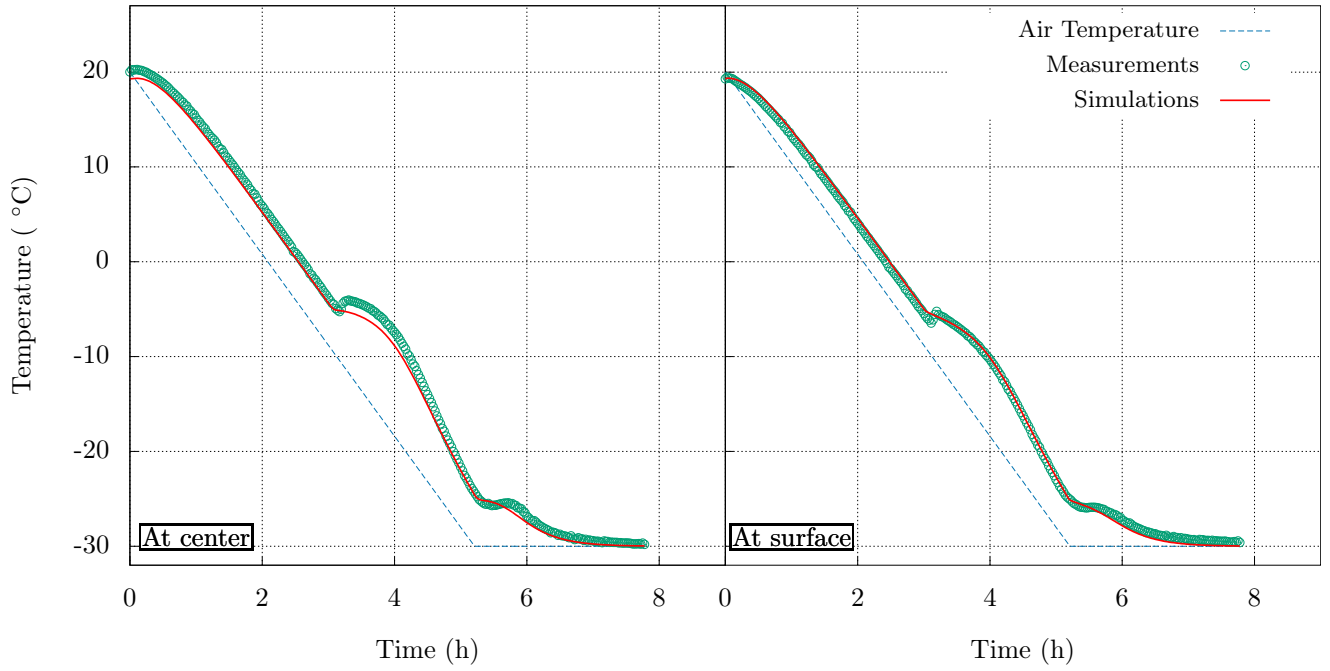


Figure 8: Comparison between measured and predicted temperatures for $c = 0.08$.

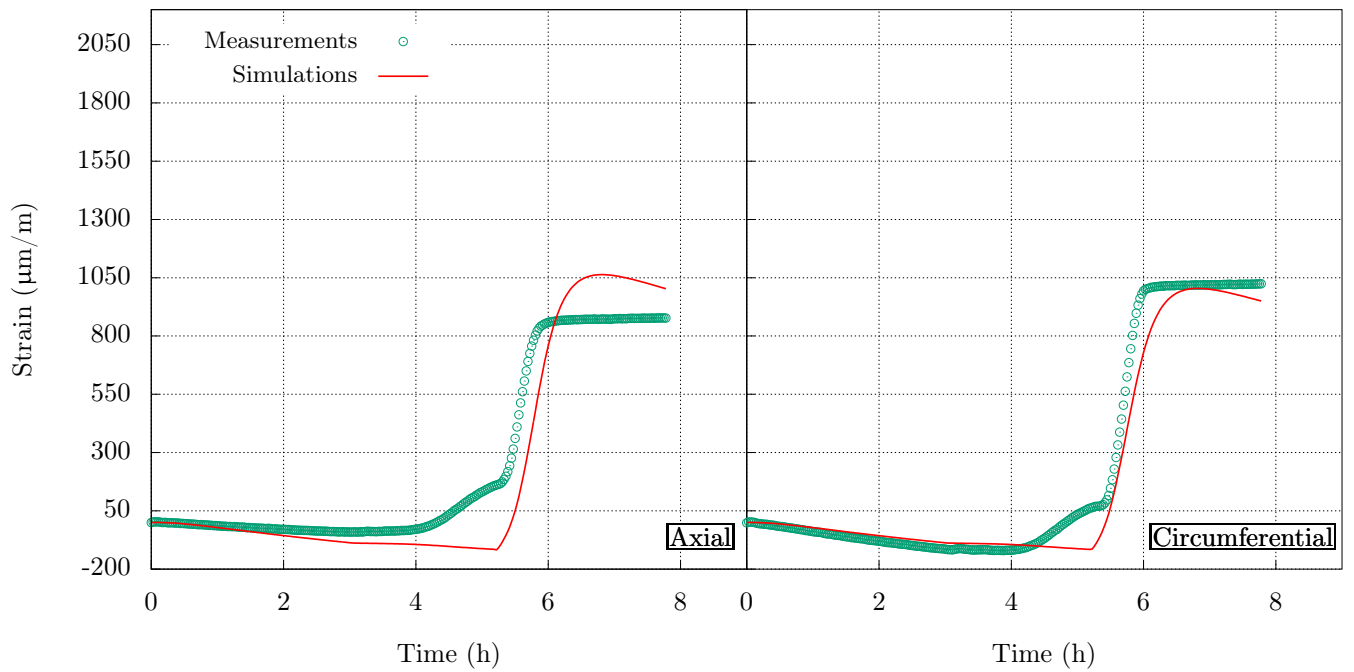


Figure 9: Comparison between measured and predicted strains for $c = 0.08$.

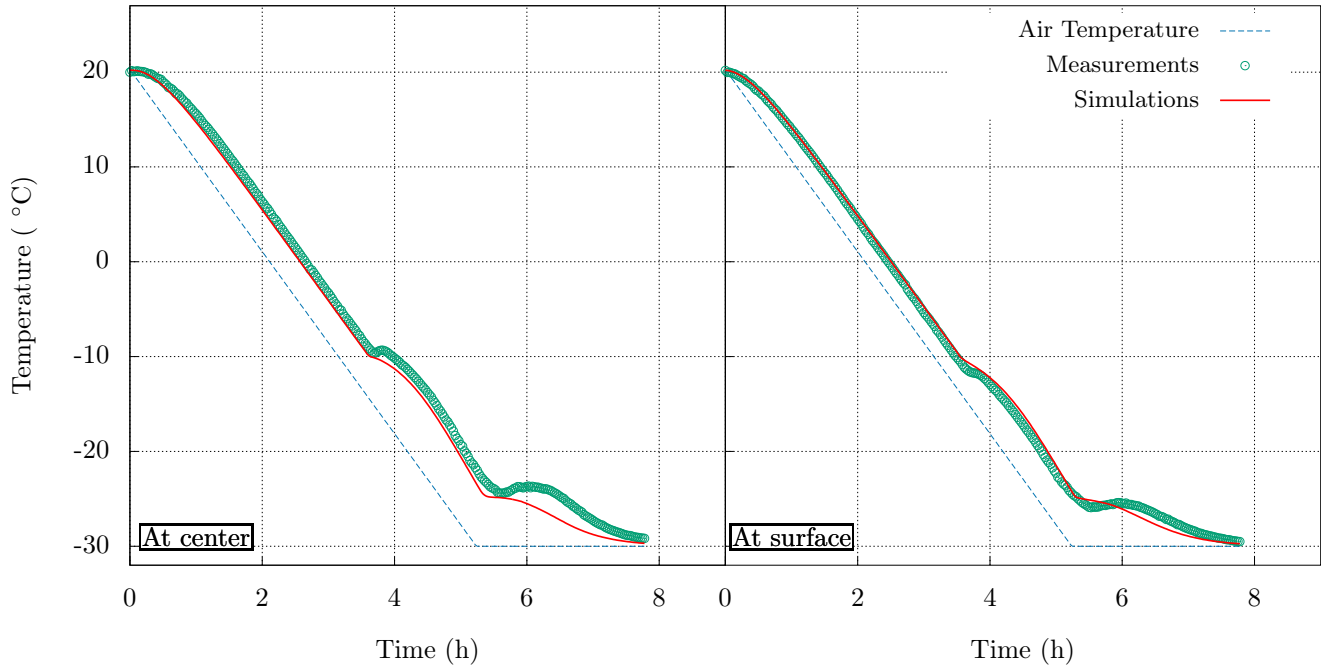


Figure 10: Comparison between measured and predicted temperatures for $c = 0.14$.

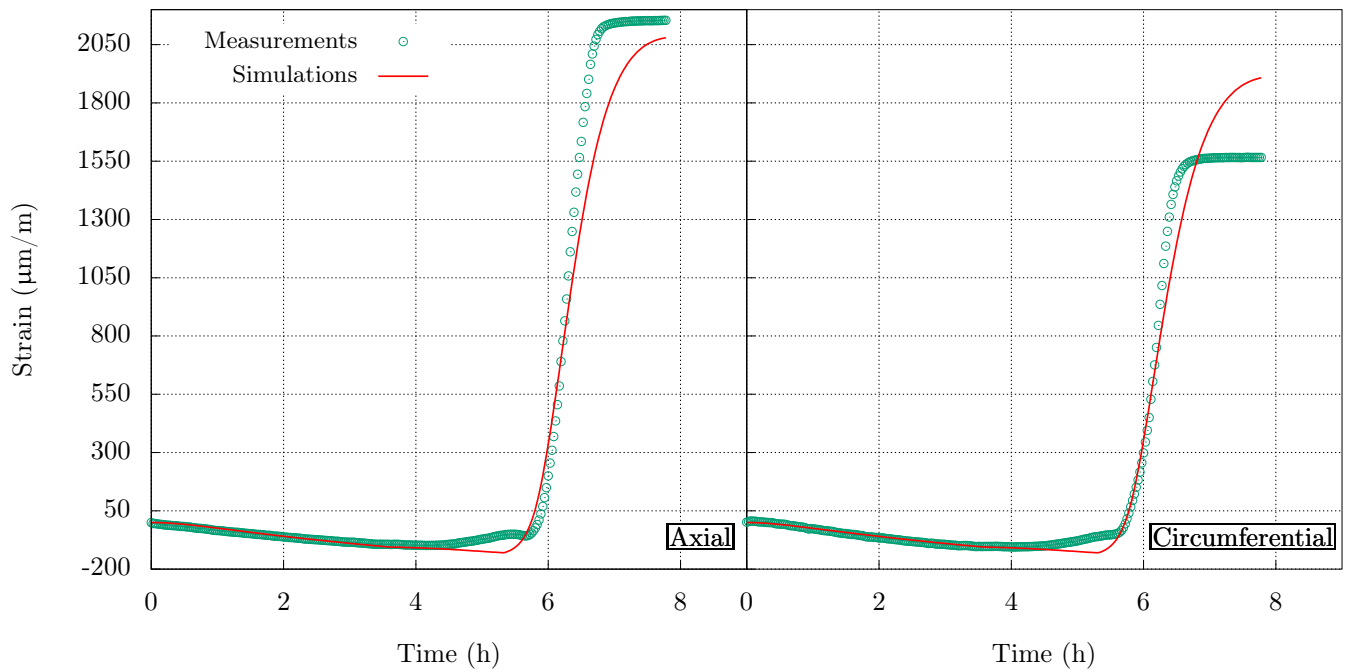


Figure 11: Comparison between measured and predicted strains for $c = 0.14$.

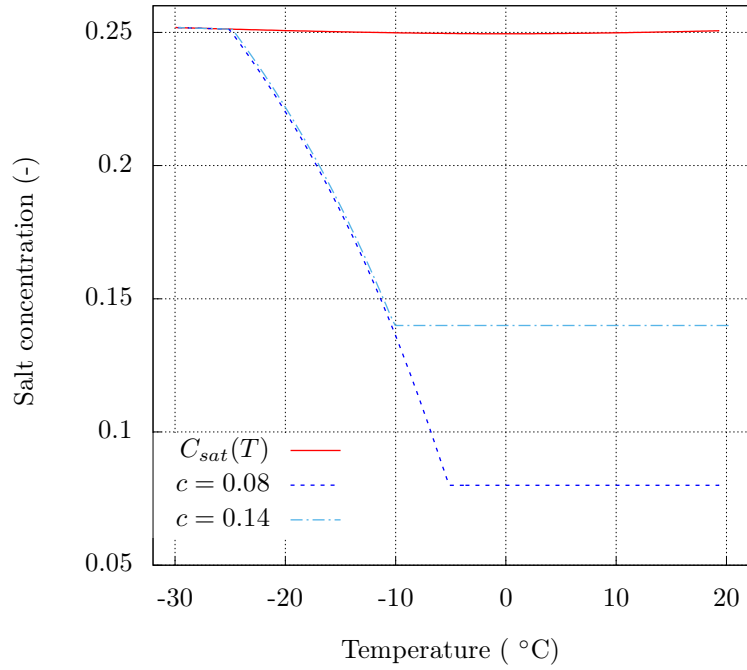


Figure 12: Evolution of concentration inside the specimen for $c = 0.08$ and $c = 0.14$.

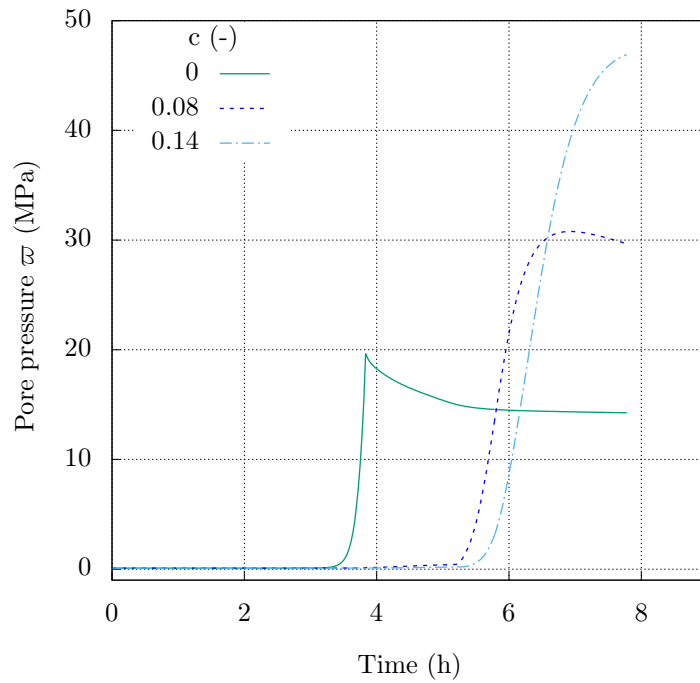


Figure 13: Evolution of the equivalent pore pressure ϖ inside the specimen for $c = 0$, $c = 0.08$ and $c = 0.14$.

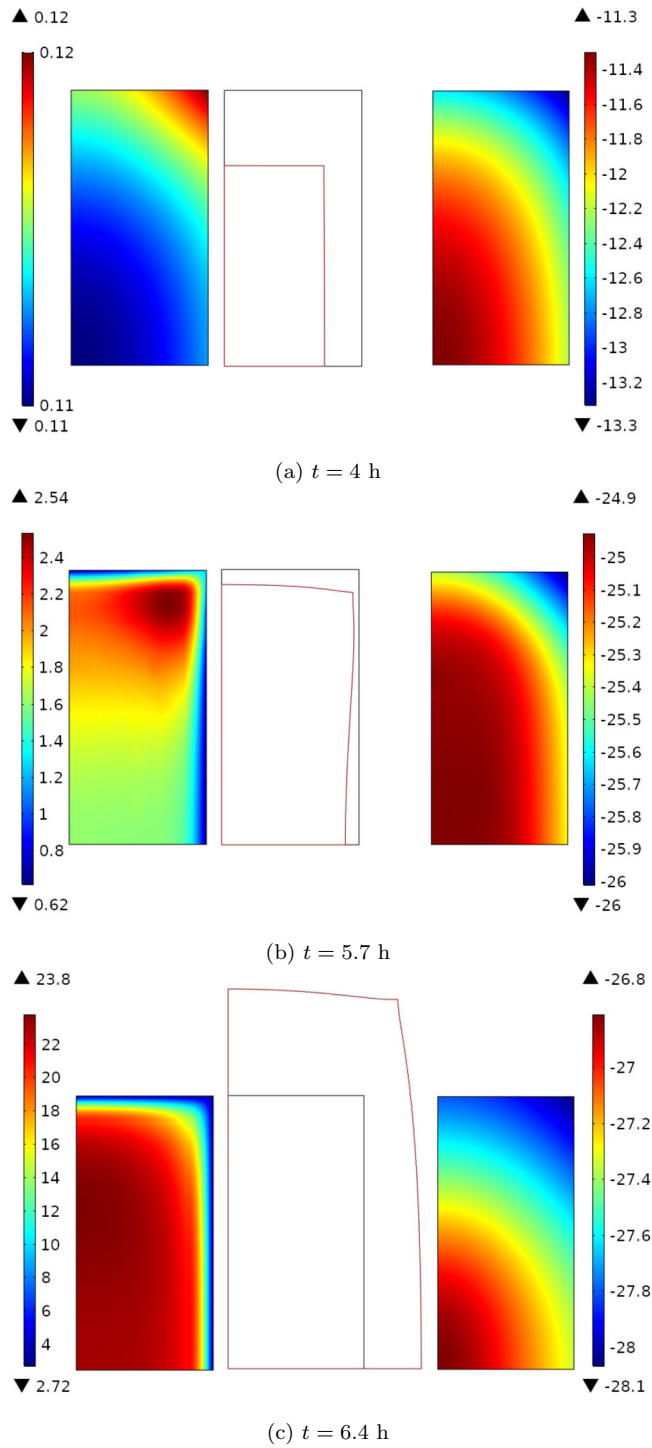


Figure 14: Equivalent pore pressure in MPa (on the left) and temperature in $^{\circ}\text{C}$ (on the right) distribution, and specimen's deformed shape (in the center), with a displacement scaling factor of 2500 in (a) and (b) and 400 in (c), for $c = 0.14$.

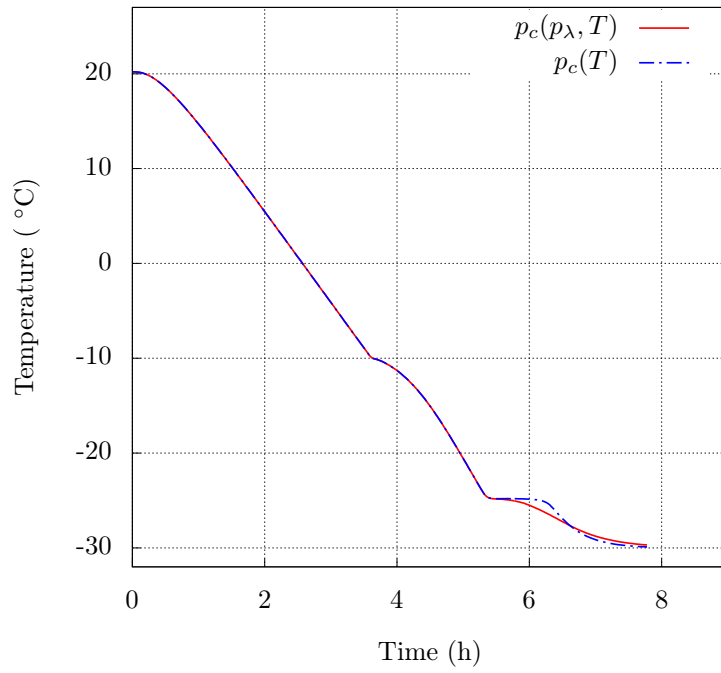
3.2.4. Effect of neglecting the liquid pressure contribution in the capillary pressure

In order to demonstrate this effect, a simulation of the test with $c = 0.14$, in which this contribution was neglected, was performed for comparison purposes. This assumption is equivalent to considering the following expression of capillary pressure:

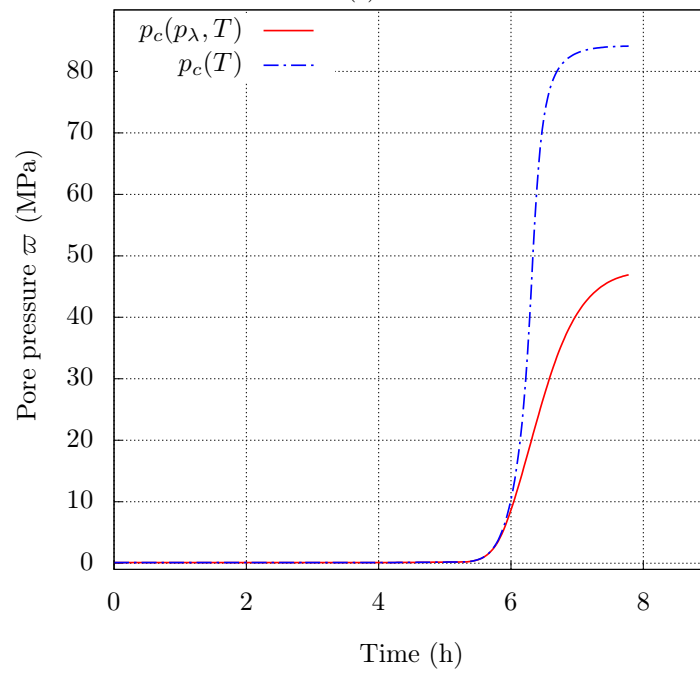
$$p_c(T, c) = \rho_\gamma(p_0, T_0(c)) L_0(c) (T/T_0(c) - 1) \quad (42)$$

This equation is classically adopted in literature on thermo-hydraulic modeling of ground freezing [30, 44]. The resulting mathematical formulation is obviously more simple than the one used in this paper but remains consistent with the level of approximation involved in large-scale geotechnical applications, in particular when the main issue is the prediction of the extent of the frozen area. When the problem is about the prediction of the freezing-induced ground deformations, the influence of such assumption could be detrimental to the model's predictive capacities, especially in the presence of undrained ground conditions that are favorable to a strong growth of liquid pressure beyond the initial pressure upon freezing. Literature about free-dilation sealed experiments on mortar specimens [9] showed that neglecting the effect of liquid pressurization in the capillary pressure expression induces an overestimation of the amount of the ice formed and therefore an overestimation of the pressure of the remaining unfrozen water.

In Figure 15, we compare temperature (Figure 15a) and equivalent pore-pressure (Figure 15b) in the center of the specimen in both cases: when using Equation 31 to express capillary pressure and when using the simplified expression 42. As can be observed, while the difference in terms of the calculated temperatures remains small, it is very significant in terms of the calculated pore pressures: when using Equation 42 the pore pressure is largely overestimated. The deformations being mainly pore-pressure controlled, the impact on them is therefore non-negligible.



(a)



(b)

Figure 15: Comparison between simulated temperature and pore pressure in the center of the specimen when using Equation 31 or Equation 42.

4. Conclusion

Through a thermodynamically consistent framework, a fully coupled THM model considering the salinity of the saturating fluid has been derived. It was built using a macroscopic continuum approach based on the liquid saturation degree function to track the phase-change fronts and on the concept of effective stress to predict the mechanical effect of ground freezing. The expressions of the capillary pressure and the latent heat of phase change as functions of liquid pressure, temperature and concentration were derived based on the thermodynamic equilibrium at the liquid-ice phases interfaces and some simplifying assumptions. The independence of the specific volumes with respect to T and p is the most questionable one among these assumptions as it was not integrated in balance equations, to the detriment of the model's global consistency. However, this inconsistency remains minor given that the capillary pressure and the latent heat terms intervene in the model as a parameter of an empirical function, or multiplied by an empirical expression, respectively.

The developed approach was used to simulate stress-free freezing laboratory tests carried out on specimens initially fully saturated with sodium chloride solutions at three different concentrations. The numerical predictions seemed to be in good agreement with the experimental measurements of both temperature and strain. In addition, it was found that the expansion of water when turning into ice leads to the build up of significant pore pressure, which represents the leading mechanism behind specimen's volumetric dilation. Moreover, this dilation is more important in the presence of salt in the saturating fluid. Consequently, if the effect of the salt concentration is ignored or not correctly modeled, the evolution of the frozen zones and the ground's movements can be mispredicted.

Although the model's ability to capture the main thermo-hydro-mechanical phenomena associated with the freezing of saline-saturated porous media was satisfactory, further investigation would be required to improve the proposed modeling approach and increase its predictive capabilities. First, further studies are required to investigate the validity of the use of the van Genuchten empirical model for the liquid saturation degree and the relative permeability functions for saline-saturated ground. Second, future work can focus on salt crystallization phenomenon and its effect on the freezing advance and the ground's deformation. Additional freezing tests could be undertaken with a high initial salt content close to the saturation concentration and with a longer duration in order to enable the crystallization. Third, an investigation of the thawing phase and the volume shrinkage caused by ice melting is also of great interest to geotechnical applications of ground freezing. Finally, in the case when loading/unloading mechanisms are taking place in a frozen ground, the modeling framework presented in this paper must be supplemented with an appropriate constitutive model that is able to predict non-elastic strains.

Acknowledgements

The authors acknowledge their collaborators from Orano for their contribution to this work, performed as part of a PhD project.

References

- [1] Archer, D. G., Carter, R. W., 2000. Thermodynamic properties of the nacl+ h₂o system. 4. heat capacities of h₂o and nacl (aq) in cold-stable and supercooled states. *The Journal of Physical Chemistry B* 104 (35), 8563–8584.
- [2] Bing, H., Ma, W., 2011. Laboratory investigation of the freezing point of saline soil. *Cold Regions Science and Technology* 67 (1-2), 79–88.
- [3] Bittelli, M., Flury, M., Roth, K., 2004. Use of dielectric spectroscopy to estimate ice content in frozen porous media. *Water resources research* 40 (4).
- [4] Black, P. B., Tice, A. R., 1989. Comparison of soil freezing curve and soil water curve data for windsor sandy loam. *Water Resources Research* 25 (10), 2205–2210.
- [5] Côté, J., Konrad, J.-M., 2005. A generalized thermal conductivity model for soils and construction materials. *Canadian Geotechnical Journal* 42 (2), 443–458.
- [6] Coussy, O., 1991. *Mécanique des milieux poreux*. Editions Technip.
- [7] Coussy, O., 2005. Poromechanics of freezing materials. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 53 (8), 1689–1718.
- [8] Coussy, O., Monteiro, P. J., 2008. Poroelastic model for concrete exposed to freezing temperatures. *Cement and Concrete Research* 38 (1), 40–48.
- [9] Coussy, O., Monteiro, P. J., 2009. Errata to “poroelastic model for concrete exposed to freezing temperatures” [cement and concrete research 38 (2008) 40–48]. *Cement and Concrete Research* 39 (4), 371.
- [10] Crippa, C., Manassero, V., 2006. Artificial ground freezing at sophiaspoortunnel (the netherlands)—freezing parameters: Data acquisition and processing. In: *GeoCongress 2006: Geotechnical Engineering in the Information Technology Age*. pp. 1–6.
- [11] Fabbri, A., 2006. *Physico-mécanique des matériaux cimentaires soumis au gel-dégel*. Ph.D. thesis, Université de Marne la Vallée.
- [12] Fabbri, A., Fen-Chong, T., 2013. Indirect measurement of the ice content curve of partially frozen cement based materials. *Cold Regions Science and Technology* 90, 14–21.
- [13] Feistel, R., Wagner, W., 2006. A new equation of state for h₂o ice ih. *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 35 (2), 1021–1047.
- [14] Fer, F., 1971. *Thermodynamique macroscopique*. 2. Vol. 2. ME Sharpe.
- [15] Gawin, D., Majorana, C., Schrefler, B., 1999. Numerical analysis of hygro-thermal behaviour and damage of concrete at high temperature. *Mechanics of Cohesive-frictional Materials: An International Journal on Experiments, Modelling and Computation of Materials and Structures* 4 (1), 37–74.
- [16] Ghoreishian Amiri, S., Grimstad, G., Kadivar, M., Nordal, S., 2016. Constitutive model for rate-independent behavior of saturated frozen soils. *Canadian Geotechnical Journal* 53 (10), 1646–1657.
- [17] Hassanzadeh, S. M., Gray, W. G., 1990. Mechanics and thermodynamics of multiphase flow in porous media including interphase boundaries. *Advances in water resources* 13 (4), 169–186.
- [18] Hu, J., Liu, Y., Li, Y., Yao, K., 2018. Artificial ground freezing in tunnelling through aquifer soil layers: a case study in nanjing metro line 2. *KSCE Journal of Civil Engineering*, 1–7.
- [19] Hu, X., Fang, T., Chen, J., Ren, H., Guo, W., 2018. A large-scale physical model test on frozen status in freeze-sealing pipe roof method for tunnel construction. *Tunnelling and Underground Space Technology* 72, 55–63.
- [20] Koniorczyk, M., Gawin, D., 2008. Heat and moisture transport in porous building materials containing salt. *Journal of Building Physics* 31 (4), 279–300.
- [21] Koopmans, R. W. R., Miller, R., 1966. Soil freezing and soil water characteristic curves. *Soil Science Society of America Journal* 30 (6), 680–685.
- [22] Lai, Y., Pei, W., Zhang, M., Zhou, J., 2014. Study on theory model of hydro-thermal-mechanical interaction process in saturated freezing silty soil. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 78, 805–819.
- [23] Lai, Y., Wu, D., Zhang, M., 2017. Crystallization deformation of a saline soil during freezing and thawing processes. *Applied Thermal Engineering* 120, 463–473.

- [24] Mandolini, A., Viggiani, G. M., 2017. Experiences gathered from the construction of napoli underground. *Procedia Engineering* 172, 31–41.
- [25] Mualem, Y., 1978. Hydraulic conductivity of unsaturated porous media: generalized macroscopic approach. *Water Resources Research* 14 (2), 325–334.
- [26] Nishimura, S., Gens, A., Olivella, S., Jardine, R., 2008. Thm-coupled finite element analysis of frozen soil: formulation and application. *Géotechnique* 59 (3), 159–171.
- [27] Ophori, D. U., 1998. Flow of groundwater with variable density and viscosity, atikokan research area, canada. *Hydrogeology Journal* 6 (2), 193–203.
- [28] Pimentel, E., Sres, A., Anagnostou, G., 2012. Large-scale laboratory tests on artificial ground freezing under seepage-flow conditions. *Geotechnique* 62 (3), 227.
- [29] Qinguo, M., Yuanming, L., Mingyi, Z., 2017. Freezing-thawing behaviour of saline soil with various anti-saline measures. *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, 1–25.
- [30] Rouabhi, A., Jahangir, E., Tounsi, H., 2018. Modeling heat and mass transfer during ground freezing taking into account the salinity of the saturating fluid. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 120, 523–533.
- [31] Rouabhi, A., Tijani, M., 2017. Modélisation thermo-hydraulique de la congélation artificielle des terrains avec prise en compte de la salinité de l'eau. In: Gasc-Barbier, M., Merrien-Soukatchoff, V., Berest, P. (Eds.), *Manuel de mécanique des roches. Thermomécanique des roches. Tome V. Presses des Mines, Collection sciences de la terre et de l'environnement, Paris*, pp. 305–316.
- [32] Russo, G., Corbo, A., Cavuoto, F., Autuori, S., 2015. Artificial ground freezing to excavate a tunnel in sandy soil. measurements and back analysis. *Tunnelling and Underground Space Technology* 50, 226–238.
- [33] Schmall, P., Dawson, A., 2017. Ground-freezing experience on the east side access northern boulevard crossing, new york. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers-Ground Improvement* 170 (3), 159–172.
- [34] Schmall, P. C., Maishman, D., 2007. Ground freezing a proven technology in mine shaft sinking. *Tunnels and Underground Construction Magazine* 59 (6), 25–30.
- [35] Shen, C., McKinzie, B., Arbabi, S., et al., 2010. A reservoir simulation model for ground freezing process. In: *SPE Annual Technical Conference and Exhibition. Society of Petroleum Engineers*.
- [36] Spaans, E. J., Baker, J. M., 1996. The soil freezing characteristic: Its measurement and similarity to the soil moisture characteristic. *Soil Science Society of America Journal* 60 (1), 13–19.
- [37] Taber, S., 1930. The mechanics of frost heaving. *The Journal of Geology* 38 (4), 303–317.
- [38] Thomas, H. R., Cleall, P. J., Li, Y., Harris, C., Kern-Luetschg, M., 2009. Modelling of cryogenic processes in permafrost and seasonally frozen soils. *Geotechnique* 59 (3), 173–184.
- [39] Tian, H., Wei, C., Wei, H., Zhou, J., 2014. Freezing and thawing characteristics of frozen soils: Bound water content and hysteresis phenomenon. *Cold Regions Science and Technology* 103, 74–81.
- [40] Tounsi, H., Rouabhi, A., Tijani, M., Guérin, F., 2019. Thermo-hydro-mechanical modeling of artificial ground freezing: Application in mining engineering. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 1–19.
- [41] Van Genuchten, M. T., 1980. A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. *Soil science society of America journal* 44 (5), 892–898.
- [42] Vitel, M., 2015. Modélisation thermo-hydraulique de la congélation artificielle des terrains. Ph.D. thesis, Paris, ENMP.
- [43] Vitel, M., Rouabhi, A., Tijani, M., Guérin, F., 2015. Modeling heat transfer between a freeze pipe and the surrounding ground during artificial ground freezing activities. *Computers and Geotechnics* 63, 99–111.
- [44] Vitel, M., Rouabhi, A., Tijani, M., Guérin, F., 2016. Modeling heat and mass transfer during ground freezing subjected to high seepage velocities. *Computers and Geotechnics* 73, 1–15.
- [45] Vitel, M., Rouabhi, A., Tijani, M., Guérin, F., 2016. Thermo-hydraulic modeling of artificial ground freezing: Application to an underground mine in fractured sandstone. *Computers and Geotechnics* 75, 80–92.
- [46] Wan, X., Lai, Y., Wang, C., 2015. Experimental study on the freezing temperatures of saline silty soils.

- Permafrost and Periglacial Processes 26 (2), 175–187.
- [47] Whitaker, S., 2013. The method of volume averaging. Vol. 13. Springer Science & Business Media.
 - [48] Wu, D., Lai, Y., Zhang, M., 2017. Thermo-hydro-salt-mechanical coupled model for saturated porous media based on crystallization kinetics. *Cold Regions Science and Technology* 133, 94–107.
 - [49] Wu, D., Yang, Y., Zhou, X., Wang, Y., 2019. An experimental study of heat and mass transfer in deformable sulfate saline soil during freezing. *Heat and Mass Transfer*, 1–9.
 - [50] Zeng, Q., Fen-Chong, T., Li, K., 2014. Freezing behavior of cement pastes saturated with nacl solution. *Construction and Building Materials* 59, 99–110.
 - [51] Zhang, Y., Michalowski, R. L., 2015. Thermal-hydro-mechanical analysis of frost heave and thaw settlement. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 141 (7), 04015027.
 - [52] Zhou, J., Li, D., 2012. Numerical analysis of coupled water, heat and stress in saturated freezing soil. *Cold Regions Science and Technology* 72, 43–49.
 - [53] Zhou, M., Meschke, G., 2013. A three-phase thermo-hydro-mechanical finite element model for freezing soils. *International journal for numerical and analytical methods in geomechanics* 37 (18), 3173–3193.

Chapitre III

Caractérisation de la métapélite congelée en laboratoire

Sommaire

1	Introduction	103
2	Test program	105
2.1	Testing facility	105
2.2	Material and specimen preparation	105
2.3	Testing procedure	107
3	Tests results and analysis	109
3.1	Effect of temperature and confining pressure	110
3.2	Effect of strain rate	115
3.3	Summary	115
4	Constitutive modeling	115
4.1	Fitting procedure and parameters identification	118
4.2	Triaxial tests from literature	122
5	Conclusion	124

L'étude des effets mécaniques de la congélation sur les ouvrages qui traversent les zones congelées ou situées dans le voisinage nécessite l'utilisation d'un modèle de comportement mécanique capable de prédire, dans une large gamme de température, les contraintes dans un terrain saturé en eau et soumis à la congélation et à des sollicitations mécaniques. Ces sollicitations thermiques et mécaniques génèrent des phénomènes physiques qui doivent d'abord être identifiés et caractérisés à l'aide d'essais de laboratoire. Dans un deuxième temps, un modèle capable de décrire les phénomènes les plus pertinents peut être construit et ses paramètres peuvent être ajustés sur les essais de laboratoire.

C'est ainsi que nous avons mis en place, dans le cadre de cette thèse, un dispositif expérimental permettant d'effectuer des essais de compression triaxial à température et à vitesse

de déformation contrôlées. Ce dispositif a été utilisé pour identifier les phénomènes physiques influant sur la réponse d'un des faciès géologiques de la mine de Cigar Lake, de type métapélite, et de quantifier leurs effets.

La chronologie de l'application des sollicitations thermiques et mécaniques ainsi que les valeurs consignées en termes de contrainte, de température et de vitesse de déformation ont été dictées par les conditions *in situ* à la mine de Cigar Lake. Une série d'essais de compression triaxial a été réalisée sur des échantillons reconstitués et naturels de métapélite, pour trois valeurs de vitesse de déformation (2.5 ; 4.5 et $8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$), de température (-10 ; -20 et $-30 \text{ }^\circ\text{C}$) et de pression de confinement (1 ; 5 et 9 MPa).

Les observations expérimentales ont montré que dans les gammes de température, de contrainte et de vitesse de déformation étudiées, la métapélite a un comportement élasto-viscoplastique, durcissant, fortement dépendant de la température et modérément dépendant de la pression de confinement. Par ailleurs, l'analyse de l'amorçage de la dilatance a montré que ce mécanisme est aussi fortement dépendant de la température. En effet, la propagation de micro-fissures peut être importante aussi bien pour des températures négatives faibles que pour des températures négatives élevées ($-10 \text{ }^\circ\text{C}$ et $-30 \text{ }^\circ\text{C}$). Par conséquent, l'enjeu dans le cadre d'une application de la congélation artificielle, est de parvenir à trouver une température négative qui présente le meilleur compromis entre résistance et moins de dilatance; $-20 \text{ }^\circ\text{C}$ dans notre cas.

Il est important de noter que même si le phénomène de dilatance a peu d'importance quant à la stabilité thermo-mécanique des ouvrages souterrains étudiés, il renseigne sur la formation de micro-fissures qui peuvent jouer le rôle de conduites hydrauliques mettant en péril l'intégrité de l'étanchéité de la barrière congelée.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'ajustement des essais présentés et d'autres essais provenant de la littérature avec un modèle rhéologique récent, développé pour des matériaux dont le comportement dépend du temps, qui a été enrichi pour tenir compte de l'influence de la température.

Mechanical behavior of frozen Metapelite : Laboratory investigation and constitutive modeling

H. Tounsi^a, A. Rouabhi^a, E. Jahangir^a, F. Guérin^b

^a*MINES ParisTech, PSL Research University, Centre de Géosciences, 35 rue St Honoré 77300 Fontainebleau, France*

^b*Orano, 1 Place Jean Millier, 92084 Paris La Défense, France*

Abstract

Artificial ground freezing has been used in the mine of Cigar Lake to mitigate groundwater infiltration to underground mining operations and stabilize the heterogeneous and poor ground. In addition to the control of the freezing process, the ability to predict accurately the ground movements and the site stability is crucial to a successful use of this technique. This requires developing adequate constitutive models able to correctly reproduce the mechanical behavior of water-saturated soils at low temperatures. To achieve this goal, a digital control servo-hydraulic triaxial test facility with full data acquisition has been developed, and an experimental program was carried out to investigate the mechanical behavior of metapelite samples collected from the mine of Cigar Lake. A series of triaxial compression tests were conducted on reconstituted and natural frozen metapelite specimens under different strain rates ($2.5, 4.5$ and $8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$) and at different temperatures ($-10, -20$ and $-30 \text{ }^\circ\text{C}$) and confining pressures (1, 5 and 9 MPa).

The experimental results showed that the stress-strain behavior of frozen metapelite, in the studied range of temperature and confining pressure, is elasto-viscoplastic, strain hardening, highly sensitive to temperature and moderately sensitive to the confinement level. They also proved that the transition contractancy-dilatancy is significantly dependent on temperature and suggested the existence of a critical temperature between -20 and $-10 \text{ }^\circ\text{C}$ that represents a dilatancy threshold. To capture these observations, an elasto-viscoplastic model was proposed and validated against experimental results.

Keywords: Artificial ground freezing; Frozen metapelite rheology; Temperature-controlled triaxial compression tests; Elasto-viscoplasticity

Main symbols

T Temperature

$\underline{\underline{\sigma}}$ Cauchy total stress tensor

$\underline{\underline{\hat{\sigma}}}$ Effective stress tensor

p Mean effective stress

q Effective stress deviator

$\underline{\underline{\epsilon}}$ Total strain tensor

$\underline{\underline{\varepsilon}}_{vp}$ Total viscoplastic strain tensor
 ζ, γ Total volumetric and distortion strains
 ζ_{vp}, γ_{vp} Viscoplastic volumetric and distortion strains.

1. Introduction

Artificial ground freezing (AGF), a technique that allows to temporarily waterproof and consolidate the ground, is becoming an increasingly relevant consideration for underground construction in urban areas [13, 14, 23] as well as for mining operations [34, 39]. Moreover, the ongoing urban development in permafrost regions led to a substantial expansion of underground construction activities in these areas [22, 35]. Therefore, the design of excavations driven through the frozen ground requires detailed knowledge of the strength and deformation characteristics of frozen soils. Traditionally, the approach advocated for studying the rheological behavior of a material, whether frozen or not, is to perform first a comprehensive experimental program to measure the stress-strain-time response of the material over a wide range of temperature, stress and strain rate conditions, then to derive a constitutive model that allows to reproduce the observed behavior. Intense research and investigation efforts have been deployed in both experiment [2, 28, 32, 41, 44–46, 48, 49] and constitutive modeling [4, 9, 18–20, 25, 43] to understand the frozen soil behavior. The temperature and the stress ranges adopted in the majority of published experimental data are relevant to natural freezing problems in permafrost regions. In the latter, the active ground layer (subjected to freeze-thaw cycles) is ice-rich and a few meters to 10 meters thick and its temperature does not fall below -10 °C. Therefore the presented mechanical tests are often carried out on reconstituted ice-rich specimens frozen at a subzero temperature above -10 °C, unconsolidated or consolidated under a low confining pressure level. These conditions are not necessarily met in projects where AGF technique is used to sink shafts into great depths or to protect ore deposits lying at considerable depth. Moreover, temperature of the designed frozen barrier is generally below -10 °C (see, e.g., [14, 23, 34]) to ensure its full closure. Few literature [21] considered stress and temperature conditions typical of applications of AGF in underground deep excavations projects. Furthermore, despite apparent abundant literature on frozen soil behavior, there are still remaining questions to answer. In particular, it is felt that the volumetric strain and the dilatancy onset have not been thoroughly investigated. Some few exceptions measured volume change of frozen specimens during triaxial compression tests [19, 43, 44, 47–49] but again the test conditions were restricted to temperatures in the range -10 to 0 °C. As reported by O’Connor and Mitchell [26], this lack of information on volume change is due to technical difficulties given that the use of classical pore-water expulsion methods is not possible for frozen soils, to the important sensitivity of volumetric strains to measurement techniques and their relatively small value. They are also hard to interpret in unconfined tests and those performed under low confinement pressure because of the significant tensile stresses induced by the friction between the specimen ends and the loading platens [30]. Moreover, dilatancy is strongly correlated with micro-cracks development which will ultimately induce permeability increase [6]. In the field, the newly-formed micro-fractures may create paths through which adjacent non frozen water will circulate,

and this could compromise the ability of the frozen barrier to control groundwater. Indeed, if the seepage velocity in the fracture is important, the freezing process of non frozen water in the fracture via heat exchange with the frozen ground in the vicinity may take a long time [39].

Regarding the type of tested geomaterials, the referenced literature mainly dealt with conventional ones such as gravel, sand and clay. Unfortunately, in reality there is an infinite number of soil types, and, sometimes, engineers are faced with the challenge of non-conventional geomaterials with poor mechanical properties [4, 21]. It is the case of the Cigar Lake Uranium mine in Canada [38, 39], in which the ore body lies at an average depth of 450 m below the surface in water-bearing-altered sandstone. The latter overlies metamorphic basement rock consisting mainly of graphitic metapelitic gneisses in which exploitation tunnels are excavated. The first challenge of mitigating the risk of water inflow into the working space and consolidating the highly heterogeneous and altered ground was reached through a large-scale artificial freeze from the surface to 465 m depth. The second challenge is about ensuring the stability of excavations; it naturally requires an exhaustive characterization of the mechanical behavior of the different geologic facies. In this paper, the focus will be on the basement rock where excavations are located. To the author's knowledge, the mechanical behavior of frozen metapelite has never been investigated before. In any case, whether the soil is conventional or not, one has to keep in mind that frozen soil behavior is very variable and complex, compared to non frozen soil, and it still raises questions and uncertainties. That's why, it is highly important and recommended to investigate its behavior experimentally before using available constitutive relationships. This will allow to determine accurately the set of material parameters to be used as input for large-scale numerical simulations and to advance the understanding of the behavior of different frozen geomaterials. Thus, a series of triaxial compression tests were conducted on reconstituted and natural frozen metapelite specimens under different strain rates ($2.5, 4.5$ and $8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$) and at different temperatures ($-10, -20$ and $-30 \text{ }^\circ\text{C}$) and confining pressures (1, 5 and 9 MPa). Based on the tests results, the stress-strain (axial and volumetric) curves were analyzed with a focus on their sensitivity to temperature, confining pressure and loading rate. An elasto-viscoplastic phenomenological constitutive model developed recently by Labaune et al. [16] was chosen to fit the experimental data. The model is properly formulated allowing an easy integration of the frozen ground behavior dependency on temperature. Further reasons that motivated this choice are clarified in the text.

The paper is organized as follows. Section 2 presents the developed triaxial compression testing facility as well as information on the material provenance, specimen preparation and testing procedures. In Section 3, the tests results are presented and analyzed. In Section 4 the constitutive model is presented and used to fit experimental results with regard to distortion and dilatancy. To further assess the validity of the proposed model, some experimental data from the literature was also analyzed.

2. Test program

2.1. Testing facility

The tests were performed using an in-house developed triaxial compression testing apparatus working under temperature controlled conditions. Figure 1 shows the main components of this equipment. It is composed of a triaxial cell equipped with ten wire passages of internal strain and temperature sensors, a temperature controlled environmental chamber offering a temperature range from -30 to 130 °C and a maximum ramp rate of 1 °C/min, a high pressure servo-hydraulic system to control the cell pressure up to 20 MPa and the axial pressure up to 90 MPa, and a data acquisition system. The cell is designed to accommodate cylindrical specimens of 100 mm height and 50 mm diameter that are placed between two steel pistons, shielded by a flexible jacket and immersed in a confining pressurized oil. The triaxial cell is enclosed in an environmental chamber in order to regulate temperature during the test. Two volume controlled oil injectors, placed outside the environmental chamber are used to control the axial and radial pressures independently. The one that controls the radial pressure is connected directly to the cell, while the second is attached to a hydraulic jack that applies a vertical load on the steel piston. The hydraulic jack is controlled to provide constant rate of axial displacement.

The values of axial and radial pressures are recorded using pressure sensors placed in the confining and axial loading circuits. The global axial displacement of the specimen is measured by means of an external linear variable differential transducer (LVDT) sensor bound to the hydraulic jack with a measuring range of 5 mm. The local axial and circumferential strains are measured by a 20 mm and a 120 mm length strain gauges, respectively, glued at the mid-height of the specimen. A short gauge is used in the axial direction to avoid inaccuracies resulting from the friction between the specimen ends and the loading platens, whereas a long gauge is used in the radial direction. Two thermocouples were used to measure the temperature at mid-height on the surface and at the center of the specimen. Extremely small holes are drilled in the flexible jacket for the thermocouples and gauges cables to pass through. The holes are immediately sealed with an oil-resistant bonding agent to avoid any oil leakage.

2.2. Material and specimen preparation

The specimens were obtained from core samples collected in the basement rock of the Cigar Lake Uranium mine in Canada, where the technique of artificial ground freezing is used to waterproof and consolidate the ground prior to mining operations. The core samples were taken at a depth ranging between 455 and 460 m below surface, from an area that has not been subjected to freezing before.

The studied rock is a fine-grained ($0.2 - 1$ mm) metapelitic gneiss. Its mineralogical composition comprises: quartz ($15 - 25$ %), feldspars ($40 - 70$ %), biotite ($10 - 20$ %), cordierite ($5 - 15$ %), graphite (up to 3 %), and it is moderately foliated with graphite concentrated along foliation [3].

Preparation of test specimens was difficult because of the initial poor mechanical properties of the rock and its low cohesion. Figure 2a shows the altered surface of a prepared

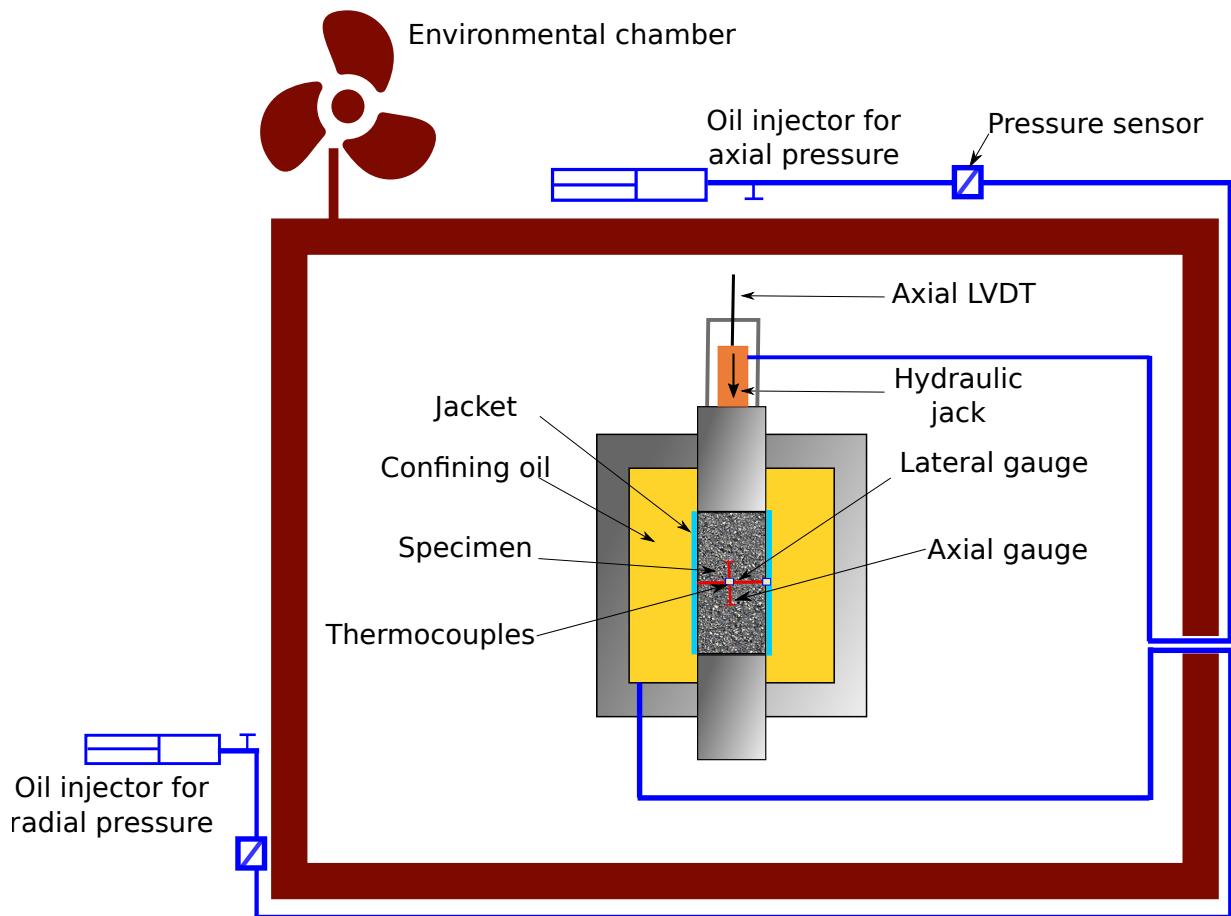


Figure 1: Schematic cross-sectional view of the experimental apparatus

specimen. Additionally, it was difficult to preserve the initial water content of the core samples. Consequently, all the test specimens had to be saturated prior to testing in order to reproduce the *in situ* fully saturated condition of the ground. However, after saturation, the specimens lost completely their cohesion and collapsed as shown in Figure 2b. Two solutions have been considered: "reconstituted specimens" made by dry compaction of crushed metapelite (see Figure 2c) or freezing the core samples to consolidate them before proceeding to the preparation of the test samples. In what follows, the non-reconstituted samples of the second category are called "natural specimens" (see Figure 2d). The first solution allowed to obtain more homogeneous specimens with reproducible properties, which makes the understanding of the effects of various factors on the properties of the tested material easier. Moreover, reconstituted specimens have a smooth and clean surface facilitating gauges installation. However, by using reconstituted specimens only, we could easily miss some features of the natural specimen. That's why we put forward the second solution which allowed us to obtain natural specimens that have already undergone one freeze-thaw cycle. Note that no significant macroscopic damage occurs after this cycle because the core samples were not fully saturated.

The mean volumetric density of both types of specimens is 2100 kg/m^3 and the porosity is 17% for reconstituted specimens and 15% for natural ones. All specimens were void saturated during two days before the test using a vacuum chamber system.

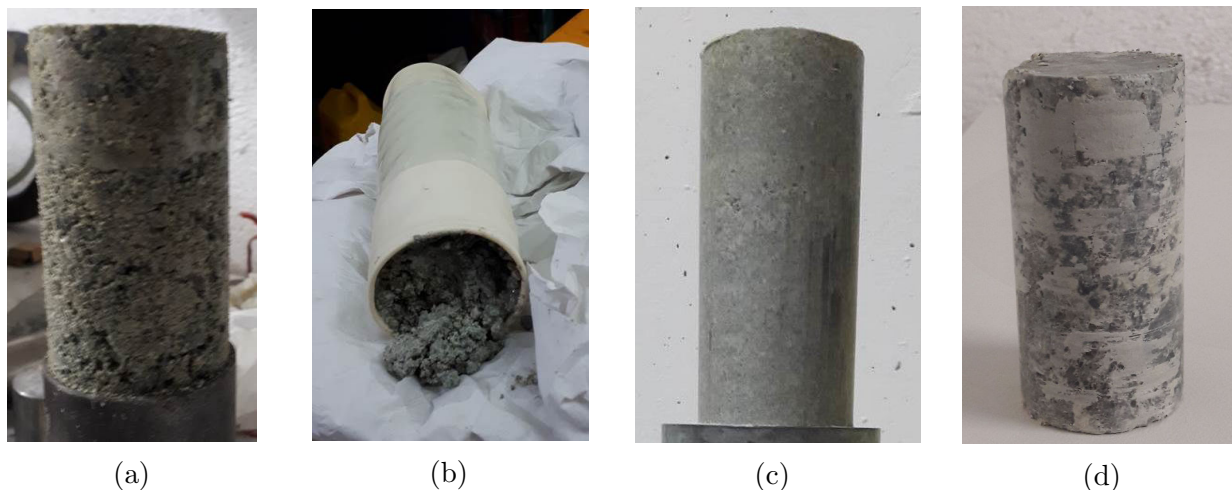


Figure 2: (a) Natural nonfrozen test specimen; (b) Collapse of the test specimen after saturation; (c) Reconstituted specimen; (d) Specimen from the freeze core technique

2.3. Testing procedure

After mounting the triaxial cell, an isotropic confining pressure P is applied on the soil specimen at ambient temperature and hold constant during the whole test. Then, the triaxial cell is subjected to a time-temperature history. A constant freezing rate of about $0.17 \text{ }^\circ\text{C}/\text{min}$ was adopted in all the tests. In order to make sure that a steady temperature condition has been reached in the specimen, a temperature stabilization period of about 10 hours is scheduled after temperature at the geometric center of the specimen reaches the target value. Subsequently, we start varying the axial pressure Q , initially equal to P , so that a constant axial displacement rate is maintained. The strain-controlled procedure allows to pursue the test even when the specimen undergoes softening. In order to accurately determine the elastic parameters of the specimen and to ensure that the gauges are functioning properly, the specimen is submitted to two loading-unloading cycles. Figure 3 shows the three main phases, namely, isotropic consolidation, freezing and axial loading. One triaxial test can take up to 4 days to perform, if we take into account the specimen preparation (saturation, strain gauge bonding) and triaxial cell mounting. In this paper, we analyze only the deviatoric phase (the third phase). Accordingly, all the strains are reset to zero after the isotropic loading and freezing phases.

The chosen values of temperature and lateral pressure are representative of the field conditions. In the mine of Cigar Lake, the temperature of the frozen ground can vary between -30 and $-10 \text{ }^\circ\text{C}$, depending on the freezing advance and the location of the frozen zone in regard to the frozen/unfrozen boundaries. Moreover, the process of underground excavation

modifies the *in situ* stress around the excavation boundary. Hence, to accurately reflect the *in situ* behavior, three values of temperature were studied (-10 , -20 and -30 °C) for three different levels of confining pressure (1, 5, 9 MPa) under a reference strain rate value equal to $4.5 \cdot 10^{-4}$ mm/s.

Moreover, it should be noted that in the studied mining context, the frozen ground is subject to the influence of different mining and excavation operations inducing a rapid variation of loading conditions. That's why tests at different strain rates were performed.

Table 1 summarizes the stress, strain rate and temperature conditions of all the performed tests that are presented in this paper.

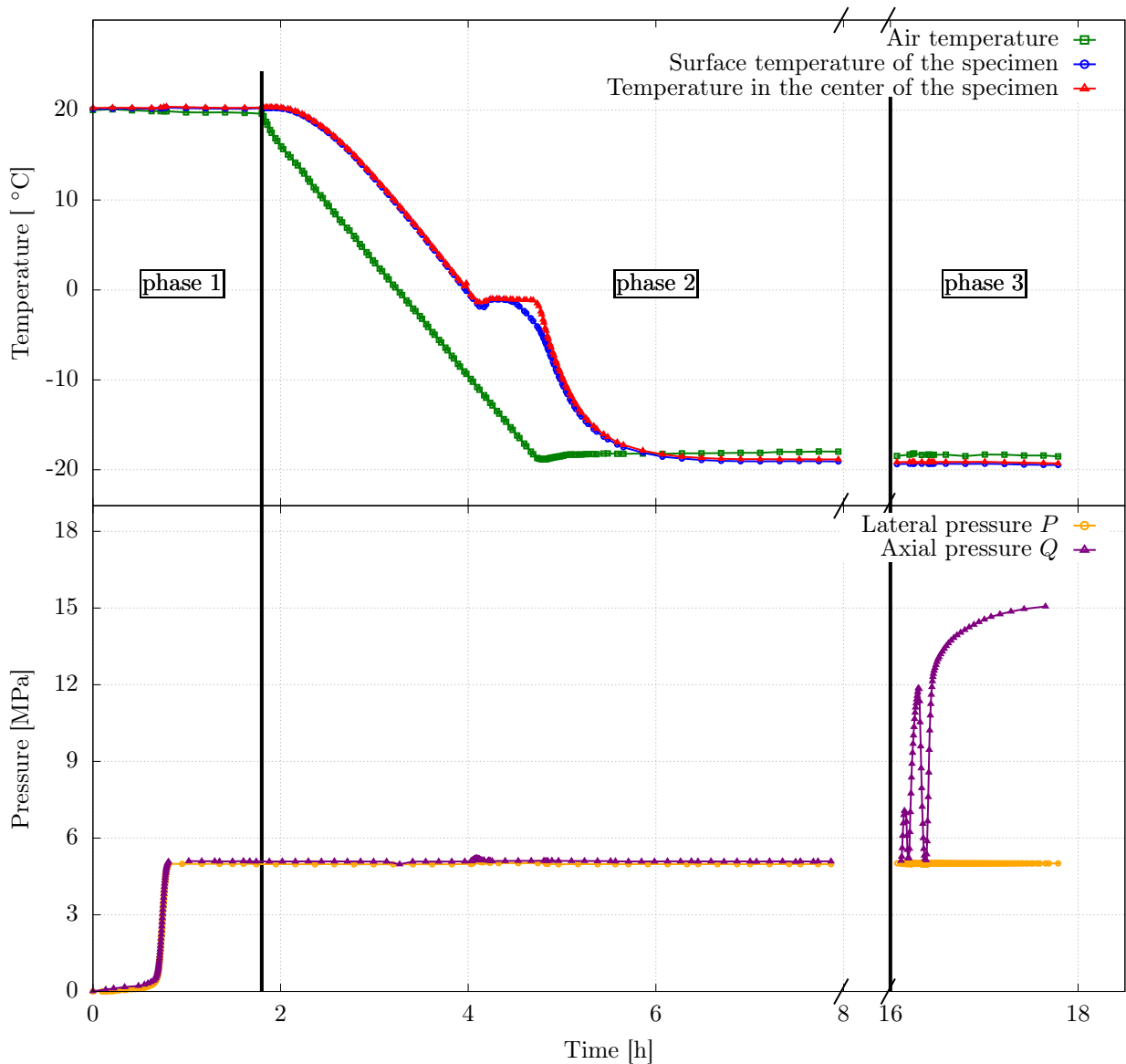


Figure 3: Phases of the temperature controlled triaxial compression test

Type of specimen	Temperature (°C)	Confining pressure (MPa)	Strain rate (10^{-4} mm/s)
Natural	- 10; - 20; - 30	1; 5; 9	4.5
Natural	- 20	5	2.5; 4.5; 8
Reconstituted	- 10; - 20; - 30	1; 9	4.5

Table 1: Summary of test conditions

3. Tests results and analysis

The stress-strain responses are analyzed through two graphs that depict the evolution of the global deviatoric stress $Q - P$ with the axial strain (graph on the left) and the volumetric strain (graph on the right), respectively. Two axial strain measurements are available : local ε_z and global ε_H deduced from specimen height variation measured by an LVDT, as follows:

$$\varepsilon_H = - (H - H_0) / H_0 \quad (1)$$

with H_0 and H the heights of the non-deformed and deformed specimen, respectively. Figure 4 shows that the global and local axial strain measurements are approximately the same. However, axial strain gauges rapidly deteriorated and didn't allow to follow large strains. Thus, only the global deviatoric stress versus the global axial strain curve is presented.

The volumetric strain ζ is derived from axial ε_z and circumferential ε_θ local strain measurements, as follows:

$$\zeta = -\varepsilon_z - 2\varepsilon_\theta \quad (2)$$

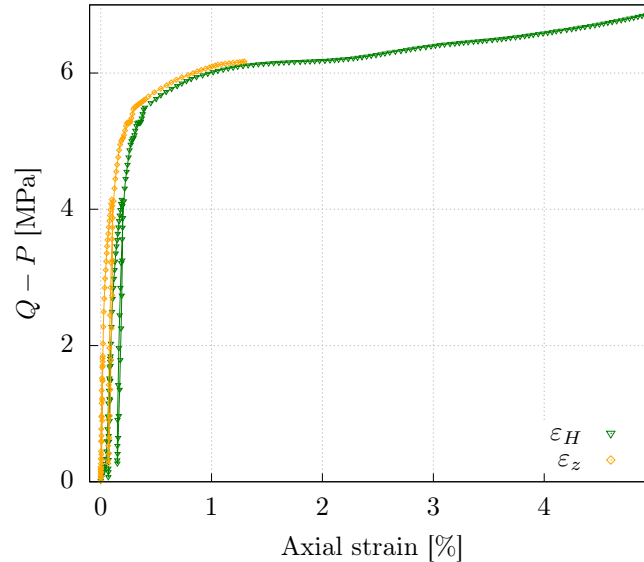


Figure 4: Comparison of local and global axial strain measurements

3.1. Effect of temperature and confining pressure

In this section, we analyze the triaxial compression tests carried out under an axial strain rate $\dot{\epsilon}_H = 4.5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. Two stress-volumetric strain curves are missing because one of the strain gauges failed at the very beginning of the test.

As can be observed from Figure 5, when $Q - P$ reaches its maximal value, the stress-axial strain curves of reconstituted specimens show a region of continued deformation at roughly constant stress. In contrast, natural specimens exhibit a strain-hardening behavior, as shows Figure 6.

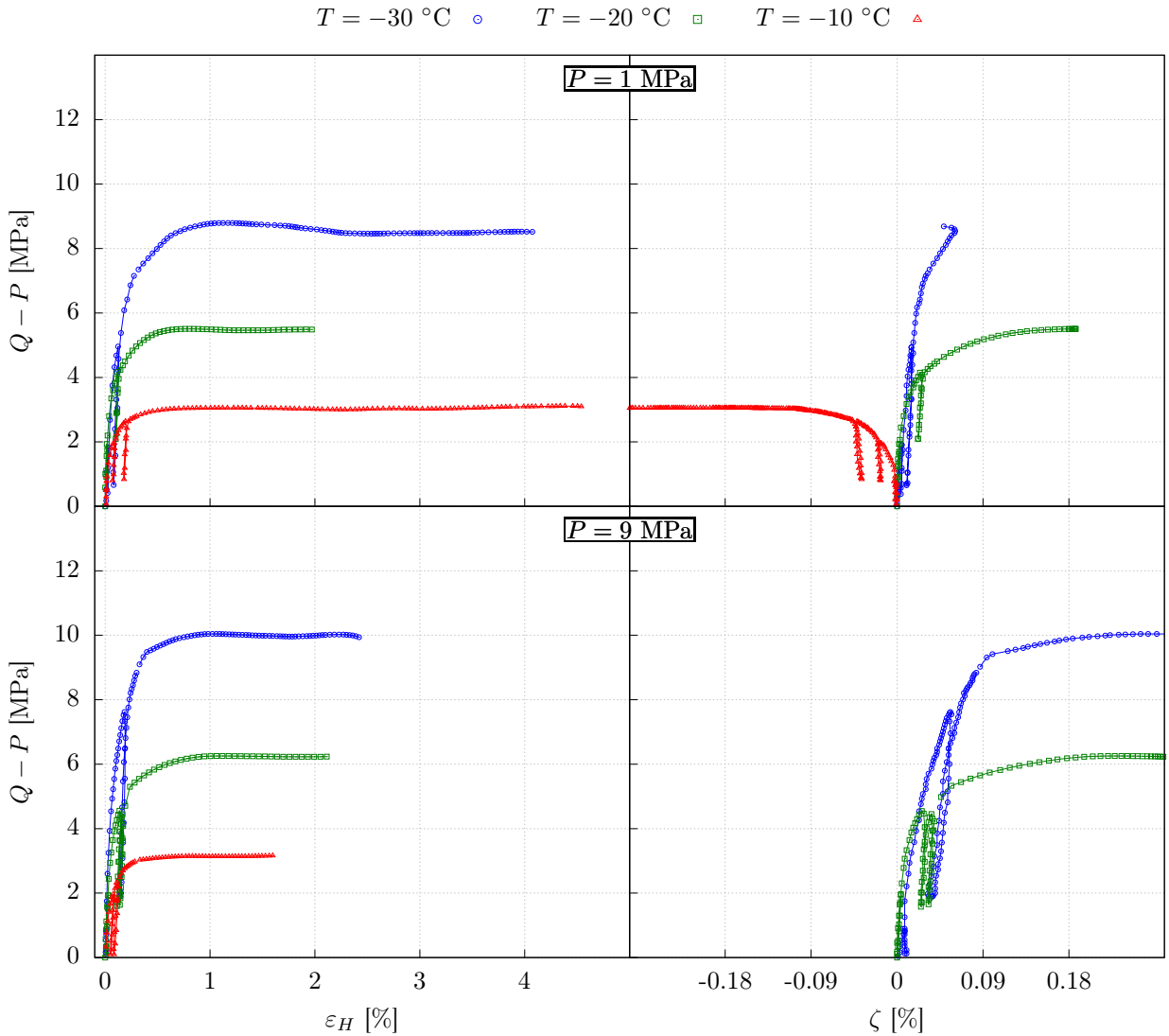


Figure 5: Measured stress-strain curves for reconstituted specimens under a constant strain rate of $4.5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

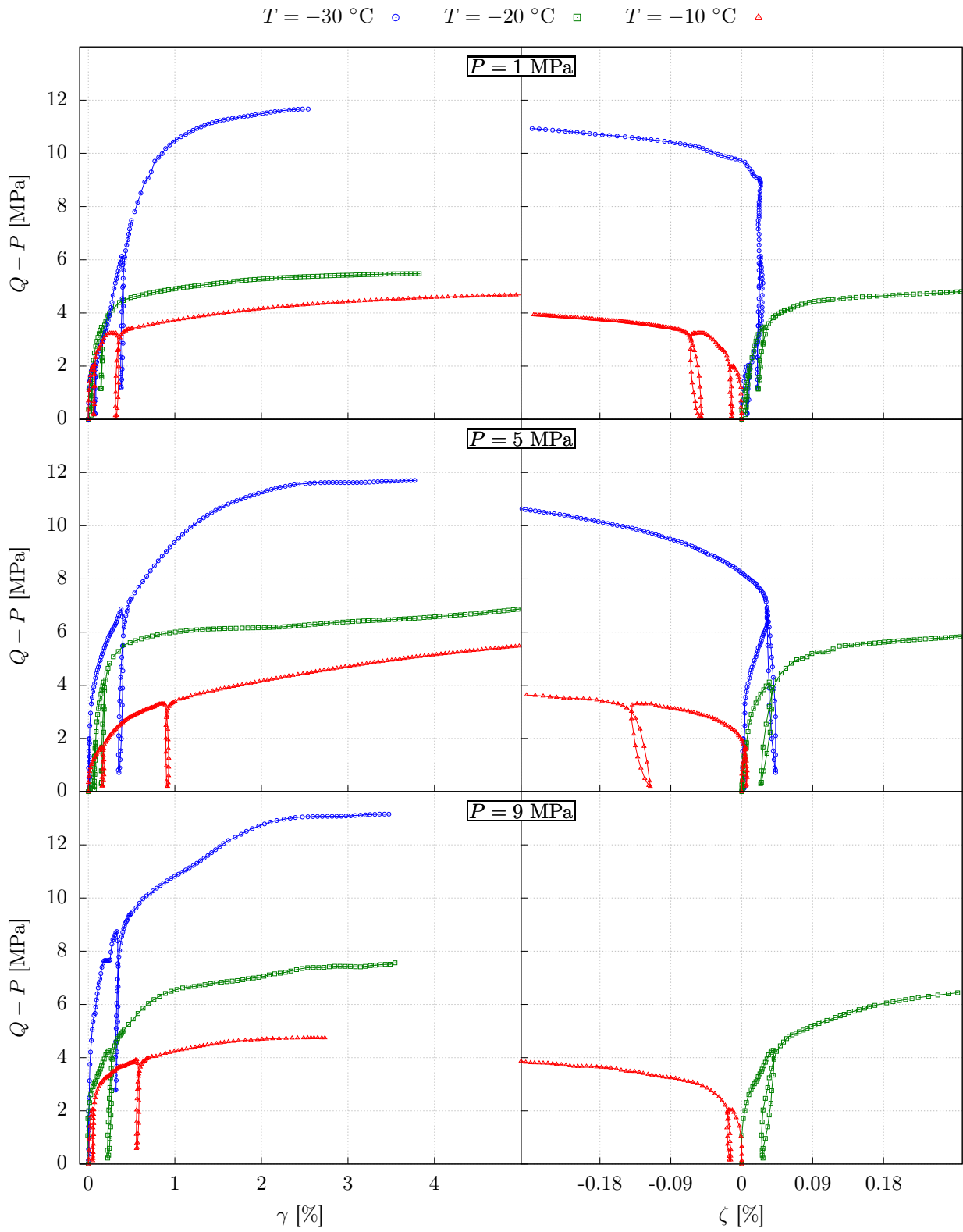


Figure 6: Measured stress-strain curves for natural specimens under a constant strain rate of $4.5 \times 10^{-6}\text{ s}^{-1}$

It should be noted that the behavior of reconstituted specimens is very similar to the ductile behavior that isotropic polycrystalline hexagonal ice Ih (the most common form of ice present in inter-granular pores) exhibits at low strain rates and ordinary freezing temperatures. Indeed, it has been reported in literature on mechanical behavior of polycrystalline ice that no post-peak stress decay occurs in these conditions [24, 33], which means that the asymptotic limit of stress for large strains is equal to the peak of the stress/strain curve. The amount of post-peak decay increases at higher strain rates and lower temperatures and decreases as confinement increases. This explains the slight softening that can be observed in deviatoric stress-axial strain curves of tests carried out on reconstituted specimens at $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ especially for $P = 1\text{ MPa}$.

Early investigations [37] on the behavior of frozen material, in particular frozen sand, all agreed that it is controlled by a competition of three main mechanisms, namely, pore ice strength, soil strength and complex interactions between the solid and ice matrices. Clearly, the contribution of the soil skeleton to the overall frozen soil strength is more important and noticeable in the case of natural specimens.

Moreover, from both figures, it is clear that the shear strength of frozen reconstituted and natural specimens increases with decreasing temperature regardless of the applied confining pressure. This is due to the combined effect of the gradual phase change of the remaining unfrozen water and the increase of ice shear strength with decreasing temperature [5, 10, 29]. Indeed, Colgan and Arenson [5] reported that the compressive strength of ice increased by $-0.66\text{ MPa}/^{\circ}\text{C}$ in the range of temperature between 0 and $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Furthermore, since natural specimens undergo hardening, their shear strength is higher. Given that in some tests on reconstituted samples experimental data beyond a 2% axial strain level is not available, comparison of the magnitude of strengthening induced by temperature and confining pressure for reconstituted and natural specimens will be carried out at this strain level. Thus, values of deviatoric stress of reconstituted and natural specimens at 2% of axial strain are plotted in Figure 7 as a function of the specimens' temperature. It can be seen that the deviatoric stress at 2% of axial strain for reconstituted specimens is linearly related to temperature with a mean slope of $-0.31\text{ MPa}/^{\circ}\text{C}$, while the natural material data could be fitted with the same slope in the range between -20 and $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ and a larger slope of about $-0.54\text{ MPa}/^{\circ}\text{C}$ in the range between -30 and $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$. Remark that the confining pressure has no significant effect in comparison with temperature especially in the range between 1 and 5 MPa . When a confining pressure of 9 MPa was applied, the value of deviatoric stress at 2% of axial strain increased with decreasing temperature, but by less than 2 MPa for both specimen types. It should be noted that confining pressure, contrary to temperature, is very sensitive to natural variability of specimens. This is because the effect of temperature is closely linked to the water content of the specimen, which is mainly controlled by the operator during the saturation phase. Furthermore, the magnitude of strengthening induced by confining pressure is not significant at low strain rates, as in our case. Indeed, Sanderson [31] showed that the peak strength of polycrystalline ice at $-11.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ is independent of the confinement level at strain rates in the ductile regime, but for high strain rates, ice exhibits a brittle behavior due to crack formation and the strengthening effect of confinement becomes more significant. Note that this is valid only

for a hydrostatic level below 20 MPa for which crack formation is possible.

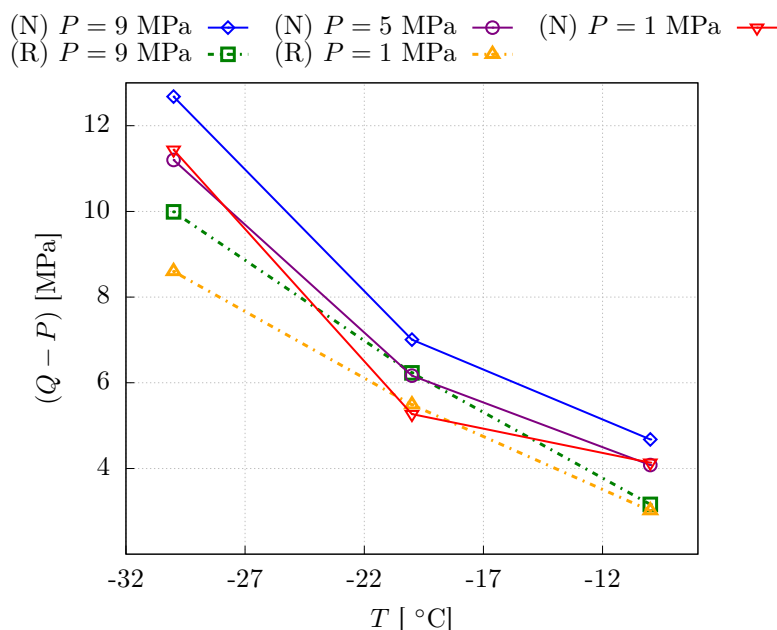


Figure 7: Values of $Q - P$ at 2% of axial strain for natural (N) and reconstituted (R) specimens

The measured volumetric strain is relatively small (5 to 10 times smaller than axial strain) for both reconstituted and natural specimens. However, it is highly sensitive to temperature. We noticed that specimens subjected to shear stresses at -10 °C are dilatant while those loaded at -20 °C exhibit contractive response. When the temperature of the specimen is about -30 °C, it first contracts than expands. The transition to dilatancy for -30 °C occurs when the slope of stress-axial strain curve decreases perceptibly from the initial tangent of the curve.

This behavior indicates the existence of a critical temperature between -20 and -10 °C which marks the transition between dilating and contracting behavior in the studied range of temperature. The value of this temperature and its strain-rate and confining pressure sensitivity could be investigated through additional shear tests between -20 and -10 °C. It should however be noted that the choice of a target temperature in geotechnical projects using the technique of artificial ground freezing should not be based solely on increasing the compressive strength of the soil but also on preventing the material's dilatancy. This latter implies the onset of internal fracturing. If these micro-fractures extend and link together, they could act as hydraulic conduits of adjacent unfrozen water and breach the integrity of the frozen ground as a hydraulic barrier. The temperature that represents the best compromise between both phenomena (resistance and dilatancy) in our case is -20 °C.

The Young's modulus has been found to increase with decreasing temperature while the Poisson's ratio seemed less sensitive to temperature. Figures 8 and 9 show the values of the elastic parameters fitted using the loading-unloading cycles of the triaxial tests, plotted against test temperature. The Young's modulus of both specimen types increase with an

average slope of about 470 MPa/°C in the range between -30 and -10 °C. Remark that the difference between the Young's modulus of reconstituted and natural specimens at -10 °C is very low and remains within the experimental error limits, but the gap increases with decreasing temperature and increasing confinement level. Regarding the Poisson's ratio, average values for natural and reconstituted specimens are 0.35 and 0.4, respectively.

(N) $P = 9$ MPa \diamond (N) $P = 5$ MPa \circ (N) $P = 1$ MPa ∇
 (R) $P = 9$ MPa \square (R) $P = 1$ MPa \triangle

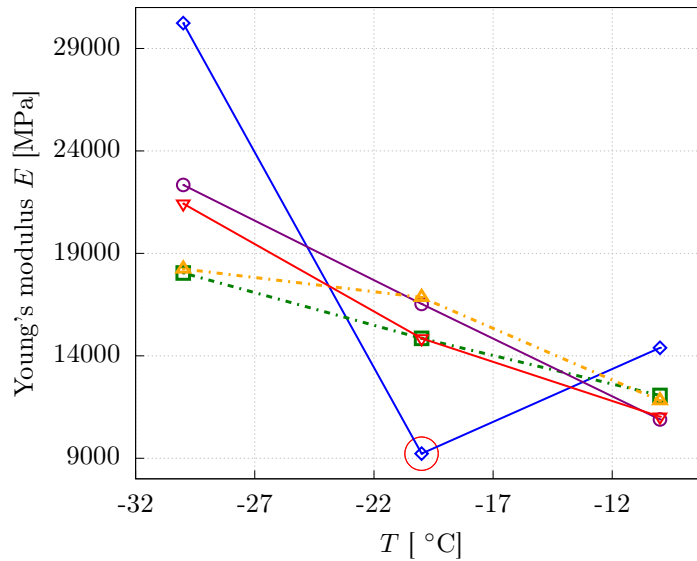


Figure 8: Young's modulus vs temperature

(N) $P = 9$ MPa \diamond (N) $P = 5$ MPa \circ (N) $P = 1$ MPa ∇
 (R) $P = 9$ MPa \square (R) $P = 1$ MPa \triangle

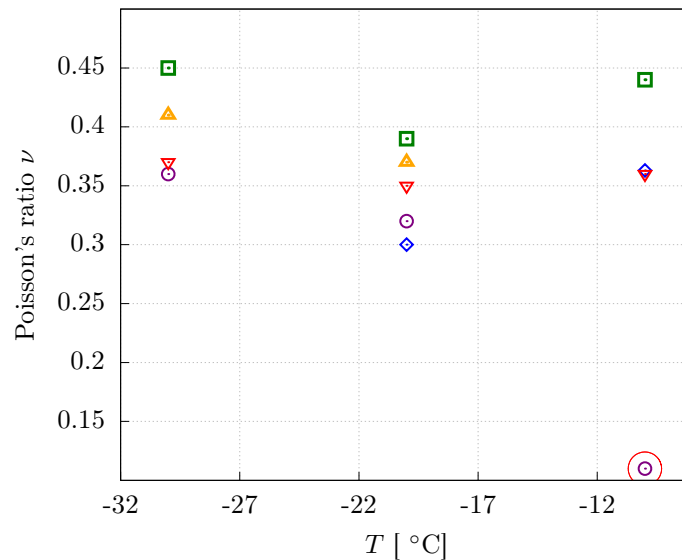


Figure 9: Poisson's ratio vs temperature

3.2. Effect of strain rate

We compare in this subsection the results of three triaxial tests carried out on natural metapelite specimens for three different constant strain rates. All of them were conducted at a temperature of $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ and under a confinement pressure $P = 5\text{ MPa}$. As can be observed in Figure 10, the higher the strain rate, the higher the compressive strength of the specimen and the steeper the initial non linear increase of global deviatoric stress with strain. This is in line with the fact that the compression peak stress of polycrystalline ice is strongly rate-dependent [24, 29].

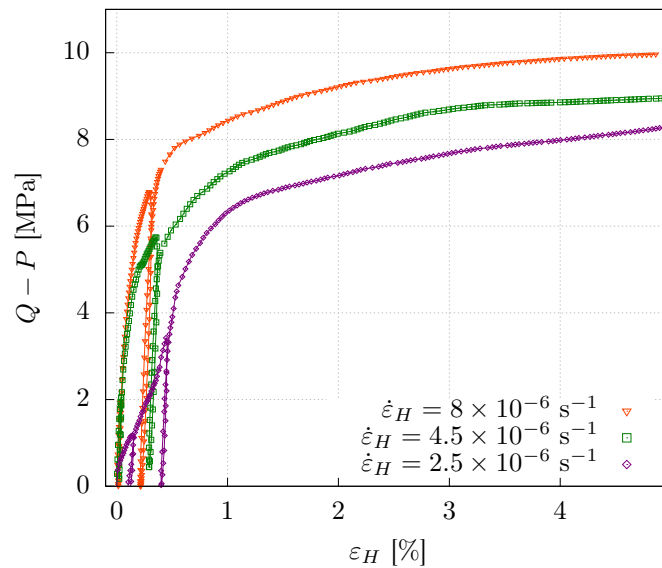


Figure 10: Measured stress-strain curves for reconstituted specimens under three different strain rates

3.3. Summary

Based on tests results, we deduced that the studied metapelite exhibits, in the range of temperature between -30 and $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$, for a confining pressure below 10 MPa , a ductile elasto-viscoplastic behavior highly sensitive to temperature and strain rate and moderately sensitive to confinement level. It is also capable of undergoing axial strains up to 5% without any obvious sign of failure. The compressive strength increases linearly with decreasing temperature for reconstituted specimens and non-linearly for natural specimens. A linear increase of the Young modulus was noted for both types of specimens. The dilatancy onset is dependent upon the specimen temperature: the volumetric strain changes sign for a temperature between -20 and $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ moving from a contracting to a dilating behavior.

4. Constitutive modeling

The test specimen subjected to freezing can be regarded as a porous medium consisting of a solid skeleton phase and two water phases, namely, liquid water (denoted by w) and

ice. To describe its mechanical behavior, the concept of the effective stress can be employed as follows [8]:

$$\underline{\hat{\sigma}} = \underline{\hat{\sigma}} + \beta S_w(T, p_w) \dot{p}_w \underline{\mathbb{1}} \quad (3)$$

where $\underline{\hat{\sigma}}$ is the total stress, $\underline{\hat{\sigma}}$ is the effective stress tensor, β is the Biot coefficient and S_w is the liquid water saturation degree representing the ratio of liquid to the total volume of voids, which is equal to 1 when the specimen is unfrozen, and varies as a function of the thermodynamic state variables, namely, the temperature T and the pressure of the liquid water p_w , otherwise.

By using Equation 3 we consider that the newly formed ice phase forms along with the solid skeleton a new solid phase. Consequently, the effective stress tensor reflects the contribution of both ice and solid skeleton phases.

The relationship between the effective stress tensor and the strain tensor $\underline{\underline{\varepsilon}}$ for a viscoplastic material could be written in the following rate form:

$$\underline{\hat{\sigma}} = \underline{\underline{H}} : (\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} - A \dot{T} \underline{\mathbb{1}} - \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}_{vp}) \quad (4)$$

where $\underline{\underline{H}}$ is the Hooke's elasticity tensor, defined for an isotropic material by a Young's modulus E and a Poisson's ratio ν , A is the coefficient of linear thermal expansion and $\underline{\underline{\varepsilon}}_{vp}$ the viscoplastic strain tensor.

A large number of mathematical models defining $\underline{\underline{\varepsilon}}_{vp}$ have been published. These models range from empirical power laws to describe the unconfined, and more rarely, the confined compressive creep behavior of frozen soils, including primary [32, 40], secondary [1, 17] and tertiary creep models [7, 36], element-based rheological models [12, 21, 42] and stress history-based viscoplastic models [27], to more sophisticated models including thermo-hydro-mechanical coupling effects within the framework of two-stress state variables [4, 9].

The constitutive model proposed in this paper is based on a recent elastic-viscoplastic model developed by Labaune et al. [16] for rocks exhibiting a time-dependent mechanical behavior. Its capability to reproduce long and short term tests with a single set of parameters has already been proven on different rock salt specimens [15, 16] sharing common features with frozen metapelite: their strain hardening response and viscoplastic behavior. It possesses a mathematical formulation that is simple and at the same time provides high flexibility for depicting different phenomena, in particular, the strong temperature dependency of the frozen material. In what follows, we briefly describe the improved version of this model.

The effective stress tensor and the viscoplastic strain rate tensor can be decomposed into a deviatoric component and a spherical component as follows ¹:

$$\begin{aligned} \underline{\hat{\sigma}} &= \sqrt{2/3} q \underline{\underline{J}} - \sqrt{3} p \underline{\mathbb{1}} \\ \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}_{vp} &= \sqrt{3/2} \dot{\gamma}_{vp} \underline{\underline{J}} - \sqrt{1/3} \dot{\zeta}_{vp} \underline{\mathbb{1}} \end{aligned} \quad (5)$$

where

¹For any tensor \underline{a} , its trace is denoted by $\text{tr}(\underline{a})$, its deviatoric part is designated by a prime: $\underline{a}' = \underline{a} - \text{tr}(\underline{a})/3 \underline{\mathbb{1}}$, where $\underline{\mathbb{1}}$ is the second-order unit tensor and its norm is designated by $\|\underline{a}\| = \sqrt{\underline{a} : \underline{a}}$

- $p = -\text{tr}(\underline{\underline{\hat{\sigma}}})/3$ is the mean stress;
- $q = \sqrt{3/2} \|\underline{\underline{\hat{\sigma}'}}\|$ is the stress deviator;
- $\dot{\zeta}_{\text{vp}} = -\text{tr}(\underline{\underline{\dot{\hat{\epsilon}}}}_{\text{vp}})$ is the rate of the viscoplastic volumetric strain;
- $\dot{\gamma}_{\text{vp}} = \sqrt{2/3} \|\underline{\underline{\dot{\hat{\epsilon}'}}}_{\text{vp}}\|$ is the rate of the viscoplastic distortion;
- $\underline{\underline{J}} = \underline{\underline{\hat{\sigma}'}}/\|\underline{\underline{\hat{\sigma}'}}\|$, $\underline{\underline{I}} = \underline{\underline{1}}/\sqrt{3}$.

The evolution laws of the viscoplastic distortion γ_{vp} and the viscoplastic volumetric strain ζ_{vp} are given as follows:

$$\frac{d(\gamma_{\text{vp}})^{1/a}}{dt} = \left\langle \frac{q - \gamma_{\text{vp}}^b B p - C}{K} \right\rangle^{k/a} \quad (6)$$

$$\dot{\zeta}_{\text{vp}} = \psi(\underline{\underline{\sigma}}, \gamma_{\text{vp}}, T) \dot{\gamma}_{\text{vp}} \quad (7)$$

with

$$\psi(\underline{\underline{\sigma}}, \gamma_{\text{vp}}, T) = v \frac{\langle p/N \rangle^n - \gamma_{\text{vp}}}{\langle p/M \rangle^m + \gamma_{\text{vp}}} \quad (8)$$

In equations 6, 7 and 8, $\langle \cdot \rangle$ are the Macauley brackets such as $\langle x \rangle = (x + |x|)/2$ and $a, b, B, C, k, K, m, M, n, N$ and v are material parameters.

The cohesion C represents a threshold value such as no viscoplastic strain occurs as long as $q - \gamma_{\text{vp}}^b B p \leq C$. It is assumed to vary linearly with temperature as follows:

$$C = C_r + \alpha_C \left(1 - \frac{T}{T_r} \right) \quad (9)$$

where C_r and α_C are material parameters and T_r a reference temperature.

The moduli K, M and N may vary with the thermodynamic state of the material in order to integrate the effect of temperature on the strain evolution law and to describe other features of the material mechanical behavior such as strain softening. In this work, we assume that the moduli K, M and N are functions of temperature according to an Arrhenius law:

$$K(T) = K_r e^{A_K \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_r} \right)}, \quad M(T) = M_r e^{A_M \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_r} \right)}, \quad N(T) = N_r e^{A_N \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_r} \right)} \quad (10)$$

where K_r, A_K, M_r, A_M, N_r and A_N are material parameters.

The transition from a contracting to a dilating behavior is controlled by a combination of two mechanisms: the first one is the sign of the term $\langle p/N \rangle^n - \gamma_{\text{vp}}$ and the second is the temperature of the specimen. Indeed, as shown in Section 3, the temperature dependent volumetric behavior of reconstituted and natural specimens stipulating a dilating behavior at -10 °C and a contracting behavior at -20 °C suggested the existence of a critical temperature T_{cr} between -20 and -10 °C for which volumetric strain rate changes sign.

To take account of this, the coefficient v is assumed to vary linearly with temperature as follows:

$$v = v_{\text{cr}} + \alpha_v \left(1 - \frac{T}{T_{\text{cr}}} \right) \quad (11)$$

with v_{cr} and α_v material constants.

It should be noted that we adopt a phenomenological modeling approach in which all the material parameters of the macroscopic stress–strain relations should be identified via experimental measurements under different loading conditions. As the Arrhenius law is commonly used in literature to express the temperature-dependency of the viscoplastic materials' behavior, an Arrhenius-type formulation was assumed for the material parameters K , M and N . As will be shown in next sections, this formulation allowed to correctly reproduce the phenomenological observed behavior. Concerning the parameters v and C , their variation with temperature was fitted against available experimental data that suggested a linear variation. A more complex mathematical formulation could have been fitted if we had more experimental data corresponding to other thermal loading conditions.

4.1. Fitting procedure and parameters identification

In what follows, we assume that the specimen shape remains cylindrical during all the triaxial tests : friction between the specimen ends and the loading platens is neglected. This implies a uniform stress distribution in the specimen corresponding to the global stress measurements ($q = Q - P$, $p = (2P + Q)/3$).

Regarding the strain components, the volumetric component ζ is deduced from the experimental values of axial and lateral strain measured by strain gauges (Equation 2) while the the distortion component is computed by $\gamma = \varepsilon_H - \zeta/3$.

The fitting procedure consisted first of fitting the elastic parameters (Young's modulus E and Poisson's ratio ν) by using the loading-unloading cycles of the triaxial tests. This allowed to compute the elastic distortion and volumetric strain and to deduce the experimental values of viscoplastic distortion and volumetric strain: $\gamma_{\text{vp}} = \gamma - \gamma_e$ and $\zeta_{\text{vp}} = \zeta - \zeta_e$. Then, the parameters of the evolution laws of the viscoplastic distortion (Equation 6) and the viscoplastic volumetric strain (Equations 7 and 8) were fitted independently. To this end, the values of γ_{vp} used in the fitting of ζ_{vp} are experimental values. All the fittings were performed using an error minimization procedure based on the least square method.

Given that the pressure of liquid water was not recorded during experiments, we assume in the following simulations that $\hat{\sigma} = \underline{\sigma}$. This assumption is backed by field observations that confirmed the absence of unfrozen water in metapelitic rocks at -10 °C.

The values of the fitted material parameters are listed in Table 2 and Table 3, for reconstituted and natural specimens, respectively. The resulting stress-strain curves for reconstituted specimens are shown in Figure 11 and those for natural specimens can be observed in Figures 12 and 13 .

As can be seen, the two parameter sets allowed us to correctly reproduce the phenomenological observed behavior, whether it is volumetric or deviatoric, in the temperature range of -30 to -10 °C. Note that a single parameter set has been used to fit all the tests of each specimen category. Obviously, the quality of the fit could be improved if they were fitted

independently. We also noted that the fitting of the tests performed at -30 °C has been the less successful. This may bring into question the reliability of the used strain gauges in very negative temperatures.

Parameters related to distortion						
a (-)	b (-)	B ($(\mu\text{m}^{-1} \text{ m})^b$)	C_r (MPa)	k (-)	K_r (MPa $(\mu\text{m}^{-1} \text{ m } d^a)^{1/k}$)	
0.7	0.15	0.0154	0	3.33	0.01	
Parameters related to dilatancy						
v_{cr} (-)	n (-)	N_r (MPa $(\mu\text{m}^{-1} \text{ m})^{1/n}$)	m (-)	M_r (MPa $(\mu\text{m}^{-1} \text{ m})^{1/m}$)		
0	3.1	0.0021	3.24	0.0092		
Parameters related to temperature						
T_r (K)	α_C (MPa)	A_K (K)	A_N (K)	A_M (K)	T_{cr} (K)	α_v (-)
273.15	0	3142	9929	7356	261.15	1.38

Table 2: Reconstituted material constants

Parameters related to distortion						
a (-)	b (-)	B ($(\mu\text{m}^{-1} \text{ m})^b$)	C_r (MPa)	k (-)	K_r (MPa $(\mu\text{m}^{-1} \text{ m } d^a)^{1/k}$)	
0.67	0.2	0.0087	0	3.4	0.01	
Parameters related to dilatancy						
v_{cr} (-)	n (-)	N_r (MPa $(\mu\text{m}^{-1} \text{ m})^{1/n}$)	m (-)	M_r (MPa $(\mu\text{m}^{-1} \text{ m})^{1/m}$)		
0	6.85	0.036	6.53	0.04		
Parameters related to temperature						
T_r (K)	α_C (MPa)	A_K (K)	A_N (K)	A_M (K)	T_{cr} (K)	α_v (-)
273.15	0	3652	10067	10017	257.48	7.8

Table 3: Natural material constants

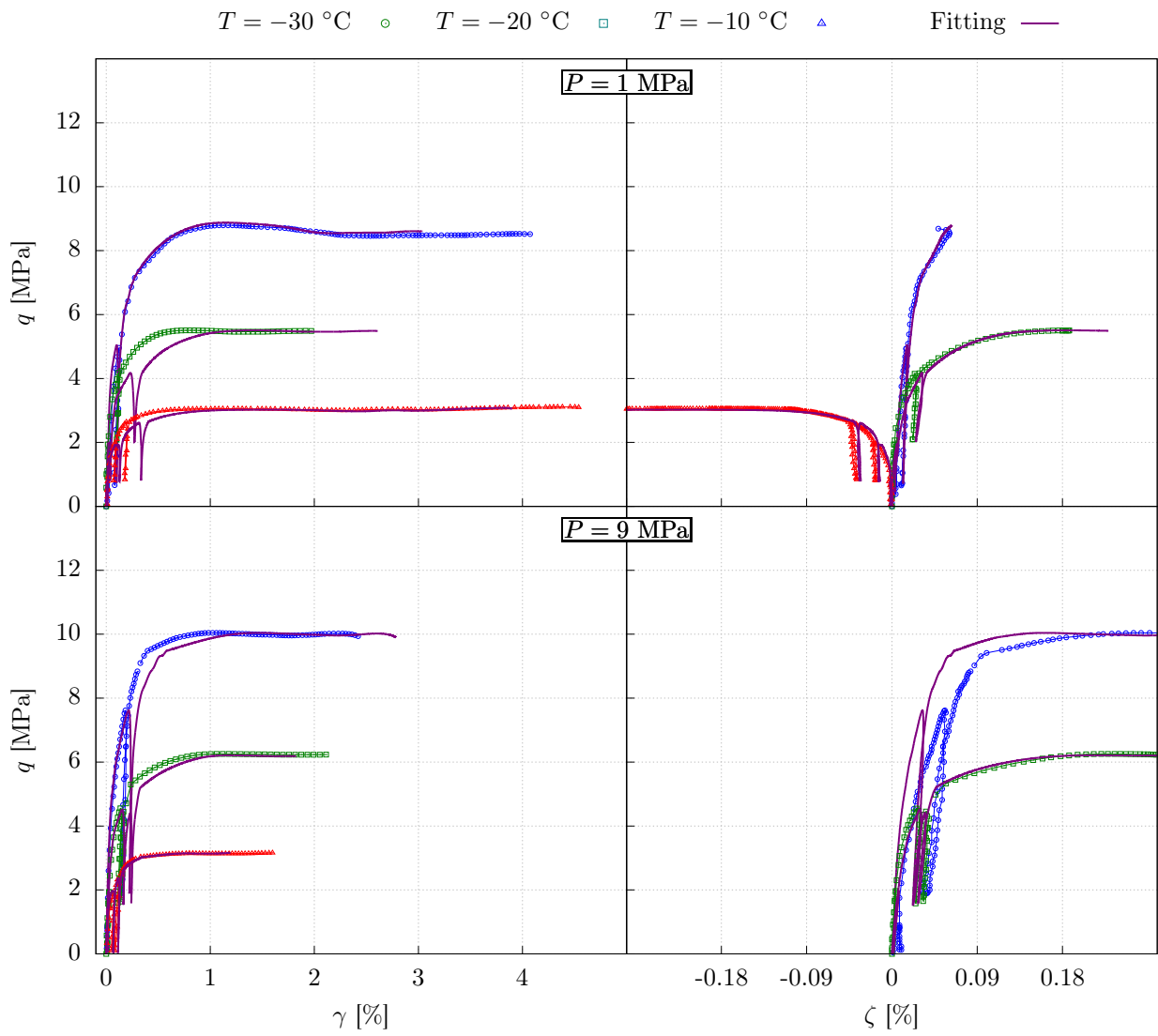


Figure 11: Fitting of six triaxial compression tests on reconstituted specimens with a single parameter set

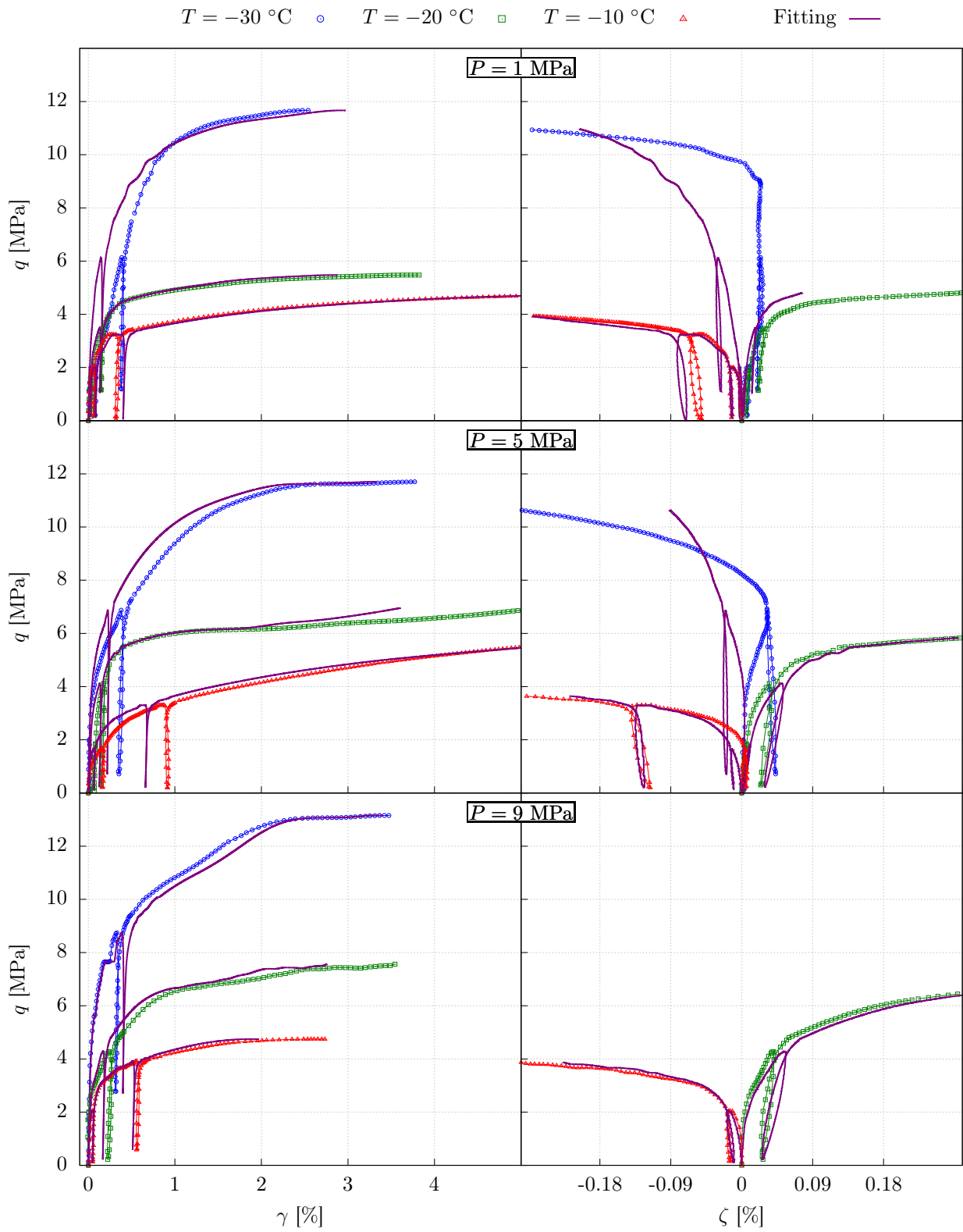


Figure 12: Fitting of nine triaxial compression tests on natural specimens with a single parameter set

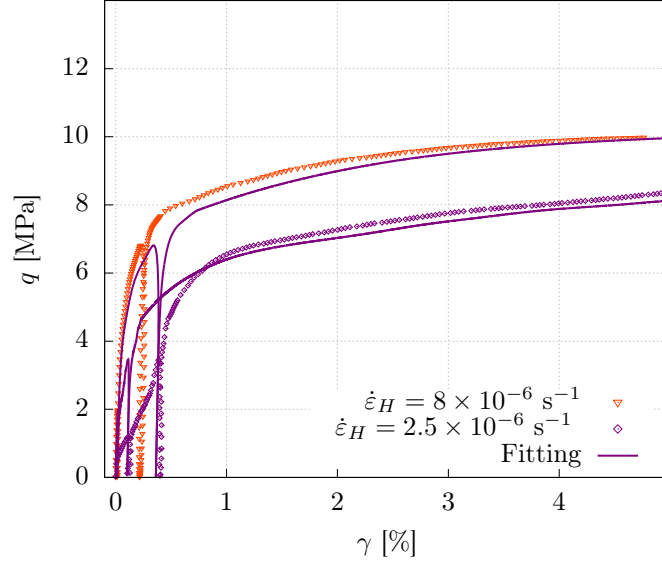


Figure 13: Fitting of two triaxial compression tests on natural specimens for two different axial strain rates (same parameter set used in Figure 12)

4.2. Triaxial tests from literature

To further assess the validity of the proposed model, we analyze in this section some experimental results from literature. A series of triaxial compression tests conducted on frozen reconstituted sand specimens by Xu et al. [43] were selected for that purpose. The tests were performed for three different temperatures -1 , -2 and -5 °C under a confining pressure of 1 MPa and a constant strain rate of $1.67 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. For comparative purposes, the experimental data that is fitted in this work corresponds to the strain range below 5% in which the specimens undergo hardening.

Since the amount of unfrozen water below the freezing temperature of sand (about 0 °C) is insignificant, we assumed that $\hat{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\sigma}}$ for all the simulations.

The Young's Modulus E of this sandy soil is assumed to vary linearly with temperature [8]:

$$E = E_r + \alpha_E \left(1 - \frac{T}{T_r} \right) \quad (12)$$

Since all the available triaxial tests for this type of sand were performed under the same confinement level, the parameters b and B related to the influence of confining pressure could not be fitted and were set to 0. The values of all the remaining material parameters are listed in Table 4.

The agreement between the experimental results and the model response, shown in Figure 14 is satisfactory. Despite the scarcity of data, the model predicts well the increase of the shear strength as well as the decrease of volumetric strain at the threshold of dilatancy, when temperature decreases.

We noticed that the fitted values of A_K and A_N for sand are significant in comparison with their values for metapelite specimens. This is in line with experimental observations in

literature about polycrystalline ice creep. Mellor [24] reported that the curve of $\ln(\dot{\epsilon})$ vs. $1/T$ during secondary creep phase of polycrystalline ice exhibits a distinct change in slope at $-10\text{ }^\circ\text{C}$. The slope for temperatures warmer than $-10\text{ }^\circ\text{C}$ is steeper and non linear: decreases with decreasing temperatures. On the other hand, it is constant for temperatures below $-10\text{ }^\circ\text{C}$. Hence, the Arrhenius law has been more successfully employed to describe the effect of temperature on strain rate of polycrystalline ice for temperatures below $-10\text{ }^\circ\text{C}$ [11, 24].

Elastic parameters						
E_r (MPa)	ν (-)					
200	0.31					
Parameters related to distortion						
a (-)	b (-)	B ($(\mu\text{m}^{-1}\text{ m})^b$)	C_r (MPa)	k (-)	K_r (MPa $(\mu\text{m}^{-1}\text{ m } d^a)^{1/k}$)	
0.7	0	0	0	2.07	0.001	
Parameters related to dilatancy						
v_{cr} (-)	n (-)	N_r (MPa $(\mu\text{m}^{-1}\text{ m})^{1/n}$)	m (-)	M_r (MPa $(\mu\text{m}^{-1}\text{ m})^{1/m}$)		
0.406	2.51	0.048	3.3	2		
Parameters related to temperature						
T_r (K)	α_C (MPa)	A_K (K)	A_N (K)	A_M (K)	α_E (MPa)	α_v (-)
273.15	229.44	15110	53404	0	21852	0

Table 4: Sand material constants

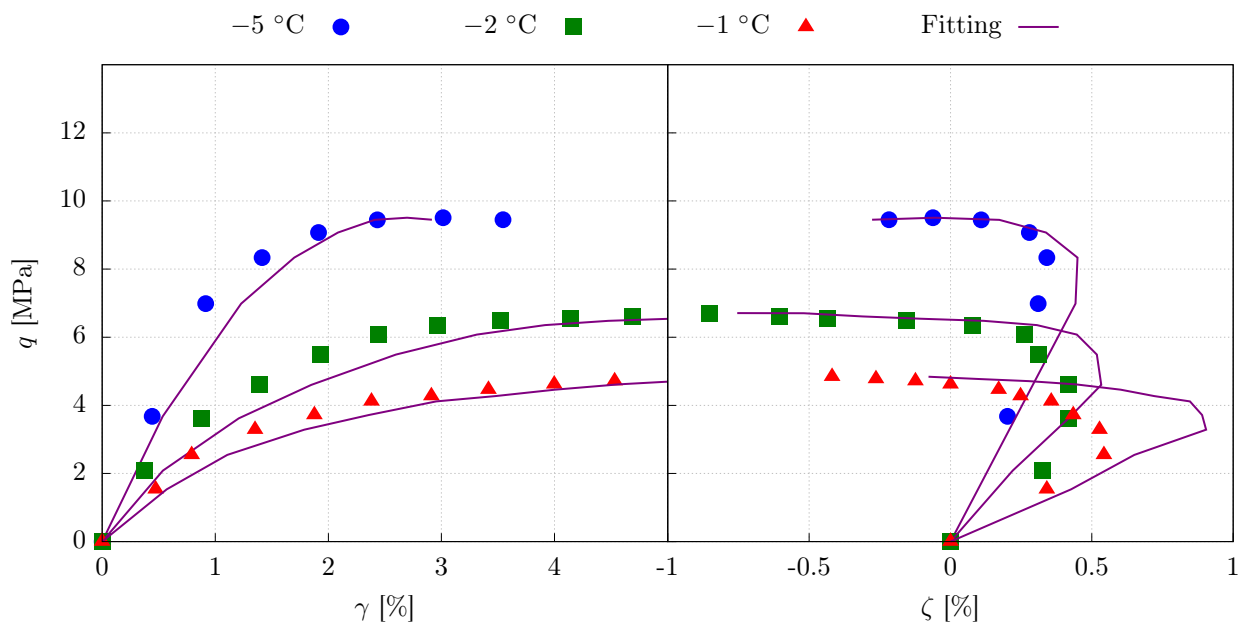


Figure 14: Fitting of three triaxial compression tests on frozen sand specimens from [43] with a single parameter set

5. Conclusion

In this paper, an experimental investigation of the behavior of frozen metapelite has been presented. It consisted in a series of triaxial tests on reconstituted and natural specimens, at three different loading rates and for three values of temperature and confining pressure, during which axial and radial strains were measured.

The results indicated that in the range of investigated strain rate and confining pressure, the effect of temperature is predominant compared with the effect of confining stress. Moreover, they showed that reconstituted specimens may be useful to get an idea about the evolution of the compressive strength of the material with temperature. However, they exhibit perfect ductility whereas natural specimens undergo strengthening due to strain hardening. Consequently, the resulting set of reconstituted material parameters should be used with great care in large-scale numerical simulations.

For both reconstituted and natural specimens, the compressive strength increased with a decrease in temperature and an increase of confining pressure and loading rate. In parallel of increasing the shear resistance of the material, freezing may accelerate its damage and induce dilatancy or increase its contractant behavior, depending on the temperature of the specimen. Even if the tested specimens did not contain any macroscopic damage at the end of the test, the dilatancy phenomenon could be detrimental to the artificial ground freezing operation at a larger-scale given that it is often accompanied by the development of small fractures that may induce leakage of nonfrozen water to the protected area. For the studied metapelite, the most efficient and safest temperature was $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ since it enabled a contracting behavior in the studied range of confining pressure and loading rate.

Based on the analysis of the triaxial tests results, a constitutive model was proposed and successfully used to fit the experimental data both from our own testing program and from the literature. However, modifications to the present formulation may be examined in order to add more non-linearity to the Arrhenius equations.

Acknowledgments

The authors thank the Cameco Corporation for providing core samples and information on the use of artificial ground freezing in the Cigar Lake uranium ore deposit. The authors would like to thank also their colleagues Faouzi Hadj-Hassen and Aurélien Baudin from MINES ParisTech, and Aminou Diedhiou from Areva Resources Canada Inc, for their contributions.

References

- [1] Arenson, L. U., Springman, S. M., 2005. Mathematical descriptions for the behaviour of ice-rich frozen soils at temperatures close to 0°C . *Canadian Geotechnical Journal* 42 (2), 431–442.
- [2] Arenson, L. U., Springman, S. M., 2005. Triaxial constant stress and constant strain rate tests on ice-rich permafrost samples. *Canadian Geotechnical Journal* 42 (2), 412–430.
- [3] Bruneton, P., 1993. Geological environment of the cigar lake uranium deposit. *Canadian Journal of Earth Sciences* 30 (4), 653–673.
- [4] Casini, F., Gens Solé, A., Olivella Pastallé, S., Viggiani, G., 2016. Artificial ground freezing of a volcanic ash: laboratory tests and modelling. *Environmental geotechnics* 3 (3), 1–14.

- [5] Colgan, W., Arenson, L. U., 2013. Open-pit glacier ice excavation: Brief review. *Journal of Cold Regions Engineering* 27 (4), 223–243.
- [6] Fischer, G. J., et al., 1987. Dilatancy and permeability in rock deformation. Ph.D. thesis.
- [7] Fish, A. M., 1994. Creep and strength of frozen soil under triaxial compression. Tech. rep., Cold Regions Research and Engineering Lab Hanover NH.
- [8] Ghoreishian Amiri, S., Grimstad, G., Kadivar, M., Nordal, S., 2016. Constitutive model for rate-independent behavior of saturated frozen soils. *Canadian Geotechnical Journal* 53 (10), 1646–1657.
- [9] Ghoreishian Amiri, S. A., Grimstad, G., Kadivar, M., 2016. An elastic-viscoplastic model for saturated frozen soils. *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, 1–17.
- [10] Haynes, F. D., 1978. Effect of temperature on the strength of snow-ice. Tech. rep., Cold Regions Research and Engineering Lab Hanover NH.
- [11] Hooke, R. L., Mellor, M., Budd, W., Glen, J., Higashi, A., Jacka, T., Jones, S., Lile, R., Martin, R., Meier, M., et al., 1980. Mechanical properties of polycrystalline ice: An assessment of current knowledge and priorities for research. *Cold regions science and technology* 3 (4), 263–275.
- [12] Hou, F., Lai, Y., Liu, E., Luo, H., Liu, X., 2018. A creep constitutive model for frozen soils with different contents of coarse grains. *Cold Regions Science and Technology* 145, 119–126.
- [13] Hu, J., Liu, Y., Li, Y., Yao, K., 2018. Artificial ground freezing in tunnelling through aquifer soil layers: a case study in nanjing metro line 2. *KSCE Journal of Civil Engineering*, 1–7.
- [14] Hu, X., Fang, T., Chen, J., Ren, H., Guo, W., 2018. A large-scale physical model test on frozen status in freeze-sealing pipe roof method for tunnel construction. *Tunnelling and Underground Space Technology* 72, 55–63.
- [15] Labaune, P., 2018. Comportement thermomécanique du sel gemme : Application au dimensionnement des cavités. Ph.D. thesis, MINES ParisTech, PSL Research University.
- [16] Labaune, P., Rouabhi, A., Tijani, M., Blanco-Martín, L., You, T., 2018. Dilatancy criteria for salt cavern design: a comparison between stress-and strain-based approaches. *Rock Mechanics and Rock Engineering* 51 (2), 599–611.
- [17] Ladanyi, B., 1972. An engineering theory of creep of frozen soils. *Canadian Geotechnical Journal* 9 (1), 63–80.
- [18] Lai, Y., Jin, L., Chang, X., 2009. Yield criterion and elasto-plastic damage constitutive model for frozen sandy soil. *International journal of plasticity* 25 (6), 1177–1205.
- [19] Lai, Y., Xu, X., Yu, W., Qi, J., 2014. An experimental investigation of the mechanical behavior and a hyperplastic constitutive model of frozen loess. *International Journal of Engineering Science* 84, 29–53.
- [20] Lai, Y., Yang, Y., Chang, X., Li, S., 2010. Strength criterion and elastoplastic constitutive model of frozen silt in generalized plastic mechanics. *International Journal of Plasticity* 26 (10), 1461–1484.
- [21] Li, D.-W., Fan, J.-H., Wang, R.-H., 2011. Research on visco-elastic-plastic creep model of artificially frozen soil under high confining pressures. *Cold Regions Science and Technology* 65 (2), 219–225.
- [22] Li, Q., Ling, X., Sheng, D., 2016. Elasto-plastic behaviour of frozen soil subjected to long-term low-level repeated loading, part i: Experimental investigation. *Cold Regions Science and Technology* 125, 138–151.
- [23] Mandolini, A., Viggiani, G. M., 2017. Experiences gathered from the construction of napoli underground. *Procedia Engineering* 172, 31–41.
- [24] Mellor, M., 1980. Mechanical properties of polycrystalline ice. In: *Physics and mechanics of ice*. Springer, pp. 217–245.
- [25] Nishimura, S., Gens, A., Olivella, S., Jardine, R., 2008. Thm-coupled finite element analysis of frozen soil: formulation and application. *Géotechnique* 59 (3), 159–171.
- [26] O'Connor, M., Mitchell, R., 1978. Measuring total volumetric strains during triaxial tests on frozen soils: a new approach. *Canadian Geotechnical Journal* 15 (1), 47–53.
- [27] Oka, F., Adachi, T., Yashima, A., Chu, L. L., 1994. Strain localization analysis by elasto-viscoplastic softening model for frozen sand. *International journal for numerical and analytical methods in geomechanics* 18 (12), 813–832.
- [28] Parameswaran, V., Jones, S., 1981. Triaxial testing of frozen sand. *Journal of Glaciology* 27 (95),

- 147–155.
- [29] Petrovic, J., 2003. Review mechanical properties of ice and snow. *Journal of materials science* 38 (1), 1–6.
- [30] Rouabhi, A., Labaune, P., Tijani, M., Gatelier, N., Hévin, G., 2019. Phenomenological behavior of rock salt: On the influence of laboratory conditions on the dilatancy onset. *Journal of Rock Mechanics and Geotechnical Engineering*.
- [31] Sanderson, T. J., 1988. *Ice mechanics and risks to offshore structures*. Kluwer Academic Publishers, Norwell, MA.
- [32] Sayles, F. H., 1973. Triaxial and creep tests on frozen ottawa sand. In: *Proceedings of the North American Contribution to the 2nd International Permafrost Conference, Yakutsk, USSR National Academy of Sciences, Washington, DC*. pp. 384–391.
- [33] Schulson, E. M., 1999. The structure and mechanical behavior of ice. *Jom* 51 (2), 21–27.
- [34] Shen, C., McKinzie, B., Arbabi, S., et al., 2010. A reservoir simulation model for ground freezing process. In: *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*. Society of Petroleum Engineers.
- [35] Sun, Z., Ma, W., Zhang, S., Wen, Z., Wu, G., 2018. Embankment stability of the qinghai-tibet railway in permafrost regions. *Journal of Cold Regions Engineering* 32 (1), 04018001.
- [36] Ting, J. M., 1983. Tertiary creep model for frozen sands. *Journal of Geotechnical Engineering* 109 (7), 932–945.
- [37] Ting, J. M., Torrence Martin, R., Ladd, C. C., 1983. Mechanisms of strength for frozen sand. *Journal of Geotechnical Engineering* 109 (10), 1286–1302.
- [38] Tounsi, H., Rouabhi, A., Tijani, M., Guérin, F., 2019. Thermo-hydro-mechanical modeling of artificial ground freezing: Application in mining engineering. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 1–19.
- [39] Vitel, M., Rouabhi, A., Tijani, M., Guérin, F., 2016. Thermo-hydraulic modeling of artificial ground freezing: Application to an underground mine in fractured sandstone. *Computers and Geotechnics* 75, 80–92.
- [40] Vyalov, S., 1963. Rheology of frozen soils. In: *Proceedings of the 1st International Conference on Permafrost, Lafayette, Ind. National Academy of Sciences, Washington, DC*. pp. 332–339.
- [41] Wang, J., Nishimura, S., Tokoro, T., 2017. Laboratory study and interpretation of mechanical behavior of frozen clay through state concept. *Soils and Foundations* 57 (2), 194–210.
- [42] Wang, S., Qi, J., Yin, Z., Zhang, J., Ma, W., 2014. A simple rheological element based creep model for frozen soils. *Cold Regions Science and Technology* 106, 47–54.
- [43] Xu, G., Wu, W., Qi, J., 2016. An extended hypoplastic constitutive model for frozen sand. *Soils and Foundations* 56 (4), 704–711.
- [44] Xu, X., Lai, Y., Dong, Y., Qi, J., 2011. Laboratory investigation on strength and deformation characteristics of ice-saturated frozen sandy soil. *Cold Regions Science and Technology* 69 (1), 98–104.
- [45] Xu, X., Wang, J., Zhang, M., 2016. Experimental study of the mechanical properties of frozen helin loess. *J. Glaciol. Geocryol.* 38 (3), 685–691.
- [46] Yang, Y., Gao, F., Lai, Y., Cheng, H., 2016. Experimental and theoretical investigations on the mechanical behavior of frozen silt. *Cold Regions Science and Technology* 130, 59–65.
- [47] Yang, Y., Lai, Y., Chang, X., 2010. Laboratory and theoretical investigations on the deformation and strength behaviors of artificial frozen soil. *Cold regions science and technology* 64 (1), 39–45.
- [48] Yang, Y., Lai, Y., Li, J., 2010. Laboratory investigation on the strength characteristic of frozen sand considering effect of confining pressure. *Cold regions science and technology* 60 (3), 245–250.
- [49] Zhang, S., Lai, Y., Sun, Z., Gao, Z., 2007. Volumetric strain and strength behavior of frozen soils under confinement. *Cold regions science and technology* 47 (3), 263–270.

Chapitre IV

La congélation artificielle en contexte minier : application à la mine de Cigar Lake

Sommaire

1	Introduction	130
2	Geological context and <i>in situ</i> measurements	131
2.1	Geological context	131
2.2	Temperature measurements	131
2.3	Displacement measurements	131
2.4	Analysis of measurements	131
3	Coupled THM modeling of Artificial Ground Freezing	133
3.1	Balance equations	134
3.1.1	Water mass balance equations	134
3.1.2	Heat equation	134
3.1.3	Momentum balance	135
3.2	Constitutive equations	135
3.2.1	Liquid water saturation degree function	135
3.2.2	Liquid water flow	135
3.2.3	Conductive heat transfer	135
3.2.4	Porosity evolution	136
3.2.5	Mechanical behavior law	136
3.2.6	Thermodynamics of the liquid-solid water phase change	136
4	Numerical simulations	137
4.1	Water saturation degree calibration	137
4.2	Simplification of the problem's geometry	139
4.2.1	On the use of line heat sources	139
4.2.2	Symmetry hypotheses to reduce model size	141
4.3	THM simulations	141

Dans ce chapitre, le modèle THMC décrit dans le Chapitre II est appliqué au cas de la mine de Cigar Lake, afin d'étudier l'effet de la congélation artificielle sur les déplacements autour des tunnels de production excavés en dessous du massif congelé.

D'abord, la forte corrélation entre la congélation des terrains et les déplacements mesurés au niveau des tunnels de production de la mine est mise en exergue pour différentes sections du tunnel. Le formalisme théorique est ensuite rappelé pour le cas d'une eau interstitielle pure, conformément aux données à notre disposition sur la composition chimique de l'eau dans la zone où les observations de température ont été effectuées. Comme aucun ouvrage n'est excavé dans le massif congelé, nous considérons que son comportement mécanique reste élastique non linéaire. Par ailleurs, à des fins de simplification, un modèle élastique a été adopté pour le socle de base non congelé.

La quatrième partie de ce chapitre est dédiée à l'approche de modélisation adoptée afin de pouvoir simuler le problème de l'excavation d'un ouvrage en dessous d'un grand massif congelé moyennant une grille irrégulière de puits de congélation verticaux de 465 m de hauteur, sur une longue durée dépassant les 1000 jours. Cette approche a été scindée en plusieurs étapes, à savoir le choix de la section de tunnel qui permet d'isoler le mieux l'influence de la congélation, la détermination des paramètres thermiques des différentes couches géologiques, en particulier la fonction du degré de saturation en eau liquide, et la simplification de la géométrie finale. En ce qui concerne l'ajustement des paramètres thermiques, des simulations thermo-hydrauliques reprenant la vraie grille de tubes de congélation ont été effectuées et leurs résultats ont été comparés à des mesures de température, correspondant au forage de mesure de température le plus proche de la section du tunnel étudiée, afin de réduire l'impact de l'hétérogénéité du terrain. En utilisant un tel jeu de paramètres représentatif des sollicitations thermiques *in situ*, le modèle reproduit correctement les déplacements mesurés en tête de la section sur une durée de 1000 jours. Une étude de sensibilité portant sur la perméabilité initiale du matériau a montré son influence aussi bien sur la réponse hydraulique (surpressions de pore générées lors de la formation de la glace) que sur la réponse mécanique; les effets de gel seraient plus significatifs lorsque le terrain est initialement de faible perméabilité.

Notons que cette méthodologie pourrait être dupliquée à toute autre section du tunnel, à condition de connaître les paramètres thermiques des couches géologiques permettant de reproduire le chargement thermique responsable des déplacements observés au niveau de la section du tunnel étudiée.



Thermo-Hydro-Mechanical Modeling of Artificial Ground Freezing: Application in Mining Engineering

H. Tounsi¹ · A. Rouabhi¹ · M. Tijani¹ · F. Guérin²

Received: 18 July 2018 / Accepted: 10 March 2019
© Springer-Verlag GmbH Austria, part of Springer Nature 2019

Abstract

For decades, artificial ground freezing (AGF) has been used as a temporary soil stabilization and waterproofing technique in multiple geotechnical engineering applications. Experience gained from AGF experiments indicates that the pore water expansion during freezing and the resulting pressure have the potential to induce ground movements in adjacent nonfrozen areas. This process was investigated in this paper using a comprehensive set of in situ temperature and displacement monitoring data collected in the Cigar Lake underground mine, Canada. The data set allowed to investigate the mechanical impact of freezing on a mine tunnel and prompted the need to derive a fully coupled thermo-hydro-mechanical model to predict ground temperature and displacements. Thermodynamically consistent, the model developed for this study is based on a macroscopic continuum approach and uses simplifying assumptions to overcome the computational difficulties associated with the modeling of complex mining environments over a long period of time. This model was used to perform three-dimensional finite-element simulations of the ground freezing and excavation activities in the Cigar Lake mine, showing good agreement with field measurements.

Keywords Artificial ground freezing · In situ measurements · THM modeling · 3D finite-element simulations

List of Symbols

ρ^α	Apparent density of phase α	n_α	Volume fraction of phase α
ρ_α	Density of phase α	S_λ	Liquid saturation degree
v_α	Specific volume of phase α	T	Temperature
$C_{p\alpha}$	Heat capacity at constant pressure of phase α	$T_{\lambda\gamma}$	Temperature at thermodynamic equilibrium between λ and γ
ρC_p	Volumetric heat capacity	T_0	Coexistence temperature at reference pressure
Λ_α	Thermal conductivity of phase α	p_0	Reference pressure
Δh	Latent heat of phase change	p_α	Pressure of phase α
$L_{\lambda\gamma}$	Latent heat of phase change on the coexistence curve	$p_{\lambda\gamma}$	Pressure at thermodynamic equilibrium between λ and γ
Λ	Thermal conductivity	p_c	Capillary pressure
k_0	Intrinsic permeability	p	Equivalent pore pressure
k_r	Relative permeability of phase λ	$\mathbf{1}$	Second-order unit tensor
V	Filtration velocity of phase λ	σ	Stress tensor
ψ	Conductive heat flux vector	ϵ	Strain tensor
h_α	Specific enthalpy of phase α	\mathbf{u}	Displacement vector
g_α	Specific Gibbs free energy of phase α	ϵ_v	Volumetric strain
n	Porosity	K	Drained bulk modulus
		K_σ	Bulk modulus of solid phase σ
		E	Young's modulus
		E_0	Young's modulus of the material in the nonfrozen state
		E_f	Young's modulus of the material in the fully frozen state
		ν	Poisson coefficient

✉ H. Tounsi
hafssa.tounsi@mines-paristech.fr

¹ MINES ParisTech, PSL Research University, Centre de Géosciences, 35 rue St Honoré, 77300 Fontainebleau, France

² ORANO, 1 place Jean Millier, 92400 Courbevoie, France

Subscripts or superscripts (α)

σ	Solid phase
λ	Liquid water
γ	Ice

1 Introduction

The Cigar Lake mine, located in the uranium-rich Athabasca Basin of Northern Saskatchewan, Canada, is one of the highest grade uranium mines in the world, with an average of 15% U_3O_8 . Mining in this area is technically challenging. The ore body is located at an average depth of 450 m below the surface in water-bearing-altered sandstone overlying basement rock. Access is difficult because of the hydrostatic pressure, the heterogeneity of the ground, and its poor mechanical properties. To overcome these challenges, artificial ground freezing has been used to not only reduce the permeability of the soil and mitigate the risk of water inflow into the working space, but also to consolidate the ground and prevent instabilities. The technique involves a network of vertical pipes through which chilled brine circulates upwards and downwards in a closed circuit at a temperature of approximately $-30\text{ }^\circ\text{C}$. The objective is to freeze pore water from the surface to 15 m below the orebody (a depth of 465 m) before mining and to maintain it frozen until the end of exploitation. The latter is carried out using a non-entry approach: a jet boring system is deployed in monitored tunnels and driven 25–30 m beneath the deposit in the basement rock (Bishop et al. 2016; Kaczowka 2018). Figure 1 schematically summarizes the key operations that take place in the mine, along with a simplified hydrogeological context showing the two principal geological units.

In the case of the Cigar Lake mine, the technique of artificial freezing has been effective in achieving its main goals (Vitel et al. 2016). Nevertheless, in situ measurements show that it has induced notable displacements in the rock mass around the tunnels. In addition, some crown settlement has occurred with a magnitude that varies with both ground alteration and the chronology of excavation and freezing activities.

The physical aspects related to ground freezing have been reviewed by various authors and different thermo-hydro-mechanical simulation models exist in the literature (Neaupane and Yamabe 2001; Nishimura et al. 2008; Zhou and Li 2012; Kang et al. 2013; Zhou and Meschke 2013; Zhang and Michalowski 2015; Casini et al. 2016). However, most models have not been validated on full-scale geotechnical structures due to the lack of in situ data. Most of existing research on ground freezing addresses frost heaving problem. These models have predominantly been validated using traditional 1D laboratory experiments (Zhang and Michalowski 2015; Thomas et al. 2009; Lai et al. 2014; Li et al. 2017),

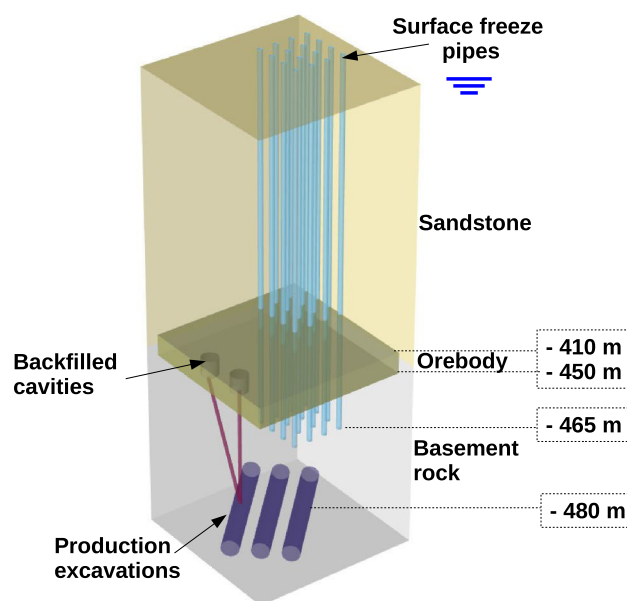


Fig. 1 A schematic representation of the Cigar Lake mine

and very rarely, in situ field data corresponding to shallow underground structures in zones of degrading permafrost (Nishimura et al. 2008). To the best of our knowledge, none of the existing models have been tested in a complex mining environment where artificial ground freezing is deployed. Moreover, while temperatures have been extensively monitored in different applications of artificial ground freezing in urban underground construction projects, and successfully interpreted based on coupled thermo-hydraulic numerical simulations (Pimentel et al. 2012, 2012; Yan et al. 2018; Hu et al. 2018), the displacements of the ground and nearby structures are rarely recorded or published (Russo et al. 2015).

In this paper, we propose a thermodynamically consistent modeling approach that integrates the major thermo-hydro-mechanical-coupled mechanisms associated with ground freezing and that is adapted to large-scale mining applications. The theoretical formulation is derived within the framework of the Theory of Porous Media (Coussy 2005); it is based on the liquid saturation degree function for modeling phase-change fronts and uses the concept of effective stress to describe stress partitioning in the ground. The thermodynamics of phase change, directly derived from the liquid and ice Gibbs energies, is only briefly discussed in this paper because it has been comprehensively described in previous work (Vitel et al. 2016; Rouabhi et al. 2017, 2018). Owing to computational considerations and specific features of the Cigar Lake mine, some simplifications are introduced and properly justified. The paper is organized as follows. In Sect. 2, the in situ measurements are described and their association with

freezing activity is discussed. Next, the macroscopic continuum-based formalism is derived in Sect. 3. In Sect. 4, we validate the model using field data recorded at the Cigar Lake mine over 1000 days; we present our modeling approach and interpret the results of the THM numerical simulations of the mine.

2 Geological Context and In Situ Measurements

2.1 Geological Context

As previously noted in the introduction, the heterogeneity of the ground complicates the exploitation of the mine. Figure 2 shows a schematic geological cross section of the Cigar Lake deposit, established by Jefferson et al. (2007), illustrating in greater detail than Fig. 1 the attributes of the Cigar Lake local geology, with a focus on the area around the deposit. It is an unconformity-related deposit mainly hosted in the sandstones of the Manitou Falls Formation. The latter overlies basement rocks of the Wollaston Domain, which predominantly consist of graphitic metapelite, a metamorphosed fine-grained sedimentary rock. The deposit is flat lying, approximately 1950 m long and 20–100 m wide; it has a maximum thickness of 13.5 m, averaging 5.4 m (Bishop et al. 2016). Above and below the deposit, the rock mass shows variations in the

amount of alteration, resulting in a wide range of ground types.

Finally, the water table is located just below the surface giving rise to a high hydrostatic pressure at the unconformity level.

2.2 Temperature Measurements

For safety considerations, temperature measurements were taken of the orebody and the surrounding ground that is subject to freezing, prior to beginning uranium extraction. Qualitative in situ monitoring was performed to ensure a minimum temperature below $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ until the completion of mining operations. Therefore, boreholes for temperature measurement were drilled in various locations. The boreholes were equipped with eight temperature sensors at depths of approximately 390, 400, 410, 420, 430, 440, 450 and 460 m below the surface, corresponding to different geological units in the vicinity of the orebody. These temperature data serve as valuable inputs for numerical models by allowing calibration of the liquid saturation degree function (see Vitel et al. 2016), which determination in laboratory has proven to be difficult. Additionally, temperature data can be used to forecast the evolution of the frozen zones and to optimize the freezing system.

2.3 Displacement Measurements

Displacement measurements were taken of the rock mass around the exploitation tunnels. Tunnels with a diameter of 5 m and a length of approximately 160 m were excavated in the basement rock in a southerly direction (see Fig. 3a). They were equipped with sets of seven displacement sensors, approximately 10 m apart. Three of these sensors were selected based on their relevance to this study: targets 1, 2 and 3. They are arranged symmetrically in the pattern shown in Fig. 3b. One end of each sensor is anchored in the rock behind the liner before applying the permanent support, aiming to record as best as possible the movement of the rock mass as opposed to the lining. The other end is fitted with a reflective optical prism, for which the displacement field is read with a total station. The system is frequently calibrated using reference points outside the area affected by freezing, jet boring or excavation activities. The targets are monitored daily in sections that are approximately 30 m from the tunnel's excavation face, twice a week for sections of 30–50 m behind the tunnel face, and once a week for sections over 50 m.

2.4 Analysis of Measurements

One tunnel, referred to as tunnel 797, was selected for the analysis of the in situ measurements. Tunnel 797 has been

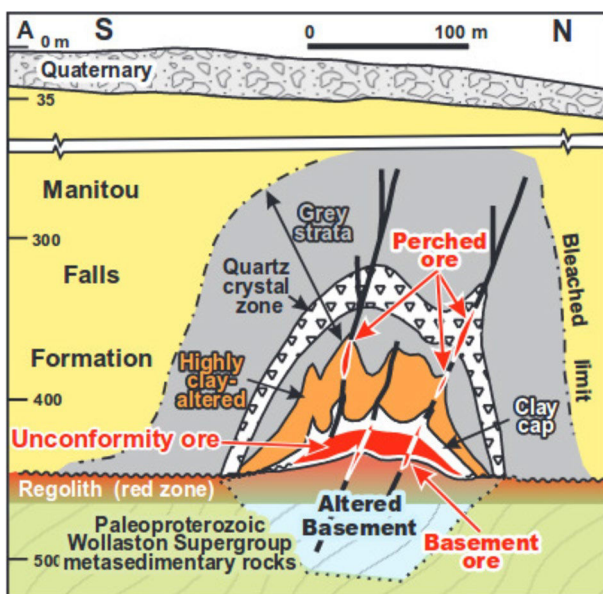
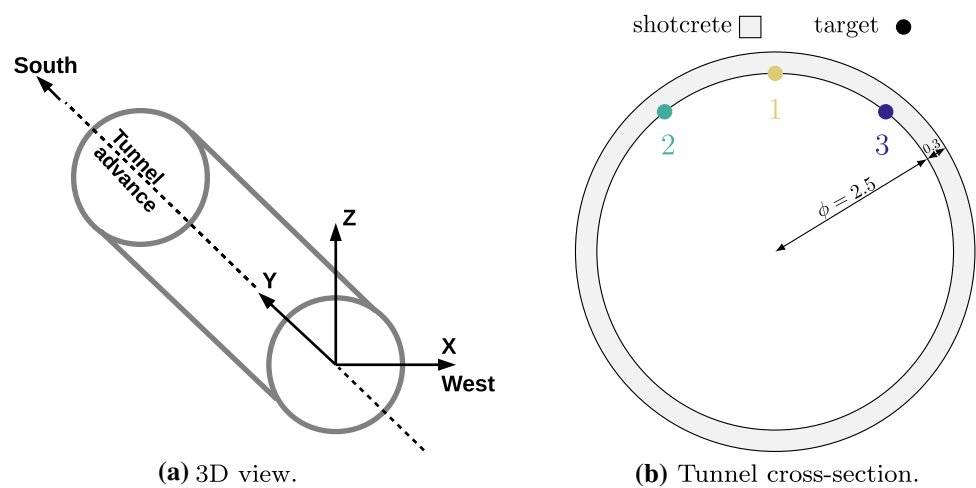


Fig. 2 North-south geological cross section of the Cigar Lake deposit (after Jefferson et al. 2007)

Fig. 3 Tunnel geometry and location of the displacement sensors

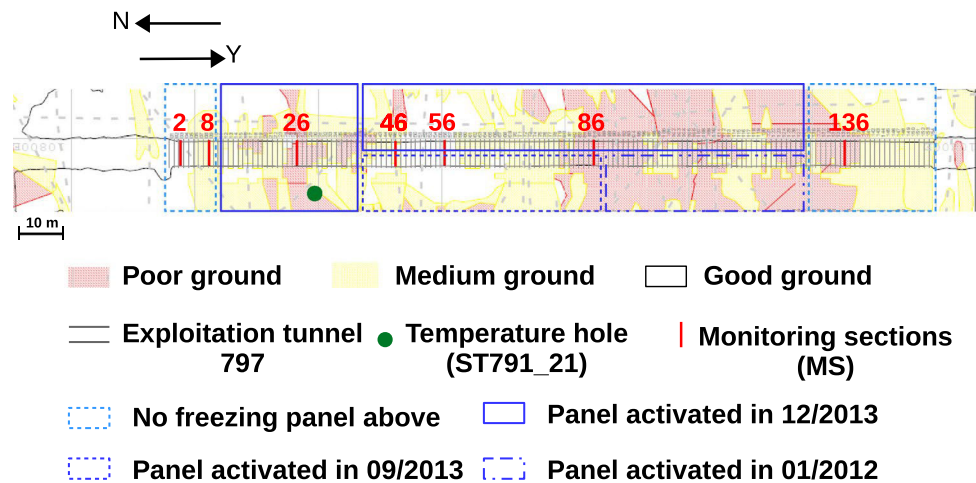


deemed one of the most relevant tunnels for assessing the impact of freezing among other factors (excavation, exploitation activities and tunnel rehabilitation) on the mine tunnels located in the basement rock. Some exploration and drilling campaigns have been carried out, allowing for the establishment of a geologic map of the basement rock where tunnel 797 was excavated. Figure 4 displays a horizontal cross section of this area, showing three rock mass classes that differ in stiffness. Zones with good, medium and poor mechanical properties were distinguished.

The three rock mass classes were compared, using vertical displacement data derived from two different monitoring sections; the first was not exposed to freezing effects and the second was below the freezing panels. The tunnel sections were chosen with care so as to isolate the effects of freezing and effectively assess its impact. The monitoring sections selected for comparison are shown in Fig. 4; the solid and dashed outlines indicate the approximate boundaries of the freezing panels located 15 m above tunnel 797. We note that the word “approximate” is used here

because the freeze pipes are not arranged in a regular grid; the turn-on period can last over 1 month and some freeze pipes can be turned off if they overlap with the orebody zone to be exploited. The light outlines show the parts of the tunnel above which there are no freezing pipes. The dark outlines indicate the presence of upper freezing pipes; again, these pipes may have different dates of activation. Therefore, an accurate comparison requires that the studied sections share approximately the same type of thermal loading. With these features in mind, we selected sections MS2 and MS56 for good mechanical properties, MS8 and MS46 for medium, and MS136 and MS86 for poor. The comparison is displayed in Fig. 5 where the time at the origin corresponds to the start date of the tunnel’s excavation. Excavation lasted approximately 250 days as depicted in the timeline of major activities in the mine. To avoid overlap, only data retrieved from targets 1 and 3 were plotted. Target 2 shows nearly the same vertical displacement values as target 3, with the exception of some sections

Fig. 4 Geological map of the level 480 m below the surface where exploitation tunnels were excavated; the approximate dates of freezing panel activation are indicated



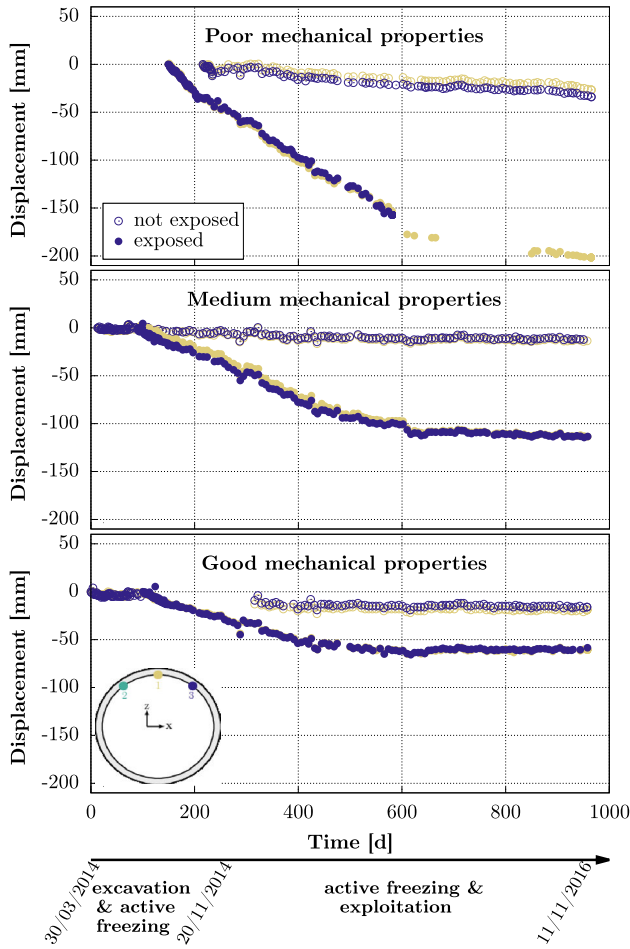


Fig. 5 Comparison between vertical displacements (negative indicates settlement) recorded in sections exposed to freezing (solid circles) and sections not exposed to freezing (empty circles) for three rock mass classes

where the ground is highly heterogeneous or underwent side effects related to the upper thermal loading.

Figure 5 demonstrates that regardless of the material's strength, sections below the frozen body exhibited higher displacements. The poorer the mechanical properties of the ground, the greater the displacements. Furthermore, crown vertical displacement continued to develop in sections beneath the frozen zone even after the tunnel face had advanced ahead over than 30 m; in contrast, it stabilized in unaffected sections at values of approximately -25 mm and -10 mm, in highly and weakly altered ground areas, respectively. We note that the sections deemed unexposed to freezing may become affected later because they are located on the borders of the zone of influence, which expands both horizontally and vertically over time.

To illustrate the association between temperature and the mechanical response of tunnel 797, Fig. 6 shows the vertical displacements recorded in the crown of monitoring

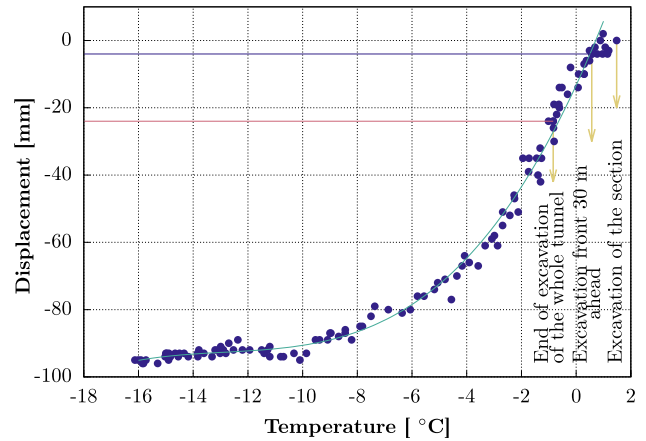


Fig. 6 Crown settlement versus temperature measured at 460 m depth

section 26 (Fig. 4) versus the temperature measured by the lowest sensor (460 m depth) in the nearest borehole (ST791_21, also shown in Fig. 4 at a distance of 6 m from the centerline of section 26). This monitoring section was selected because of the presence of a temperature measurement borehole in its vicinity and its symmetrical thermal loading, as the east and west freezing panels were activated simultaneously. The evolution of tunnel excavation is also shown in the figure. The section was excavated on April 30, 2014, approximately 5 months after activation of the freezing panels. However, the temperature of the upper ground area was still positive at the beginning of the section's excavation. The vertical displacement approached an asymptomatic value that is 20 times greater than the vertical displacement recorded when the distance behind tunnel face exceeded five times the radius of the tunnel, a distance beyond which no influence of tunneling is observed under normal conditions (Darabi et al. 2012; Li et al. 2012).

These observations demonstrate that in the case of the Cigar Lake mine, the vertical component of the displacement field can clearly and distinctly account for the effect of freezing on the underground galleries advancing through nonfrozen rock mass. Consequently, it is important to develop a multiphysical model that can predict the evolution of temperature and displacements for long periods. This model will allow preventive measures to be taken, for example, regarding the choice of the support system.

3 Coupled THM Modeling of Artificial Ground Freezing

The proposed model is based on the theory of porous media in which the ground, initially fully saturated with water and subjected to freezing, is considered to be a three-phase porous medium (Nishimura et al. 2008; Zhou and Meschke

2013; Vitel et al. 2016; Rouabhi et al. 2018; Coussy and Monteiro 2008) consisting of a solid phase, designated in this paper with the subscript σ , and a void space containing liquid water λ and ice γ . Each phase α is characterized with a density ρ_α or a specific volume $v_\alpha = 1/\rho_\alpha$, a volume fraction n_α and an apparent volumetric mass density $\rho^\alpha = n_\alpha \rho_\alpha$, with $\sum_\alpha n_\alpha = 1$ and $n = 1 - n_\sigma$ the Eulerian porosity of the porous medium. Based on the aforementioned literature, we adopted the following hypotheses:

1. Local thermal equilibrium between the three phases is achieved instantaneously, i.e., all the phases have the same temperature T ;
2. Ice, exchanging matter with the liquid water phase, is considered as a fluid phase endowed with its own pressure p_γ and temperature T ;
3. Ice follows the movement of solid phase σ ; and
4. Infinitesimal transformations of the skeleton are considered.

Note that assumption 3 is used to derive the mechanical and chemical equilibrium conditions at the interface $\lambda\gamma$. A distinction is thus made between this assumption and others adopted to describe the macroscopic rheological behavior of the material subjected to freezing (Rouabhi et al. 2018).

In addition, we make the following assumptions specific to the case study of the Cigar Lake mine:

5. The effect of the presence of solutes is not considered because the pore water in the Cigar Lake mine is assumed to be pure;
6. The formation of ice lenses is not taken into account because the frozen fringe (partially frozen zone overlying nonfrozen soil and underlying totally frozen soil) is located at great depths in this case. At high overburden pressures, the growth of ice lenses is inhibited (Lai et al. 2014; Rempel 2007);
7. The isotropic elasticity approximation is used. We note that the exploitation tunnels of the mine were excavated in nonfrozen media. Thus, it was not deemed necessary to complicate the behavior law of the rock mass around the tunnel, given that the objective of this paper is to evaluate the extent to which the thermo-poro-elasticity framework can account for the recorded displacements. In this framework, the magnitude of the displacements is mainly affected by the pore pressure that accumulates as water expands in the phase transition to ice, the thermal contraction of solid particles when the temperature decreases and the ability of the material to expel water from the frozen area to nearby nonfrozen areas. In addition, the phenomenon of curvature-induced pre-melting, extensively detailed in Wettlaufer and Worster (2006), which stands for the amount of water that

remains nonfrozen at temperatures below the freezing point as a result of the capillarity forces bonding the grains together, also affects the deformation field. A final important phenomenon is the cryo-suction process responsible for driving liquid water towards the frozen zone; this could make a significant contribution in the case of shallow freezing or any environment favorable to the formation of ice lenses.

3.1 Balance Equations

A macroscopic continuum-mechanics approach is used to derive the balance equations of mass, energy and momentum, taking the motion of solid phase σ as a reference. The notation $\dot{\varphi}$ is used to denote the time derivative of a quantity φ following the motion of the solid skeleton.

3.1.1 Water Mass Balance Equation

The balance equations of the liquid and solid water phases ($\alpha = \lambda, \gamma$) are as follows:

$$\dot{\rho}^\lambda + \rho^\lambda \dot{\varepsilon}_v + \nabla \cdot (\rho^\lambda \mathbf{V}) = \hat{\pi}^\lambda, \quad (1)$$

$$\dot{\rho}^\gamma + \rho^\gamma \dot{\varepsilon}_v = \hat{\pi}^\gamma, \quad (2)$$

where $\varepsilon_v = \text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon})$ is the volumetric component of the linearized strain tensor $\boldsymbol{\varepsilon} = (\nabla \mathbf{u} + {}^t \nabla \mathbf{u})/2$, represented by the symmetric part of the gradient of the solid displacement vector \mathbf{u} ; $\hat{\pi}^\alpha$ is the amount of mass exchanged by phase α during a phase change, such as $\hat{\pi}^\lambda + \hat{\pi}^\gamma = 0$, and \mathbf{V} is the filtration velocity of the liquid phase.

By summing (1) and (2), we obtain the water mass balance equation as follows:

$$\dot{\rho}^\lambda + \dot{\rho}^\gamma + (\rho^\lambda + \rho^\gamma) \dot{\varepsilon}_v + \nabla \cdot (\rho^\lambda \mathbf{V}) = 0. \quad (3)$$

3.1.2 Heat Equation

The heat balance equation can be written as follows (Rouabhi et al. 2018):

$$\rho C_p \dot{T} + \rho_\lambda C_{p\lambda} \mathbf{V} \cdot \nabla T = -\nabla \cdot \boldsymbol{\psi} - \hat{\pi}^\gamma \Delta h \quad (4)$$

with

$$\rho C_p = \sum_\alpha \rho^\alpha C_{p\alpha}, \quad (5)$$

where $C_{p\alpha}$ denotes the heat capacity at constant pressure of phase α , $\boldsymbol{\psi}$ the surface density of the amount of heat exchanged by conduction, and $\Delta h(p_\lambda, p_\gamma, T) = h_\gamma(p_\gamma, T) - h_\lambda(p_\lambda, T)$ is the latent heat of the water phase change, namely, the difference in enthalpy between pure liquid water and ice. Their expressions will be given in Sect. 3.2 which deals with the constitutive laws.

3.1.3 Momentum Balance

Assuming that the inertial terms are negligible, the equation of balance of momentum is as follows:

$$\nabla \sigma + \rho g = \mathbf{0}, \tag{6}$$

where the tensor σ corresponds to the total stress tensor, $\rho = \sum_{\alpha} \rho^{\alpha}$ the mass density of the porous medium and g is the gravitational acceleration vector.

The momentum balance across the water–ice interfaces must also be accounted for. It has been shown that in freezing/thawing problems, the surface tension forces at the interface between the liquid and solid water are significant (Rempel et al. 2004; Wettlaufer and Worster 2006). The Young–Laplace law relates the capillary pressure p_c , i.e., the difference of pressure across the interface $\gamma\lambda$, to the surface tension $\sigma_{\gamma\lambda}$ and to the mean curvature radius of the interface $H_{\gamma\lambda}$, as follows:

$$p_c = p_{\gamma} - p_{\lambda} = 2H_{\gamma\lambda} \sigma_{\gamma\lambda}(T). \tag{7}$$

However, in a macroscopic approach, it is a common practice not to represent the moving interface $\gamma\lambda$ explicitly, but rather through a smooth piecewise function named the saturation degree $S_{\alpha} = n_{\alpha}/n$, $\alpha = (\lambda, \gamma)$, such that $S_{\gamma} + S_{\lambda} = 1$.

Equation (7) is then replaced by a relationship between the difference of pressure, the temperature and the liquid saturation degree S_{λ} as follows:

$$S_{\lambda} = S(p_{\gamma} - p_{\lambda}, T), \tag{8}$$

where S is an empirical function that has been widely investigated in the literature. Previous works by Koopmans and Miller (1966), Spaans and Baker (1996), Bittelli et al. (2004), Fabbri (2006) and Tian et al. (2014) have proposed several methods to measure the ice content of different freezing geomaterials. Other studies determined it indirectly by analogy to the wetting/drying processes of unsaturated non-frozen soil (Koopmans and Miller 1966; Spaans and Baker 1996; Black and Tice 1989; Fabbri and Fen-Chong 2013). Another approach consists of estimating this function via a calibration against laboratory (Rouabhi et al. 2018) or in situ measurements (Vitel et al. 2016).

3.2 Constitutive Equations

At this point, we have defined six independent equations: two equations of mass balance (2, 3), the heat equation (4) and a vector equation of momentum balance (6). We have also introduced ten scalar unknowns $T, p_{\lambda}, p_{\gamma}, n, \rho_{\lambda}, \rho_{\gamma}, C_{p\lambda}, C_{p\gamma}, \Delta h$ and $\hat{\pi}^{\gamma}$, three vector unknowns u, V and ψ , and one tensor unknown σ . Consequently, to allow closure of the system, the macroscopic balance equations must be supplemented by the constitutive equations given below.

3.2.1 Liquid Water Saturation Degree Function

The van Genuchten empirical function (Van Genuchten 1980) has widespread applicability (Coussy 2005; Nishimura et al. 2008; Zhang and Michalowski 2015; Rouabhi et al. 2018) and is here adopted to express the liquid water saturation degree, as follows:

$$S_{\lambda}(p_c) = \left(1 + (p_c/P)^{1/(1-m)}\right)^{-m}. \tag{9}$$

It involves two material parameters, m and P .

3.2.2 Liquid Water Flow

The liquid filtration velocity V , used in Eq. (1), is assumed to be given by the modified Darcy’s law, as follows:

$$V = -\frac{k_r(S_{\lambda}) k_0}{\eta_{\lambda}} (\nabla p_{\lambda} - \rho_{\lambda} g), \tag{10}$$

where η_{λ} is the dynamic viscosity of the liquid water, k_0 the intrinsic permeability of the porous medium, and k_r is the liquid-phase relative permeability that varies with the liquid saturation degree to reproduce the hindering effect of ice formation on the movement of the remaining liquid water in pores. Its expression is derived from the van Genuchten model, as follows:

$$k_r(S_{\lambda}) = \sqrt{S_{\lambda}} \left(1 - (1 - S_{\lambda}^{1/m})^m\right)^2. \tag{11}$$

In contrast to the variation of relative permeability with temperature, which reproduces the waterproofing effect of ground freezing, the variation of liquid water viscosity with temperature has minimal influence on the velocity of expelled water, as shown in Vitel et al. (2016).

3.2.3 Conductive Heat Transfer

To express conductive heat transfer, the Fourier law is used, as follows:

$$\psi = -\Lambda \nabla T, \tag{12}$$

where the scalar Λ , denoting the thermal conductivity of the porous medium, is a function of the volume fractions of the three phases. Of the several empirical expressions available in the literature, we adopt the following geometric mean of the thermal conductivities of the phases (Côté and Konrad 2005; Nishimura et al. 2008; Rouabhi et al. 2018):

$$\Lambda = \Lambda_{\sigma}^{n_{\sigma}} \Lambda_{\lambda}^{n_{\lambda}} \Lambda_{\gamma}^{n_{\gamma}} = \Lambda_{\sigma}^{1-n} \Lambda_{\lambda}^{n S_{\lambda}} \Lambda_{\gamma}^{n(1-S_{\lambda})}. \tag{13}$$

3.2.4 Porosity Evolution

To describe the evolution of the porosity n , the following expression, derived from thermodynamic principles governing macroscopic porous media, is used:

$$\dot{n} = (B - n)\dot{\epsilon}_v - A_n \dot{T} + \frac{S_\lambda}{M} \dot{p}_\lambda + \frac{(1 - S_\lambda)}{M} \dot{p}_\gamma, \quad (14)$$

where B , M and A_n are the Biot coefficient, the Biot modulus and the coefficient of thermal expansion of the pore volume, respectively. They can be approximated using the following expressions:

$$B = 1 - \frac{K}{K_\sigma}, \quad A_n = 3A(B - n), \quad \frac{1}{M} = \frac{(B - n)}{K_\sigma}, \quad (15)$$

where K and K_σ are the drained and solid bulk moduli, respectively, and A is the drained linear thermal expansion coefficient.

3.2.5 Mechanical Behavior Law

To express the stress tensor σ in the solid skeleton, the concept of effective stress (Coussy 1991) is used, as follows:

$$\dot{\sigma} + B\dot{p} \mathbf{1} = \mathbf{H} : (\dot{\epsilon} - A\dot{T} \mathbf{1}) \quad (16)$$

with

$$\dot{p} = \chi \dot{p}_\lambda + (1 - \chi) \dot{p}_\gamma, \quad (17)$$

where χ is a parameter assumed to be equal to the liquid water saturation degree S_λ , as in Li et al. (2002) and Na and Sun (2017), and \mathbf{H} is the drained Hooke's elasticity tensor, assumed here to be isotropic (characterized by a Young's modulus E and a Poisson's ratio ν). The pressure p is an equivalent pore pressure which can be expressed as follows:

$$p = p_\lambda + \int_0^{p_c} (1 - S_\lambda(x)) dx. \quad (18)$$

When making use of similarities between unsaturated non-frozen media and frozen media (such as equivalent pore pressure expression), it is important to keep in mind that, unlike air, ice crystals are not a fluid but rather form a new solid composite material along with the solid particles. To account for this property, an equivalent Young's modulus E of the mixture (Zhou and Meschke 2013; Ghoreishian Amiri et al. 2016) is considered as follows:

$$E = S_\lambda E_0 + (1 - S_\lambda) E_f, \quad (19)$$

where E_0 and E_f are the Young's moduli of the material in the nonfrozen state and the fully frozen state, respectively. Their values are deduced from classical mechanical tests on nonfrozen and frozen samples.

While a significant change in the Young's modulus with a decrease in temperature was noted during testing, the variations of the Poisson's ratio were not conclusive. Therefore, it is assumed to be constant.

3.2.6 Thermodynamics of the Liquid–Solid Water Phase Change

As is often the case with THM models of freezing geomaterials (Nishimura et al. 2008; Zeng 2011; Zhou and Meschke 2013; Vitel et al. 2016; Rouabhi et al. 2018), the present model is based on the thermodynamic equilibrium of water liquid/solid interfaces. The thermal and mechanical equilibriums were verified, respectively, by assuming a single temperature T and the momentum balance (Eq. 8). The chemical equilibrium remains to be formulated. It translates into both phases having the same chemical potential, which is equivalent for pure water to the equality of their molar Gibbs free energy, as follows:

$$g_\gamma(p_\gamma, T) = g_\lambda(p_\lambda, T). \quad (20)$$

Equation (20), valid also for an equilibrium state such as $p_\lambda = p_\gamma = p_{\lambda\gamma}(T)$, with $p_{\lambda\gamma}$ the coexistence pressure at the thermodynamic equilibrium between λ and γ , leads to [for a detailed demonstration, see Vitel (2015); Rouabhi et al. (2018)]:

$$\forall(p_\lambda, p_\gamma, T) : \int_{p_{\lambda\gamma}(T)}^{p_\gamma} v_\gamma(x, T) dx = \int_{p_{\lambda\gamma}(T)}^{p_\lambda} v_\lambda(x, T) dx, \quad (21)$$

which allows the determination of the capillary pressure p_c as a function of (p_λ, T) .

In addition, Eq. (20) yields the following expression of the variation of enthalpy across the interfaces $\lambda\gamma$:

$$\begin{aligned} \Delta h(p_\lambda, p_\gamma, T) = & L_{\lambda\gamma}(T) - T \int_{p_{\lambda\gamma}(T)}^{p_\gamma} \partial_T v_\gamma(x, T) dx \\ & + T \int_{p_{\lambda\gamma}(T)}^{p_\lambda} \partial_T v_\lambda(x, T) dx, \end{aligned} \quad (22)$$

where $L_{\lambda\gamma}(T) = \Delta h(p_{\lambda\gamma}(T), p_{\lambda\gamma}(T), T)$ denotes the latent heat of the solid–liquid water phase change within the domain of chemical equilibria such as $p_\lambda = p_\gamma = p_{\lambda\gamma}(T)$. Its expression is obtained by derivating Eq. (20) with respect to T , as follows:

$$L_{\lambda\gamma}(T) = T \Delta v(p_{\lambda\gamma}(T), T) \partial_T p_{\lambda\gamma}(T), \quad (23)$$

where $\Delta v(p, T) = v_\gamma(p, T) - v_\lambda(p, T)$.

Equations (21) and (22) are often simplified to reduce computational load and boost the numerical performance of the model without affecting its accuracy, as follows:

1. Linearization of the functions $p_{\lambda\gamma}(T)$ and $L_{\lambda\gamma}(T)$ around the reference state (p_0, T_0) , as follows:

$$p_{\lambda\gamma}(T) = p_0 + p'_{\lambda\gamma}(T - T_0), \tag{24}$$

$$L_{\lambda\gamma}(T) = L_0 + L'_0(T - T_0) \tag{25}$$

with $L_0 = T_0 \Delta v_0 p'_{\lambda\gamma}$ and $\Delta v_0 = \Delta v(p_0, T_0)$

2. Constant coexistence temperature at thermodynamic equilibrium between λ and γ :

$$T_{\lambda\gamma}(p) = T_{\lambda\gamma}(p_0) = T_0. \tag{26}$$

3. Pressure- and temperature-independent specific volumes of water: $v_\lambda(p, T) = v_\lambda(p_0, T_0)$ and $v_\gamma(p, T) = v_\gamma(p_0, T_0)$.

The values of the constants p_0, T_0, L_0 and L'_0 are given in Table 2. They are determined through least-squares fitting of empirical expressions of the Gibbs free energy of ice Ih (Feistel and Wagner 2006) and the Gibbs free energy of pure liquid water (Wagner and Pruß 2002) extrapolated to the domain of negative absolute temperatures.

The simplified expressions of capillary pressure and enthalpy variation are as follows:

$$p_c = p_\gamma - p_\lambda = \rho_\gamma L_0 \langle T/T_0 - 1 \rangle, \tag{27}$$

$$\Delta h(p_\lambda, p_\gamma, T) = L_{\lambda\gamma}(T) = L_0 + L'_0(T - T_0). \tag{28}$$

In the above Eq. (27), $\langle \cdot \rangle$ are Macauley brackets such that p_c is positive when $T < T_0$ and equal to zero otherwise.

It should be noted that the third assumption was used here to propose a numerically friendly consistent formulation of the thermodynamic equilibrium state of the interfaces and should not necessarily be applied when establishing balance equations involving density coupling (Rouabhi et al. 2018).

4 Numerical Simulations

The partial differential equations presented in Sect. 3 were implemented in COMSOL Multiphysics, a finite-element software used for all numerical simulations presented in this section. The objective was to demonstrate the capability of the THM model to reproduce the displacement measurements of monitoring section 26 in tunnel 797 (Fig. 4).

The first step of validating the THM numerical model is calibration of the liquid saturation degree for all the geological layers using in situ temperature measurements. This was achieved using a 3D TH model based on the true layout of the freezing pipes (Sect. 4.1). In the second step, the THM simulations were conducted including the tunnel excavation and the freezing activity (Sect. 4.3). In the simulations, the true freezing pipe layout was replaced with a regular grid to simplify the geometry and reduce the computational load (Sect. 4.2).

4.1 Water Saturation Degree Calibration

As mentioned in Sect. 3.1.3, experimental determination of the liquid saturation degree is not simple or straightforward for a frozen soil, especially for a heterogeneous ground area. Therefore, we estimated this quantity by a back analysis of the temperature in situ measurements. We took temperature data from the closest temperature borehole to tunnel 797: borehole ST791_21, as far as possible from the frozen/nonfrozen boundary, to minimize the influence of ground heterogeneity and to identify parameter values that are characteristic of the studied area.

Because the calibration aimed to evaluate the extent of the frozen area rather than the impact of freezing on ground deformation, we assumed a nondeformable medium and used a TH model. This choice amounts to considering a constant porosity as in Vitel et al. (2016), where it was shown that porosity variations had only a limited effect on the evolution of the frozen mass.

In this section, we consider a simplified representation of the Cigar Lake mine by assuming horizontally stratified geology. Based on geological considerations, the mine is simulated using a 3D model comprised of six horizontal homogeneous layers, with distinct thermal properties. The heights of these layers are given in Table 2. In addition, the model contains 27 vertical cylindrical freezing pipes of radius R_p and length L_p . They are all located within a 15-m circumference around borehole ST791_21, as shown in Fig. 7, which illustrates the true freezing and measurement pipes layout near tunnel 797. We note that the circumference was determined based on a sensibility analysis that showed that more distant pipes had an insignificant effect on the distribution of temperature near the measurement well. The model is shown in Fig. 8a; Fig. 8b shows a meshed horizontal cross section of the 3D model. A 15-m radius circle centered on the measurement borehole is added to the figure to help derive the coordinates of the freeze pipes. The mesh of the 2D cross section displayed in Fig. 8b is replicated along the pipes by a swept mesh, as shown in Fig. 8a. The horizontal mesh is radial and refined around the freeze pipes to accurately predict the radial progression of temperature. It has a minimum element length of $R_p/3$ and a maximum element length of $40R_p$. The numerical model was solved using 652,056 second-order 3D domain elements.

The initial temperature was set to 6 °C, the mean in situ temperature recorded before the ground was subjected to freezing, and the pressure was set to the hydrostatic pressure. Two types of boundary conditions were used: a constant far-field temperature condition, equal to the initial temperature, was applied at all the outer vertical boundaries and at the bottom; a convection boundary condition was used in the top horizontal boundary to take into account the air–soil

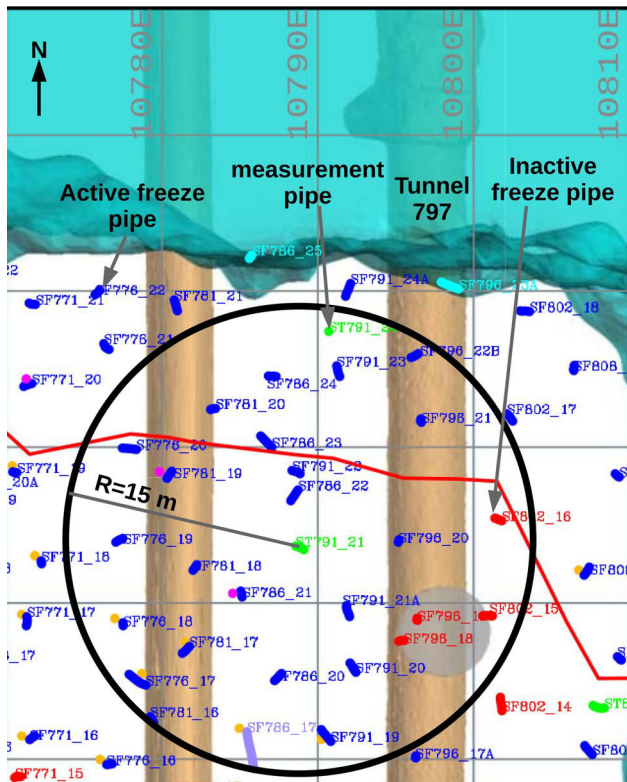


Fig. 7 Layout of the boreholes in the vicinity of ST791_21 and soil freezing state (white indicates frozen and blue indicates nonfrozen)

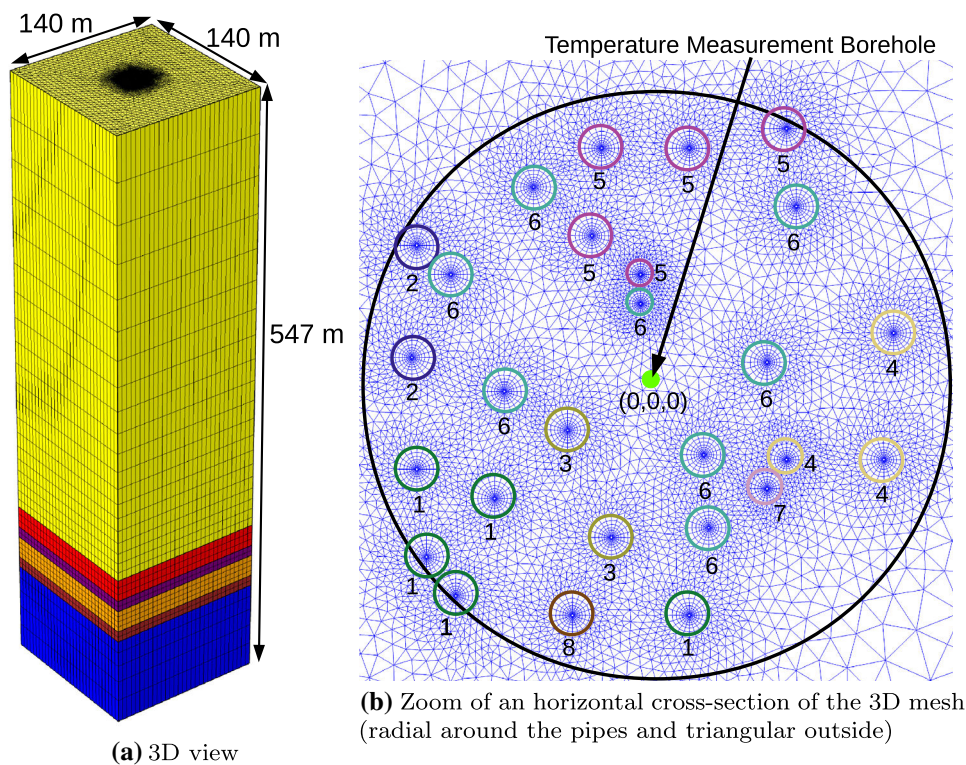
surface interaction, and at the pipe walls to consider the coolant–ground interaction, as follows:

$$\psi \cdot n = H_a(T - T_a), \quad \psi \cdot n = H_c(T - T_c), \quad (29)$$

where H_a and H_c are, respectively, the natural and the forced convective heat transfer coefficients, and n is the outward unit vector normal to the boundary of the freeze pipe. T_a and T_c are, respectively, the air and the coolant temperatures; the former was estimated as a linear interpolation between the average temperatures of each month (see Fig. 9) and the latter, constant across the pipe, switches smoothly from the initial temperature of the ground to $-30\text{ }^\circ\text{C}$ when the freezing is turned on and vice versa when it is turned off. As the freeze pipes were not activated simultaneously, T_c varies from pipe to pipe and the numbers displayed in Fig. 8b correspond to the temperature instructions sketched in Fig. 10. Along all the external boundaries, the hydraulic flux is equal to zero.

The parameters common to all layers are shown in Table 1, while Table 2 presents the remaining parameters for each geologic unit, as well as the calibrated parameters m and P of the liquid saturation degree function. The parameters, namely, the hydraulic conductivities, porosities, thermal conductivities and convective heat transfer coefficients were estimated according to geological and hydrogeological models of the site and based on previous studies dealing with thermo-hydraulic modeling of the freezing system (Vitel 2015).

Fig. 8 Mesh used in the 3D TH model



(b) Zoom of an horizontal cross-section of the 3D mesh (radial around the pipes and triangular outside)

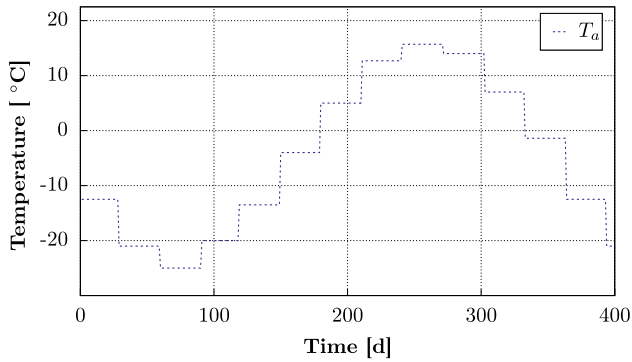


Fig. 9 Air temperature over a year

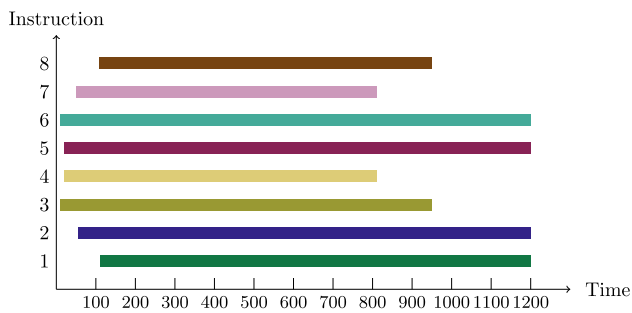


Fig. 10 The duration of active freezing for the simulated pipes

The simulated results, depicted in Fig. 11, are in good agreement with the experimental data for all depths and over a long period of time. Both the latent heat-induced plateau around 0 °C and the temperature decrease over the long term, following the plateau, are well reproduced. The length of the plateau is mainly influenced by the porosity and the thermal conductivity. A high porosity induces a long plateau, as confirmed by a comparison of depths below the surface of 400 m and 410 m. Additionally, the lower the thermal conductivity, the longer the phase-change plateau. The liquid saturation degree controls the shape of the plateau, which is sharper and more pronounced when the liquid saturation degree function exhibits a steeper decay.

Concerning the TH coupling, it should be noted that the regional hydraulic gradient in the studied area is negligible. Hence, the liquid filtration velocity is induced only by phase change, making the contribution of the convective term limited compared to the contribution of the other terms of the heat equation.

4.2 Simplification of the Problem's Geometry

The geometry of the problem involves a 160-m-long tunnel excavated in the basement rock at a depth of 480 m below a large and random network of freezing pipes. The latter

are cylindrical pipes with a length of 465 m and a radius $R_p = 57.15$ mm. Because of the narrow pipe cross sections, a highly refined mesh close to the pipes is required to accurately simulate heat transfer. Consequently, the mesh contains many finite elements with high aspect ratios (long and thin elements). Avoiding them would require a large number of elements and tremendous computational resources. Thus, some potential simplifying assumptions were attempted to reduce the size of the model.

4.2.1 On the Use of Line Heat Sources

One way to reduce the number of mesh elements would be to replace the high aspect ratio cylindrical heat sources with line sources. This substitution would induce a singularity to form around the localized source. However, given that we aimed to model a frozen impermeable zone and not to reproduce the exact temperature values in the immediate vicinity of the freeze pipes, these singularities could be tolerated if they considerably reduced the calculation time. To explore this option, two simulations were conducted using the model depicted in Fig. 8a but with only one freeze pipe located in the center for symmetry. In the first simulation, the freeze pipe was modeled as geometrically defined, with convective boundary conditions at the pipe's walls (Eq. 29). In the second simulation, the freeze pipe was replaced by a line source with a power per unit length Q_l such as:

$$Q_l = -2\pi R_p h_c (T - T_c). \quad (30)$$

The coolant temperature T_c used in both simulations was taken from instruction number 8 (see Fig. 10). Obviously, each approach requires an appropriate mesh. To investigate the accuracy of the line heat source approach, the calculations were repeated on a refined mesh until the solution became mesh independent. Figure 12 shows a close-up view of the horizontal cross section of the mesh for both approaches, using two different values of minimum element size e_{\min} in the case of the line heat source. Lower e_{\min} values indicate a finer mesh.

The vertical profile of temperature at a distance of $10R_p$ from the center of the freeze pipe, after 400 days of freezing, is plotted in Fig. 13 for the cylindrical source calculation and the mesh refinement study using the line source approach. For clarity, only depths below 350 m are considered. In addition, Table 3 provides, for the three mesh configurations shown in Fig. 12, information about the number of mesh elements, the number of degrees of freedom, the solution time (taking as a reference the solution time in the case of a surface heat source t_s), and the maximum absolute error compared to the cylindrical heat source calculation.

Figure 13 demonstrates only a minor difference between the solutions of the mesh refinement study. This conclusion is also true for the difference between the exact solution

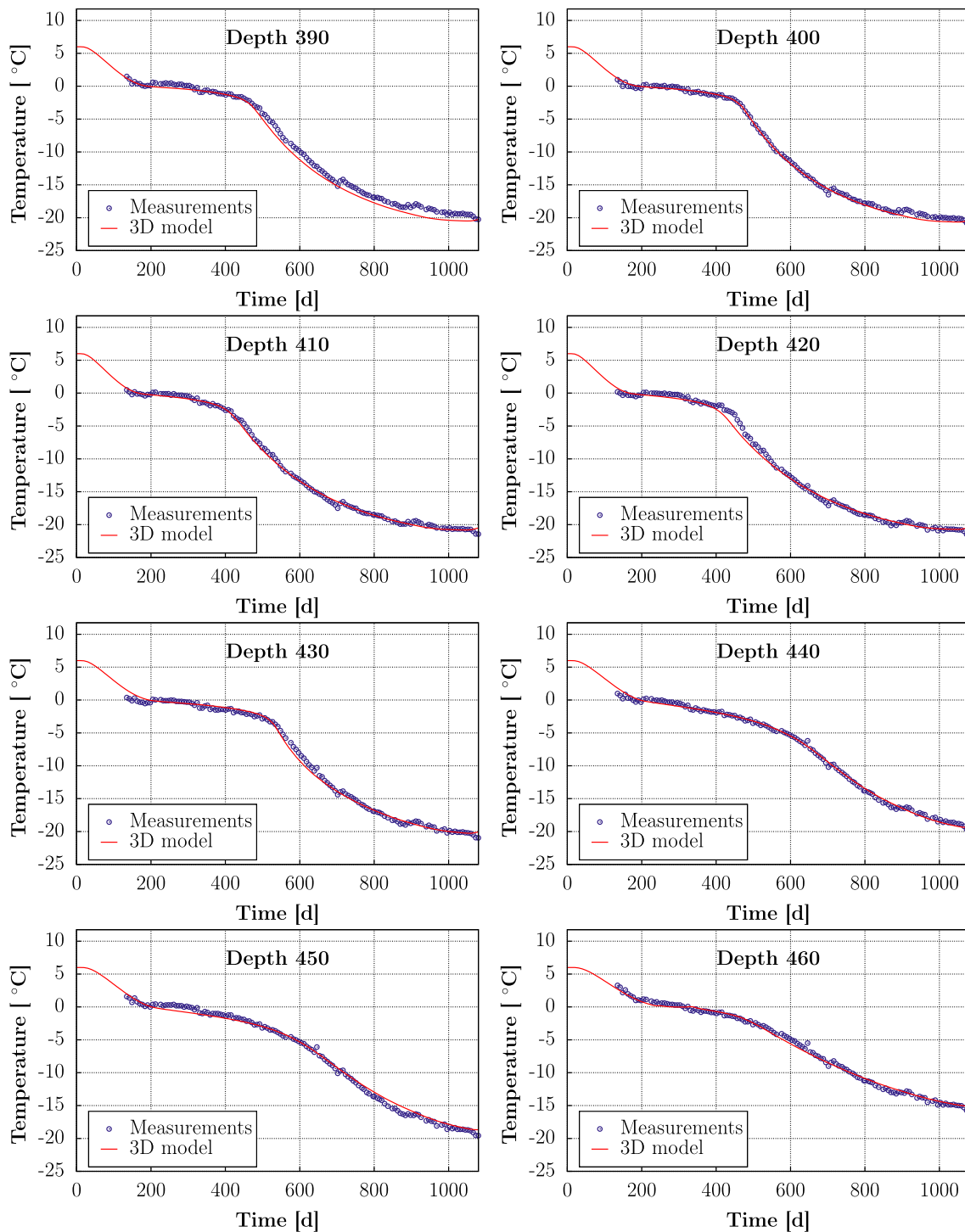


Fig. 11 Comparison between measured and calculated temperatures

(cylinder pipe) and the approximated ones (line source), which remains below the tolerance level of 1°C . However, Table 3 shows that, in terms of computation time, the surface source is the best option despite the increase in the number of mesh elements induced by the geometry. The line heat source option could improve the computational time if the

mesh was further coarsened (beyond $10R_p$) but to the detriment of the model's numerical accuracy.

The high computational time resulting from the use of a line heat source could be explained by the fact that the singularity becomes more pronounced when the problem to solve is highly nonlinear and includes space derivatives, as

is the case with the heat equation with a phase change. The use of an explicit cylindrical source removes the singularity and helps hasten the calculation.

4.2.2 Symmetry Hypotheses to Reduce Model Size

The freezing pipe grid (partly shown in Fig. 7) is assumed to be regular with a spacing of 6 m equal to the average spacing field value. The length of the tunnel and the grid in the direction of the tunnel axis (*Y*) are considered to be infinite. These two assumptions create important symmetries that are exploited to reduce the problem to the modeling of the blue block shown in Fig. 14 with a single line of freeze pipes and a thickness equal to half the pipe spacing. The plane *YZ* is also considered to be a plane of symmetry to further simplify the problem and reduce its computational cost. This choice implies that the freezing panels to the right and left of the tunnel were turned on and off simultaneously.

4.3 THM Simulations

Monitoring section 26 was used to test the THM model’s capability to reproduce the measured data. As shown in Fig. 4, it is located below the frozen mass and far from its boundaries. Additionally, it is close to borehole ST791_21, against which the saturation degree function was calibrated. Finally, the freezing panels above the section to the east and west were activated synchronously, verifying the *YZ* symmetry.

The simulations were run for a time period of 1050 days. The origin of time was the same as in Sect. 4.1, corresponding to a state of positive temperature and zero strain. The tunnel was excavated after 150 days of active freezing.

The planes of symmetry are shown in Fig. 14 and the dimensions of the geometry in Fig. 15. The width of the model was chosen so that the ground heave at the vertical boundary was negligible compared to the heave at the centerline. Regarding the boundary conditions, the displacement was constrained in the horizontal direction at the lateral boundary and at the pipe walls. It was completely constrained at the bottom given the geology of the site (with a rigid basement at nearly 550 m depth). The hydraulic and thermal boundary conditions were the same as in Sect. 4.1. To account for the effect of the support system, a 60% stress release ratio, which is often used to model the mine excavations, was applied to the tunnel’s wall. The pressure in the latter was initially equal to the hydrostatic pressure and was canceled after removing the soil; the temperature was governed by a Newton boundary condition to consider an eventual heat exchange between the tunnel’s wall and the air inside it. The initial state of stress was hydrostatic and the temperature was 6 °C.

Table 1 Constants for numerical simulations

Constant	Value
Pipe geometry	
Radius R_p (mm)	57.15
Length L_p (m)	465
Thermal properties of the phase σ	
ρ_σ (kg m ⁻³)	2500
$C_{p\sigma}$ (J kg ⁻¹ K ⁻¹)	900
Water-phase properties	
Λ_λ (W m ⁻¹ K ⁻¹)	0.6
Λ_γ (W m ⁻¹ K ⁻¹)	2.3
η_λ (MPa s)	10 ⁻⁹
Heat transfer coefficients (W m⁻² K⁻¹)	
H_c	12
H_a	1.2
State functions ($p_0 = 0.1$ MPa)	
ρ_λ (kg m ⁻³)	999.84
ρ_γ	916.72
$C_{p\lambda}$ (J kg ⁻¹ K ⁻¹)	4219.44
$C_{p\gamma}$	2096.71
T_0 (K)	273.1526
L_0 (J kg ⁻¹)	- 333427
L'_0 (J kg ⁻¹ K ⁻¹)	- 2458.25
Material properties of sandstone [0; - 465 m]	
E_0 (MPa)	250
E_f (MPa)	1125
ν	0.4
A (°C ⁻¹)	10 × 10 ⁻⁶
Material properties of basement	
E_0 (MPa)	3500
E_f (MPa)	15750
ν	0.25
A (°C ⁻¹)	10 × 10 ⁻⁶

Table 2 Simulation parameters for each layer

Layer depth (m)	Λ_σ (W m ⁻¹ K ⁻¹)	n	m	P (MPa)	k_0 (m ²)
[0; - 405]	3.4	0.22	0.55	1	4.32 × 10 ⁻¹⁵
[- 405; - 425]	3.4	0.18	0.6	1.2	2.89 × 10 ⁻¹²
[- 425; - 435]	3.1	0.24	0.62	1.3	5.78 × 10 ⁻¹⁷
[- 435; - 455]	2.7	0.27	0.52	2.6	1.16 × 10 ⁻¹⁵
[- 455; - 465]	1.8	0.2	0.3	0.7	2.31 × 10 ⁻¹⁵
[- 465; - 520]	1.8	0.2	0.3	0.7	6.94 × 10 ⁻¹⁶

The mesh used in the simulations included rectangular and triangular prisms in the domain of the freeze pipes and tetrahedral elements around the tunnel. Quadratic polynomial degrees were used for the pressure, the temperature and

Fig. 12 Close-up view of a cross section of the three mesh configurations: radial around the hollow cylinder (left), and triangular refined close to the line source with a minimum element size e_{\min} ten times greater than the source radius (middle) or equal to the source radius (right)

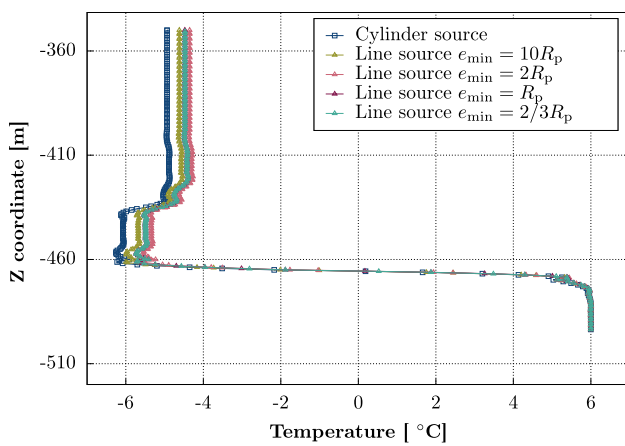
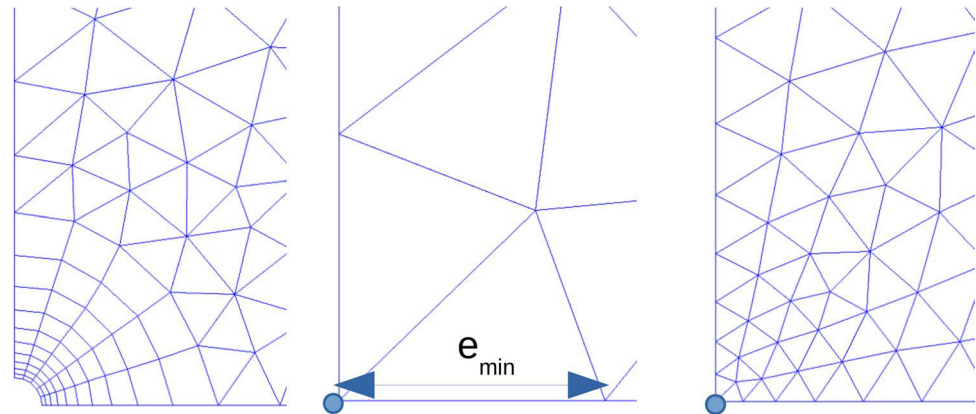


Fig. 13 Vertical profile of temperature for the three versions of the heat source feature (surface source and line source on coarse and fine meshes)

the displacement fields. This resulted in 5,643,949 degrees of freedom to solve for.

The elastic parameters used in the calculation are given in Table 1; they were chosen based on a review of mechanical tests carried out throughout the lifetime of the mine. The Biot coefficient value was fixed at 1.

The distribution of the temperature T and the equivalent pore pressure p , along with the displacement vectors \mathbf{u} , is shown in Fig. 16 for depths below 380 m after 700 days and 1050 days. We note at both times a large upper heave, a neutral zone where the displacements shrink to zero and a

lower zone of settlement that decreases with depth. As the temperature of the ground decreases below 0°C , the equivalent pore pressure increases and the neutral zone becomes deeper. We also note that the displacement vectors are close to vertical in the center of the frozen mass but become inclined near its extremities to spread through the nonfrozen zones below the 0°C isotherm. The excavated ring, which is located below the center of the frozen mass and far from its boundaries, experiences vertical settlement. Finally, the existence of a preferential direction of displacement around the entire tunnel confirms that those displacements mainly originated from the expansion of the upper frozen mass. Indeed, this phenomenon is generally foreign to displacements following tunnel excavation, where the crown and the shoulders zones move downwards and the knee upwards.

The freezing-induced pore pressure varies from one layer to another mainly because of differences in permeability. The more permeable the ground, the more it can drain liquid water while ice is forming and, thus, the lower the freezing-induced pressure, which explains the predicted distribution of pressure. The abrupt variation in pore pressure within the layer located between 425 and 435 m below the surface occurs because it is below a highly permeable layer and above a layer with greater permeability. This permeability contrast over a limited thickness is likely responsible for the pressure distribution in the third layer, which is characterized by a high pressure evolution around the freezing pipes.

To confirm the hypothesis that permeability controls the distribution of pore pressure, a simulation was performed using the same model but attributing the same material

Table 3 Comparison of the numerical performance of the three versions of the heat source feature (surface source and line source on coarse and fine meshes)

Calculation	Number of elements	Number of degrees of freedom	Calculation time	Maximum absolute error ($^\circ\text{C}$)
Surface source	15,569	78,674	$t_s = 148$ s	–
Line source ($e_{\min} = 10R_p$)	7740	34,489	$1.17t_s$	0.5
Line source ($e_{\min} = R_p$)	16,830	73,255	$2.09t_s$	0.75

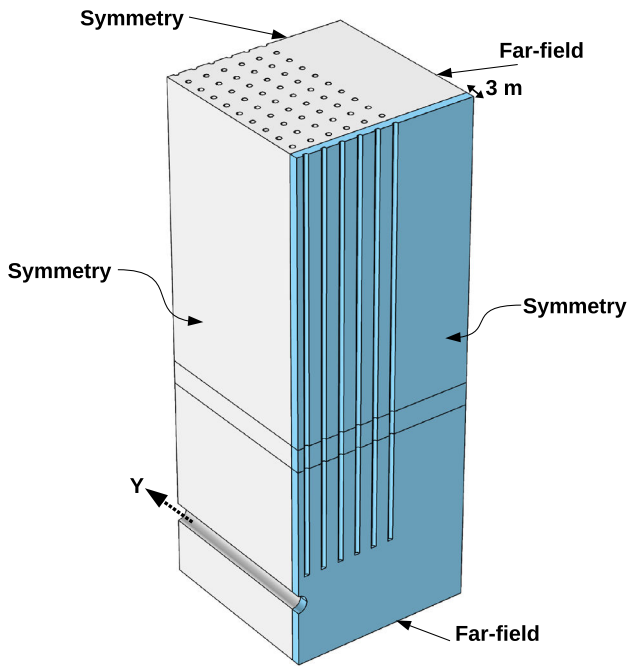


Fig. 14 Simplified Geometry (Not to Scale)

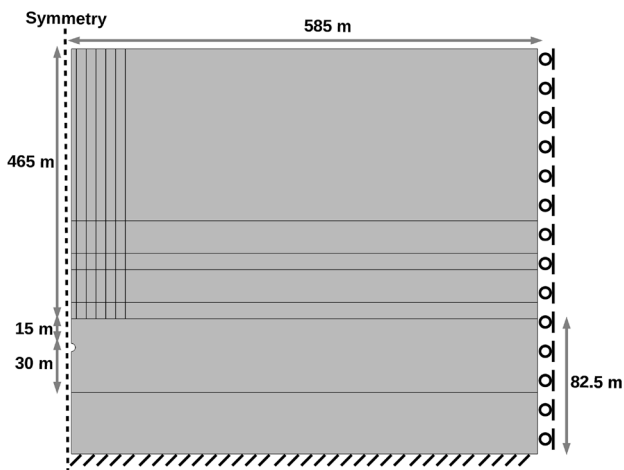


Fig. 15 Vertical cross section of the computational domain (not to scale)

permeability, $k_0 = 4.32 \times 10^{-15} \text{ m}^2$, to all the layers. The results, shown in Fig. 17, indicate a distribution of temperature similar to that in Fig. 16a, but also a fairly regular distribution of pore pressure, unlike Fig. 16b. This supports the idea that permeability strongly affects spatial variations in pressure. The remaining pressure peak in the middle of the third layer is induced by other parameters that vary from one layer to the other, particularly the liquid saturation degree that intervenes in the relative permeability (see Eq. 11).

Moreover, the magnitude of displacement around the tunnel is higher in Fig. 17b. This feature could be associated with the location of the neutral zone, which is shallower in the verification simulation than the neutral zone in Fig. 16b. Indeed, a shallower neutral zone seems to enable the displacements in the frozen mass below to grow gradually and spread into the nonfrozen rock mass.

It should be noted that unlike the first TH simulations presented in Sect. 4.1, the influence of the hydraulic component is very significant even if the regional hydraulic gradient is negligible. Indeed, permeability evolution with temperature affects considerably the pore pressure field in the ground and, consequently, its effective stress state. The contribution of the material's thermal contraction ΔT is very small compared to the strain induced by the pressure build-up.

To illustrate the capability of the proposed THM model to assess the mechanical impacts of freezing, Fig. 18 compares the in situ displacements recorded in targets 1 and 3 of section 26 and the simulated displacements. The figure shows good agreement between the measured and predicted vertical displacements in the crown (target 1) and the shoulder (target 3). Moreover, comparing the simulated temperature results at different depths (Fig. 11) with Fig. 18 shows that the change in slope of the displacements after 500 days roughly corresponds to the end of the phase-change plateau after which the growth of the freezing-induced pressure decreases.

To further highlight the impact of freezing activity on the displacements around the tunnel zone, a simulation was run with the same model as in Fig. 15 but without the tunnel (no excavation, no hydraulic draining and no thermal exchanges at the tunnel's wall). Figure 19 compares the simulation results with and without the tunnel. In the second case, the displacement curves were drawn in the location of targets 1 and 3. We note that approximately 60% of the vertical displacements are associated with the upper frozen mass. Additionally, the correspondence with the temperature curves in Fig. 11 is made more clear. When the temperature decreases but is still beyond the phase-change temperature, the ground moves slightly upwards; when the phase-change plateau starts, the ground begins to move downwards at a constant rate until the end of the plateau. After that, settlement continues but at a slower rate until reaching a constant value due to the temperature stabilization period. This stabilization is less marked when a tunnel is present due to the displacement induced by hydro-mechanical coupling. This analysis demonstrates the advantages of not excavating the exploitation tunnels until the temperature has reached a steady state.

Fig. 16 Vertical cross section of the 3D model after 700 days and 1050 days: **a, c** ground temperature distribution (°C) and the 0 °C isotherm (black line); **b, d** equivalent pore pressure distribution (MPa) and displacement vectors (unit is m)

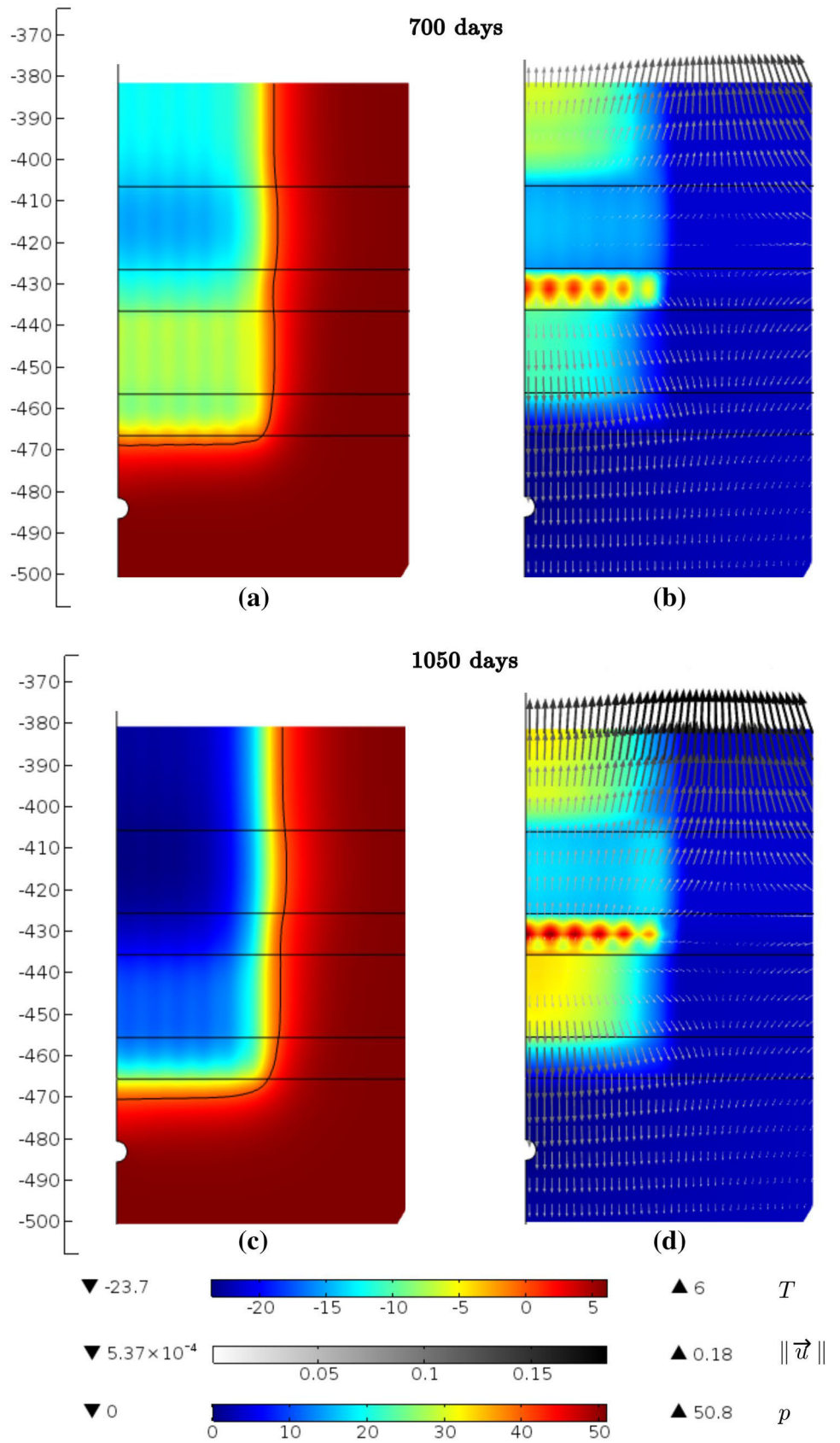


Fig. 17 Vertical cross section of the 3D model with homogeneous material permeability after 700 days: **a** ground temperature distribution ($^{\circ}\text{C}$) and the 0°C isotherm (black line) and **b** equivalent pore pressure distribution (MPa) and displacement vectors (unit is m)

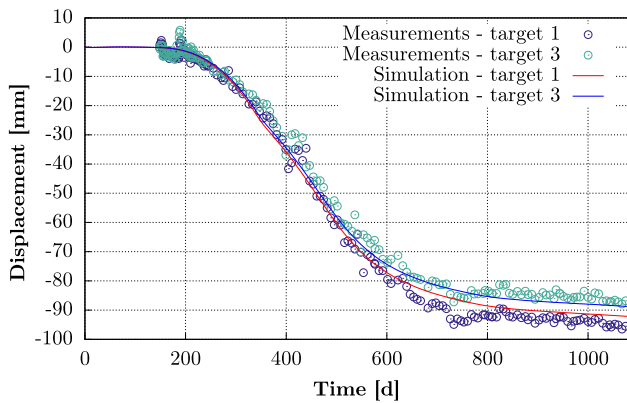
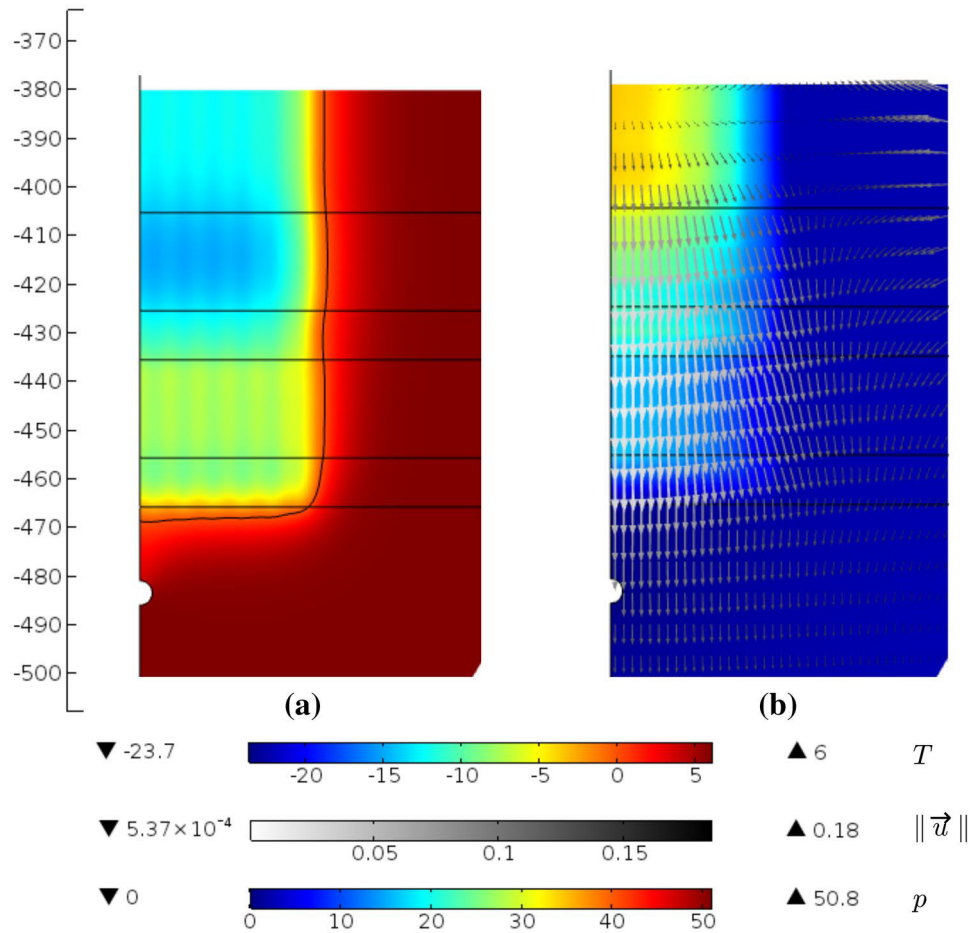


Fig. 18 3D THM model-simulated and measured vertical displacements in section 26

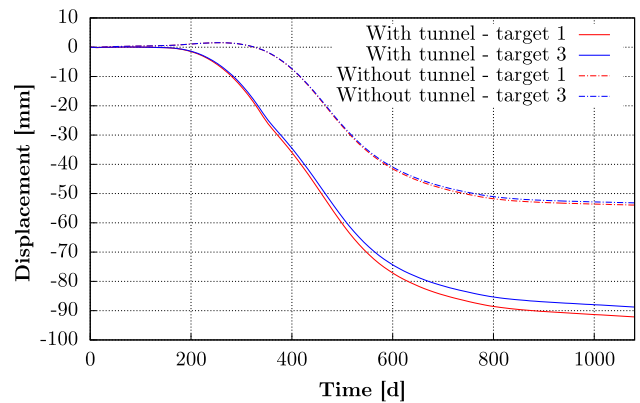


Fig. 19 Comparison of simulation results in the presence and absence of the tunnel

5 Conclusion

In this paper, the response of ground movement to tunnel excavation and freezing activity was analyzed using a comprehensive set of displacement and ground temperature

data collected in a tunnel of the Cigar Lake mine, and along and near the orebody, respectively. A coupled THM modeling framework based on the concepts of liquid saturation degree (for phase-change front tracking) and effective stress (to reproduce the stress behavior in both frozen and nonfrozen ground) was derived and then applied to

the modeling of the ground freezing activity in the Cigar Lake mine. Three-dimensional computations including the tunnel's excavation and the frozen mass expansion around the vertical freeze pipes were performed. They allowed to evaluate the model capabilities through a comparison with the field measurements.

Although the model's ability to capture the main thermo-hydro-mechanical phenomena associated with the artificial ground freezing technique was satisfactory, further investigation and analysis would be required to improve the proposed modeling approach and increase its predictive capabilities. In particular, an advanced rheological model should be used to characterize the nonfrozen rock mass, where the tunnel is located, and the upper frozen rock mass. Finally, detailed geologic mapping information should be incorporated.

Acknowledgements This research was financially supported by Orano. The authors thank the Cameco Corporation for providing information on the use of artificial ground freezing in the Cigar Lake uranium ore deposit and for allowing this paper to be published.

References

- Bishop C, Mainville A, Yesnik L (2016) Cigar Lake Operation—Northern Saskatchewan, Canada (Technical report, Cameco Corporation)
- Bittelli M, Flury M, Roth K (2004) Use of dielectric spectroscopy to estimate ice content in frozen porous media. *Water Resour Res*. <https://doi.org/10.1029/2003WR002343>
- Black PB, Tice AR (1989) Comparison of soil freezing curve and soil water curve data for windsor sandy loam. *Water Resour Res* 25(10):2205–2210
- Casini F, Gens Solé A, Olivella Pastallé S, Viggiani G (2016) Artificial ground freezing of a volcanic ash: laboratory tests and modelling. *Environ Geotech* 3(3):1–14
- Côté J, Konrad JM (2005) A generalized thermal conductivity model for soils and construction materials. *Can Geotech J* 42(2):443–458
- Coussy O (1991) *Mécanique des milieux poreux*. Editions Technip, Paris
- Coussy O (2005) Poromechanics of freezing materials. *J Mech Phys Solids* 53(8):1689–1718
- Coussy O, Monteiro PJ (2008) Poroelastic model for concrete exposed to freezing temperatures. *Cem Concr Res* 38(1):40–48
- Darabi A, Ahangari K, Noorzad A, Arab A (2012) Subsidence estimation utilizing various approaches—a case study: Tehran no. 3 subway line. *Tunn Undergr Sp Technol* 31:117–127
- Fabbri A (2006) *Physico-mécanique des matériaux cimentaires soumis au gel-dégel*. Ph.D. thesis, Université de Marne la Vallée
- Fabbri A, Fen-Chong T (2013) Indirect measurement of the ice content curve of partially frozen cement based materials. *Cold Reg Sci Technol* 90:14–21
- Feistel R, Wagner W (2006) A new equation of state for H₂O ice Ih. *J Phys Chem Ref Data* 35(2):1021–1047
- Ghoreishian Amiri S, Grimstad G, Kadivar M, Nordal S (2016) Constitutive model for rate-independent behavior of saturated frozen soils. *Can Geotech J* 53(10):1646–1657
- Hu J, Liu Y, Li Y, Yao K (2018) Artificial ground freezing in tunnelling through aquifer soil layers: a case study in Nanjing metro line 2. *KSCE J Civ Eng* 22(10):4136–4142
- Jefferson C, Thomas D, Gandhi S, Ramaekers P, Delaney G, Brisbin D, Cutts C, Portella P, Olson R et al (2007) Unconformity-associated uranium deposits of the athabasca basin, saskatchewan and alberta. *Bull Geol Surv Can* 588:23
- Kaczowka A (2018) Geometallurgical and geological evaluation of the high-grade polymetallic unconformity-related cigar lake uranium deposit. Master's thesis
- Kang Y, Liu Q, Huang S (2013) A fully coupled thermo-hydro-mechanical model for rock mass under freezing/thawing condition. *Cold Regions Sci Technol* 95:19–26
- Koopmans RWR, Miller R (1966) Soil freezing and soil water characteristic curves. *Soil Sci Soc Am J* 30(6):680–685
- Lai Y, Pei W, Zhang M, Zhou J (2014) Study on theory model of hydrothermal-mechanical interaction process in saturated freezing silty soil. *Int J Heat Mass Transf* 78:805–819
- Li N, Chen F, Su B, Cheng G (2002) Theoretical frame of the saturated freezing soil. *Cold Reg Sci Technol* 35(2):73–80
- Li S, Feng XT, Li Z, Zhang C, Chen B (2012) Evolution of fractures in the excavation damaged zone of a deeply buried tunnel during tbm construction. *Int J Rock Mech Min Sci* 55:125–138
- Li S, Zhang M, Pei W, Lai Y (2017) Experimental and numerical simulations on heat-water-mechanics interaction mechanism in a freezing soil. *Appl Thermal Eng* 132:209–220
- Na S, Sun W (2017) Computational thermo-hydro-mechanics for multiphase freezing and thawing porous media in the finite deformation range. *Comput Methods Appl Mech Eng* 318:667–700
- Neaupane KM, Yamabe T (2001) A fully coupled thermo-hydro-mechanical nonlinear model for a frozen medium. *Comput Geotech* 28(8):613–637
- Nishimura S, Gens A, Olivella S, Jardine R (2008) THM-coupled finite element analysis of frozen soil: formulation and application. *Géotechnique* 59(3):159–171
- Pimentel E, Sres A, Anagnostou G (2012) Large-scale laboratory tests on artificial ground freezing under seepage-flow conditions. *Géotechnique* 62(3):227–241
- Pimentel E, Papakonstantinou S, Anagnostou G (2012) Numerical interpretation of temperature distributions from three ground freezing applications in urban tunnelling. *Tunn Undergr Sp Technol* 28:57–69
- Rempel A (2007) Formation of ice lenses and frost heave. *JGR Earth Surf*. <https://doi.org/10.1029/2006JF000525>
- Rempel AW, Wettlaufer J, Worster MG (2004) Premelting dynamics in a continuum model of frost heave. *J Fluid Mech* 498:227–244
- Rouabhi A, Jahangir E, Tounsi H (2018) Modeling heat and mass transfer during ground freezing taking into account the salinity of the saturating fluid. *Int J Heat Mass Transf* 120:523–533
- Rouabhi A, Tijani M (2017) Modélisation thermo-hydraulique de la congélation artificielle des terrains. In: Gasc-Barbier M, Merrien-Soukatchoff V, Berest P (eds) *Manuel de mécanique des roches Tome V - Thermomécanique des roches*, chapter 9. Presses des Mines, Paris, pp 281–303
- Russo G, Corbo A, Cavuoto F, Autuori S (2015) Artificial ground freezing to excavate a tunnel in sandy soil measurements and back analysis. *Tunn Undergr Sp Technol* 50:226–238
- Spaans EJ, Baker JM (1996) The soil freezing characteristic: its measurement and similarity to the soil moisture characteristic. *Soil Sci Soc Am J* 60(1):13–19
- Thomas HR, Cleall PJ, Li Y, Harris C, Kern-Luetschg M (2009) Modelling of cryogenic processes in permafrost and seasonally frozen soils. *Geotechnique* 59(3):173–184
- Tian H, Wei C, Wei H, Zhou J (2014) Freezing and thawing characteristics of frozen soils: bound water content and hysteresis phenomenon. *Cold Regions Sci Technol* 103:74–81
- Van Genuchten MT (1980) A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. *Soil Sci Soc Am J* 44(5):892–898

- Vitel M (2015) Modélisation thermo-hydraulique de la congélation artificielle des terrains. Ph.D. thesis, Paris, ENMP
- Vitel M, Rouabhi A, Tijani M, Guérin F (2016) Modeling heat and mass transfer during ground freezing subjected to high seepage velocities. *Comput Geotechn* 73:1–15
- Vitel M, Rouabhi A, Tijani M, Guérin F (2016) Thermo-hydraulic modeling of artificial ground freezing: application to an underground mine in fractured sandstone. *Comput Geotech* 75:80–92
- Wagner W, Pruß A (2002) The iapws formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use. *J Phys Chem Ref Data* 31(2):387–535
- Wettlaufer J, Worster MG (2006) Premelting dynamics. *Annu Rev Fluid Mech* 38:427–452
- Yan Q, Xu Y, Yang W, Geng P (2018) Nonlinear transient analysis of temperature fields in an AGF project used for a cross-passage tunnel in the Suzhou metro. *KSCE J Civ Eng* 22:1473–1483
- Zeng Q (2011) Poromechanical behavior of cement-based materials subjected to freeze-thaw actions with salts: modeling and experiments. Ph.D. thesis, Université Paris-Est
- Zhang Y, Michalowski RL (2015) Thermal-hydro-mechanical analysis of frost heave and thaw settlement. *J Geotech Geoenviron Eng* 141(7):04015027
- Zhou J, Li D (2012) Numerical analysis of coupled water, heat and stress in saturated freezing soil. *Cold Regions Sci Technol* 72:43–49
- Zhou M, Meschke G (2013) A three-phase thermo-hydro-mechanical finite element model for freezing soils. *Int J Numer Anal Methods Geomech* 37(18):3173–3193

Publisher's Note Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

Conclusion et Perspectives

La congélation artificielle des terrains est utilisée depuis des décennies comme technique de stabilisation et d'imperméabilisation temporaires des terrains pour résoudre des problèmes de génie civil ou minier à moindres coûts. En ce qui concerne les aspects technologiques du procédé de congélation, des progrès considérables ont été accomplis (congélation rapide à circuit ouvert en utilisant l'azote liquide ou lente à circuit fermé avec de la saumure ou bien une combinaison des deux). D'un point de vue théorique, l'étude des phénomènes thermiques, hydrauliques, mécaniques et chimiques relatifs à la congélation des terrains ainsi que leurs interactions s'affine de plus en plus, en partie grâce à l'essor des moyens informatiques qui a permis de grandes avancées dans le développement et l'implémentation de modèles multi-physiques couplés, complexes et fortement non-linéaires, tenant compte du changement de phase et de l'évolution des fronts de gel/dégel. Toutefois, la plus grande partie des travaux faisant référence à la congélation artificielle s'intéressent principalement aux problèmes liés à l'imperméabilisation des terrains. Les conséquences de l'utilisation de la congélation artificielle sur les ouvrages excavés dans les zones congelées, non congelées ou en surface ont rarement été abordées et les informations acquises dans diverses applications de la congélation artificielle à ce sujet ne sont pas communiquées.

Dans cette thèse, la progression de la congélation dans un terrain et ses conséquences sur des ouvrages souterrains adjacents sont examinées dans le cas de la mine de Cigar Lake, où la technique de la congélation artificielle est utilisée afin de permettre l'exploitation du gisement dans des conditions favorables en évitant tout risque lié aux écoulements d'eau et aux instabilités mécaniques. Ceci a été rendu possible grâce à une instrumentation importante et sur une longue durée de la température dans le massif et des déplacements dans les sections d'un tunnel de production excavé dans le socle de base, à environ 15 m en dessous du massif congelé. L'analyse des données obtenues au moyen de l'instrumentation a révélé la nécessité de la mise en place d'un modèle numérique fiable permettant de prédire l'étendue des zones congelées et les mouvements des terrains.

C'est ainsi que nous avons proposé dans ce travail de thèse un modèle thermo-hydro-mécanique et chimique de la congélation artificielle des terrains initialement saturés, qui s'inscrit dans le cadre de la mécanique des milieux poreux. Nous avons adopté, à cet effet, une approche macroscopique où les fronts de gel entre les phases liquide/glace sont modélisés implicitement à travers l'analyse rétrospective des résultats en termes de degré de saturation. Cette mise en équation a été élaborée suivant une démarche thermodynamiquement cohérente qui permet de discerner ce qui est déduit des équations mathématiques et des lois thermodynamiques de ce qui relève de l'expérimentation, et aussi d'apporter des hypo-

thèses, en fonction de l'application souhaitée, qui permettent de simplifier la formulation mathématique.

Ce modèle de couplage THMC devait être alimenté par un modèle de comportement mécanique du géomatériau étudié, basé sur des essais de laboratoire, capable de prédire, dans une large gamme de température, les contraintes résultant de la congélation d'un terrain saturé en eau. Ainsi, un dispositif pour la réalisation des essais de compression triaxiale à température et à vitesse de déformation contrôlées a été mis en place et utilisé pour identifier le comportement mécanique d'un faciès de type métagéolite, en provenance de la mine de Cigar Lake. Les résultats de la campagne expérimentale ont permis de construire et d'ajuster un modèle de comportement élasto-viscoplastique dans les gammes de température et de contrainte étudiées.

Le formalisme THMC a été validé à l'échelle du laboratoire moyennant des essais de gel, sans aucune contrainte mécanique extérieure, sur des éprouvettes de calcaire d'Anstrude initialement saturées avec de l'eau pure ou avec une solution aqueuse de chlorure de sodium à diverses concentrations. Ces essais ont permis de faire avancer notre compréhension des mécanismes de déformation engendrés par le gel uniquement, et aussi du couplage THM lorsque le fluide saturant a une concentration en sel non négligeable.

Le modèle a été appliqué à l'étude des effets de la congélation artificielle sur les déplacements observés dans les tunnels de production de la mine de Cigar Lake. En plus de la complexité des phénomènes thermo-hydro-mécaniques rentrant en jeu, la complexité de la géométrie a été soulignée et l'approche adoptée pour sa simplification a été discutée. Des simulations thermo-hydrauliques et thermo-hydro-mécaniques ont été réalisées, respectivement, afin de caractériser les paramètres des couches géologiques, en particulier le degré de saturation liquide, et pour expliquer les déplacements mesurés en tête de tunnel dans des sections situées en dessous du massif congelé. Les capacités du modèle à reproduire les mesures de température et de déplacement ont été démontrées.

Le travail de recherche réalisé dans le cadre de cette thèse a permis de montrer que, d'un point de vue théorique et expérimental, le comportement thermo-hydro-mécanique et chimique des géomatériaux soumis à la congélation est très complexe à décrire rigoureusement et que de nombreux aspects de ce comportement restent à développer. Nous proposons donc quelques perspectives à ce travail de recherche en ce qui a trait à la modélisation, l'expérimentation en laboratoire, l'instrumentation *in situ* et les simulations à l'échelle de la mine.

D'un point de vue modélisation, nous n'avons pas considéré le cas de terrains initialement partiellement saturés en eau. Bien que l'hypothèse de saturation complète soit justifiée par les conditions de terrain à la mine de Cigar Lake et qu'elle représente le cas le plus pessimiste quant aux dilatations induites par le changement de phase, elle ne peut pas être généralisée à tous les sites où la congélation artificielle est utilisée. Le modèle peut donc être enrichi en tenant compte de la présence d'une phase gazeuse dans les pores afin d'étendre son champ d'application à tout état de saturation de terrain. Par ailleurs, la validité des fonctions empiriques exprimant le degré de saturation en phase liquide en fonction de la pression capillaire et la perméabilité relative en fonction du degré de saturation liquide doit être vérifiée en confrontant ces modèles, initialement développés pour des problématiques de

séchage/mouillage dans les sols non congelés non saturés, aux mesures de laboratoire et aux mesures *in situ* pendant la phase de gel et de dégel aussi. Le phénomène de cristallisation de sel engendré par une sursaturation du liquide dans les pores suite à la formation graduelle de la glace mérite aussi une attention particulière dans les travaux futurs afin d'évaluer son impact sur l'évolution des fronts de gel et aussi sur l'amplitude des déformations induites cette fois-ci par l'effet simultané du gel et de la cristallisation du sel.

D'un point de vue expérimentation, il paraît intéressant de mener des essais sur un autre matériau que le calcaire d'Anstrude et qui est susceptible de se comporter différemment que ce dernier sous l'effet du gel/dégel, tel un matériau à matrice argileuse. En ce qui concerne l'identification du comportement rhéologique du géomatériau congelé, la sensibilité du comportement au temps a été étudiée à travers des essais de compression triaxiale réalisés à plusieurs vitesses de déformation. Ce choix a été motivé par l'aspect temporaire de la technique de la congélation artificielle des terrains. Cependant, si la congélation est maintenue pendant une longue durée, il serait essentiel de mener des essais de fluage lors de la caractérisation du comportement thermo-mécanique du géomatériau étudié. Concernant les améliorations à apporter au dispositif expérimental développé dans cette thèse, nous proposons de remplacer l'injecteur responsable de l'application de la pression de confinement par un injecteur de taille réduite et supportant les températures basses afin de l'enfermer avec la cellule triaxiale à l'intérieur de l'enceinte climatique. Ceci permettrait de contrôler la température de l'huile de confinement et d'assurer son uniformité dans tout le circuit afin de pouvoir exploiter les mesures de volume d'huile déplacé pour remonter à une mesure globale de la déformation volumique.

Pour l'application à la mine de Cigar Lake, les pistes d'amélioration identifiées portent, d'une part, sur l'instrumentation *in situ* et, d'autre part, sur les simulations numériques. Premièrement, l'instrumentation de la mine avait pour objectif le suivi des opérations de congélation et d'excavation ainsi que la détection de dérives, et non pas de répondre à des questions de recherche spécifiques concernant l'effet mécanique de la congélation. Par conséquent, bien que nous disposions d'une base de données riche en mesures de température et de déplacement, sur de longues durées, l'exploitation de ces mesures pour la compréhension de l'effet de la congélation a été un challenge, vu le grand nombre d'opérations qui sont exécutées simultanément et qui affectent toutes, dans une certaine mesure, les températures et les déplacements observés. Ainsi, nous pensons qu'il serait utile de mettre en place, dans la mine, un test pilote permettant d'évaluer, de manière quantitative, l'effet de la congélation sur un ouvrage souterrain, à l'abri des autres opérations. Deuxièmement, en ce qui concerne les simulations numériques, deux aspects méritent d'être étudiés davantage : la prise en compte des hétérogénéités du terrain et la représentation géométrique des puits de congélation. Dans les simulations numériques présentées dans ce travail, nous avons tenu compte de l'hétérogénéité du terrain en considérant que celui-ci est stratifié horizontalement. Cette hypothèse a permis, certes, de simplifier la géométrie et de réduire le temps de calcul, mais des simulations réalisées avec la cartographie géologique 3D réelle de la mine pourraient être envisagées. En ce qui est des puits de congélation, ils ont été représentés par leur forme explicite : des cylindres élancés. Afin de simuler proprement l'évolution de la température, la taille caractéristique adoptée dans le maillage a été définie par rapport au rayon des puits, ce qui a augmenté considérablement le nombre d'éléments, et par conséquent, les temps de

calcul. Une solution alternative a été proposée, consistant à remplacer, dans la géométrie 3D, la forme cylindrique réelle des puits par des lignes. Cette solution a introduit des singularités qui ont engendré davantage de non-linéarités dans le modèle. Toutefois, nous croyons qu'il s'agit d'une piste prometteuse dont l'implémentation numérique mérite d'être étudiée plus en profondeur.

Annexe A

Mesure de la dilatation thermique avec des jauges de déformation

1 Introduction

La déformation mesurée par une jauge collée sur une structure soumise à une variation de température uniquement (chargement mécanique extérieur nul) est induite par la variation de la résistivité du fil électrique de la jauge en fonction de la température ainsi que par la différence entre la dilatation thermique du matériau testé et la dilatation de l'alliage métallique constituant la grille de la jauge. Cette déformation est souvent appelée déformation apparente ε_A et, contrairement à ce que l'on s'attend à voir, elle n'est pas monotone et elle peut s'annuler pour une température autre que la température de référence (température initiale), comme le montre la figure A.1.

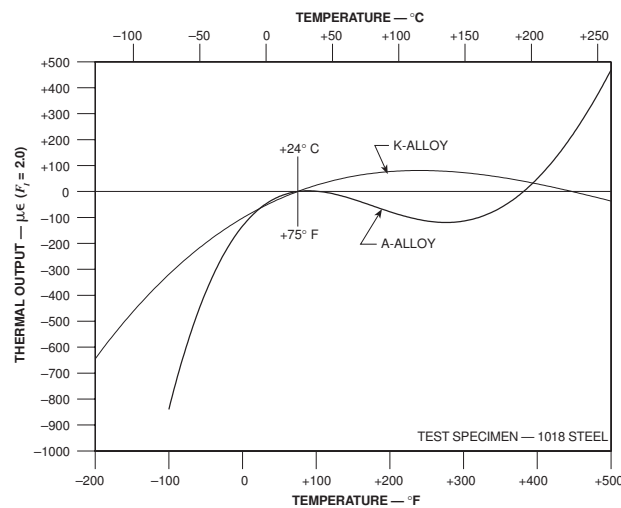


FIGURE A.1 – Déformation apparente pour deux alliages métalliques Advance et Karma (Micro-Measurements, 2010).

L'expression mathématique de cette déformation apparente ainsi que les différentes approches expérimentales permettant de la corriger font l'objet de cette note.

2 Formulation théorique de la déformation apparente

La jauge de déformation peut être assimilée à un fil électrique caractérisé par une longueur l , un rayon ϕ , une section transversale circulaire uniforme d'aire $S = \pi\phi^2/4$ et une résistivité électrique ρ du matériau qui le constitue. En tant que simple fil électrique sa résistance est donc : $R = 4\rho l/\pi\phi^2$. La variation de cette résistance s'écrit :

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta\rho}{\rho} + \frac{\delta l}{l} - 2\frac{\delta\phi}{\phi} \quad (\text{A.1})$$

avec $\delta l/l$ la variation de la déformation longitudinale de la jauge et $\delta\phi/\phi$ la variation de sa déformation radiale. On admet généralement que ces déformations se décomposent chacune en deux parties, une liée à la variation de la température, s'écrivant sous la forme $\alpha_j(T)\delta T$, où $\alpha_j(T)$ est le coefficient de dilatation thermique linéique de la jauge, et une consécutive à la variation des forces.

On considère le cas simple d'une jauge sollicitée thermiquement et soumise à un effort de traction uniquement. La variation de sa déformation totale $\delta\varepsilon$ n'est autre que la variation de sa déformation longitudinale $\delta l/l$. Il s'en suit l'expression suivante de la variation de la déformation radiale $\delta\phi/\phi$:

$$\frac{\delta\phi}{\phi} = -\nu_j (\delta\varepsilon - \alpha_j(T)\delta T) + \alpha_j(T)\delta T \quad (\text{A.2})$$

où ν_j est le coefficient de poisson de la jauge.

En notant que la résistivité ρ ne dépend quasiment que de la température, et en combinant les Équations A.1 et A.2, on aboutit à une relation entre la variation de la déformation de la jauge, la variation de sa résistance et la variation de la température :

$$\frac{\delta R}{R} = (1 + 2\nu_j)\delta\varepsilon + 2(1 + \nu_j)\alpha_j(T)\delta T + \partial_T (\ln(\rho)) \delta T \quad (\text{A.3})$$

En laboratoire, la valeur de la déformation mesurée, appelée désormais déformation apparente et désignée par ε_A , est égale à $\log(R/R_0)$ à un facteur près β_j , classiquement appelé coefficient de jauge :

$$\varepsilon_A = \frac{1}{\beta_j} \log\left(\frac{R}{R_0}\right) \quad (\text{A.4})$$

Ce coefficient est égal à $1 + 2\nu_j$ dans l'Équation A.3 qui peut donc être réécrite comme suit :

$$\frac{\delta R}{R} = \beta_j (\delta\varepsilon + f_j(T)\delta T) \quad (\text{A.5})$$

où f_j est une fonction qui ne dépend que des propriétés de la jauge et qui varie avec la température.

En intégrant A.5 et en utilisant A.4, on déduit que la déformation apparente peut donc s'écrire comme la somme de la déformation réelle du matériau testé $\varepsilon(T)$ et d'une fonction de correction $F_j(T)$, qui est l'intégrale de la fonction $f_j(T)$ sur l'intervalle $[T_0, T]$ avec T_0 la température initiale au début de l'essai :

$$\varepsilon_A(T) = \varepsilon(T) + F_j(T, T_0) \quad (\text{A.6})$$

Ainsi, avons-nous démontré l'existence d'une fonction de correction additive, indépendante du matériau testé, intrinsèque au type de jauge utilisé et ne variant pratiquement qu'avec la température. Comment peut-on déterminer par voie expérimentale cette fonction de correction ? est-il nécessaire de le faire ? Par quelle approche expérimentale peut-on prouver qu'elle est intrinsèque à la jauge uniquement ?

3 Mesure de la dilatation thermique d'un matériau dans le cas d'un pont de Wheastone à une seule jauge active

Une des approches expérimentales permettant d'obtenir la dilatation thermique de n'importe quelle structure ou matériau consiste à réaliser deux tests où une seule jauge est active et collée sur un matériau sollicité thermiquement. Dans un premier lieu, la jauge est collée sur le matériau dont la fonction de dilatation thermique est inconnue et dans un deuxième lieu une jauge de même type est collée sur un matériau de référence dont la fonction de dilatation thermique $\varepsilon^{\text{ref}}(T)$ est connue. En écrivant l'équation (A.6) pour les deux tests on a :

$$\begin{cases} \varepsilon_A(T) &= \varepsilon(T) + \int_{T_0}^T f_j(T) \delta T \\ \varepsilon_A^{\text{ref}}(T) &= \varepsilon^{\text{ref}}(T) + \int_{T_0^{\text{ref}}}^T f_j(T) \delta T \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

Nous mesurons $\varepsilon_A(T)$ et $\varepsilon_A^{\text{ref}}(T)$ et nous connaissons $\varepsilon^{\text{ref}}(T)$. La deuxième équation du système (A.7) nous donne la fonction $f_j(T)$ que nous injectons dans la première équation afin de déduire $\varepsilon(T)$, la dilatation thermique du matériau en question.

En général, chaque lot de jauge acheté est accompagné d'une notice comprenant la déformation apparente obtenue lors d'un test où la jauge est collée sur un matériau de référence (acier S400 dans notre cas) soumis à une sollicitation thermique ainsi que le coefficient de dilatation thermique de ce matériau. Cependant, dans certains cas, la déformation apparente fournie dans la notice n'est valable que pour une gamme de températures précise (températures positives par exemple) et ne peut pas être extrapolée. De plus, la déformation apparente ne dépend pas uniquement de la jauge mais aussi de la colle utilisée et même du mode opératoire. Ainsi, il serait pertinent de déterminer une nouvelle fonction de correction qui tient compte de tous les éléments susceptibles de nous écarter de la vraie réponse du matériau. La correction que nous recherchons doit être bien évidemment indépendante du matériau testé et du chargement thermique imposé. Pour ceci, on doit disposer d'un matériau de référence dont la fonction de dilatation thermique est connue sur la gamme de température étudiée.

4 Mesure de la dilatation thermique d'un matériau dans le cas d'un pont de Wheatstone à deux jauges actives

La déformation mesurée par un pont de Wheatstone à deux jauges actives est la différence entre la déformation apparente des deux jauges. Il est équivalent au pont de Wheatstone à une seule jauge active à condition que la deuxième jauge soit maintenue à température constante ou ambiante à l'extérieur si le test est rapide.

4.1 Cas 1 : Jauge de compensation soumise au chargement thermique

Pour se débarrasser de la correction, une approche expérimentale existe et consiste à utiliser, en plus de la jauge collée sur le matériau testé, une jauge de compensation collée sur un matériau dont la loi de dilatation thermique est connue. Si les deux éprouvettes sont placées à l'intérieur de l'enceinte climatique et subissent le même historique de température, la déformation mesurée sera la différence entre les dilatations thermiques des deux matériaux :

$$\delta\varepsilon_{Ai} = \delta\varepsilon(T) + f_j(T)\delta T - (\delta\varepsilon_i(T_i) + f_j(T_i)\delta T_i) \quad (\text{A.8})$$

L'indice i désigne que l'ensemble {épreuve+jauge} de compensation est placé à l'intérieur de la chambre climatique, ε_i et T_i sont la dilatation thermique de l'éprouvette de compensation et la température mesurée à sa surface, respectivement.

Comme $\delta T_i = \delta T$ alors $\varepsilon_{Ai} = \varepsilon(T) - \varepsilon_i(T)$. En revanche, si la conductivité thermique des deux matériaux est différente, la vitesse de refroidissement ou du chauffage doit être assez lente pour assurer l'égalité des températures à la surface des deux éprouvettes ce qui peut nous empêcher de tester des cinétiques rapides et demandera beaucoup de temps. Par ailleurs, dans des problèmes de changement de phase, l'égalité des températures ne pourrait jamais être garanti autour de la température de changement de phase. Ainsi, utiliser une jauge de compensation soumise au même chargement thermique ne permet pas toujours de se débarrasser de la correction.

4.2 Cas 2 : Jauge de compensation placée à l'extérieur à température ambiante

Considérons une éprouvette enfermée dans une chambre climatique et équipée d'une jauge reliée par un pont de Wheatstone à une jauge de compensation placée à l'extérieur à température ambiante. la déformation apparente obtenue sera :

$$\delta\varepsilon_{Ae} = \delta\varepsilon(T) + f_j(T)\delta T - (\delta\varepsilon_e(T_e) + f_j(T_e)\delta T_e) \quad (\text{A.9})$$

L'indice e désigne que l'ensemble {épreuve+jauge} de compensation est placé à l'extérieur de la chambre climatique, ε_e et T_e sont la dilatation thermique de l'éprouvette de compensation et la température mesurée à sa surface, respectivement.

4. Mesure de la dilatation thermique d'un matériau dans le cas d'un pont de Wheatstone à deux jauges actives

Si on admet que T_e reste égale à la température initiale au début de l'essai alors $\varepsilon_e(T_e) + f_j(T_e)\delta T_e$ est pratiquement nulle.

La détermination de la fonction de correction dans ce cas nécessite un matériau de référence comme c'est précisé dans la section précédente. Pour notre cas, nous disposons d'une éprouvette d'invar dont la loi de dilatation thermique est connue (voir Figure A.2). Comme nous travaillons dans la gamme $[-30; 30]$ °C, nous considérons pour la suite une valeur moyenne constante de $1.5 \times 10^{-6} / \text{°C}$ pour le coefficient d'expansion thermique de l'invar.

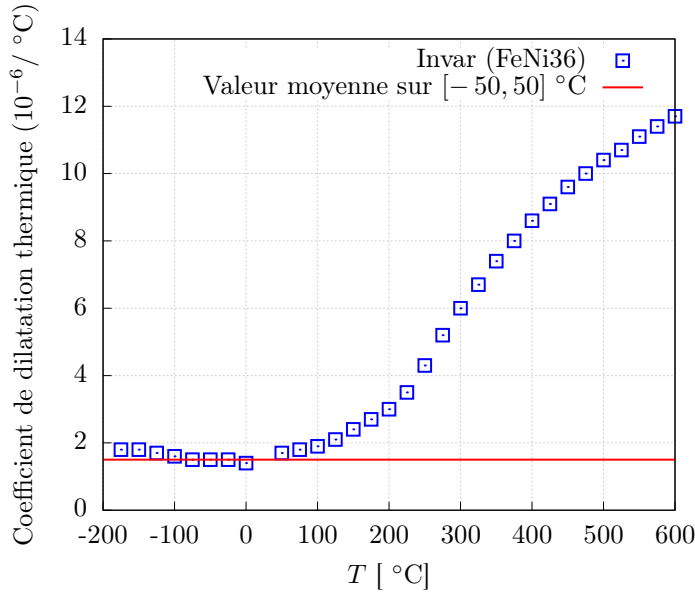


FIGURE A.2 – Variation du coefficient de dilatation thermique de l'invar en fonction de la température.

L'éprouvette d'invar, équipée d'une jauge de 12 cm de longueur est soumise à un cycle de refroidissement/chauffage, l'éprouvette de compensation (calcaire d'Anstrude), quant à elle, est placée à l'extérieur. Partant de l'hypothèse que la température de cette dernière varie très peu au cours de l'essai, la fonction de correction peut être déduite :

$$F_j(T, T_0) = \int_{T_0}^T f_j(T) = \varepsilon_{Ae}(T) - \varepsilon^I(T) \quad (\text{A.10})$$

où l'exposant I désigne l'Invar et ε^I sa dilatation thermique. La Figure A.3 montre les valeurs expérimentales de F_j et la fonction de correction ajustée pour les jauges de longueur 12 cm dont l'expression est la suivante :

$$F_j(T, T_0) = -3.8339(T - T_0) - 0.0868(T^2 - T_0^2) + 0.0005(T^3 - T_0^3) - 2.8409 \times 10^{-6}(T^4 - T_0^4)$$

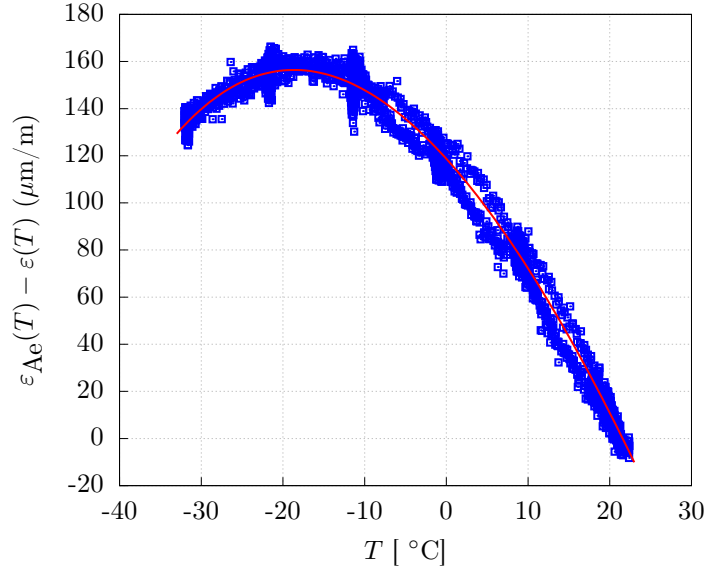


FIGURE A.3 – Calage de la fonction de correction à partir d’un essai de refroidissement/chauffage réalisé sur l’invar, notre matériau de référence.

Maintenant qu’une fonction de correction a été proposée, nous devons nous assurer que l’hypothèse de la non variation de la température ambiante à l’extérieur de l’enceinte au cours de l’essai est vérifiée. Pour ceci nous allons comparer la déformation apparente mesurée lors du test sur l’invar à la fonction $\varepsilon_e(T_e) + F_j(T_e, T_{0e})$ représentant la déformation apparente de l’éprouvette de calcaire placée à l’extérieur et dont le coefficient de dilatation thermique est autour de $5.5 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$.

Selon la Figure A.4, même si la température ambiante varie de 1 à 1,5 °C, la déformation apparente induite reste faible devant la déformation apparente de l’invar. L’influence de l’hypothèse de la non variation de la température ambiante à l’extérieur au cours de l’essai est donc minime.

Il nous reste à prouver que cette fonction de correction est indépendante du matériau testé et intrinsèque au type de jauge utilisé. Pour ceci, remarquons que si dans un même test les deux mesures de déformation sont enregistrées : une mesure avec une jauge compensée à l’extérieur et une autre avec une jauge compensée à l’intérieur, la différence entre les deux déformations apparentes mesurées (différence entre les éq. (A.9) et (A.8)) donnera :

$$\varepsilon_{Ae} - \varepsilon_{Ai} = \varepsilon^I(T^I) + \int_{T_0^I}^{T^I} f_j(T^I) \delta T^I \quad (\text{A.11})$$

Cette relation est d’une grande importance puisqu’elle ne dépend que de la loi de dilatation du matériau de compensation (invar) placé à l’intérieur de l’enceinte et du système {jauge+colle}. Elle doit être la même pour n’importe quel matériau (acier, calcaire, sel, grès, etc) testé et pour n’importe quelle cinétique thermique.

Notons que le deuxième membre de l’équation (A.11) représente la déformation apparente de l’éprouvette de référence soumise à un chargement thermique et reliée via un pont de Wheastone à une jauge maintenue sous température constante.

4. Mesure de la dilatation thermique d'un matériau dans le cas d'un pont de Wheatstone à deux jauges actives

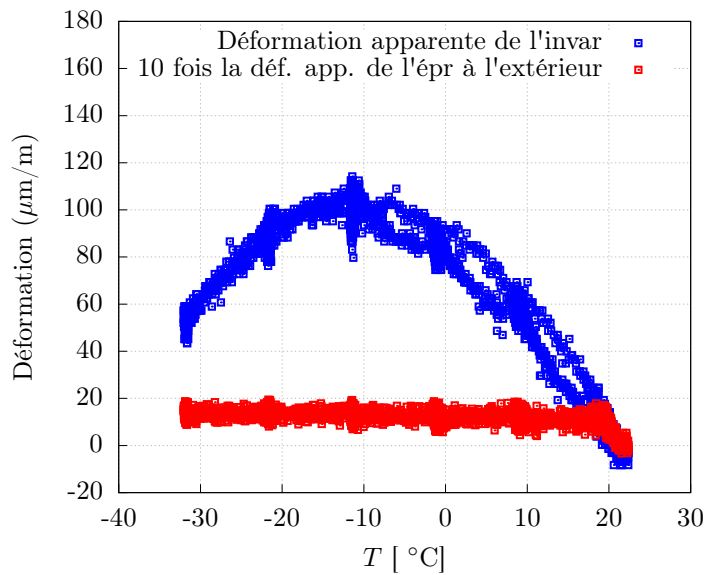


FIGURE A.4 – Comparaison de la déformation apparente mesurée dans le test sur l'invar à 10 fois la déformation apparente de l'éprouvette de compensation placée à l'extérieur

Afin de s'en assurer expérimentalement, différents cycles de refroidissement/chauffage ont été imposés à des éprouvettes d'acier, de calcaire et du sel équipées de deux jauges de déformation de même type, une compensée à l'extérieur et l'autre compensée à l'intérieur collée sur une éprouvette d'invar.

Si les déformations apparentes sont très différentes d'un matériau à l'autre, comme le montre la Figure A.5, la variation de la différence entre les deux déformations apparentes mesurées pour chaque matériau, illustrée dans la Figure A.6, est quasiment la même, plus précisément égale à la déformation apparente mesurée lors du test sur l'invar comme matériau principal (Figure A.4).

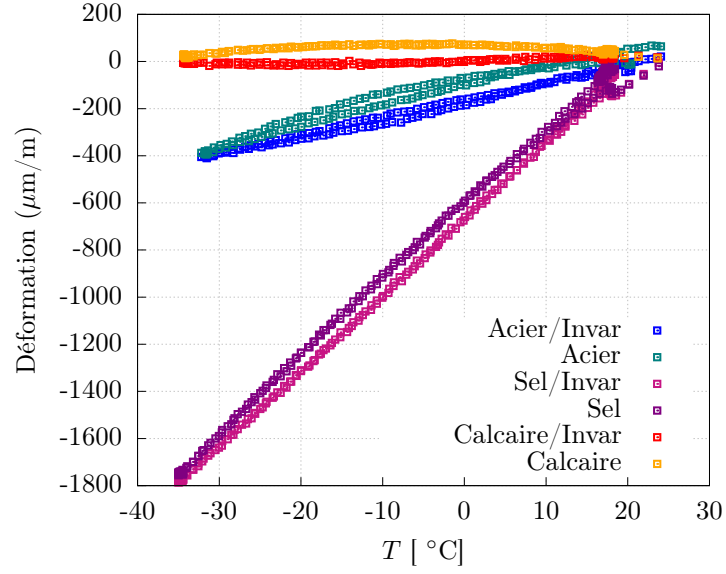


FIGURE A.5 – Les deux déformations apparentes mesurées lors des tests sur l’acier, le sel et le calcaire d’Anstrude.

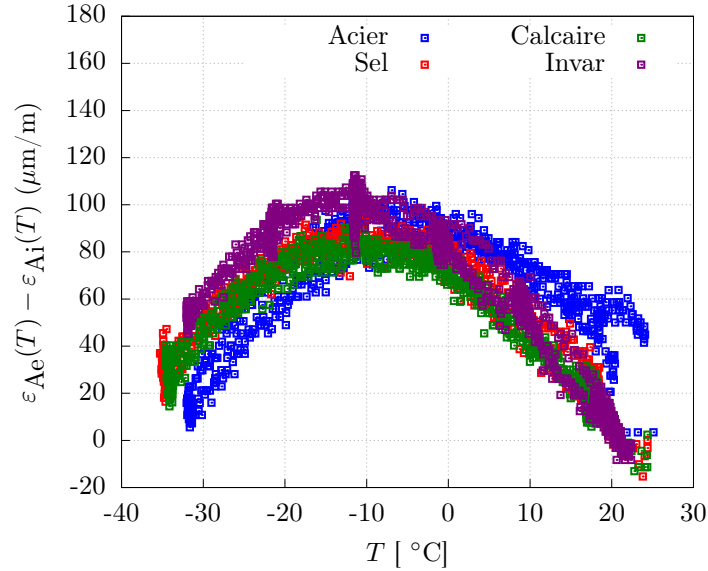


FIGURE A.6 – Déformation apparente de l’invar comparée à la variation de la différence entre les deux déformations apparentes mesurées en fonction de la température pour les trois matériaux (acier, sel et calcaire).

Cette même approche a été suivie pour obtenir une fonction de correction pour les autres lots de jauge de 60 mm et 90 mm de longueur :

$$\begin{cases} F_{j120}(T, T_0) &= -3.8339(T - T_0) - 0.0868(T^2 - T_0^2) + 0.0005(T^3 - T_0^3) - 2.8409 \times 10^{-6}(T^4 - T_0^4) \\ F_{j60}(T, T_0) &= -3.3943(T - T_0) - 0.0752(T^2 - T_0^2) + 0.0005(T^3 - T_0^3) - 5.2729 \times 10^{-6}(T^4 - T_0^4) \\ F_{j90}(T, T_0) &= -4.2288(T - T_0) - 0.0968(T^2 - T_0^2) + 0.0001(T^3 - T_0^3) - 1.3103 \times 10^{-5}(T^4 - T_0^4) \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

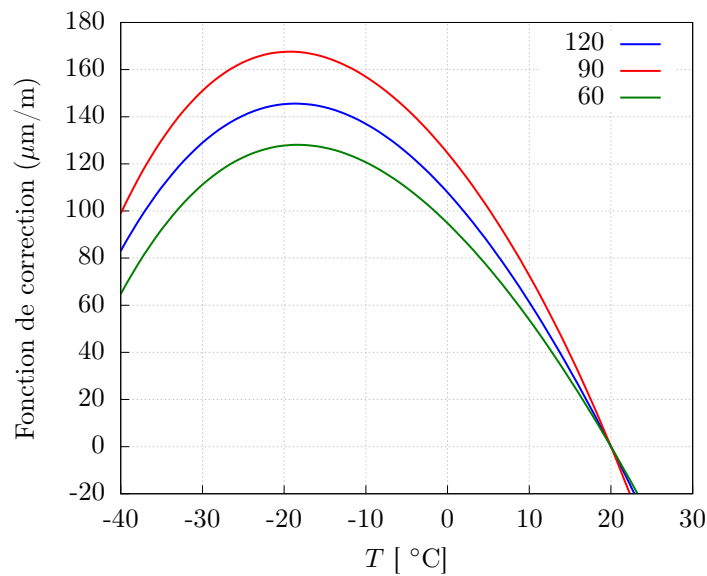


FIGURE A.7 – Fonctions de correction établies pour des jauges de 120, 90 et 60 mm.

5 Conclusion

Pour conclure, la détermination d'une fonction de correction est nécessaire que la jauge de compensation soit placée à l'intérieur de la chambre climatique ou à l'extérieur. De plus, la jauge de compensation doit être collée dans les deux cas sur un matériau de référence (invar) dont la loi de dilatation thermique est connue. En effet, même dans le cas où la jauge de compensation est placée à l'extérieur à température ambiante, des fluctuations de température peuvent se produire et l'on doit être en mesure de les corriger.

Bibliographie

- Alonso, E. E., Gens, A., Josa, A., et al. (1990). Constitutive model for partially saturated soils. *Géotechnique*, 40(3) :405–430.
- Andersland, O. and Ladanyi, B. (1994). *An introduction to Frozen Ground Engineering*.
- Andersland, O. B. and Ladanyi, B. (2004). *Frozen ground engineering*. John Wiley & Sons.
- Archer, D. G. and Carter, R. W. (2000). Thermodynamic properties of the nacl+ h2o system. 4. heat capacities of h2o and nacl (aq) in cold-stable and supercooled states. *The Journal of Physical Chemistry B*, 104(35) :8563–8584.
- Arenson, L. U., Johansen, M. M., and Springman, S. M. (2004). Effects of volumetric ice content and strain rate on shear strength under triaxial conditions for frozen soil samples. *Permafrost and Periglacial Processes*, 15(3) :261–271.
- Azmach, T. F., Sego, D. C., Arenson, L. U., and Biggar, K. W. (2012). Using soil freezing characteristic curve to estimate the hydraulic conductivity function of partially frozen soils. *Cold Regions Science and Technology*, 83 :103–109.
- Banin, A. and Anderson, D. M. (1974). Effects of salt concentration changes during freezing on the unfrozen water content of porous materials. *Water Resources Research*, 10(1) :124–128.
- Biermans, M., Dijkema, K., and De Vries, D. (1978). Water movement in porous media towards an ice front. *Journal of Hydrology*, 37(1-2) :137–148.
- Bing, H. and Ma, W. (2011). Laboratory investigation of the freezing point of saline soil. *Cold Regions Science and Technology*, 67(1-2) :79–88.
- Biot, M. A. (1977). Variational lagrangian-thermodynamics of nonisothermal finite strain mechanics of porous solids and thermomolecular diffusion. *International Journal of Solids and Structures*, 13(6) :579–597.
- Bishop, A. W. (1959). The principle of effective stress. *Teknisk ukeblad*, 39 :859–863.
- Bishop, C., Mainville, A., and Yesnik, L. (2016). Cigar lake operation - northern saskatchewan, canada. Technical report.
- Bishop, S., Goddard, G., Mainville, A., and Paulsen, E. (2012). Cigar lake project northern saskatchewan. Technical report, Canada. Technical report.

- Boukpeti, N. (2008). One-dimensional analysis of a poroelastic medium during freezing. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 32(13) :1661–1691.
- Bragg, R. A. and Andersland, O. (1981). Strain rate, temperature, and sample size effects on compression and tensile properties of frozen sand. *Engineering Geology*, 18(1-4) :35–46.
- Burt, T. and Williams, P. J. (1976). Hydraulic conductivity in frozen soils. *Earth Surface Processes*, 1(4) :349–360.
- Cardell, C., Delalieux, F., Roumpopoulos, K., Moropoulou, A., Auger, F., and Van Grieken, R. (2003). Salt-induced decay in calcareous stone monuments and buildings in a marine environment in sw france. *Construction and building materials*, 17(3) :165–179.
- Casini, F., Gens, A., Olivella, S., and Viggiani, G. M. (2014). Artificial ground freezing of a volcanic ash : laboratory tests and modelling. *Environmental Geotechnics*, 3(3) :141–154.
- Chamberlain, E. J. (1981). Frost susceptibility of soil, review of index tests. Technical report, Cold Regions Research and Engineering LAB HANOVER NH.
- Colgan, W. and Arenson, L. U. (2013). Open-pit glacier ice excavation : Brief review. *Journal of Cold Regions Engineering*, 27(4) :223–243.
- Côté, H. (2003). *Comportement thermo-hydro-mécanique de géomatériaux poreux*. PhD thesis, Université catholique de Louvain.
- Côté, J. and Konrad, J.-M. (2005). A generalized thermal conductivity model for soils and construction materials. *Canadian Geotechnical Journal*, 42(2) :443–458.
- Coussy, O. (1991). *Mécanique des milieux poreux*. Editions Technip.
- Coussy, O. (2004). *Poromechanics*. John Wiley & Sons.
- Coussy, O. (2006). Deformation and stress from in-pore drying-induced crystallization of salt. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 54(8) :1517–1547.
- Coussy, O. and Monteiro, P. J. (2008). Poroelastic model for concrete exposed to freezing temperatures. *Cement and Concrete Research*, 38(1) :40–48.
- Da Re, G., Germaine, J. T., and Ladd, C. C. (2003). Triaxial testing of frozen sand : Equipment and example results. *Journal of cold regions engineering*, 17(3) :90–118.
- Dallimore, S. R. (1985). *Observations and predictions of frost heave around a chilled pipeline*. PhD thesis, Carleton University.
- Delage, P. and Yu-Jun, C. (2001). *Comportement mécanique des sols non saturés*. Ed. Techniques Ingénieur.
- Duval, P., Ashby, M., and Andermant, I. (1983). Rate-controlling processes in the creep of polycrystalline ice. *J. Phys. Chem.*, 87 :4066–4074.

- Eckardt, H. (1979). Creep behaviour of frozen soils in uniaxial compression tests. *Engineering Geology*, 13(1-4) :185–195.
- Eigenbrod, K. (1996). Effects of cyclic freezing and thawing on volume changes and permeabilities of soft fine-grained soils. *Canadian Geotechnical Journal*, 33(4) :529–537.
- Espinosa, R., Franke, L., and Deckelmann, G. (2008). Model for the mechanical stress due to the salt crystallization in porous materials. *Construction and Building Materials*, 22(7) :1350–1367.
- Everett, D. (1961). The thermodynamics of frost damage to porous solids. *Transactions of the Faraday society*, 57 :1541–1551.
- Fabbri, A. (2006). *Physico-mécanique des matériaux cimentaires soumis au gel-dégel*. PhD thesis, Université de Marne la Vallée.
- Fabbri, A., Fen-Chong, T., Azouni, A., and Thimus, J.-F. (2009). Investigation of water to ice phase change in porous media by ultrasonic and dielectric measurements. *Journal of Cold Regions Engineering*, 23(2) :69–90.
- Feistel, R. and Wagner, W. (2006). A new equation of state for h₂o ice Ih. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 35(2) :1021–1047.
- Gawin, D., Majorana, C., and Schrefler, B. (1999). Numerical analysis of hygro-thermal behaviour and damage of concrete at high temperature. *Mechanics of Cohesive-frictional Materials : An International Journal on Experiments, Modelling and Computation of Materials and Structures*, 4(1) :37–74.
- Gens, A. (2010). Soil-environment interactions in geotechnical engineering. *Géotechnique*, 60(1) :3.
- Ghoreishian Amiri, S. A., Grimstad, G., and Kadivar, M. (2016a). An elastic-viscoplastic model for saturated frozen soils. *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, pages 1–17.
- Ghoreishian Amiri, S. A., Grimstad, G., Kadivar, M., and Nordal, S. (2016b). A constitutive model for rate-independent behavior of saturated frozen soils. *Canadian Geotechnical Journal*.
- Gold, L. W. (1972). The process of failure of columnar-grained ice. *Philosophical Magazine*, 26(2) :311–328.
- Han, L., Ye, G.-l., Li, Y.-h., Xia, X.-h., and Wang, J.-h. (2015). In situ monitoring of frost heave pressure during cross passage construction using ground-freezing method. *Canadian Geotechnical Journal*, 53(3) :530–539.
- Hansson, K., Šimunek, J., Mizoguchi, M., Lundin, L.-C., and Van Genuchten, M. T. (2004). Water flow and heat transport in frozen soil. *Vadose Zone Journal*, 3(2) :693–704.

- Harlan, R. (1973). Analysis of coupled heat-fluid transport in partially frozen soil. *Water Resources Research*, 9(5) :1314–1323.
- Hassanizadeh, S. M. and Gray, W. G. (1990). Mechanics and thermodynamics of multi-phase flow in porous media including interphase boundaries. *Advances in water resources*, 13(4) :169–186.
- Haynes, F. D. (1978). Effect of temperature on the strength of snow-ice. Technical report, COLD REGIONS RESEARCH AND ENGINEERING LAB HANOVER NH.
- HCItasca Denver, I. (May 2008). Prediction of groundwater inflow to future underground mine workings at cigar lake mine. Technical report.
- Hohmann-Porebska, M. (2002). Microfabric effects in frozen clays in relation to geotechnical parameters. *Applied clay science*, 21(1-2) :77–87.
- Hu, J., Liu, Y., Li, Y., and Yao, K. (2018). Artificial ground freezing in tunnelling through aquifer soil layers : a case study in nanjing metro line 2. *KSCE Journal of Civil Engineering*, 22(10) :4136–4142.
- Huang, S., Guo, Y., Liu, Y., Ke, L., Liu, G., et al. (2018). Study on the influence of water flow on temperature around freeze pipes and its distribution optimization during artificial ground freezing. *Applied Thermal Engineering*, 135 :435–445.
- Huang, S. L., Bray, M. T., Akagawa, S., and Fukuda, M. (2004). Field investigation of soil heave by a large diameter chilled gas pipeline experiment, fairbanks, alaska. *Journal of cold regions engineering*, 18(1) :2–34.
- Jessberger, H. L. (1980). Theory and application of ground freezing in civil engineering. *Cold Regions Science and Technology*, 3(1) :3–27.
- Johansson, T. (2009). *Artificial Ground Freezing in Clayey Soils : Laboratory and Field Studies of Deformations During Thawing at the Bothnia Line*. PhD thesis, KTH.
- Jones, S. J. (1982). The confined compressive strength of polycrystalline ice. *Journal of Glaciology*, 28(98) :171–178.
- Konrad, J.-M. and Morgenstern, N. R. (1981). The segregation potential of a freezing soil. *Canadian Geotechnical Journal*, 18(4) :482–491.
- Kozlowski, T. (2003). A comprehensive method of determining the soil unfrozen water curves : 2. stages of the phase change process in frozen soil–water system. *Cold Regions Science and Technology*, 36(1-3) :81–92.
- Lai, Y., Jin, L., and Chang, X. (2009). Yield criterion and elasto-plastic damage constitutive model for frozen sandy soil. *International Journal of Plasticity*, 25(6) :1177–1205.
- Lai, Y., Pei, W., Zhang, M., and Zhou, J. (2014). Study on theory model of hydro-thermal–mechanical interaction process in saturated freezing silty soil. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 78 :805–819.

- Lai, Y., Wu, D., and Zhang, M. (2017). Crystallization deformation of a saline soil during freezing and thawing processes. *Applied Thermal Engineering*, 120 :463–473.
- Li, D.-W., Fan, J.-H., and Wang, R.-H. (2011). Research on visco-elastic-plastic creep model of artificially frozen soil under high confining pressures. *Cold Regions Science and Technology*, 65(2) :219–225.
- Li, H., Yang, Z. J., and Wang, J. (2018). Unfrozen water content of permafrost during thawing by the capacitance technique. *Cold Regions Science and Technology*, 152 :15–22.
- Li, H., Zhu, Y., Zhang, J., and Lin, C. (2004). Effects of temperature, strain rate and dry density on compressive strength of saturated frozen clay. *Cold regions science and technology*, 39(1) :39–45.
- Li, N., Chen, F., Su, B., and Cheng, G. (2002). Theoretical frame of the saturated freezing soil. *Cold Regions Science and Technology*, 35(2) :73–80.
- Li, Z., Chen, J., Sugimoto, M., and Ge, H. (2019). Numerical simulation model of artificial ground freezing for tunneling under seepage flow conditions. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 92 :103035.
- LiDong-Wei, FanJu-Hong, and WangRen-He. (2011). Research on visco-elastic-plastic creep model of artificially frozen soil under high confining pressures. *Cold Regions Science and Technology*, 65 :219–225.
- Lion, M. (2004). *Influence de la température sur le comportement poromécanique ou hydraulique d'une roche carbonatée et d'un mortier. Etudes expérimentales*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologie de Lille.
- Liu, Z., Sun, Y., and Yu, X. B. (2012). Theoretical basis for modeling porous geomaterials under frost actions : a review. *Soil Science Society of America Journal*, 76(2) :313–330.
- Michel, B. (1978). The strength of polycrystalline ice. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 5(3) :285–300.
- Micro-Measurements, V. (2010). Strain gage thermal output and gage factor variation with temperature. *Technical note*, TN-504-1 :35–47.
- Miller, R. (1972). Freezing and heaving of saturated and unsaturated soils. *Highway Research Record*, 393(1) :1–11.
- Mualem, Y. (1978). Hydraulic conductivity of unsaturated porous media : generalized macroscopic approach. *Water Resources Research*, 14(2) :325–334.
- Neaupane, K. M. and Yamabe, T. (2001). A fully coupled thermo-hydro-mechanical nonlinear model for a frozen medium. *Computers and Geotechnics*, 28(8) :613–637.
- Newman, G. P. and Wilson, G. W. (1997). Heat and mass transfer in unsaturated soils during freezing. *Canadian Geotechnical Journal*, 34(1) :63–70.

- Nicolai, A. (2008). *Modeling and numerical simulation of salt transport and phase transitions in unsaturated porous building materials*. Syracuse University.
- Nishimura, S., Gens, A., Olivella, S., and Jardine, R. (2009). Thm-coupled finite element analysis of frozen soil : formulation and application. *Géotechnique*, 59(3) :159.
- Nixon, J. (1991). Discrete ice lens theory for frost heave in soils. *Canadian Geotechnical Journal*, 28(6) :843–859.
- O'Connor, M. and Mitchell, R. (1978). Measuring total volumetric strains during triaxial tests on frozen soils : a new approach. *Can. Geotech. J.*, 15 :47–53.
- Ohrai, T. and Yamamoto, H. (1991). Frost heaving in artificial ground freezing. In Cheng, K. and Seki, N., editors, *Freezing and Melting Heat Transfer in Engineering*, chapter 17, pages 547–580. Hemisphere Pub., New York.
- O'Neill, K. and Miller, R. D. (1985). Exploration of a rigid ice model of frost heave. *Water Resources Research*, 21(3) :281–296.
- Panday, S. and Corapcioglu, M. Y. (1991). Solute rejection in freezing soils. *Water resources research*, 27(1) :99–108.
- Parameswaran, V. and Jones, S. (1981). Triaxial testing of frozen sand. *Journal of Glaciology*, 27(95) :147–155.
- Patterson, D. and Smith, M. (1985). Unfrozen water content in saline soils : results using time-domain reflectometry. *Canadian Geotechnical Journal*, 22(1) :95–101.
- Penner, E. (1967). Heaving pressure in soils during unidirectional freezing. *Canadian Geotechnical Journal*, 4(4) :398–408.
- Peppin, S. S. and Style, R. W. (2013). The physics of frost heave and ice-lens growth. *Vadose Zone Journal*, 12(1).
- Petrovic, J. (2003). Review mechanical properties of ice and snow. *Journal of materials science*, 38(1) :1–6.
- Pimentel, E., Papakonstantinou, S., and Anagnostou, G. (2011). Case studies of artificial ground freezing simulations for urban tunnels. *Proc. WTC 2011 Underground Spaces in the service of sustainable society*.
- Pimentel, E., Sres, A., and Anagnostou, G. (2012). Large-scale laboratory tests on artificial ground freezing under seepage-flow conditions. *Geotechnique*, 62(3) :227.
- Pitzer, K. S., Peiper, J. C., and Busey, R. (1984). Thermodynamic properties of aqueous sodium chloride solutions. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 13(1) :1–102.
- Powers, T. C. and Willis, T. (1950). The air requirement of frost resistant concrete. In *Highway Research Board Proceedings*, volume 29.

- Qi, J. and Ma, W. (2007). A new criterion for strength of frozen sand under quick triaxial compression considering effect of confining pressure. *Acta Geotechnica*, 2(3) :221.
- Quintard, M. and Whitaker, S. (1994). Transport in ordered and disordered porous media ii : Generalized volume averaging. *Transport in porous media*, 14(2) :179–206.
- Rempel, A. (2007). Formation of ice lenses and frost heave. *Journal of Geophysical Research F : Earth Surface*, 112(2) :1–17.
- Rempel, A. W., Wettlaufer, J., and Worster, M. G. (2004). Premelting dynamics in a continuum model of frost heave. *Journal of Fluid Mechanics*, 498 :227–244.
- Rodriguez-Navarro, C., Doehne, E., and Sebastian, E. (2000). How does sodium sulfate crystallize? implications for the decay and testing of building materials. *Cement and concrete research*, 30(10) :1527–1534.
- Rouabhi, A. (2019). *Problèmes de thermodynamique et de thermo-hydro-mécanique associés à l'exploitation du sous-sol*. Habilitation à diriger des recherches, Sorbonne Université.
- Rouabhi, A., Jahangir, E., and Tounsi, H. (2018). Modeling heat and mass transfer during ground freezing taking into account the salinity of the saturating fluid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 120 :523–533.
- Rouabhi, A., Labaune, P., Tijani, M., Gatelier, N., and Hévin, G. (2019). Phenomenological behavior of rock salt : On the influence of laboratory conditions on the dilatancy onset. *Journal of Rock Mechanics and Geotechnical Engineering*, 11(4) :723–738.
- Rouabhi, A. and Tijani, M. (2017). Modélisation thermo-hydraulique de la congélation artificielle des terrains avec prise en compte de la salinité de l'eau. In Gasc-Barbier, M., Merrien-Soukatchoff, V., and Berest, P., editors, *Manuel de mécanique des roches. Thermomécanique des roches. Tome V*, pages 305–316. Presses des Mines, Collection sciences de la terre et de l'environnement, Paris.
- Ruedrich, J., Kirchner, D., and Siegesmund, S. (2011). Physical weathering of building stones induced by freeze–thaw action : a laboratory long-term study. *Environmental Earth Sciences*, 63(7-8) :1573–1586.
- Russo, G., Corbo, A., Cavuoto, F., and Autuori, S. (2015). Artificial ground freezing to excavate a tunnel in sandy soil. measurements and back analysis. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 50 :226–238.
- Sayles, F. H. (1973). Triaxial and creep tests on frozen ottawa sand. In *Proceedings of the North American Contribution to the 2nd International Permafrost Conference, Yakutsk, USSR National Academy of Sciences, Washington, DC*, pages 384–391.
- Scherer, G. W. (2004). Stress from crystallization of salt. *Cement and concrete research*, 34(9) :1613–1624.
- Schmall, P. and Maishman, D. (2007). Ground freezing a proven technology in mine shaft sinking. *Mining Engineering*, 59 :25–30.

- Shen, C., McKinzie, B., Arbabi, S., et al. (2010). A reservoir simulation model for ground freezing process. In *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*. Society of Petroleum Engineers.
- Slusarchuk, W., Clark, J., Nixon, J., Morgenstern, N., and Gaskin, P. (1978). Field test results of a chilled pipeline buried in unfrozen ground. In *Proc. 3rd Int. Conf. on Permafrost, Edmonton*, volume 1, pages 878–883.
- Smith, M. W. and Tice, A. R. (1988). Measurement of the unfrozen water content of soils : Comparison of nmr and tdr methods. Technical report.
- Spaans, E. J. and Baker, J. M. (1995). Examining the use of time domain reflectometry for measuring liquid water content in frozen soil. *Water Resources Research*, 31(12) :2917–2925.
- Steiger, M. (2005). Crystal growth in porous materials—i : The crystallization pressure of large crystals. *Journal of crystal growth*, 282(3-4) :455–469.
- Taber, S. (1930). The mechanics of frost heaving. *The Journal of Geology*, 38(4) :303–317.
- Takeda, K., Okamura, A., and Knutsson, S. (1997). Microstructure of freezing front in freezing soils. In *Ground Freezing 97 : Proceedings of the 8th International Symposium on Ground Freezing and Frost Action in Soils, Luleå, Sweden. 15–17 April 1997*, pages 171–178. AA Balkema Rotterdam, the Netherlands.
- Thomachot, C. and Matsuoka, N. (2007). Dilation of building materials submitted to frost action. *Geological Society, London, Special Publications*, 271(1) :167–177.
- Thomas, H. R., Cleall, P. J., Li, Y., Harris, C., and Kern-Luetsch, M. (2009). Modelling of cryogenic processes in permafrost and seasonally frozen soils. *Geotechnique*, 59(3) :173–184.
- Tice, A., Oliphant, J., Nakano, Y., and Jenkins, T. (1982). Relationship between the ice and unfrozen water phases in frozen soil as determined by pulsed nuclear magnetic resonance and physical desorption data. Technical report, Cold regions research and engineering Lab Hanover NH.
- Ting, J. M., Torrence Martin, R., and Ladd, C. C. (1983). Mechanisms of strength for frozen sand. *Journal of Geotechnical Engineering*, 109(10) :1286–1302.
- Tounsi, H., Rouabhi, A., and Jahangir, E. (2019a). Thermo-hydro-mechanical modeling of artificial ground freezing taking into account the salinity of the saturating fluid. *Computers and Geotechnics*. Submitted/ Under review.
- Tounsi, H., Rouabhi, A., Jahangir, E., and Guérin, F. (2019b). Mechanical behavior of frozen metapelite : Laboratory investigation and constitutive modeling. *Cold Regions Science and Technology*. Submitted/ Under review.

- Tounsi, H., Rouabhi, A., Tijani, M., and Guérin, F. (2019c). Thermo-hydro-mechanical modeling of artificial ground freezing : Application in mining engineering. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, pages 1–19.
- Vitel, M. (2015). *Modélisation thermo-hydraulique de la congélation artificielle des terrains*. PhD thesis, Paris, ENMP.
- Vitel, M., Rouabhi, A., Tijani, M., and Guérin, F. (2015). Modeling heat transfer between a freeze pipe and the surrounding ground during artificial ground freezing activities. *Computers and Geotechnics*, 63 :99–111.
- Vitel, M., Rouabhi, A., Tijani, M., and Guérin, F. (2016a). Modeling heat and mass transfer during ground freezing subjected to high seepage velocities. *Computers and Geotechnics*, 73 :1–15.
- Vitel, M., Rouabhi, A., Tijani, M., and Guérin, F. (2016b). Thermo-hydraulic modeling of artificial ground freezing : Application to an underground mine in fractured sandstone. *Computers and Geotechnics*, 75 :80–92.
- Wan, X., Lai, Y., and Wang, C. (2015). Experimental study on the freezing temperatures of saline silty soils. *Permafrost and Periglacial Processes*, 26(2) :175–187.
- Wang, D., Ma, W., and Chang, X. (2004). Analyses of behavior of stress–strain of frozen lanzhou loess subjected to k0 consolidation. *Cold regions science and technology*, 40(1) :19–29.
- Wang, J. (2017). *Laboratory study on mechanical properties of frozen clay through state concept*. PhD thesis, Hokkaido University.
- Wang, Y., Wang, D., Ma, W., Wen, Z., Chen, S., and Xu, X. (2018). Laboratory observation and analysis of frost heave progression in clay from the qinghai-tibet plateau. *Applied Thermal Engineering*, 131 :381–389.
- Watanabe, K. and Mizoguchi, M. (2002). Amount of unfrozen water in frozen porous media saturated with solution. *Cold Regions Science and Technology*, 34(2) :103–110.
- Watanabe, K., Mizoguchi, M., Ishizaki, T., Fukuda, M., and Knutsson, S. (1997). Experimental study on microstructure near freezing front during soil freezing. *Transactions-Japanese Society of Irrigation Drainage and Reclamation Engineering*, pages 53–58.
- Whitaker, S. (1999). Theory and applications of transport in porous media : The method of volume averaging. *The Netherlands : Kluwer Academic Publishers*.
- Wu, D., Lai, Y., and Zhang, M. (2017). Thermo-hydro-salt-mechanical coupled model for saturated porous media based on crystallization kinetics. *Cold Regions Science and Technology*, 133 :94–107.
- Wu, D., Yang, Y., Zhou, X., and Wang, Y. (2019). An experimental study of heat and mass transfer in deformable sulfate saline soil during freezing. *Heat and Mass Transfer*, 55(6) :1809–1817.

- Xiao, Z., Lai, Y., and Zhang, M. (2018). Study on the freezing temperature of saline soil. *Acta Geotechnica*, 13(1) :195–205.
- Xu, G. (2014). *Hypoplastic constitutive models for frozen soil*. PhD thesis, University of Natural Resources and Life Sciences, Vienna.
- Yamabe, T. and Neaupane, K. (2001). Determination of some thermo-mechanical properties of sirahama sandstone under subzero temperature condition. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, 38 :1029–1034.
- Yang, P., Ke, J.-m., Wang, J., Chow, Y., and Zhu, F.-b. (2006). Numerical simulation of frost heave with coupled water freezing, temperature and stress fields in tunnel excavation. *Computers and Geotechnics*, 33(6-7) :330–340.
- Yang, Y., Lai, Y., and Chang, X. (2010a). Laboratory and theoretical investigations on the deformation and strength behaviors of artificial frozen soil. *Cold regions science and technology*, 64(1) :39–45.
- Yang, Y., Lai, Y., Dong, Y., and Li, S. (2010b). The strength criterion and elastoplastic constitutive model of frozen soil under high confining pressures. *Cold regions science and technology*, 60(2) :154–160.
- Yuanming, L., Xiangtian, X., Wenbing, Y., and Jilin, Q. (2014). An experimental investigation of the mechanical behavior and a hyperplastic constitutive model of frozen loess. *International Journal of Engineering Science*, 84 :29–53.
- Yuanming, L., Yugui, Y., Xiaoxiao, C., and Shuangyang, L. (2010). Strength criterion and elastoplastic constitutive model of frozen silt in generalized plastic mechanics. *International Journal of Plasticity*, 26(10) :1461–1484.
- Zeng, Q. (2011). *Poromechanical behavior of cement-based materials subjected to freeze-thaw actions with salts : modeling and experiments*. PhD thesis, Université Paris-Est.
- Zeng, Q., Fen-Chong, T., Dangla, P., and Li, K. (2011). A study of freezing behavior of cementitious materials by poromechanical approach. *International Journal of Solids and Structures*, 48(22-23) :3267–3273.
- Zhang, S., Du, H., and Harbor, J. (2017). The effect of confining pressure and water content on compressive strength and deformation of ice-rich silty sand. *Permafrost and Periglacial Processes*, 28(1) :298–305.
- Zhang, S., Lai, Y., Sun, Z., and Gao, Z. (2007). Volumetric strain and strength behavior of frozen soils under confinement. *Cold regions science and technology*, 47(3) :263–270.
- Zhang, S., Sun, Z., Xu, X., and Du, H. (2013). Volumetric calculation method and temperature characteristics of frozen soil in mechanical testing. *Cold Regions Science and Technology*, 85 :225–231.

- Zhang, X., Wang, Q., Yu, T., Wang, G., and Wang, W. (2018a). Numerical study on the multifield mathematical coupled model of hydraulic-thermal-salt-mechanical in saturated freezing saline soil. *International Journal of Geomechanics*, 18(7) :04018064.
- Zhang, X., Zhang, M., Pei, W., and Lu, J. (2018b). Experimental study of the hydro-thermal characteristics and frost heave behavior of a saturated silt within a closed freezing system. *Applied Thermal Engineering*, 129 :1447–1454.
- Zhang, Y. (2014). *Thermal-Hydro-Mechanical model for freezing and thawing of soils*. PhD thesis, University of Michigan.
- Zhang, Y. and Michalowski, R. L. (2015). Thermal-hydro-mechanical analysis of frost heave and thaw settlement. *Journal of geotechnical and geoenvironmental engineering*, 141(7).
- Zhao, L., Gray, D. M., and Male, D. H. (1997). Numerical analysis of simultaneous heat and mass transfer during infiltration into frozen ground. *Journal of Hydrology*, 200(1-4) :345–363.
- Zhou, J. and Li, D. (2012). Numerical analysis of coupled water, heat and stress in saturated freezing soil. *Cold Regions Science and Technology*, 72 :43–49.
- Zhou, M. and Meschke, G. (2013). A three-phase thermo-hydro-mechanical finite element model for freezing soils. *International journal for numerical and analytical methods in geomechanics*, 37(18) :3173–3193.
- Zhou, M. S. M.-M. (2013). *Computational Simulation of Soil Freezing : Multiphase Modeling and Strength Upscaling*. PhD thesis, Ruhr University Bochum.
- Zhu, Y. and Carbee, D. L. (1984). Uniaxial compressive strength of frozen silt under constant deformation rates. *Cold regions science and technology*, 9(1) :3–15.

RÉSUMÉ

La congélation artificielle des terrains est utilisée depuis des décennies comme technique de stabilisation et d'imperméabilisation temporaires des terrains pour résoudre des problèmes de génie civil ou minier à moindres coûts. Réussir sa mise en œuvre nécessite l'utilisation d'outils numériques permettant de prédire l'évolution des parties congelées et la stabilité des terrains. Cette thèse propose une approche de modélisation, élaborée suivant une démarche thermodynamiquement cohérente couplant la thermique, l'hydraulique, la mécanique et la salinité, permettant de simuler la congélation des terrains. Elle inclue un modèle de comportement élasto-viscoplastique, basé sur des essais de laboratoire, capable de prédire la réponse d'un sol congelé. Un nouveau dispositif pour la réalisation d'essais triaxiaux à température et à vitesse de déformation contrôlées a été mis en place à cet effet. Le modèle thermo-hydro-mécanique et chimique a été validé par des essais de gel sur des éprouvettes initialement saturées avec de l'eau pure ou avec une solution de chlorure de sodium à diverses concentrations. A l'échelle de la structure, il a été appliqué au cas de la mine de Cigar Lake (Canada), à travers des simulations thermo-hydro-mécaniques couplées, qui ont permis de prédire l'évolution de la congélation dans le terrain et d'évaluer son impact sur les déplacements autour des tunnels de production excavés en dessous du massif congelé.

MOTS CLÉS

Technique de la congélation artificielle; Changement de phase; Salinité; Couplage THMC; Modélisation numérique; Essais de gonflement libre; Essais triaxiaux à température contrôlée; Élasto-viscoplasticité.

ABSTRACT

Artificial ground freezing (AGF) has been used for decades as a temporary soil stabilisation and waterproofing technique in order to solve civil or mining engineering problems at lower costs. A successful implementation of this technique requires the use of numerical tools to predict the freezing evolution and the site stability. Through a thermodynamically consistent framework, a fully coupled thermo-hydro-mechanical formalism, considering the salinity effect and capturing the most relevant phenomena of ground freezing, is derived. The formalism includes an elasto-viscoplastic constitutive model, able to correctly reproduce the mechanical behavior of frozen soil, and fitted against temperature and strain rate-controlled triaxial tests carried out using a newly-developed experimental facility. The proposed approach is validated by means of freezing laboratory tests, carried out on specimens initially fully saturated with pure water or with sodium chloride solutions at various concentrations. At the field scale, the formalism is applied to the case of the Cigar Lake mine. Fully coupled thermo-hydro-mechanical simulations of the ground freezing and excavation activities taking place in the mine are performed, in order to predict the freezing evolution in the ground and its influence on the ground movements in the vicinity of production tunnels excavated below the frozen ground.

KEYWORDS

Artificial ground freezing; Phase change; Salinity; THMC coupling; Numerical modeling; Stress-free laboratory freezing tests; Temperature-controlled triaxial compression tests; Elasto-viscoplasticity.