

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Djillali Liabès, Sidi Bel Abbès



Faculté de Technologie
Département de Génie Civil

THESE

Pour l'obtention du diplôme de Doctorat en Sciences

Spécialité: Génie Civil

Option: Géotechnique et Matériaux

Thème

Modélisation du couplage du comportement Thermo-Hydro-Mécanique des sols fins non saturés

Présenté par

Zoheir BELLIA

Soutenue le 02/07/2015 devant la commission d'examen

Dr. Mourad. MEGHACHOU	Pr.	Président	U. D. L. Sidi Bel Abbès
Dr. Abdelkader. HACHICHI	Pr.	Examineur	U. S. T. Oran
Dr. Yazid. ABDELAZIZ	Pr.	Examineur	Université de Béchar
Dr. Yahia. SEBAÏBI	Pr.	Invité	U. D. L. Sidi Bel Abbès
Dr. Moulay. Smaïne. GHEMBAZA	Pr.	Encadreur	U. D. L. Sidi Bel Abbès

Année universitaire 2014/2015

JE REMERCIE ALLAH LE TOUT PUISSANT

À la mémoire de mon père et de mon frère
À ma mère, mon frère et mes sœurs
À tous ceux qui me sont chers

Remerciements

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans le soutien de Monsieur Moulay Smaïne. GHEMBAZA, Professeur à l'U.D.L de Sidi Bel Abbès, qui m'a fait l'honneur d'être mon directeur de thèse. En cette occasion je tiens à le remercier vivement tant d'un point de vue professionnel que personnel.

Un grand merci que j'adresse à Messieurs les Professeurs Abdelkader HACHICHI, Yazid ABDELAZIZ et Yahia SEBAÏBI pour avoir accepté d'évaluer et examiner ce travail. Je tiens à remercier également Monsieur le Professeur Mourad MEGHACHOU d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Ces remerciements ne seraient pas complets, si je ne cite pas les personnes qui ont eu à supporter tous les hauts et les bas qui se sont succédé tout au long de mon travail. Je pense surtout à ma mère, mes sœurs et à mon frère, sans oublier mes bien aimés neveu et nièces que j'adore. Qu'ils trouvent ici l'expression de mon profond amour.

Encore une fois, je ne saurais finir sans avoir une pieuse pensée à tous les êtres qui nous ont quittés et qui me sont chère, jamais je ne vous ai oublié, vous resterez gravé dans mon cœur à tout jamais.

Sommaire

ملخص.....	IV
Résumé.....	V
Abstract.....	VI
Liste des tableaux.....	VII
Liste des figures.....	VII
Introduction générale.....	1
Chapitre 1.....	3
Comportement thermo-hydro-mécanique des sols.....	3
1.1 Introduction.....	3
1.2 Effets de la température sur les propriétés physiques des sols fins.....	3
1.2.1 Effets de la température sur la densité des grains solides.....	3
1.2.2 Effets de la température sur les limites d'Atterberg.....	3
1.2.3 Effets de la température sur les courbes de compactage.....	6
1.2.4 Effets de la température sur la perméabilité.....	6
1.3 Comportement thermomécanique des sols saturés.....	8
1.3.1 Effets des sollicitations thermiques à contrainte constante.....	8
1.3.2 Effet de la température sur le comportement mécanique.....	11
1.3.2.1 Effet de la température sur la pression de préconsolidation.....	11
1.3.2.2 Effet de la température sur les paramètres de compressibilité.....	13
1.3.4 Comportement déviatorique en conditions isothermes.....	15
1.3.4.1 Effet de la température sur la résistance au cisaillement.....	15
1.3.4.2 Effet de la température sur la droite d'état critique.....	16
1.3.4.3 Effet de la température sur le module de cisaillement.....	17
1.4 Comportement thermo hydro mécanique des sols non saturés.....	18
1.4.1 Effets des sollicitations thermiques à contrainte et succion constantes.....	18
1.4.2 Effet de la température et de la succion sur le comportement mécanique.....	19
1.4.2.1 Effet de la succion et de la température sur la pression de préconsolidation..	19
1.4.2.2 Effet de la succion et de la température sur les paramètres de compressibilité..	21
1.4.2.3 Effet de la succion sur le comportement mécanique à contrainte et à	22
température constantes.....	22
1.4.3 Comportement hydraulique des sols non saturés en conditions non isothermes....	26
1.4.4 Comportement déviatorique à température et à succion contrôlées.....	28
1.4.4.1 Effet de la température et de la succion sur la résistance au cisaillement.....	28
1.4.4.2 Effet de la température et de la succion sur la droite d'état critique.....	29
1.4.4.3 Effet de la température et de la succion sur le module de cisaillement.....	31
1.5 Conclusion.....	32
Chapitre 2.....	33
Modèles thermo-hydro-mécanique des sols non saturés.....	33
2.1 Introduction.....	33
2.2 Modèles THM basés sur le concept de la contrainte indépendante.....	33
2.2.1 Modèle de Wu et al. (2004).....	33
2.2.1.1 Mécanisme isotrope.....	33
2.2.1.2 Mécanisme déviatorique.....	34

2.2.2	Modèle de Tang et Cui (2009).....	37
2.2.2.1	Mécanisme isotrope	37
2.3	<i>Modèles THM basés sur le concept de la contrainte effective</i>	39
2.3.1	Modèle de Khalili et Loret (2001)	39
2.3.1.1	Mécanisme isotrope	39
2.3.2	Modèle de Bolzon et Shrefler (2005)	42
2.3.2.1	Mécanisme isotrope	42
2.3.3	Modèle de Laloui et François (2008).....	44
2.2.3.1	Mécanisme isotrope	45
2.2.3.2	Mécanisme déviatorique	45
2.2.3.3	Mécanisme hydraulique.....	46
2.3.4	Modèle de Mašin et Khalili (2011)	48
2.4	<i>Modèle THM basé sur le concept SFG</i>	49
2.4.1	Modèle de Zhou et al. (2014)	49
2.4.1.1	Mécanisme isotrope	49
2.4.1.2	Mécanisme hydraulique.....	50
2.5	<i>Conclusion</i>	50
Chapitre 3		52
Modélisation des sols saturés à température ambiante		52
3.1	<i>Introduction</i>	52
3.2	<i>Concept de l'élastoplasticité</i>	52
3.2.1	Surface de charge	52
3.2.2	Potentiel plastique et relation contraintes déformations	54
3.2.3	Ecrouissage et conditions de consistances	54
3.3	<i>Famille de modèles Cam Clay</i>	55
3.3.1	Modèle Cam Clay originale.....	57
3.3.1.1	Règle d'écoulement et surface de charge	58
3.3.1.2	Déformation élastique	60
3.3.2	Modèle Cam Clay modifié	60
3.4	<i>Limite des modèles Cam Clay originale et modifié</i>	61
3.5	<i>Théorie de la surface limite</i>	61
3.5.1	Modèle CASM B (Yu et Khong, 2003)	62
3.5.1.1	Déformation élastique	62
3.5.1.2	Surface de charge	63
3.5.1.3	Potentiel plastique et relation contraintes déformations	64
3.5.1.4	Simulations qualitatives.....	66
3.6	<i>Conclusion</i>	69
Chapitre 4		70
Développement et validation d'un modèle thermomécanique des sols saturés		70
4.1	<i>Introduction</i>	70
4.2	<i>Proposition d'un modèle thermomécanique des sols saturés</i>	70
4.2.1	Thermo élasticité.....	70
4.3.2	Thermo plasticité.....	72
4.3.2.1	Mécanisme isotrope thermo mécanique.....	72
4.3.2.2	Mécanisme dévitorique thermo mécanique	81

4.3	<i>Simulation thermo mécanique en conditions isotrope</i>	84
4.3.1	Simulation de tests de compression isotrope à températures constantes	84
4.3.2	Simulation d'essais d'échauffement-refroidissement à contraintes imposés	85
4.3.3	Simulation d'essais de cisaillement à température constantes.....	86
4.4	<i>Conclusion</i>	89
Chapitre 5		90
<i>Développement et validation d'un modèle thermo-hydro-mécanique des sols non saturés</i> ... 90		
5.1	Introduction	90
5.2	Contraintes dans les sols non saturés	90
5.3	Proposition d'un modèle thermo hydro mécanique des sols non saturés	93
5.3.1	Thermo élasticité.....	93
5.3.2	Thermo plasticité.....	94
5.3.2.1	Mécanisme isotrope hydromécanique à température ambiante	94
5.3.2.2	Mécanisme isotrope THM	100
5.3.2.3	Mécanisme dévitorique THM	105
5.3.2.4	Partie hydraulique du modèle	109
5.3.3	Fonctionnement du modèle	117
5.3.3.1	Comportement sous échauffement-refroidissement à succion et à contrainte contrôlées	117
5.3.3.2	Comportement sous drainage/humidification à contrainte nulle et à température ambiante.....	118
5.3.3.3	Comportement sous humidification provoquant un effondrement en conditions THM	120
5.3.3.4	Comportement sous compression isotrope provoquant une saturation en conditions THM	122
5.4	Calibrage des paramètres du modèle.....	122
5.5	Validation du modèle THM proposé	125
5.5.1	Simulation du comportement hydraulique des sols non saturés	125
5.5.2	Simulation des essais de drainage à contrainte nulle et à température imposées...	128
5.5.3	Simulation des essais d'échauffements refroidissement à contrainte et succions imposées.....	129
5.5.4	Simulation des essais de compression oedométrique à température et succion imposées.....	129
5.5.5	Simulation des essais de compression isotropes à température et succion imposées.....	131
5.5.6	Simulation d'essai d'humidification suivi d'effondrement en condition isotherme	133
5.5.7	Simulation des essais de cisaillement drainés à succions et à températures constantes.....	134
5.6	<i>Conclusion</i>	135
Conclusions générales et perspectives		136
Référence bibliographique		138
Annexe		146

ملخص

الهدف الرئيسي لهذه الأطروحة هو تطوير نموذج ميكانيكي هيدروليكي حراري للتربة الغير مشبعة دقيقة الحبيبات. و مع ذلك، فقد تم تطوير نموذج آخر ميكانيكي حراري للتربة مشبعة. الجزء الأول من هذا العمل، هو تلخيص للبحوث الجيولوجرافية المتعلقة بالسلوك ونماذج التربة تحت ضغوط ميكانيكية هيدروليكية حرارية. الجزء الثاني من هذا البحث يمثل صميم عملنا. بدءا من معظم التطورات الحديثة في نمذجة التربة تحت ظروف غير متساوية الحرارة. فقد كان لدينا في بادئ الامر، إمكانية اقتراح نموذج يقوم على مفهوم مساحة الحد الأقصى في إطار ميكانيكي حراري مشبع. استمرارا في ذلك فقد تم طرح نموذج آخر على أساس مفهوم الضغط الفعال في مجال التربة غير المشبعة و درجة الحرارة. يمكن اعتبار هذا الأخير بديلا جديدا لنماذج الميكانيكية الهيدروليكية الحرارية لتربة غير المشبعة، لأنه أول نموذج يصاغ من حيث الضغط الفعال، درجة التشبع الفعال و درجة الحرارة. وفي ختام أمر، قد تم اعتماد الصيغ المقترحة مقارنة مع نتائج تجريبية موجودة

الكلمات المفتاحية

ميكانيكي هيدروليكي حراري، مساحة الحد الأقصى، الضغط الفعال، درجة التشبع الفعال، درجة الحرارة

Résumé

La présente thèse a pour objectif principale le développement d'un modèle thermo hydro mécanique des sols fins non saturés. Toutefois, un autre modèle thermomécanique des sols saturés a été développé. Le premier volet de ce travail se résume par une recherche bibliographique sur le comportement et la modélisation THM des sols. Le deuxième volet de cette thèse illustre le cœur de notre travail. À partir des plus récentes avancées dans le domaine de la modélisation des sols en condition non isothermes, on a pu dans un premier temps, proposer un modèle basé sur le concept de la surface limite dans un cadre thermomécanique saturé. Dans la continuité, un autre modèle basé sur le concept de la contrainte effective a été étendu au domaine des sols non saturés en température. Ce dernier, peut être considéré comme une nouvelle variante de modèles THM des sols non saturés, puisque c'est le premier modèle formulé en termes de contrainte effective-degré de saturation effective et température (p' , S_e et T). Afin de valider toutes les formulations proposées, des simulations sont comparées avec des résultats expérimentaux existants.

Mots clés :

Thermo hydro mécanique, surface limite, contrainte effective, degré de saturation effective, température.

Abstract

This thesis has as main goal the development of a thermo-hydro-mechanical model for unsaturated fine grained soils. However, another thermo mechanical model of saturated soils has been developed. The first part of this work is summarized by a bibliographic research on the behavior and modelling of soils under THM solicitations. The second part of this thesis illustrates the heart of our work. Starting from the most recent advances in the soils modelling under non-isothermal conditions, it has been possible in the first time, to propose a model based on the bounding surface plasticity in a thermomechanical saturated framework. In the continuity, another model based on the concept of effective stress was extended to the field of unsaturated soils under temperature. The latter, is a new variant of THM models based on the mean effective stress, effective saturation and temperature (p' , S_e and T). Finally, the proposed formulations are supported by comparisons with existing experimental results.

Keywords:

Thermo-hydro-mechanical, bounding surface plasticity, mean effective stress, effective saturation, temperature.

Liste des tableaux

Tableau 1.1: Tableau récapitulatif de l'effet de la température sur la résistance au cisaillement en température, actualisé à partir de Ghembaza (2004).	16
Tableau 2.1: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de Wu et al. (2004).	36
Tableau 2.2: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de Tang et Cui (2009).	39
Tableau 2.3: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de Khalili et Loret (2001).	42
Tableau 2.4: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de Bolzon et Shrefler (2005).	44
Tableau 2.5: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de François et Laloui (2008).	46
Tableau 2.6: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de Mašín et Khalili (2011).	49
Tableau 2.7: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de Zhou et al. (2014).	50
Tableau 3.1: Paramètres utilisés dans les simulations.	67
Tableau 4.1 Paramètres de simulation des travaux d'Uchaipichat et Khalili (2009).	84
Tableau 5.1: Paramètre effective χ d'après plusieurs auteurs.	92
Tableau 5.2: Paramètres utilisés dans la simulation des travaux de Huang et al (2005).	125
Tableau 5.3: Paramètres utilisés dans la simulation des travaux d'Uchaipichat et Khalili (2009).	126
Tableau 5.4: Paramètres utilisés dans la simulation des travaux de Tarantino (2009).	127
Tableau 5.5: Paramètres utilisés dans la simulation des travaux de Ghembaza et al. (2007).	128
Tableau 5.6: Etats initiaux des échantillons avant les tests de compression oedométrique, François et al. (2007).	130
Tableau 5.7: Paramètres utilisés dans la simulation des travaux de François et al. (2007).	130
Tableau 5.8: Paramètres utilisés dans la simulation des travaux de Sun et al. (2007a).	133

Liste des figures

Figure 1.1: Effet de la température sur la densité spécifique, Wang et al (1990), réinterprété par Ghahremannejad (2003).	4
Figure 1.2: Variation des limites d'Atterberg avec la température.	4
Youssef et al. (1961), réinterprété par Ghembaza (2004).	4
Figure 1.3: Effet du cycle de température sur les limites d'Atterberg, Towhata et al. (1993a).	5
Figure 1.4: Limite de liquidité en température, Jefferson et Rogers (1998), réinterprété par Tang (2005).	5
Figure 1.5: Courbes de compactage à différentes températures, Youssef et al. (1961).	6
Figure 1.6: Variation de la teneur en eau optimale en fonction de la température Youssef et al. (1961), réinterprété par Ghembaza (2004).	6
Figure 1.7: Effet de la température et de l'indice des vides initial sur la perméabilité, Sultan (1997).	7
Figure 1.8: Effet de la température et de la contrainte sur la perméabilité, Ghembaza et al. (2014).	7
Figure 1.9: Variation de la perméabilité en fonction de l'indice des vides initial à différentes températures et degrés de saturation, Romero (1999).	8
Figure 1.10: Influence du cycle de température à contrainte constante sur la déformation volumique, Baldi et al. (1991).	9
Figure 1.11: Influence du cycle de température à contrainte constante sur la déformation volumique, Del Olmo et al. (1996).	9
Figure 1.12: Influence du cycle de température sur la déformation volumique à différents OCR, Sultan et al. (2002).	10
Figure 1.13: Influence du cycle de température sur la déformation volumique à différents OCR, Cekerevak et Laloui (2004).	10

Figure 1.14: Influence du cycle de température sur la déformation volumique à différents OCR, Abuel-Naga et al. (2007a).....	11
Figure 1.15: Courbes de compression isotrope en température, Sultan et al. (2002).	12
Figure 1.16: Courbes de compressions isotrope à températures constantes, Uchaipichat et Khalili (2009).....	12
Figure 1.17: Courbes de compressions isotrope à températures constantes, Ghembaza et al. (2014).	13
Figure 1.18: Effet du cycle température sur une argile de Bangkok normalement consolidé, Abuel-Naga et al. (2007a).	13
Figure 1.19: Courbes de compression et de gonflement à différentes températures, Campanella et Mitchell (1968).....	14
Figure 1.20: Courbes de compression et de gonflement à différentes températures, Abuel-Naga et al. (2007a).....	14
Figure 1.21: Influence de la température sur les indices de compression isotrope, Tanaka et al. (1997).....	15
Figure 1.22: Effet de la température sur le module de cisaillement G des essais de cisaillement drainés et non drainé en température, Ghahremannejad (2003).	17
Figure 1.23: Effet de la température sur le module sécant, (a) Ghembaza et al (2008), (b) Cekerevak et Laloui (2004) et (c) Abuel Naga et al. (2007b).	17
Figure 1.24: Influence du cycle de température sur le volume spécifique à différents niveaux de chargement et de succion, Uchaipichat et Khalili (2009).	18
Figure 1.25: Influence du cycle de température sur la déformation volumique à différents niveaux contrainte et de succion, Tang et al. (2008).	19
Figure 1.26: Essai de compressions isotopes à succion et à température contrôlées, Tang et al. (2008).	20
Figure 1.28: Influence de la succion et de la température sur les paramètres et indices de compressions, (a) et (b) Romero et al. (2003), (c) Tang et al. (2008), (d) Ye et al. (2012).....	21
Figure 1.29: Influence de la succion et de la température sur les paramètres et indices de compressions, Salager et al. (2008).....	22
Figure 1.30: Changement de volume en fonction de la succion sous contrainte et à température contrôlées, Uchaipichat et Khalili (2009).	23
Figure 1.31: Comportement en température d'une pâte d'argile sableuse soumise à un drainage à contrainte nulle, Ghembaza et al. (2007).	24
Figure 1.32: Comportement à température ambiante d'une pâte d'argile sableuse soumise à un cycle de drainage humidification à contrainte nulle, Ghembaza et al. (2007).	24
Figure 1.33: Essais de compression isotrope et d'humidification à température ambiante, Sun et al. (2007b).	25
Figure 1.34: Influence de l'indice des vides initiale sur les courbes de drainage et humidification, Tarantino et al. (2009).	26
Figure 1.35: Influence de la température sur les courbes de drainage, Salager et al. (2011).....	27
Figure 1.36: Effets de la contrainte mécanique en chargement déchargement sur la compressibilité et la saturation, Sharma (1998).	27
Figure 1.37: Effets de la succion et de la température sur la résistance au cisaillement d'une argile sableuse, Ghembaza et al. (2008).....	28
Figure 1.37: Essais de cisaillement drainés à succion et à températures contrôlées, Uchaipichat et Khalili (2009).....	29
Figure 1.39: Effet de la succion sur droite d'état critique à température ambiante dans le plan $(\bar{p} - q)$, (a) Wang et al. (2002) et (b) Estabragh et Javadi (2008).....	30
Figure 1.40: Droite d'état critique en fonction de la succion à température dans le plan $(p' - q)$, (Uchaipichat, 2005; Uchaipichat et Khalili, 2009).....	30
Figure 1.41: Effet de la température et de la succion sur le module sécant, Weibe et al. (1998).....	31
Figure 1.42: Effet de la température et de la succion sur le module sécant, Ghembaza et al. (2008).	31
Figure 2.1: Surface de charges, Wu et al. (2004).	36
Figure 2.2: Surfaces de charges dans l'espace $(p' - T - s)$, Tang et Cui (2009).	38
Figure 2.3 : Chemin volumique THM, Khalili et Loret (2001).....	40
Figure 2.4: Evolution de la surface de charge dans le plan $p' - q$ en fonction de la température et de la succion, Khalili et Loret (2001).	41
Figure 2.5: Courbes de compressions simulées par Bolzon et Shrefler (2005).	43
Figure 2.6: Fonctionnement du modèle de François et Laloui (2008).	45

Figure 2.7: Surfaces de charge THM, François et Laloui (2008).	47
Figure 2.8: Surfaces de charge hydrauliques des sols déformable, François et Laloui (2008).	48
Figure 3.1: Travail plastique, d'après Yu (2006).	53
Figure 3.2: Postulat de stabilité de Drucker (1952, 1958), d'après Yu (2006).	54
Figure 3.3: Déformations élastique et élastoplastique isotrope, d'après François (2008).	56
Figure 3.4: Droite d'état critique dans les plans $(\ln p' - v)$ et $(p' - q)$, d'après Yu (2006).	57
Figure 3.5: Fonctionnement des modèles Cam Clay sur chemin isotrope, d'après Yu (2006).	57
Figure 3.6: Surface de charge Cam Clay originale, Schofield et Wroth (1968) réinterprété par François (2008).	59
Figure 3.7: Evolution de la surface de charge Cam Clay originale avec p'_{co} , François (2008).	59
Figure 3.8: Surface de charge type Cam Clay modifié.	61
Figure 3.9: Principe de la théorie de la surface limite, Dafalias et Herrmann (1980), réinterprété par François (2008).	62
Figure 3.10 : Surfaces de charge (f) et (F) du modèle CASM B (Yu et Khong, 2003).	64
Figure 3.11: Influence du paramètre d sur le module d'écroutissement H , Yu et Khong (2003).	66
Figure 3.12: Influence du paramètre h sur le module d'écroutissement H , Yu et Khong (2003).	66
Figure 3.13: Simulation qualitative, OCR=1.	67
Figure 3.14: Simulation qualitative, OCR=1.66.	67
Figure 3.15: Simulation qualitative, OCR=10.	68
Figure 3.16: Simulation cyclique d'un sol normalement consolidé.	68
Figure 4.1: Influence du niveau de contrainte sur le paramètre α , Abuel-Naga et al. (2007a).	71
Figure 4.2: Effet de la température sur des droites de consolidation.	72
Figure 4.3: Comparaison entre les équations de surface de charges thermomécaniques (équations 4.9 à 4.13), François, (2008).	74
Figure 4.4: Mécanismes LY et TY du modèle de Cui et al. (2000).	75
Figure 4.5 : Validation expérimentale de la surface de charge thermique TY par Abuel-Naga et al. (2007a).	75
Figure 4.6: Illustration d'essais d'échauffements à contrainte constante, François (2008) et Laloui et François (2009).	77
Figure 4.7: Illustration d'essais de compression isotrope à température constantes, François (2008) et Laloui et François (2009).	77
Figure 4.8: Surfaces de charges thermomécaniques proposées.	78
Figure 4.9: Fonctionnement du modèle, cas d'essais d'échauffement sous contrainte constante.	80
Figure 4.10 : Fonctionnement du modèle, cas d'un essai de compression isotrope à température constante.	81
Figure 4.11: Surfaces de charges thermomécanique proposées.	82
Figure 4.12: Règle de projection dans le plan $p'-q$ à température T .	83
Figure 4.13: Simulation des essais de compressions isotropes d'Uchaipichat et Khalili (2009) à température constantes.	85
Figure 4.14: Simulation des essais d'échauffement-refroidissement d'Uchaipichat et Khalili (2009) à différents niveaux de contraintes.	85
Figure 4.15: Simulation d'essai de cisaillement drainé à OCR=2 et à température 25 °C d'Uchaipichat et Khalili (2009).	86
Figure 4.16: Simulation d'essai de cisaillement drainé à OCR=2 et à température 40°C d'Uchaipichat et Khalili (2009).	86
Figure 4.17: Simulation d'essai de cisaillement drainé à OCR=2 et à température 60 °C, Uchaipichat et Khalili (2009).	87
Figure 4.18: Simulation d'essai de cisaillement drainé à OCR=1.33 et à température 25°C d'Uchaipichat et Khalili (2009).	87
Figure 4.19: Simulation d'essai de cisaillement drainé à OCR=1.33 et à température 40 °C d'Uchaipichat et Khalili (2009).	88
Figure 4.20: Simulation d'essai de cisaillement drainé à OCR=1.33 et à température 60 °C d'Uchaipichat et Khalili (2009).	88

Figure 5.1: Illustrations réinterprété par Nuth (2009) sur la droite d'état critique dans les plans (pnet-q) et (p'-q) d'après les résultats expérimentaux de Sivakumar (1993) et Geiser et al. (2006),	91
Figure 5.2: Déformation causée par la succion à différents niveaux de chargement, Delage et Graham (1996).	94
Figure 5.3: Droite de consolidation d'après le concept de la contrainte effective (Sheng, 2011). ..	95
Figure 5.4: Validation des équations (5.17) et (5.8) par Zhou et al. (2012a) à partir des données expérimentales de Jotisankasa (2005).	98
Figure 5.5: Surface de charges de Zhou et al (2012b).	99
Figure 5.6: Simulation qualitative d'après Zhou et al (2012b).	101
Figure 5.7: Illustration de l'équation THM de changement de volume proposée (équation (5.23)) dans le plan (lnp' - v).....	101
Figure 5.8: Calibrage de l'équation (5.23) à partir des résultats expérimentaux d'Uchaipichat et Khalili (2009).....	102
Figure 5.9: Influence de la température et du degré de saturation effective sur le paramètre $\lambda(S_e, T)$	103
Figure 5.10: Lissage du paramètre a_1 en fonction de la température par le biais de l'équation (5.24).	103
Figure 5.11: Surface de charge isotrope THM proposée.	105
Figure 5.12: Surface de chargement (f) et surface limite (F) THM proposées dans différents plans.	106
Figure 5.13 : Règle de projection proposée en condition THM.	107
Figure 5.14: Exemple de simulation de l'effet d'hystérésis par le biais du modèle de Li (2005). ..	111
Figure 5.15: Variables du modèle de Li (2005).	111
Figure 5.16: Variables du modèle de Zhou et al. (2012a).....	112
Figure 5.17: Simulation qualitative d'un essai de compression isotrope à succion et température contrôlées.....	115
Figure 5.18: Fonctionnement du modèle, cas d'essai d'échauffement sous succion et contrainte constantes.....	118
Figure 5.19: Fonctionnement du modèle, cas d'essai de drainage/humidification d'une boue à température-ambiante.	119
Figure 5.20: Fonctionnement du modèle, cas de sollicitations THM avec effondrement sous humidification.	121
Figure 5.21: Fonctionnement du modèle, cas de sollicitations THM avec effet de saturation due à un changement mécanique.	124
Figure 5.22: Simulation des travaux de Huang et al (2005), essai cyclique de drainage-humidification à température ambiante.	125
Figure 5.23: Simulation des essais de drainage à température et contraintes imposées d'Uchaipichat et Khalili (2009).	126
Figure 5.24: Simulation des travaux de Tarantino (2009, essais de drainage et d'humidification à température ambiante et à différents indices des vides initiaux.....	127
Figure 5.25: Simulation des travaux de Ghembaza et al. (2007). essais de drainage à contrainte nulle et température imposées.....	128
Figure 5.26: Simulation des essais d'échauffement-refroidissement à succions et contraintes imposées d'Uchaipichat et Khalili (2009).	129
Figure 5.27: Calibrage de la courbe de drainage à partir des résultats de Péron et al. (2007).	130
Figure 5.28 : Simulation des essais de compression oedométrique à température et succion imposées de François et al. (2007).	131
Figure 5.29: Simulation des essais de compression isotrope à température et succion imposées d'Uchaipichat et Khalili (2009).	132
Figure 5.30: Simulation des travaux de Sun et al. (2007a), essai d'humidification à contrainte imposée et à température ambiante.	133
Figure 5.31: Simulation des essais de cisaillement drainés d'Uchaipichat et Khalili (2009) à succions et à température imposées.....	134

Introduction générale

Le sol peut être soumis à des sollicitations thermiques dans diverses applications du Génie Civil. Parmi les principales, on peut citer: Le stockage des déchets radioactifs dans les formations géologiques profondes, le cas des câbles à haute tension enterrés à de faibles profondeurs ainsi que la géothermie.

Un changement de température, peut non seulement entraîner des dégradations des caractéristiques physico-chimiques et hydrauliques des sols mais peut aussi influencer les champs de contraintes et déformations dans lesquels se trouve ce dernier. Ce qui a conduit les chercheurs durant plusieurs années à étudier le phénomène avec beaucoup d'attention, tant au niveau expérimental qu'au niveau théorique.

Dans ce contexte, nous présentons une thèse qui s'inscrit dans le cadre des sols fins saturés et non saturés dans des conditions non isothermes. Le travail présenté est scindée en deux parties.

La première partie s'étale sur deux chapitres, avec un premier chapitre consacré à une recherche bibliographique sur les comportements thermo-mécanique des sols saturés et le thermo-hydro-mécanique des sols non saturés. Toutefois, les protocoles avec lesquels les essais expérimentaux ont été menés ne sont pas traités par la présente thèse.

Le deuxième chapitre, illustre une présentation sommaire des modèles thermo hydro mécanique des sols non saturés existants.

Cette étude bibliographique nous a permis, d'une part de constater les différents aspects dans lesquels se trouvent les sols saturés et non saturés soumis à des sollicitations thermohydromécanique. D'autres part, ça nous a permis aussi, de faire une synthèse sur la modélisation THM des sols non saturé, où nous avons tiré profit des plus récentes avancées dans ce domaine, tout en soulignant certaines limites qui nous ont été utiles pour la présentation de la deuxième partie de cette thèse. Cette deuxième partie de la thèse représente le cœur de notre travail qui comporte les trois derniers chapitres,

En chapitre 3, les principes de la théorie de l'élastoplasticité et du concept Cam Clay sont exposés, ainsi nous avons pu souligner leurs avantages et leurs limites. Notamment, dans la description de transition du domaine élastique vers le domaine élastoplastique, ceci qui nous a permis de nous tourner vers le concept de la surface limite (Bounding Surface Plasticity) qui figure parmi les théories les plus avancées.

Dans ce contexte, le modèle CASM B (Yu et Khong, 2003) basé sur cette théorie, est présenté. La capacité de ce dernier à simuler le comportement des sols saturés à température ambiante, est appuyé par la présentation de simulations qualitatives d'essais de cisaillement à différents degrés de surconsolidation.

Ensuite en chapitre 4, en s'inspirant du modèle CASM B ainsi que des travaux de Cekerevak et Laloui (2003), François (2008) et Laloui et François (2009). Un modèle thermomécanique des sols saturés est développé dans un mécanisme isotrope thermomécanique, qui est étendue par la suite aux chemins triaxiaux déviatoire. Afin, de mettre évidence les performances du modèle proposé des simulations qualitatives sont présentés.

Dans la continuité le cinquième chapitre, le dernier, décrit un modèle thermo hydro mécanique des sols non saturés basé sur le concept de la contrainte effective, qui prend en compte la majeure partie des comportements des sols non saturés en condition non isotherme. Toutefois, l'anisotropie du sol, le fluage, le comportement THM des sols en conditions non drainés ne sont pas traités. Il peut être considéré comme une nouvelle variante de modèles THM des sols non saturés, puisque c'est le premier modèle formulé en termes de contrainte effective-degré de saturation effective et température.

La conception du modèle THM proposée tire profit des dernières avancées dans la modélisation des sols non saturés (François et Laloui, 2008; François, 2008; Sheng et al., 2011; Zhou et al., (2012a, 2012b); Zhou et al., 2014). Il s'inscrit aussi dans la continuité du modèle thermomécanique des sols saturés développé en chapitre 4. Pour conclure, le modèle THM proposée est aussi validé par des résultats expérimentaux issus de la littérature.

Chapitre 1

Comportement thermo-hydro-mécanique des sols

1.1 Introduction

La température peut affecter d'une manière significative les propriétés physiques et mécaniques des sols. Notamment par son impact sur la densité des grains solides, la limite de liquidité, la limite de plasticité (limites d'Atterberg), la perméabilité ainsi que sur les courbes de comptages. Par ailleurs, hormis les sollicitations mécaniques, la succion est aussi un facteur important qui peut affecter d'une manière significative le comportement des sols partiellement saturés.

Dans ce contexte, une synthèse bibliographique sur les comportements thermomécaniques des sols saturés et thermo-hydro-mécanique des sols non saturés est présentée. Cependant, les protocoles d'essais et les techniques expérimentales ne sont pas abordés par la présente thèse.

1.2 Effets de la température sur les propriétés physiques des sols fins

1.2.1 Effets de la température sur la densité des grains solides

Plusieurs chercheurs ont constaté des changements dans la densité des grains solides à des températures très élevées (Ghahremannejad, 2003). Dans ce même contexte, Wang et al. (1990) ont menés des expériences d'échauffements sur deux types d'argile en forme de poudre à savoir la Kaolin et la Western Bentonite (figure 1.1). Les mesures de densité ont été effectuées au dessiccateur après refroidissement des échantillons. Les auteurs ont constatés une chute nette de la densité des grains solides de la Kaolin à partir de 400°C puis une légère augmentation à partir de 500 °C, mais à des températures inférieures l'effet de la température est négligeable. Par contre, pour la Bentonite, la densité des grains solides enregistre une très légère augmentation à partir de 200°C jusqu'à 600° C mais qui peut être négligeable.

D'après Ghahremannejad (2003) des résultats similaires à la Bentonite (densité spécifique négligeable en température), sont confirmés pour des températures jusqu'à 1000°C par Grim (1968) sur des argiles très gonflantes (Smectite clay, Wyoming Montmorillonite).

1.2.2 Effets de la température sur les limites d'Atterberg

D'après Ghembaza (2004), Youssef et al. (1961) ont été les premiers chercheurs à avoir étudié l'effet de la température sur les limites d'Atterberg. Leur investigations ont été réalisé sur trois argiles (soft dark Clay, medium dark Clay et stiff brown Clay) pour une plage de température variant entre 15° à 35 °C. Les résultats de leurs essais montrent clairement une diminution des limites d'Atterberg avec l'augmentation de la température (figure 1.2). Ceci est expliqué par une diminution de la viscosité de l'eau avec l'augmentation de température (Youssef et al. 1961).

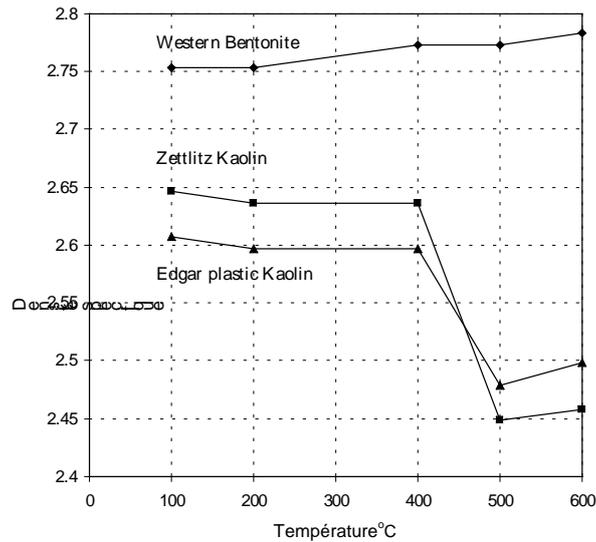


Figure 1.1: Effet de la température sur la densité spécifique, Wang et al (1990), réinterprété par Ghahremannejad (2003).

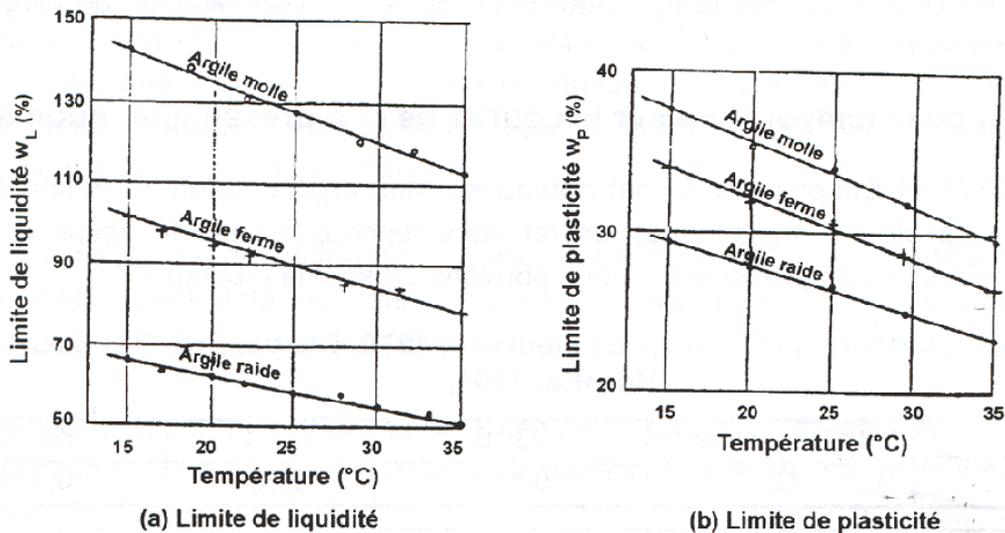


Figure 1.2: Variation des limites d'Atterberg avec la température. Youssef et al. (1961), réinterprété par Ghembaza (2004).

Par des températures plus élevées, Towhata et al. (1993a) ont effectués des essais pour étudier l'influence du cycle préchauffage-refroidissement sur les limites d'Atterberg de deux poudre d'argiles. La première est une (MC clay) et la deuxième est une Bentonite (figure 1.3). Les échantillons ont été préchauffés pendant cinq jours sous différentes températures allant 60°C et 200°C, puis refroidit à la température ambiante.

À première vue, le cycle de température opéré sur la poudre (MC clay) n'influe que peu sur les valeurs de la limite de liquidité et de plasticité de cette dernière voir figures (1.3a) et (1.3b). Le même constat est fait pour la limite de plasticité de la Bentonite. Par contre, une légère fluctuation en température est observée dans la limite de liquidité de la Bentonite, cette fluctuation peut être négligeable au sens des interprétations de Towhata et al. (1993a).

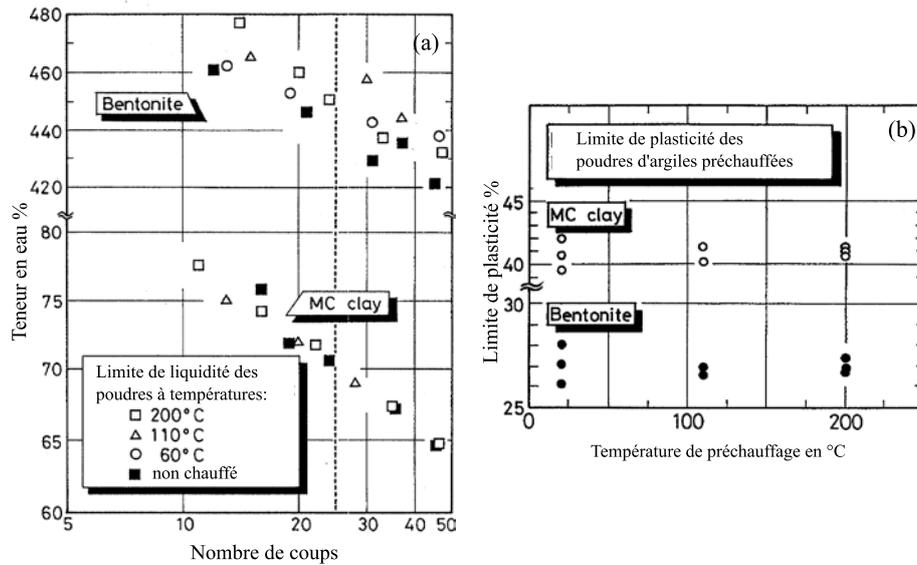


Figure 1.3: Effet du cycle de température sur les limites d'Atterberg, Towhata et al. (1993a).

Par ailleurs, Jefferson et Rogers (1998) ont étudié l'influence de la température sur les limites de liquidité d'une kaolinite, d'une bentonite du Wyoming et des mélanges de ces deux argiles à différents dosages (figure 1.4). Comme pour Youssef et al. (1961), la limite de liquidité de la kaolinite diminue avec l'augmentation de température. En revanche, dans la bentonite elle augmente. Concernant, les mélanges des deux argiles, l'augmentation de la limite de liquidité avec la température est d'autant plus marquée lorsque le pourcentage de bentonite est élevé.

Selon Jefferson et Rogers (1998) tel que reporté par Tang (2005), une augmentation de température entraîne la coagulation des feuillets ainsi qu'une augmentation de la résistance d'adhésion entre les particules. Par conséquent, cette coagulation augmente la limite de liquidité et comme l'effet physico-chimique domine dans la bentonite, l'effet de la coagulation l'emporte sur l'effet de diminution de la viscosité de l'eau.

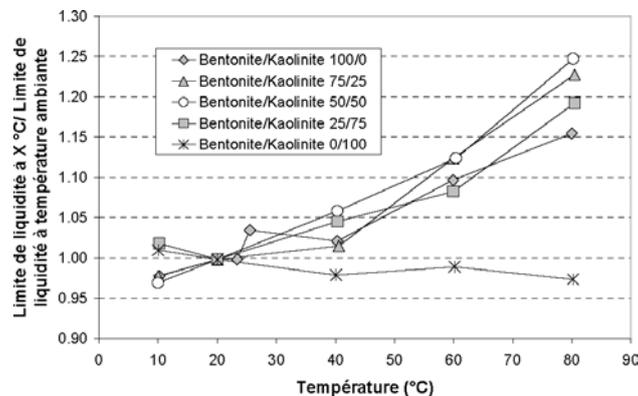


Figure 1.4: Limite de liquidité en température, Jefferson et Rogers (1998), réinterprété par Tang (2005).

1.2.3 Effets de la température sur les courbes de compactage

Les essais expérimentaux traitant de l'effet de la température sur les courbes de compactages sont assez rares. Parmi eux, on trouve les travaux de Youssef et al. (1961) mentionnés par Ghembaza (2004) établis à des températures relativement modérées (de 15°C à 35°C). Les courbes de compactages en températures montrent, d'une part, une augmentation de la densité sèche et en d'autre part une diminution de la teneur en eau optimale lorsque la température augmente (figure 1.5). Dans ce sens Youssef et al. (1961) proposent une relation linéaire entre la teneur en eau optimale Proctor et la température (figure 1.6).

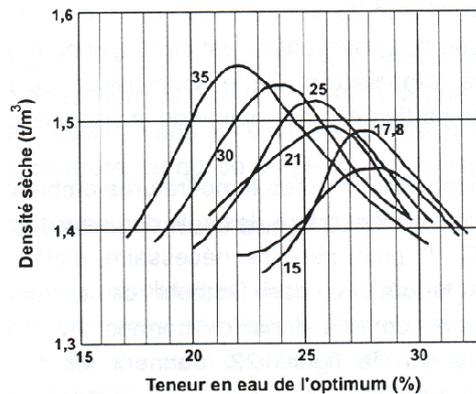


Figure 1.5: Courbes de compactage à différentes températures, Youssef et al. (1961).

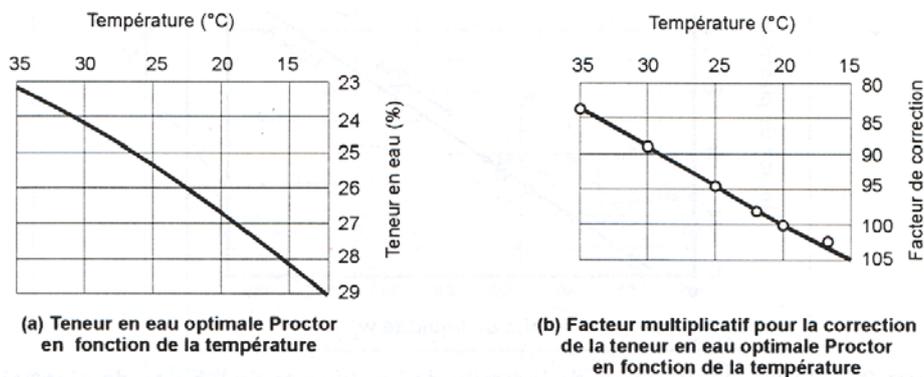


Figure 1.6: Variation de la teneur en eau optimale en fonction de la température Youssef et al. (1961), réinterprété par Ghembaza (2004).

1.2.4 Effets de la température sur la perméabilité

Dans les dernières décennies, l'effet de la température sur la perméabilité des sols saturés a été largement étudié par plusieurs auteurs (Habibagahi, 1977; Morin et Silva, 1984; Towhata et al., 1993b; Sultan, 1997; Khemissa, 1998). La figure 1.7 montre les résultats expérimentaux de Sultan (1997), qui a étudié les effets de l'indice des vides initiale et de la température sur la perméabilité de l'argile de Boom saturée, d'après cette figure la perméabilité semble augmenter en température, par contre elle diminue lorsque l'indice des vides initial diminue.

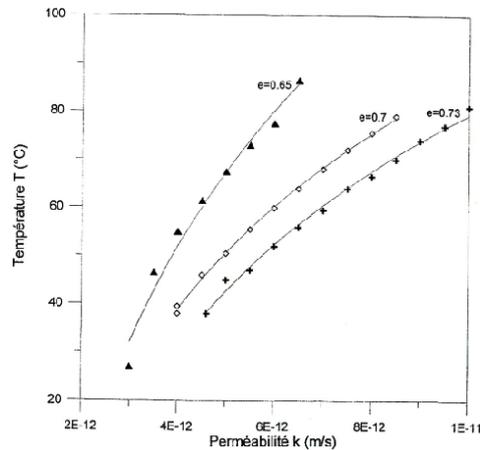


Figure 1.7: Effet de la température et de l'indice des vides initial sur la perméabilité, Sultan (1997).

Une augmentation de température induit un accroissement du coefficient de perméabilité des sols saturés. Cette observation s'explique par une augmentation de la viscosité de l'eau avec la température (Ghembaza, 2004; Tang, 2005). Par contre, d'après Tang (2005), Cho et al. (2000) ont trouvé que la perméabilité intrinsèque des échantillons de bentonite compactée était insensible à la température allant de 20 °C à 150 °C.

Très récemment, les travaux Ghembaza et al. (2014) sur les effets de la température sur la perméabilité d'une argile sableuse saturée, confirment aussi l'augmentation de la perméabilité lorsque la température augmente (figure 1.8a), ainsi que la diminution de cette dernière lorsque la contrainte augmente (figure 1.8b).

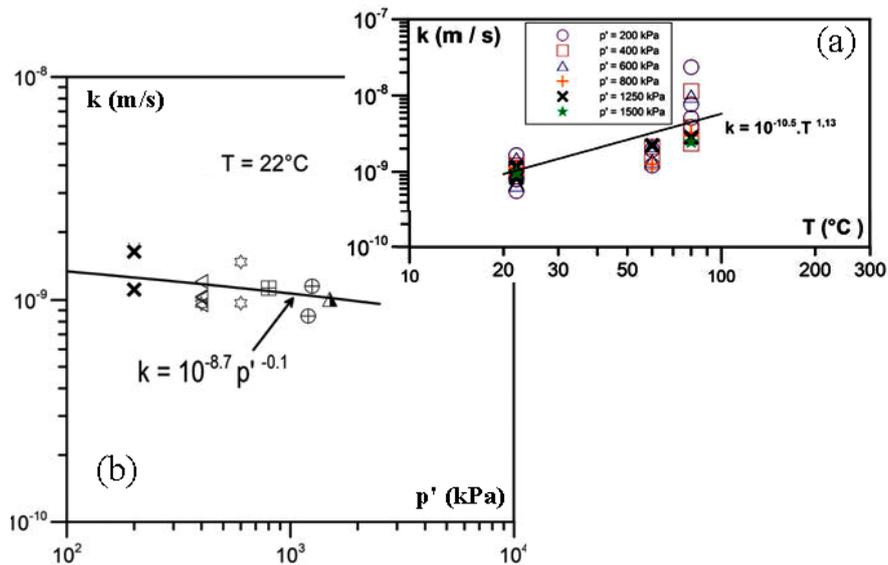


Figure 1.8: Effet de la température et de la contrainte sur la perméabilité, Ghembaza et al. (2014).

Dans le domaine des sols non saturés, les premières études sur l'effet de la température sur la perméabilité ont été menées sur des sols sableux non saturés. Les recherches de Haridasan et Jensen (1972); Hopmans et Dane (1986); Saha et Tripathi (1979) ont montré les résultats principaux suivants: (a) la conductivité hydraulique en fonction de la teneur en eau augmente avec l'augmentation de la température; (b) la conductivité hydraulique en fonction de la succion est insensible au changement de la température (Tang, 2005).

Toujours dans le domaine non saturés, Romero (1999) a étudié l'effet de la température sur la perméabilité de l'argile de Boom à différents degrés de saturation, indices des vides et températures (figure 1.9). À température 22 °C, la perméabilité semble moins importante que celle à 80 °C pour des degrés de saturations $S_r = 85 \pm 5\%$ et $S_r = 95 \pm 5\%$. En revanche, pour un degré de saturation $S_r = 75 \pm 5\%$, la perméabilité ne semble pas du tout affectée par la température.

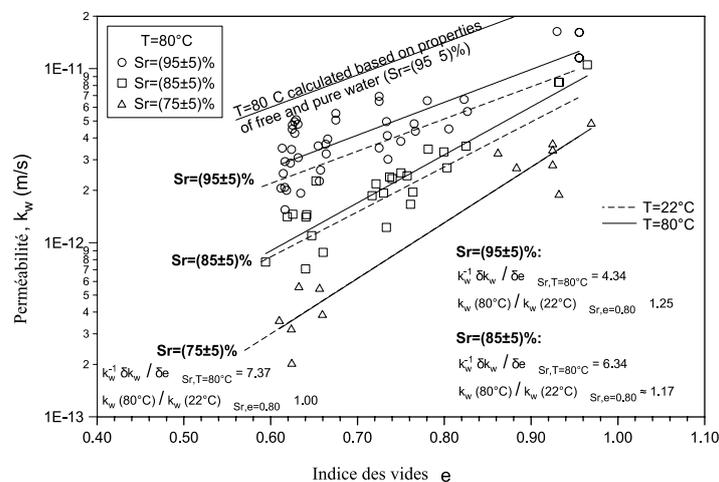


Figure 1.9: Variation de la perméabilité en fonction de l'indice des vides initial à différentes températures et degrés de saturation, Romero (1999).

1.3 Comportement thermomécanique des sols saturés

Deux types d'essai sont distingués: (1) les essais à charge mécanique constante avec températures variables et (2) les essais mécaniques en conditions isothermes. Le premier type d'essai permet de voir l'effet direct des sollicitations thermiques sur le sol, alors que le deuxième permet d'observer l'effet de la température sur le comportement mécanique de ce dernier (Tang, 2005).

1.3.1 Effets des sollicitations thermiques à contrainte constante

Baldi et al. (1991) ont menées une série d'essais sur des échantillons d'argile de Boom saturés. Les échantillons en question étaient préparés à différents degrés de surconsolidations OCR 1, 2 et 6 avant de leur appliquer un cycle thermique (20°C-95°C-20°C) à contrainte constante. La figure (1.10), illustre les résultats de ces essais. Sous échauffement de 20 °C à 95 °C, les échantillons à OCR=1 et OCR=2 présentent un comportement contractant.

Par ailleurs, l'échantillon à OCR 6 présente un comportement purement dilatant. Sous refroidissement 95°C-20°C, les trois échantillons montrent une réponse purement contractante de même allure.

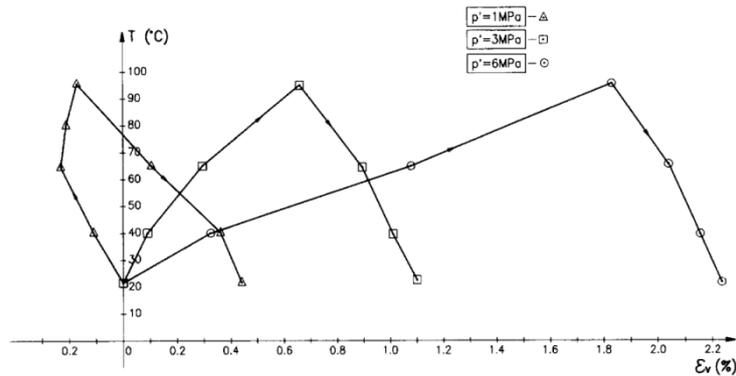


Figure 1.10: Influence du cycle de température à contrainte constante sur la déformation volumique, Baldi et al. (1991).

La figure (1.11) présente les résultats de Del Olmo et al. (1996) qui ont réalisé des essais d'échauffement-refroidissement drainés sur trois argiles naturelles (argile de Boom, argile de Pasquasia et argile d'Espagne) à différents niveaux de contraintes 1, 3 et 6 MPa. L'échauffement de 20 °C à 95 °C a engendré une dilatation à contrainte 1 MPa. Par ailleurs, une contraction est observée pour les échantillons à contraintes 3 et 6 MPa. Comme pour l'essai de Baldi et al (1991) de la figure (1.10), le refroidissement des trois échantillons ne provoque qu'une déformation contractante.

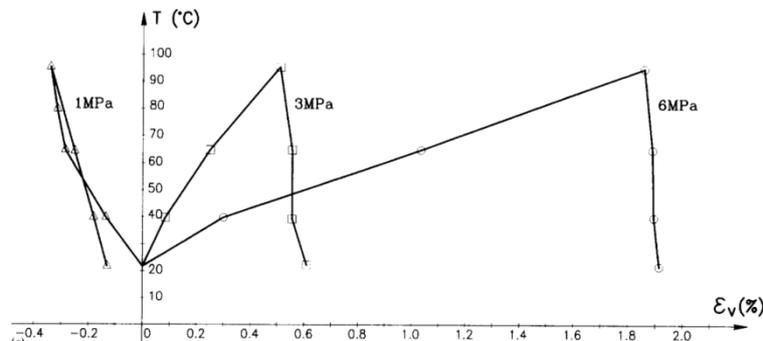


Figure 1.11: Influence du cycle de température à contrainte constante sur la déformation volumique, Del Olmo et al. (1996).

Sultan et al. (2002) ont étudié la déformation volumique de l'argile de Boom sous sollicitation thermique. Trois essais d'échauffement et de refroidissement ainsi que deux essais d'échauffement étaient réalisés en cellule triaxiale à pression isotrope constante (à différents degrés de surconsolidation, OCR). Les résultats sont montrés sur la figure (1.12). L'échauffement des échantillons normalement consolidés (rapport de surconsolidation, OCR= 1) a induit une contraction. Par contre, il a entraîné une dilatation suivie d'une contraction pour des échantillons surconsolidés (OCR=2 et 12).

La température à laquelle le comportement volumique passe de dilatant à contractant augmente au fur et à mesure que le degré de surconsolidation augmente. D'après Tang, (2005), les mêmes observations étaient constatées par Bali et al. (1988), Robinet et al. (1997), Burghignoli et al. (2000) sur d'autres argiles.

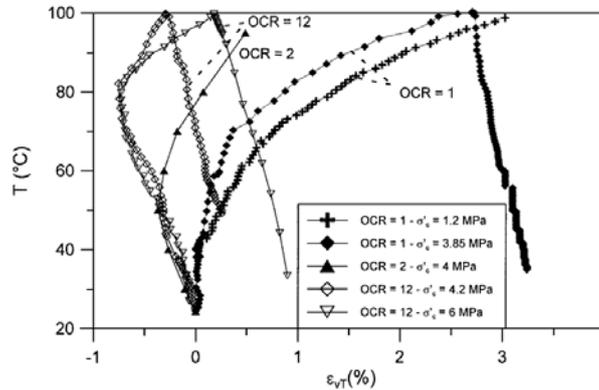


Figure 1.12: Influence du cycle de température sur la déformation volumique à différents OCR, Sultan et al. (2002).

Les travaux de Cekerevak et Laloui (2004) effectués sur l'argile MC (figure 1.13) ainsi que les travaux d'Abuel-Naga et al. (2007a) menés sur des échantillons d'argiles de Bangkok (figure 1.14) viennent eux aussi conforter les observations mentionnées plus haut.

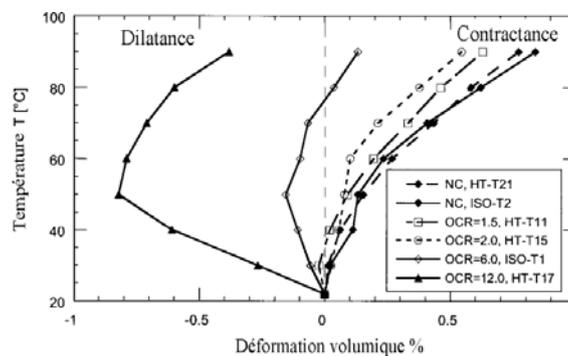


Figure 1.13: Influence du cycle de température sur la déformation volumique à différents OCR, Cekerevak et Laloui (2004).

D'après Tang (2005), l'effet de la température sur la résistance des contacts entre les grains du sol peut expliquer ces comportements volumiques sous sollicitation thermique. D'une part, un échauffement entraîne une dilatation des grains du sol, d'autre part, il diminue la résistance des contacts entre les grains. Dans les cas à faible contrainte ou à degré de surconsolidation élevé, la dilatation des grains engendre un gonflement volumique au niveau macroscopique du sol. Ce gonflement est souvent réversible lors du refroidissement. Par contre, dans les cas à forte contrainte ou faible OCR, la diminution de la résistance des contacts entre des grains entraîne un effondrement sous contrainte dans la structure du sol. Ce phénomène cause une densification du sol et donc une diminution de volume qui est plus dominante que la dilatation des grains et qui est irréversible au refroidissement.

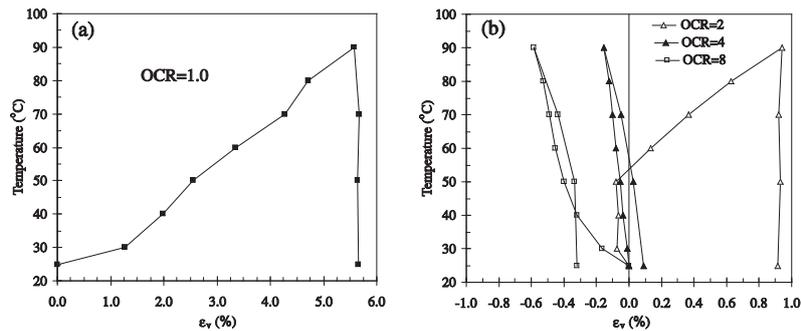


Figure 1.14: Influence du cycle de température sur la déformation volumique à différents OCR, Abuel-Naga et al. (2007a).

1.3.2 Effet de la température sur le comportement mécanique

1.3.2.1 Effet de la température sur la pression de préconsolidation

La diminution de la pression de préconsolidation des sols saturés due à l'augmentation de température a été observée sur plusieurs types d'argile (Tidfors et Salfors, 1989; Erikson, 1989; Moritz, 1995; Boudali et al., 1994; Belanteur et al., 1997; Sultan et al., 2002; Cekerevac et Laloui, 2004; Abuel-Naga et al., 2007a). Sur d'autres types de sols on trouve, les travaux de François et al. (2007) effectués sur un sable limoneux, les travaux d'Uchaipichat et Khalili (2009) effectués sur un sol limon ainsi que travaux de Ghembaza et al. (2014) menés sur des échantillons d'argile sableuse.

La figure (1.15) montre les résultats des essais de compression isotrope effectués de Sultan (2002) sur des échantillons d'argile de Boom à températures constantes. Les échantillons d'argile de Boom ont été initialement consolidés à température ambiante sous contraintes isotropes supérieures à 4 MPa, ensuite chauffés 100°C. Trois des quatre échantillons ont subis des refroidissements respectifs à 23 °C, 40 °C et 70 °C. Finalement, un chargement mécanique isotrope en condition isotherme a été appliqué à chaque échantillon. Les résultats de ces tests montrent clairement une diminution de la pression de préconsolidation avec la température.

Sur des plages de contraintes plus faibles (≤ 200 kPa), Uchaipichat et Khalili (2009) ont mené des essais de compression isotrope sur un limon de la région de Bourke (Australie) à différentes températures 25, 40 et 60°C (figure 1.16). Leurs résultats confirment aussi la diminution de la pression de préconsolidation en température.

Sur chemins oedométrique et isotrope, François et al. (2007) ont étudié l'influence de la température sur les courbes de compression à températures constantes d'un sable limoneux. Le même constat cité plus haut est confirmé, en d'autre terme, la diminution de la pression de préconsolidation avec l'augmentation de température.

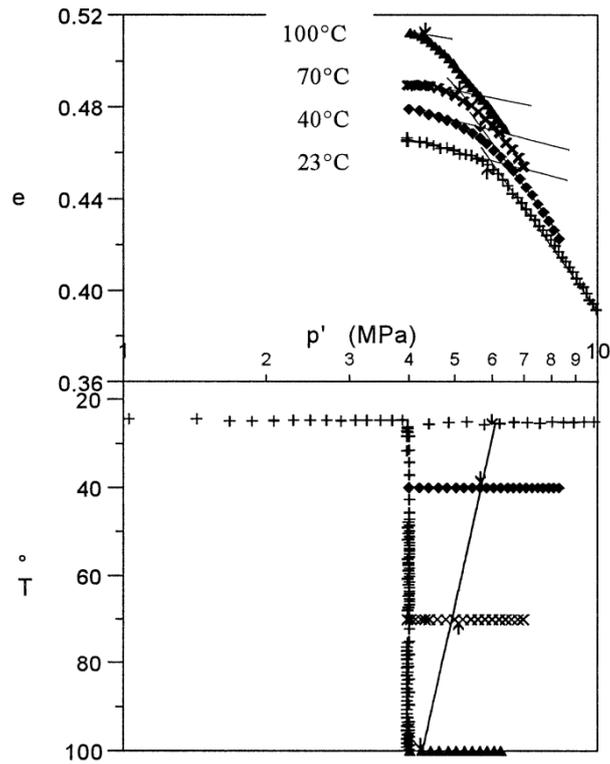


Figure 1.15: Courbes de compression isotrope en température, Sultan et al. (2002).

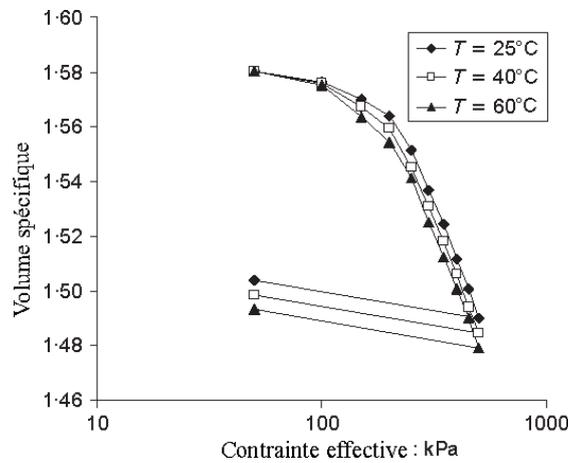


Figure 1.16: Courbes de compressions isotrope à températures constantes, Uchaipichat et Khalili (2009).

Récemment, Ghembaza et al. (2014) ont étudiés les effets de la température sur la pression de préconsolidation d’une argile sableuse, où ils ont aussi constaté une diminution de la pression de préconsolidation avec la température (figure 1.17).

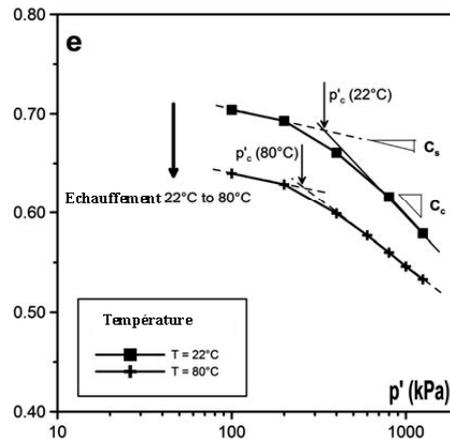


Figure 1.17: Courbes de compressions isotrope à températures constantes, Ghembaza et al. (2014).

Par ailleurs, l'effet de la température ne fait pas que baisser la pression de préconsolidation. En effet, d'après les travaux d'Abuel-Naga et al. (2007a), les courbes de compressions isotrope montrent une augmentation de la pression de préconsolidation après qu'un échantillon d'argile de Bangkok normalement consolidé ($p'_c = 100$ kPa) ait subi un cycle de température 22-90-22°C puis un chargement jusqu'à 200 kPa (figure 1.18). Dans ce contexte, les travaux de Sultan et al. (2002) sur l'argile de Boom conforme eux aussi cette observation.

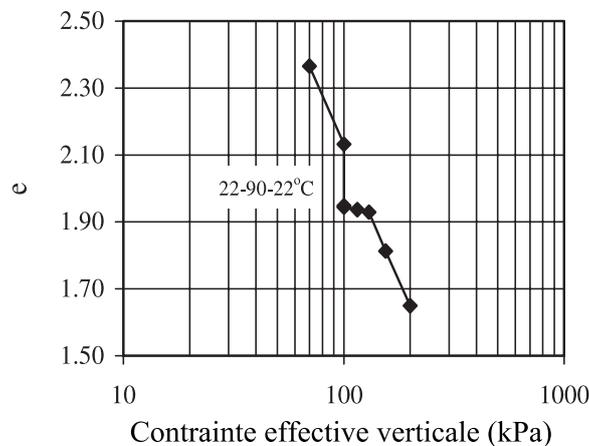


Figure 1.18: Effet du cycle température sur une argile de Bangkok normalement consolidé, Abuel-Naga et al. (2007a).

1.3.2.2 Effet de la température sur les paramètres de compressibilité

Campanella et Mitchell (1968) ont étudié les courbes de compressions isotropes d'une Illite à des températures constantes variant entre 24.7 et 51.4°C. La figure (1.19) montre le décalage de ces courbes vers le bas, en température ces dernières restent parallèles les unes aux autres. Ce qui signifie que les indices de compression C_c et de gonflement C_s sont indépendants de la température.

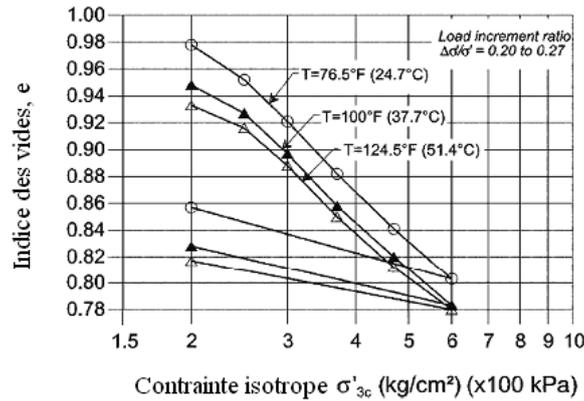


Figure 1.19: Courbes de compression et de gonflement à différentes températures, Campanella et Mitchell (1968).

Les mêmes types d'essais ont été réalisés par Fleureau (1972) sur une argile naturelle de Vallauris, par Despax (1976) sur l'argile noire, par Lingnau et al. (1995) sur un mélange bentonite/sable, par Burghignoli et al. (2000) sur trois sols argileux d'Italie, et par Belanteur et al. (1997) sur l'argile du Bassin parisien, une kaolinite et une smectite. Tous ces travaux ont montré que les indices de gonflement et de compression étaient insensibles à la température (Tang, 2005).

La figure (1.20) présente les résultats obtenus par Abuel-Naga et al. (2007a) sur chemin isotrope. Les échantillons d'argile de Bangkok ont été soumis à une contrainte isotrope de 400 kPa sous deux températures 25 et 70 °C. À partir de ces résultats, les indices de compression et de gonflement semblent in affectés par la température ce qui confirme les observations suscitées.

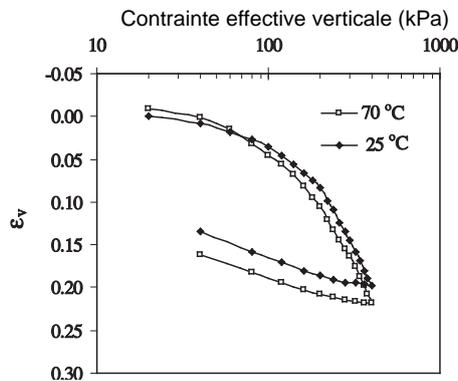


Figure 1.20: Courbes de compression et de gonflement à différentes températures, Abuel-Naga et al. (2007a).

Cependant, d'après Ghembaza (2004), Tanaka et al. (1997) et Sultan (1997) concluent à travers leurs expériences que les paramètres de compression isotropes (c-à-d, les pentes des droites de consolidation) à différentes températures peuvent être considérées comme parallèles pour les faibles contraintes mécaniques (<1MPa). En revanche, ces courbes convergent vers une même pente pour de fortes contraintes (figure 1.21).

Par ailleurs, une augmentation de la pente de gonflement en température a été observée par Graham et al. (2001), par contre pour Ghahremanjad (2003) elle diminue.

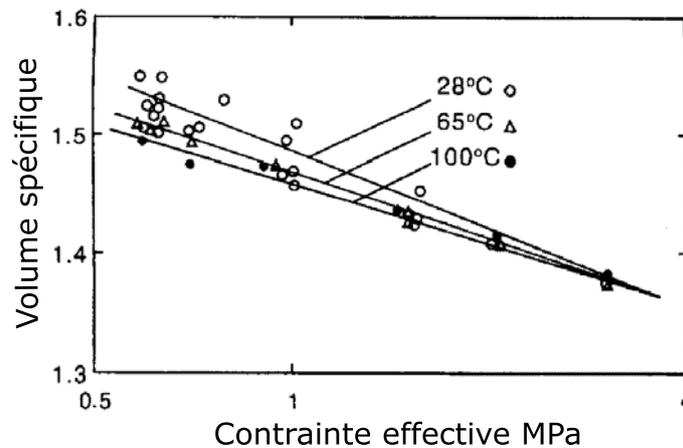


Figure 1.21: Influence de la température sur les indices de compression isotrope, Tanaka et al. (1997).

1.3.4 Comportement déviatorique en conditions isothermes

1.3.4.1 Effet de la température sur la résistance au cisaillement

D'après Sultan (1997) et Ghembaza (2004), certains résultats expérimentaux montrent une augmentation de la résistance au cisaillement lorsque la température augmente, alors que d'autres montrent la diminution de cette résistance lorsque la température augmente.

Par ailleurs, il y a d'autres résultats qui montrent que la résistance au cisaillement est insensible à la température (Kuntiwattanakul et al., 1995, Ghembaza et al., 2008).

Ce qui signifie, qu'hormis les effets de la température sur le comportement déviatorique des sols saturés, la densité initiale des échantillons de sol, l'historique du chemin de consolidation thermo-mécanique, les conditions de drainages peuvent eux aussi influencer ce comportement.

Afin de résumer l'effet de la température sur la résistance au cisaillement des sols, Ghembaza (2004) a fait une synthèse de plusieurs résultats expérimentaux où figurent les états initiaux des échantillons, les conditions de consolidation thermomécanique ainsi que les conditions de drainage. Le tableau (1.1) montre cette synthèse bibliographique que nous avons complétée et actualisée.

Tableau 1.1: Tableau récapitulatif de l'effet de la température sur la résistance au cisaillement en température, actualisé à partir de Ghembaza (2004).

	Conditions d'essai				q - (T)
	Etat initial		Cons. thermique	Cisaillement	
Mitchell (1964)	NC	-	Drainé	Non drainé*	↓
Sherif et Burrous (1969)	SC	IP=33	Non drainé	Drainé	↓
Houston et al. (1985)	NC	IP=47	Drainé	Drainé	↑
Hueckel et Baldi. (1990)	SC, OCR=5 et 12.5	-	Drainé	Drainé	↓
Tanaka et al. (1995)	NC	W _L =31	Drainé	Non drainé	↑
	SC, OCR=2		Drainé	Non drainé	↑
Kuntiwattanakul et al. (1995)	NC	IP=41	Drainé	Non drainé	↑
	SC, OCR=2.2		Drainé	Non drainé	=
De Bruyn et Thimus (1995)	SC	IP=51	Non drainé	Non drainé	↓
Sultan (1997)	NC	-	Non drainé	Non drainé	↓
	SC	-	Non drainé	Non drainé	↓
De Bruyn (1999)	NC	IP=42	Non drainé	Non drainé	↓
Cekerevak et Laloui (2004)	NC, SC	-	Drainé	Drainé	↓
Abuel-Naga et al. (2007b)	NC, SC	IP=60	Drainé	Non Drainé	↑
Ghembaza et al. (2008)	Compacté	IP=19	Drainé	Non drainé	↑, ↓
	NC		Drainé	Non drainé	=, ↓
	SC		Drainé	Non drainé	=, ↓
Uchaipichat et Khalili (2009)	SC	-	Drainé	Drainé	↓

1.3.4.2 Effet de la température sur la droite d'état critique

L'effet de la température sur la droite d'état critique (M) n'est pas clairement établis (Sultan, 1997; Ghembaza 2004). Certains chercheurs comme Despax (1976) qui ont fait leurs essais sur une argile noire, Hicher (1974) sur une argile noire, Belanteur et al. (1997) sur une kaolinite reconstituée, De Bruyn (1999) sur l'argile de Boom et Ghahremannejad (2003) sur une argile M44 reconstituée, ont constaté une diminution de la pente M avec l'augmentation de température.

D'autres chercheurs ont remarqué qu'au contraire, la droite M est insensible à la température comme Hueckel et Pellegrini (1989) sur une argile limoneuse de Pontida, Tanaka et al. (1995) sur une argile illitique, Cekerevak et Laloui (2004) sur l'argile Kaolin, Abuel-Naga et al. (2007b) sur l'argile de Bangkok, Ghembaza et al. (2008) sur une argile sableuse et Uchaipichat et Khalili (2009) sur un sol limoneux.

Par ailleurs, Hueckel et Baldi (1990) ont constaté que la pente (M) de l'argile de Boom augmente avec la température.

D'après Mašín et Khalili (2011) la plus part des interprétations sur ce sujet convergent vers une droite d'état critique (M) indépendante de la température.

1.3.4.3 Effet de la température sur le module de cisaillement

Ghahremannejad (2003) ont réalisé des essais de cisaillement triaxiaux drainés et non drainés en température sur des échantillons d'argile M44 reconstituée. Les essais de cisaillement drainé et non drainé en température (Figure 1.22), montrent une diminution du module G avec l'augmentation de la température pour les très faibles déformations (inférieur à 0.2 %), cette diminution commence à s'estomper pour des déformations déviatoriques supérieures à 0.8% valeur à partir de laquelle le module G n'est plus influencé par la température.

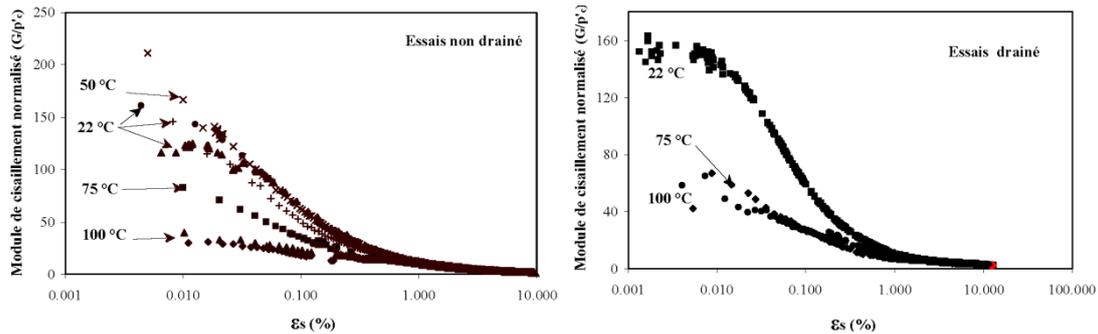


Figure 1.22: Effet de la température sur le module de cisaillement G des essais de cisaillement drainés et non drainé en température, Ghahremannejad (2003).

Par ailleurs, les travaux de Ghembaza et al (2008) sur une argile sableuse montrent aussi une diminution du module sécant lorsque la température augmente (figure 1.23a). En revanche d'autres chercheurs ont constaté, qu'au contraire le module sécant augmente avec la température: Cekerevak et Laloui (2004) sur l'argile Kaolin à différents degrés de surconsolidation en condition drainés (figure 1.23b), Abuel Naga et al. (2007b) sur l'argile de Bangkok normalement consolidé en conditions drainées et non drainées (figure 1.23c).

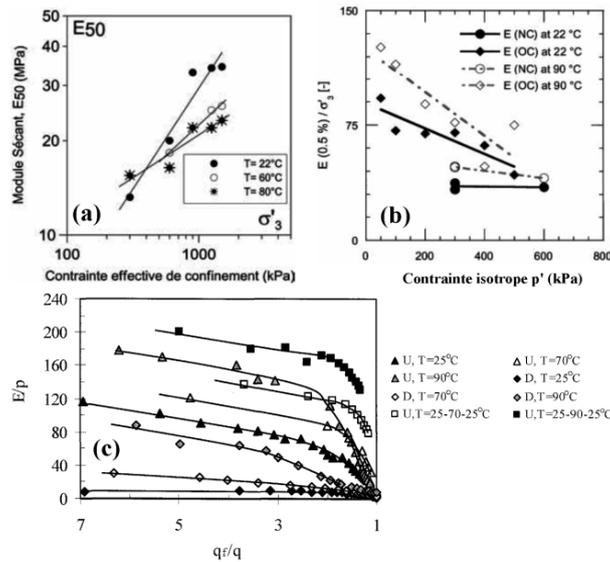


Figure 1.23: Effet de la température sur le module sécant, (a) Ghembaza et al (2008), (b) Cekerevak et Laloui (2004) et (c) Abuel Naga et al. (2007b).

1.4 Comportement thermo hydro mécanique des sols non saturés

1.4.1 Effets des sollicitations thermiques à contrainte et succion constantes

Uchaipichat et Khalili (2009) ont réalisé une série d'essais sur un limon de la région de Bourke (Australie) afin d'étudier à contrainte constante l'influence de la température et de la succion sur les déformations volumiques. Les échantillons ont été préalablement saturés et après saturation soumis à une pression effective isotrope égale à 200 kPa, puis déchargés à différentes contraintes isotrope égales à 50 (figure 1.24a), 100 (figure 1.24b), 150 kPa (figure 1.24c) sauf un échantillon qui a été maintenu à 200 kPa(figure 1.24d). Par la suite avant que les échantillons ne soient chauffés puis refroidit, un drainage sous différentes succions (0-100 - 300 kPa) est appliqué.

Le résultat de ces essais (figure 1.24) montre le même comportement en échauffement qu'un sol saturé, à savoir une contractance pour les échantillons normalement consolidés et faiblement surconsolidés ainsi qu'une dilatance pour les cas fortement surconsolidés. Aussi le même comportement sous refroidissement est constaté, c'est à dire une déformation contractante. Toutefois, la seule distinction entre l'état saturé et non saturé se résume par la diminution du potentiel contractant et dilatant avec l'augmentation de la succion.

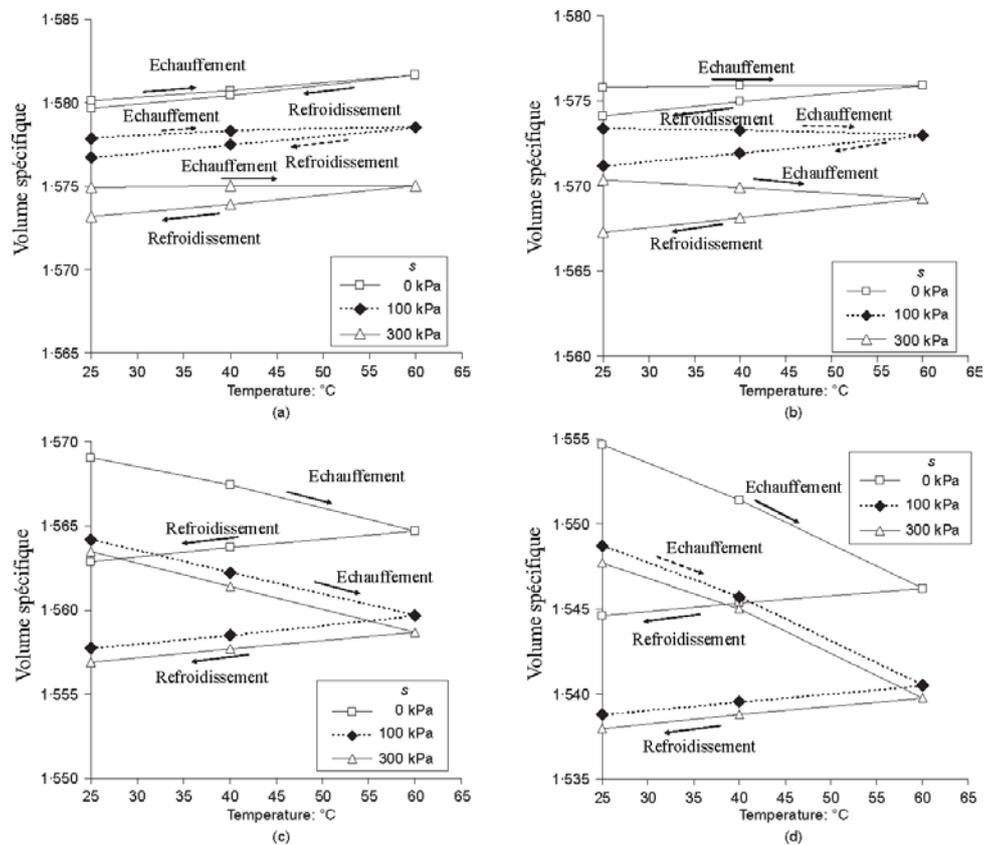


Figure 1.24: Influence du cycle de température sur le volume spécifique à différents niveaux de chargement et de succion, Uchaipichat et Khalili (2009).

Par ailleurs, à des succions et contraintes plus élevées Tang et al. (2008) ont réalisé une série d'essais d'échauffement refroidissement sur des échantillons de bentonite MX80 gonflante compactée (figure 1.25), l'état initial des échantillons est sous contrainte isotrope de 0.1 MPa et succion de 110 MPa. Le chemin THM appliqué se résume selon le cas, par une humidification (succion 110 MPa, 39 MPa et 9 MPa), chargement mécanique (contrainte isotrope nette 0.1 MPa, 5 MPa) et cycle d'échauffement-refroidissement. Le résultat de ces essais montre que le potentiel dilatant des échantillons soumis à un échauffement (25-80 °C) et à succion 110 MPa diminue lorsque la contrainte augmente. Par ailleurs, les échantillons sous succion 39MPa sont dilatant dans le cas où la pression de confinement isotrope est égale à 0.1 MPa et contractant dans le cas où cette dernière est égale à 5 MPa. L'essai à succion 9 MPa et contrainte isotrope 0.1 MPa enregistre presque la même déformation que l'essai à succion de 39 MPa et pression de confinement de 5 MPa. La figure 1.25 montre aussi une réponse contractante des échantillons qui sont soumis aux refroidissements.

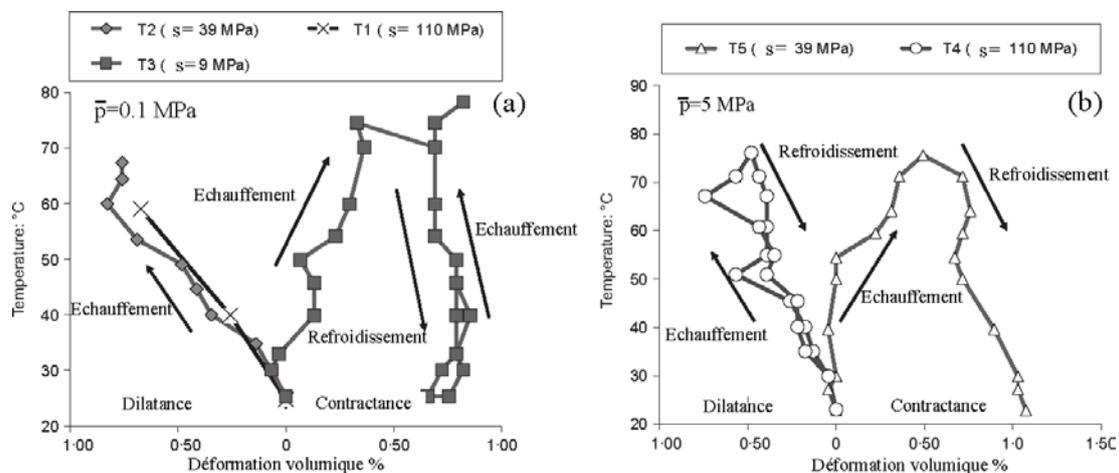


Figure 1.25: Influence du cycle de température sur la déformation volumique à différents niveaux contrainte et de succion, Tang et al. (2008).

1.4.2 Effet de la température et de la succion sur le comportement mécanique

1.4.2.1 Effet de la succion et de la température sur la pression de préconsolidation

Dans cette partie, des essais de compressions isotropes à température et à succion contrôlées sont présentés. Dans ce contexte, Tang et al. (2008) ont réalisé des essais similaires sur des échantillons de bentonite MX80 gonflante compactée (figure 1.26). À travers ces essais, les auteurs ont voulu étudié l'influence de la température et de la succion sur la pression de préconsolidation où ils ont constaté que cette dernière diminue avec la température et augmente avec la succion (figure 1.26 d). Les mêmes résultats ont été trouvés par Romero (1999) sur une argile de Boom, par Ghembaza (2004) sur une argile sableuse, par François et al. (2007) sur un sable limoneux, par Uchaipichat et Khalili (2009) sur un limon ainsi que par Ye et al. (2012) sur une bentonite GMZ01 compactée (figure 1.27).

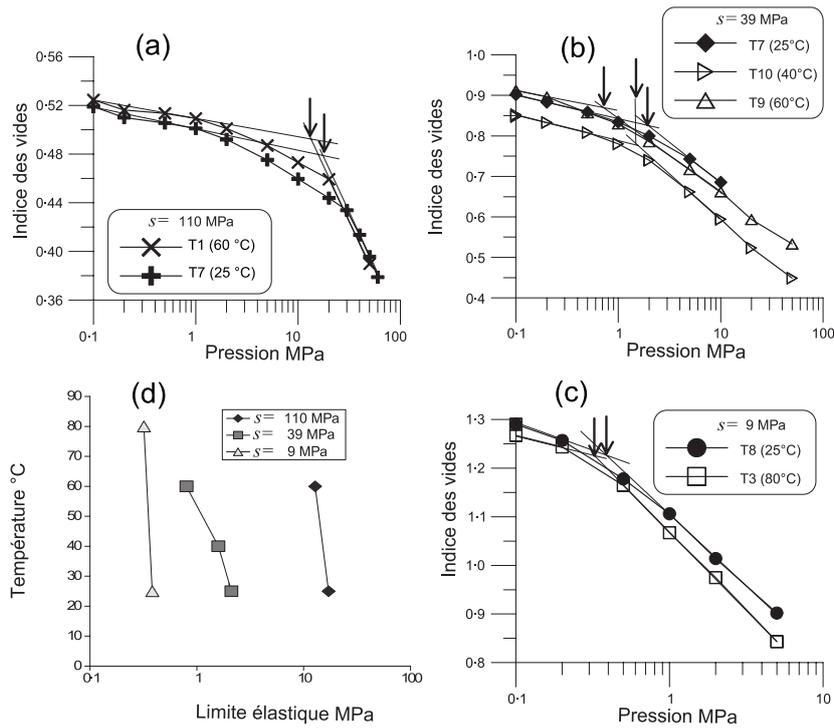


Figure 1.26: Essai de compressions isotopes à succion et à température contrôlées, Tang et al. (2008).

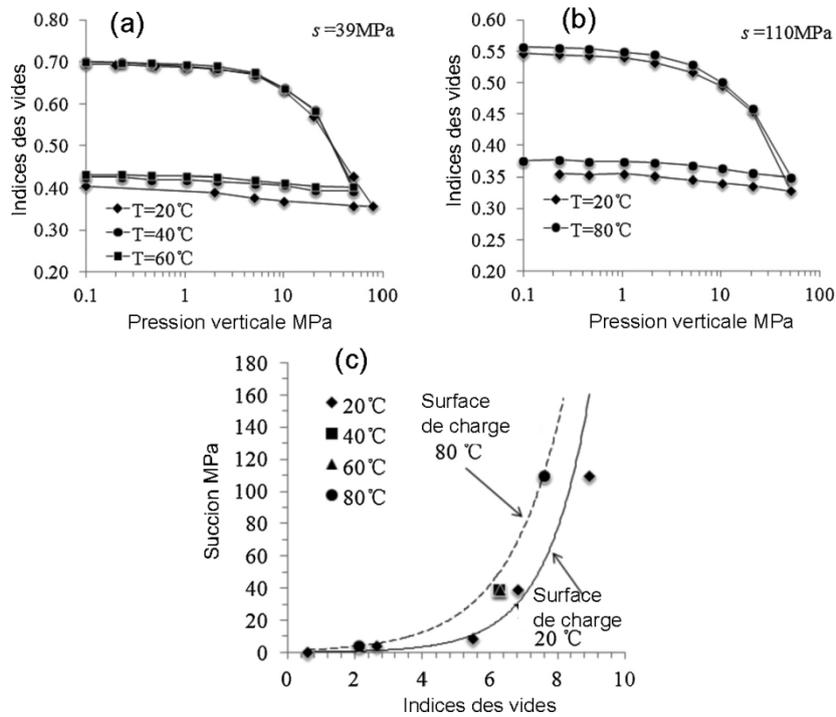


Figure 1.27: Essais de compressions isotopes à succion et à température contrôlées, Ye et al. (2012).

1.4.2.2 Effet de la succion et de la température sur les paramètres de compressibilité

La température et la succion ont un impact direct sur les paramètres de compressibilité des sols non saturés. Dans ce cadre, sur chemin oedométrique Romero et al. (2003) ont réalisés des essais de compression à température et à succion contrôlées sur deux échantillons d'argile de Boom compactés à deux densités $\gamma_d = 16.7 \text{ kN/m}^3$ et $\gamma_d = 13.7 \text{ kN/m}^3$ (figure 1.28a, b). Le résultat montre que les indices de compression et de gonflement diminuent avec l'augmentation de succion et qu'au contraire ils augmentent avec l'augmentation de température. Sur chemin isotrope, les résultats de compressions à succions contrôlées réalisés par Tang et al. (2008) sur des échantillons de bentonite MX80 gonflante compactée confirment à température ambiante la diminution des paramètres de compression λ et de gonflement κ avec l'augmentation de la succion (figure 1.28 c).

Par ailleurs, Ye et al. (2012) ont mené des essais de compression isotrope à succions et températures contrôlées sur une bentonite GMZ01 compactée (figure 1.28 d). Le paramètre κ diminue avec l'augmentation de la succion et c'est aussi le cas du paramètre λ mais à partir des succions supérieures à 4 MPa. Pour des valeurs de succions inférieures le paramètre λ est insensible à la succion. Toutefois, l'impact d'une augmentation de température semble diminuer les valeurs de κ et λ contrairement aux observations de Romero et al. (2003).

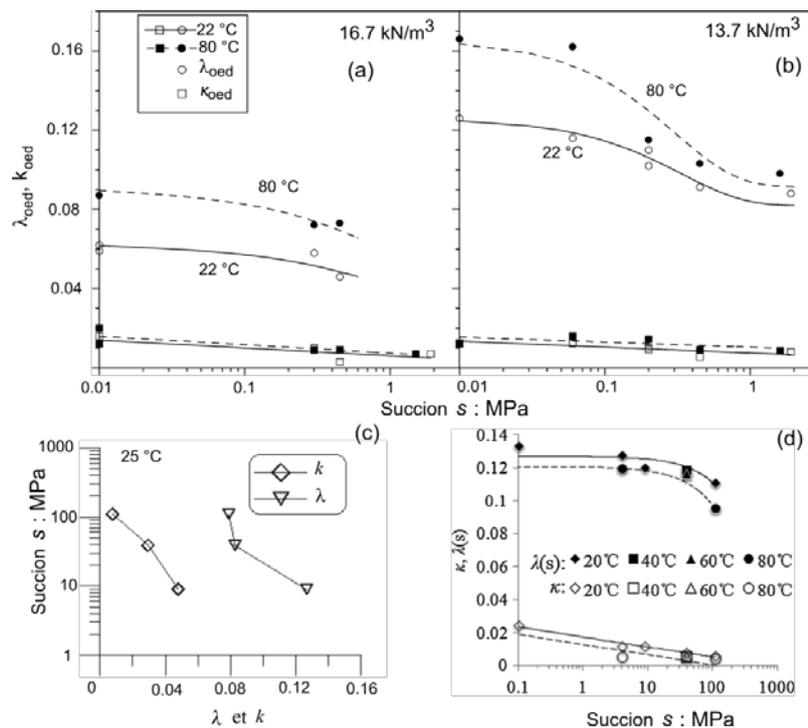


Figure 1.28: Influence de la succion et de la température sur les paramètres et indices de compressions, (a) et (b) Romero et al. (2003), (c) Tang et al. (2008), (d) Ye et al. (2012).

En revanche, les essais oedométrique et isotrope THM d'un sable limoneux remanié à succion et à température contrôlées (Salager et al., 2008) montrent des observations assez différents sur les indices/paramètres de compression et de gonflement en fonction de la température et de la succion (figure 1.29).

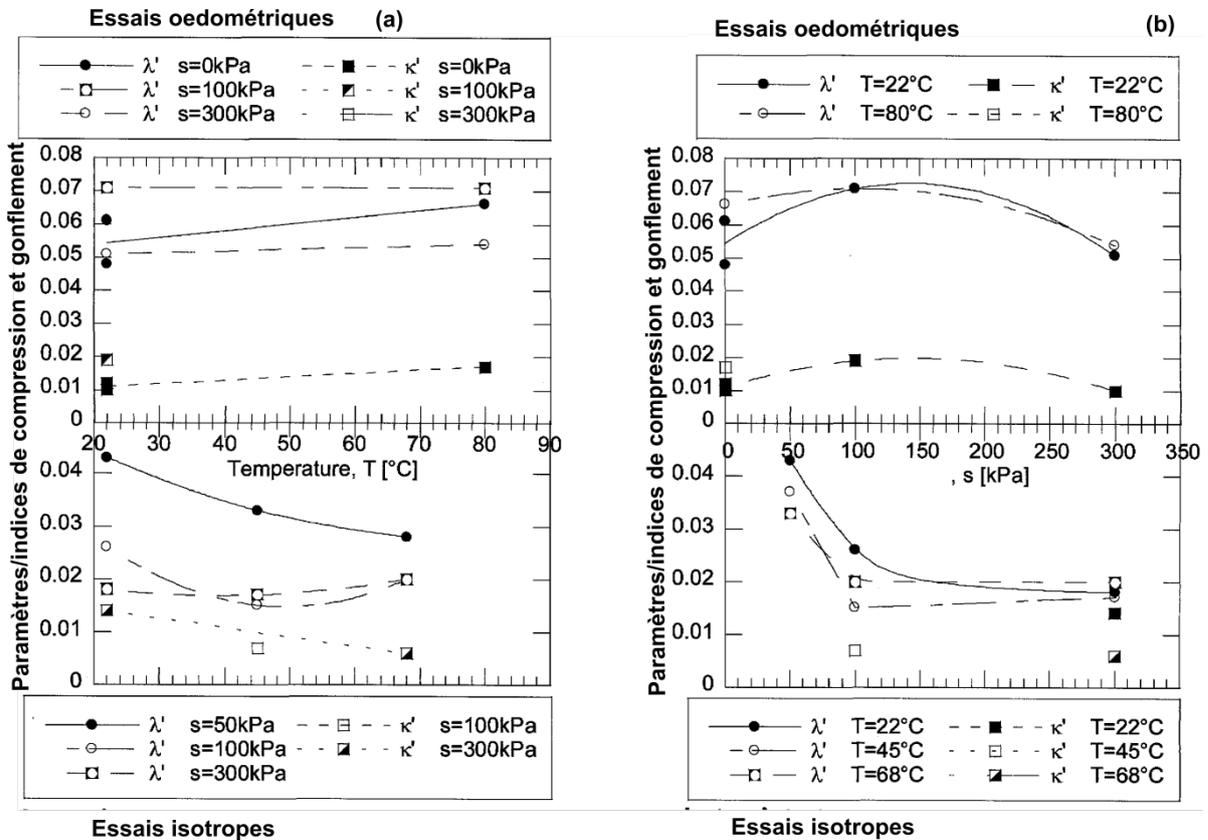


Figure 1.29: Influence de la succion et de la température sur les paramètres et indices de compressions, Salager et al. (2008).

Il faut souligner que les valeurs de λ et κ illustrées en figure 1.28 (Romero et al., 2003; Tang et al., 2008; Ye et al., 2012) sont déterminés à partir du concept de la contrainte indépendante où la succion et la contrainte sont considérés comme deux sollicitations différentes. Par contre, les paramètres et indices λ et κ de la figure 1.29 ont été établis par Salager et al. (2008) à partir des courbes de compression dans le plan $p'-e$ (dans un concept de contrainte effective). Ainsi une présentation d'une étude expérimentale selon différents points de vue peut influencer la manière à interpréter ces résultats.

1.4.2.3 Effet de la succion sur le comportement mécanique à contrainte et à température constantes

Par le biais d'une cellule isotrope, Uchaipichat et Khalili (2009) ont étudié les effets de la succion sur le changement de volume sous contrainte et température constantes, où ils ont réalisé un total de seize essais (figure 1.30). Le résultat de la figure 1.30 montrent que le volume spécifique diminue de façon significative au fur et à mesure que la contrainte de confinement augmente.

Dans un contexte général il n'y a pas de différences notables entre les trois essais en température. Sauf une seule différence qui a été relevée dans les essais à pression isotrope de 200 kPa, où la compressibilité des échantillons change de pente quand la succion atteint 100 kPa dans les essais à 40 et 60°C (figures 1.30 b,c) et quand la succion atteint 30 kPa dans l'essai à température 25°C (figure 1.30 a).

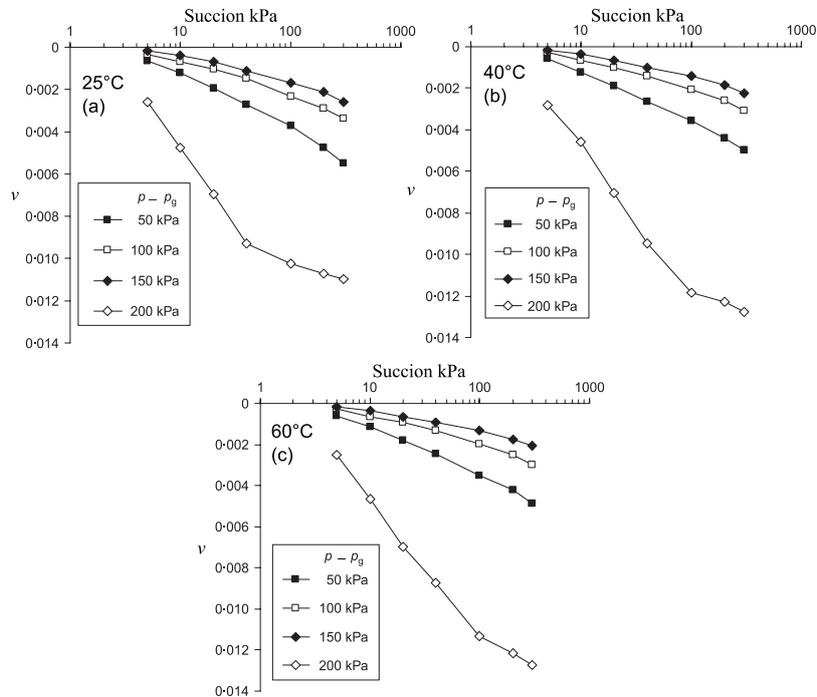


Figure 1.30: Changement de volume en fonction de la succion sous contrainte et à température contrôlées, Uchaipichat et Khalili (2009).

Dans un cadre non confinée (à contrainte nulle), Ghembaza et al. (2007) ont étudié l'effet du drainage en température sur une argile sableuse saturée sous forme de pâte, préparée à une teneur en eau initiale $w_0 = 1.5w_L$. Au total quatre essais ont été réalisés pour les températures 23°C, 40°C, 60°C et 80°C (figure 1.31).

Le résultat de ces essais montre que la succion provoque la même réponse (déformation) qu'une sollicitation mécanique. Par contre, dans la partie où le sol commence à se déssaturé, la déformation commence à changer et à quitter petit à petit la droite de saturation. Pour des succions élevées la pente de compression dans le plan s-e (figure 1.31b) diminue et correspond à la pente d'un sol à l'état sec (S_r est presque égale à zéro). À partir de cet état, la déformation du sol se décale vers le bas lorsque la température augmente.

Sur le même matériau à savoir une argile sableuse saturée sous forme de pâte (contrainte nulle), Ghembaza et al. (2007) ont fait des essais de drainage et humidification à température ambiante (figure 1.32). La réponse du sol sur chemin de drainage est la même que celle de la figure 1.31. Par contre la réponse du sol sous chemin d'humification (diminution de la succion) semble élastique car la déformation ne suit plus la même pente dans le plan (s-e).

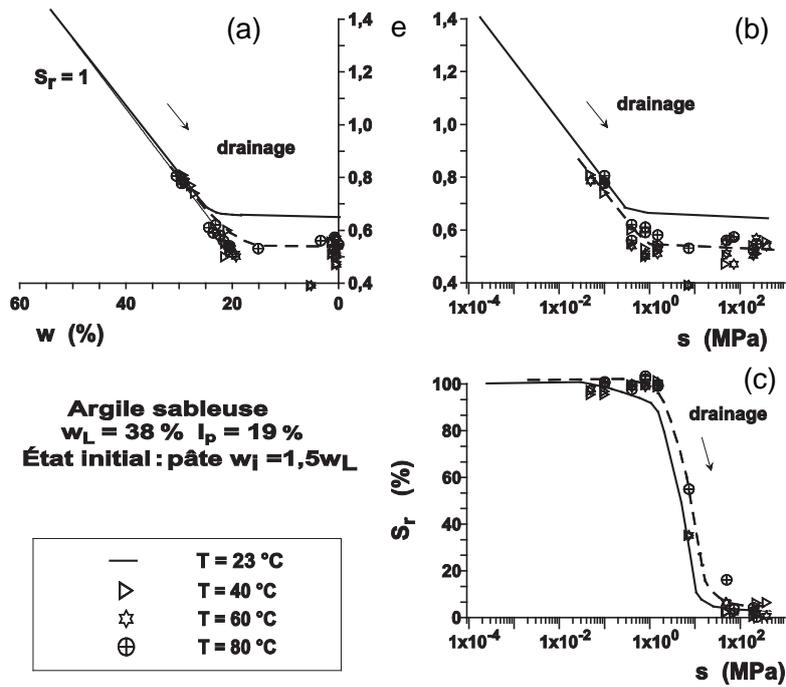


Figure 1.31: Comportement en température d'une pâte d'argile sableuse soumise à un drainage à contrainte nulle, Ghembaza et al. (2007).

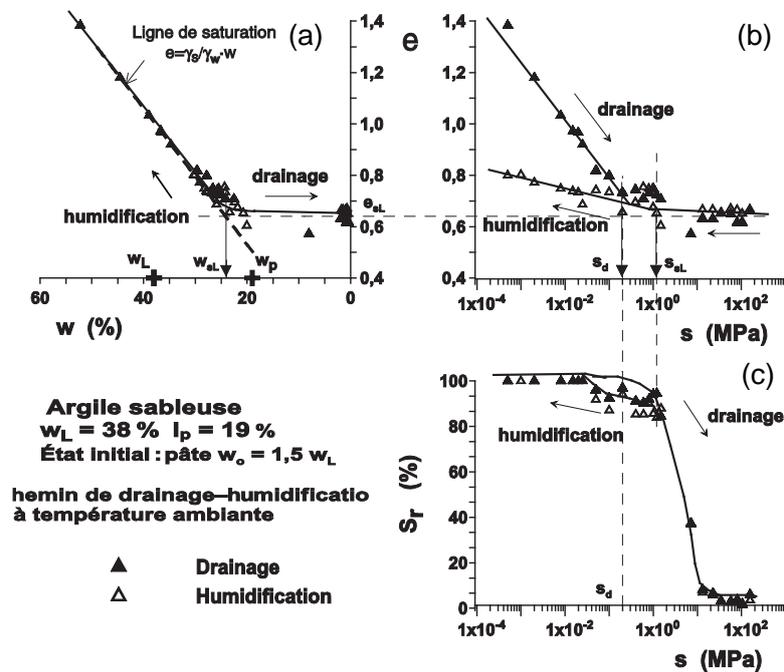


Figure 1.32: Comportement à température ambiante d'une pâte d'argile sableuse soumise à un cycle de drainage humidification à contrainte nulle, Ghembaza et al. (2007).

L'humidification d'un sol n'engendre pas qu'un comportement élastique, Dans ce contexte, Sun et al. (2007b) ont conduit à température ambiante des essais d'humidification à contrainte de confinement constante pour étudier le phénomène d'effondrement de l'argile de Pearl compactée à différentes densité initiales. Les échantillons de sols soumis à une succion initiale de 147 kPa et à une contrainte isotrope de 20 kPa ont subi une compression mécanique à différents niveaux puis une humidification de 147 à 0 kPa (figure 1.33).

Tous les essais réalisés par Sun et al. (2007b) ont enregistrés un effondrement et une saturation des échantillons suite à l'humidification, sauf l'essai à pression $p=20$ kPa et $e_0=1.05$ (figure 1.33 d) qui a certes enregistré une saturation mais pas d'effondrement.

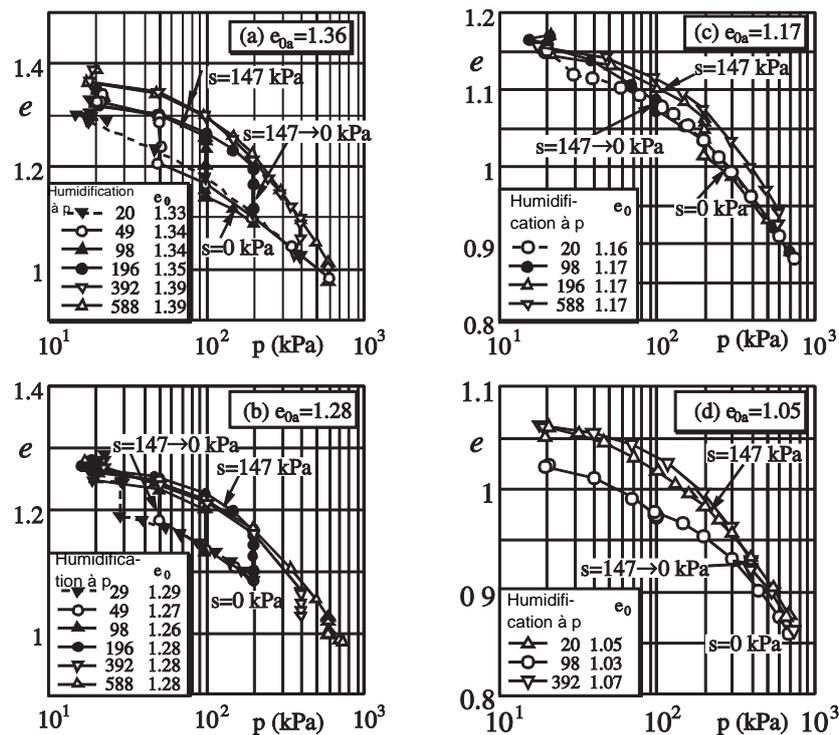


Figure 1.33: Essais de compression isotrope et d'humidification à température ambiante, Sun et al. (2007b).

L'humidification ne peut pas se produire dans tous les cas. Si un sol non saturé est soumis à une certaine pression de confinement puis à une humidification alors il s'effondrera et se densifiera. Par contre, si un sol est légèrement non saturé (presque saturé) ou s'il est non saturé et soumis à de faible pression de confinement alors une humidification ne peut provoquer de phénomène d'effondrement. En effet, d'après les travaux de Sun et al. (2007b) le potentiel d'effondrement arrive à son maximum puis diminue selon la contrainte de confinement appliquée, en plus pour que l'effondrement se produise il faut que la succion ne soit ni trop faible ni trop élevée. De plus selon les mêmes auteurs l'indice des vides initial peut influencer aussi le phénomène d'effondrement des sols non saturés.

1.4.3 Comportement hydraulique des sols non saturés en conditions non isothermes

Dans un cadre thermo hydro mécanique, les courbes de retentions en drainage et humidification sont afféctées d'une manière significative par la succion, la température ainsi que par la contrainte mécanique.

Par ailleurs, l'indice de vides initial contribue aussi aux changements du comportement hydraulique des sols, en effet un indice des vides qui diminue fait augmenter la succion d'entrée d'air et par la suite décale les courbes de retentions vers la droite dans le plan $s - S_r$. Les résultats expérimentaux de Vanapalli et al. (1999) menés sur argile sableuse compactée ainsi que les résultats de Tarantino et al. (2009) sur un limon reconstitué de Barcelone (figure 1.34) confirment cette observation.

Dans un autre contexte, le même phénomène a été observé par Sun et al. (2007a, 2007b) à travers des essais d'humidification de l'argile de Pearl compactée suivi d'un effondrement, la densification du sol après effondrement à provoquer une augmentation de la succion d'entrée d'air.

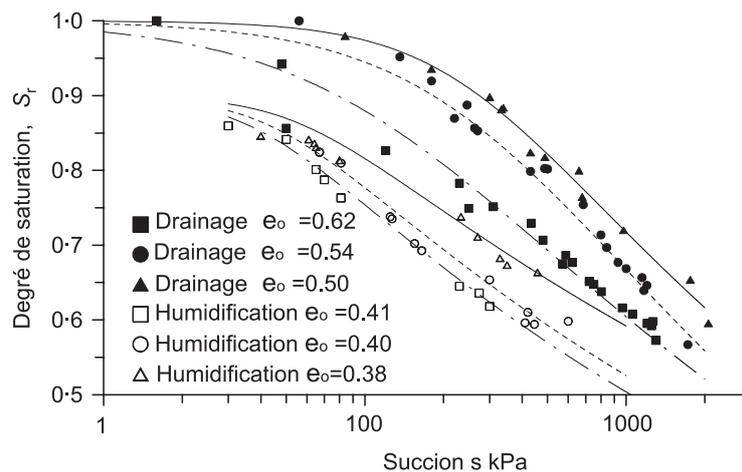


Figure 1.34: Influence de l'indice des vides initiale sur les courbes de drainage et humidification, Tarantino et al. (2009).

En revanche, une augmentation de température a un effet inverse sur les courbes de rétentions. En d'autre terme, la succion d'entrée d'air diminue en température et les courbes de retentions d'eau se retrouvent décalées vers la gauche.

En effets, les études expérimentales réalisées en température sur les courbes de retentions d'eau des sols ont démontré cela. Parmi les plus récentes et à des niveaux de succions très élevés, on trouve les résultats expérimentaux de Ghembaza et al. (2007) sur chemin de drainage et humidification réalisés sur une argile sableuse ainsi que les travaux de Salager et al. (2011) sur l'argile de Boom (figure 1.35) menés uniquement sur chemin de drainage.

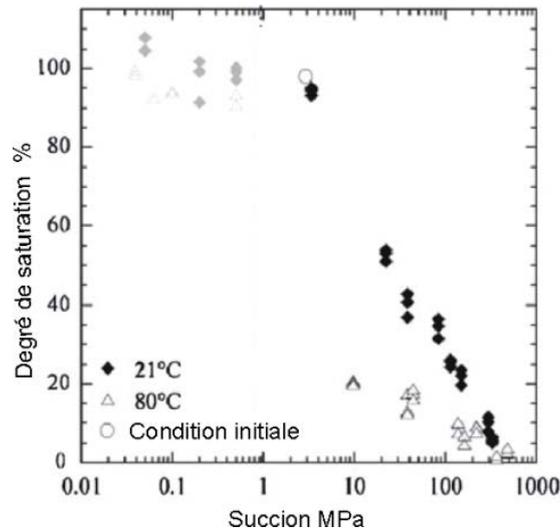


Figure 1.35: Influence de la température sur les courbes de drainage, Salager et al. (2011).

Par ailleurs, la contrainte mécanique a une influence saturante sur les sols non saturés. Le degré de saturation tend à augmenter au fur et à mesure que la contrainte augmente. Par contre, un déchargement mécanique provoque de petites diminutions dans le degré de saturation analogue à un essai de compression isotrope/oedométrique conventionnel. Une illustration est reflétée par la figure (1.36) qui montre les essais de chargement-déchargement avec mesure du degré de saturation réalisé par Sharma (1998) sur un mélange bentonite-kalolin compacté.

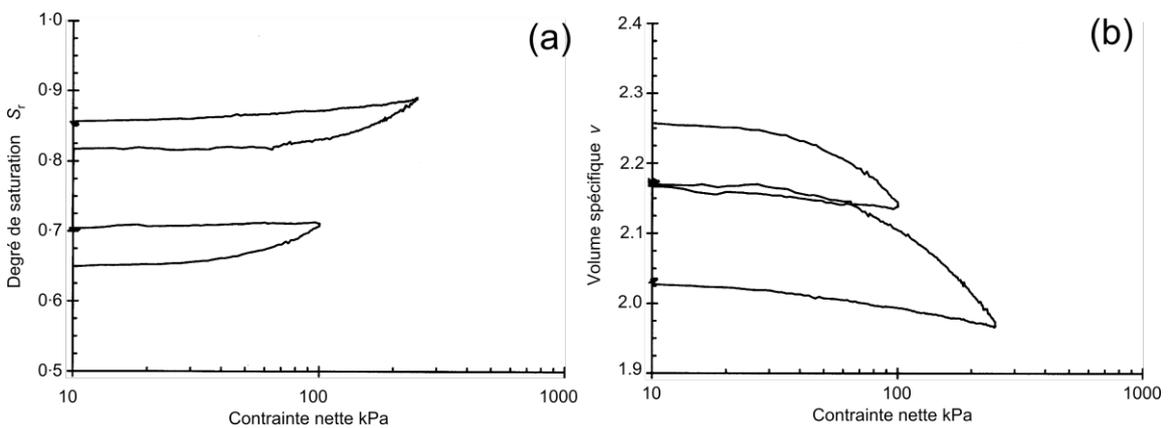


Figure 1.36: Effets de la contrainte mécanique en chargement-déchargement sur la compressibilité et la saturation, Sharma (1998).

1.4.4 Comportement déviatorique à température et à succion contrôlées

1.4.4.1 Effet de la température et de la succion sur la résistance au cisaillement

Dans la littérature, il existe un nombre réduit de résultats expérimentaux sur le comportement déviatorique en température des sols non saturés. Toutefois on peut trouver les travaux de Weibe et al. (1998) sur un mélange de sable-bentonite compacté, à travers lesquels la succion semble augmenter la résistance aux cisaillements des sols non saturés, par contre la température tend à la diminuer. Dans le même contexte, on peut aussi trouver les travaux de Jamin et al. (2004) cité par Ghembaza et al (2008) qui ont réalisé des essais sur un sable limoneux argileux.

Récemment, une étude a été réalisée par Ghembaza et al. (2008) sur des échantillons d'argile sableuse normalement consolidés, où ils ont menés des essais de cisaillement drainés à succion et température contrôlées (figure 1.37), cette étude à montrer aussi l'augmentation de la résistance aux cisaillements des sols non saturés avec la succion et sa diminution avec la température.

Par ailleurs, Uchaipichat et Khalili (2009) ont réalisés des essais de cisaillement drainés sur un limon à différents niveaux de contraintes, de succions et de températures. Les figures (1.38a, 1.38b), montrent les résultats d'Uchaipichat et Khalili (2009). Le déviateur de contrainte semble diminué en température et augmenté avec la succion dans tous les essais de la figure (1.38). À l'exception des essais à succions 100 et 300 kPa (figures (1.38a), où certes la résistance au cisaillement diminue à avec la succion. Par contre, en température cette résistance diminue si on compare les tests à températures 25°C et 60°C et elle augmente si cette comparaison est faite entre les températures 25°C et 40°C.

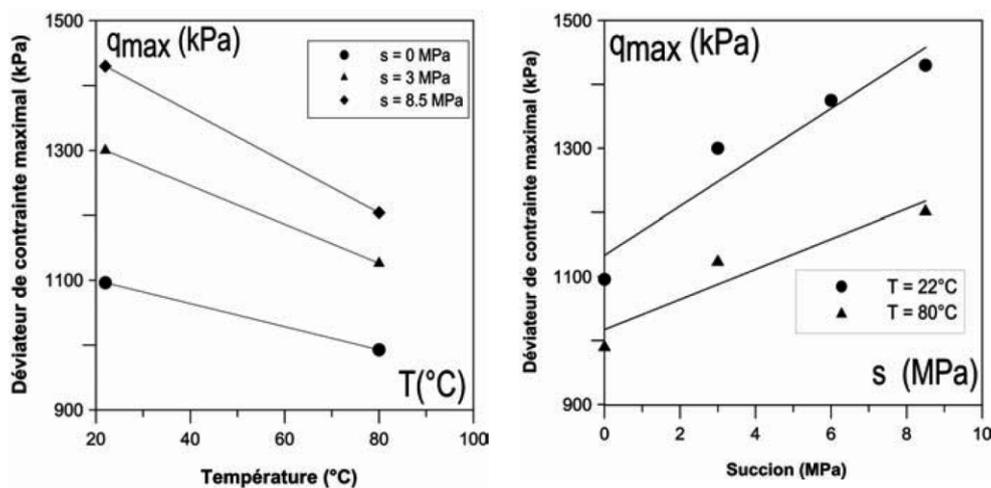


Figure 1.37: Effets de la succion et de la température sur la résistance au cisaillement d'une argile sableuse, Ghembaza et al. (2008).

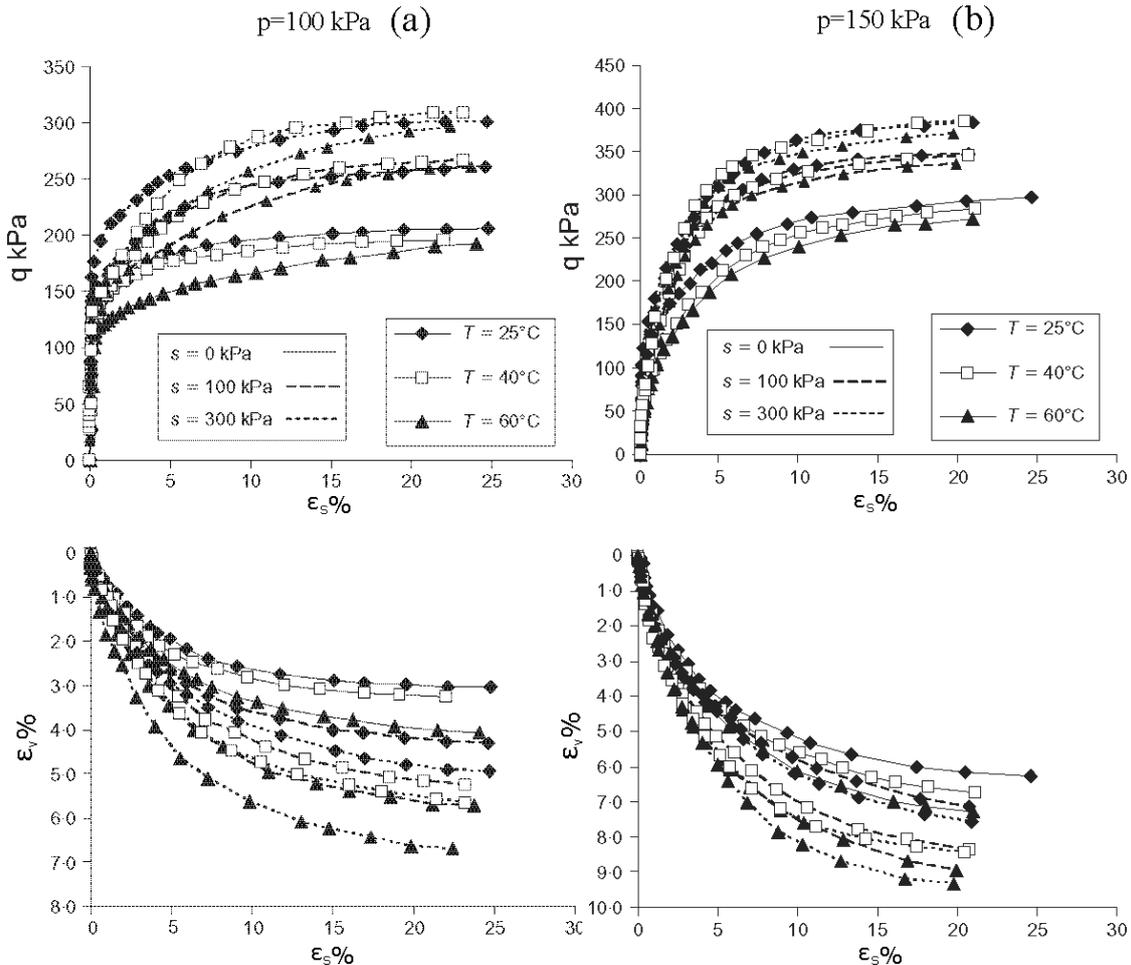


Figure 1.37: Essais de cisaillement drainés à succion et à températures contrôlées, Uchaipichat et Khalili (2009).

1.4.4.2 Effet de la température et de la succion sur la droite d'état critique

Comme on l'a déjà souligné dans la section précédente (1.3.4.2), l'effet de la température sur la droite d'état critique (M) est assez contradictoire, les chercheurs sont assez mitigés sur le fait qu'elle augmente, diminue ou est indépendante de la température. En ce qui concerne l'effet de la succion sur la droite (M), les études expérimentales sont présentées selon deux approches.

La première approche est établie en contrainte indépendante dans le plan ($\bar{p} - q$). Dans ce contexte, plusieurs travaux expérimentaux existent. Parmi eux on trouve, les essais de cisaillement drainés, réalisés par Wang et al. (2002) sur un limon de Botkin compacté à température ambiante (figure 1.39), qui montrent une pente (M) indépendante de la succion. Par ailleurs, les droites d'états critiques en succion ne passent pas par l'origine du plan ($\bar{p} - q$). Le même résultat a été trouvé par Thu et al. (2007), qui ont menés des essais de cisaillement drainés et non drainés sur un limon compacté à température ambiante.

Cependant, Estabragh et Javadi (2008) ont constaté d'après leurs essais drainés sur un sol limoneux surconsolidé, que la pente (M) dans le plan ($\bar{p} - q$) diminue lorsque la succion augmente (figure 1.39b), et que ces mêmes droites ne passent pas par l'origine du plan ($\bar{p} - q$) lorsque la succion.

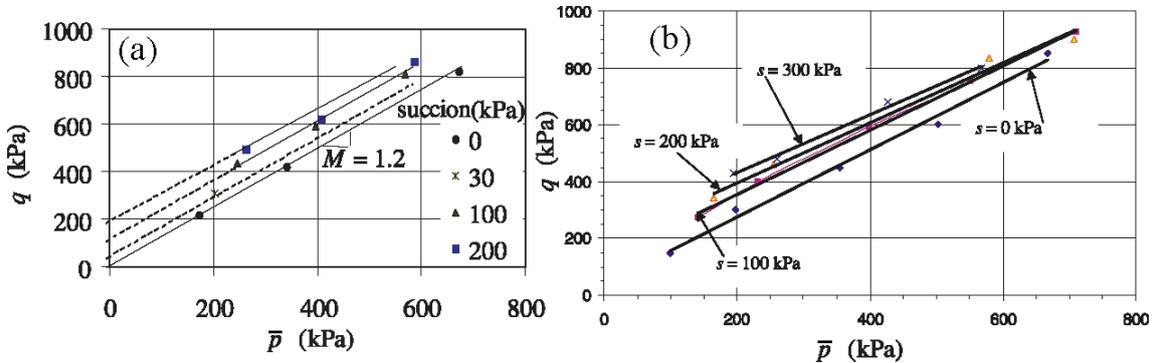


Figure 1.39: Effet de la succion sur droite d'état critique à température ambiante dans le plan ($\bar{p} - q$), (a) Wang et al. (2002) et (b) Estabragh et Javadi (2008).

Par ailleurs, selon le concept de la contrainte effective, les résultats expérimentaux de Sivakumar (1993) et Geiser et al. (2006) ont montré dans le plan ($p' - q$) que d'une part, la droite d'état critique (M) à température ambiante est unique et indépendante de la succion et d'autre part, que la droite d'état critique passe par l'origine du plan ($p' - q$) et ce contrairement à l'approche par contrainte indépendante. Dans un contexte THM, avec une contrainte p' formulée en contrainte effective de Khalili et Khabbaz (1998), les essais expérimentaux d'Uchaipichat (2005) et d'Uchaipichat et Khalili (2009) sur un limon, ont montré eux aussi l'unicité de (M) en succion mais aussi en température, voir figure (1.40).

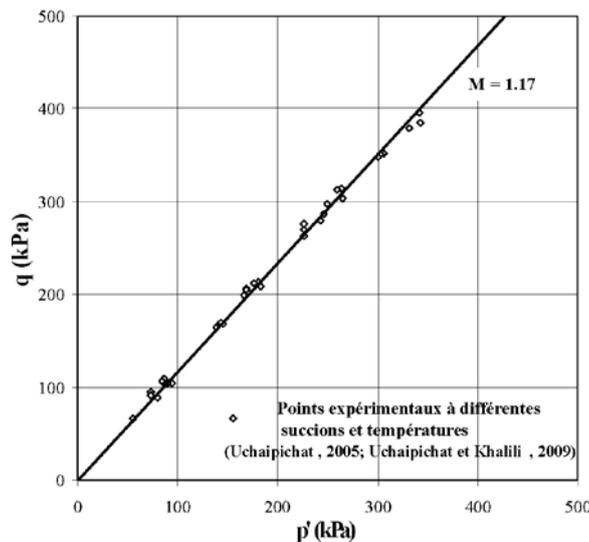


Figure 1.40: Droite d'état critique en fonction de la succion à température dans le plan ($p' - q$), (Uchaipichat, 2005; Uchaipichat et Khalili, 2009).

1.4.4.3 Effet de la température et de la succion sur le module de cisaillement

Les études expérimentales sur les effets de la température et de la succion sur le module de cisaillement sont peu nombreuses. Les résultats de Weibe et al. (1998) sur un mélange de sable-bentonite compacté, montrent que le module sécant diminue lorsque la température augmente et qu'il augmente lorsque le degré de saturation diminue (succion augmente) (figure 1.41).

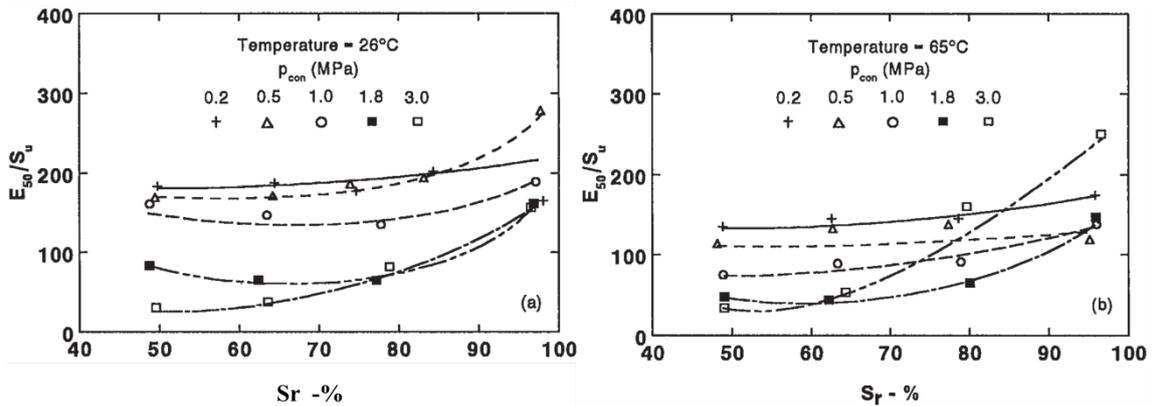


Figure 1.41: Effet de la température et de la succion sur le module sécant, Weibe et al. (1998).

Par ailleurs, les travaux de Ghembaza et al. (2008) sur une argile sableuse, ont montré aussi le même constat à savoir, la diminution du module sécant en température et son augmentation avec la succion (figure 1.42).

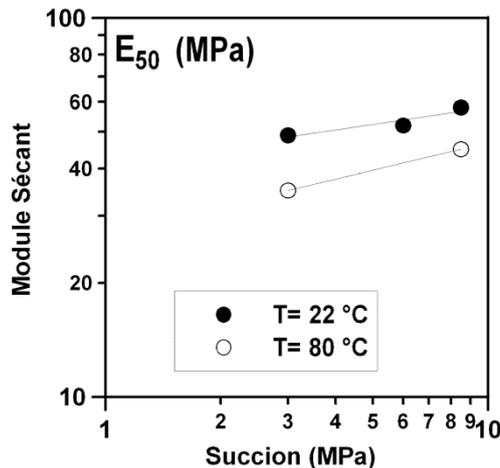


Figure 1.42: Effet de la température et de la succion sur le module sécant, Ghembaza et al. (2008).

1.5 Conclusion

Il en résulte de cette recherche bibliographique, que la température influe sur les paramètres physiques des sols à savoir : les limites d'Atterberg, la perméabilité, les courbes de comptages et un peu moins sur densité des grains solides.

L'effet de la température à contrainte constante sur les sols saturés et non saturés est pratiquement semblable. En d'autre terme, si un sol normalement consolidé ou faiblement surconsolidé est soumis à un échauffement alors il se contracte. Toutefois, même si il est faiblement surconsolidé, il peut aussi se dilaté puis se contracté sous échauffement. Par ailleurs, un sol fortement surconsolidé se dilate toujours après échauffement.

Concernant le refroidissement, ce dernier provoque toujours une contractance quel que soit l'état du sol. Il faut noter aussi que dans le cas des sols non saturés, le potentiel dilatant et contractant de la déformation volumique thermique diminue lorsque la succion augmente. De plus, un cycle d'échauffement refroidissement qui s'applique à un sol saturé normalement consolidé, provoque un effet de surconsolidation de ce dernier.

Quel que soit l'état du sol saturé ou non, une augmentation de température tend à diminuer la pression de préconsolidation. Par contre une augmentation de succion tend à l'augmenter.

Les résultats expérimentaux ont montré que la succion influe sur déformabilité des sols non saturés d'une manière presque analogue à une contrainte mécanique. Cependant, elle peut aussi provoquer l'effondrement des sols non saturés dans des conditions bien précises discutées plus haut. Les paramètres de compressions et de gonflement sont indépendants de la température dans la majorité des cas, mais diminuent lorsque la succion augmente.

Les courbes de rétention d'eau sont influencées par la succion, la température et la contrainte mécanique sans oublié l'effet de l'indices des vides initiale.

On a noté que l'effet de la température sur le déviateur (q) ainsi que sur la droite d'état critique (M) est contradictoire surtout dans le cas des sols saturés. Ce qui fait, qu'hormis la température : la nature et l'état initial du matériau, le mode de consolidation thermomécanique et les conditions de drainages avant l'application du cisaillement peuvent eux aussi affectés le comportement déviatoriques des sols saturés

Toutefois, il est clair que dans le cas des sols non saturés, la succion tend à augmenter la résistance des sols au cisaillement. Et en ce qui concerne la droite d'état critique (M) des sols non saturés, cette dernière dépend de la façon avec laquelle on interprète les résultats. Dans ce contexte, le concept de la contrainte effective est la meilleure façon pour décrire (M) puisqu'elle est unique dans le plan p - q . Le module de cisaillement G des sols saturés est influencé par la température mais dans des fourchettes de déformation relativement petites. Cependant, des contradictions subsistent concernant son augmentation ou sa diminution en température. Dans cas des sols non saturé, le module de cisaillement semble diminué en température et augmenté avec la succion.

Chapitre 2

Modèles thermo-hydro-mécanique des sols non saturés

2.1 Introduction

Dans les vingt dernières années une meilleure compréhension du comportement thermo hydro mécanique des sols non saturés a permis le développement de plusieurs modèles THM. Trois points de vue existent dans la littérature: avec les modèles basés sur le concept de la contrainte indépendante (Wu et al., 2004; Tang et Cui, 2009), sur le concept de la contrainte effective (Khalili et Loret, 2001; Bolzon et Schrefler, 2005; François et Laloui, 2008; Mašín et Khalili, 2011) et sur le concept SFG (Sheng, Fredlund et Gens), (Zhou et al., 2014). Dans le chapitre suivant seul les lois de comportement THM sont abordées, les théories traitant du transport d'eau et de chaleur ne pas considérer.

2.2 Modèles THM basés sur le concept de la contrainte indépendante

Dans cette section on présente deux modèles élastoplastique THM basé sur le concept de la contrainte indépendante, où la succion et la contrainte nette sont considérées comme deux variables indépendantes dans la modélisation du comportement des sols non saturés.

2.2.1 Modèle de Wu et al. (2004)

2.2.1.1 Mécanisme isotrope

Le modèle de Wu et al. (2004) est un modèle THM basé sur le concept de l'élastoplasticité. Dans un contexte isotrope, il se compose de plusieurs mécanismes. Le premier d'entre eux, est le mécanisme hydraulique décrit par la surface de charge SI (Suction Increase) initialement proposé par Alonso et al. (1990) et adapté par Romero (1999) en température avec la prise en compte de l'effet de la saturation résiduelle.

$$s - [s_0 + \langle S_e \rangle^{k_1} (s_I(\varepsilon_v^p, \Delta T) - s_0)] = 0 \quad (2.1)$$

Où,

s_0 : est la succion maximale qu'a connue le sol, k_1 est un paramètre et S_e est la saturation effective définit par :

$$S_e = \frac{S_r - S_r^{res}}{1 - S_r^{res}} \quad (2.2)$$

Où,

S_r : est le degré de saturation et S_r^{res} est le degré de saturation résiduelle.

Le mécanisme isotopique définissant la pression de préconsolidation (Wu et al., 2004), combine la surface de charge LC (Loading Collapse) de Alonso et al.(1990) qui tient compte de l'effet de la succion sur la pression de préconsolidation avec la surface de charge TS (Thermal Softening) de Hueckel et Borsetto (1990) qui tient compte de l'effet de la température, avec :

$$p_c(s, T) = p_{ref} \left(\frac{p_c(T)}{p_{ref}} \right)^{\frac{\lambda(0)-\kappa}{\lambda(s, \Delta T)-\kappa}} \quad (2.3)$$

Où ;

p_{ref} est la pression de référence, κ paramètre de gonflement, $\lambda(0)$ paramètre de compression en condition saturé et $\lambda(s, \Delta T)$ est le paramètre de compression fonction de la succion et de la température et $p_c(T)$ est la pression de préconsolidation nette à température T et à succion zéro (Hueckel et Borsetto, 1990; Hueckel et Baldi 1990):

$$p_c(T) = p_{co} + A (\Delta T) \quad (2.4)$$

$$A (\Delta T) = a_1 \Delta T + a_2 \Delta T |\Delta T| \quad (2.5)$$

Où,

p_{co} est la pression de préconsolidation nette à la température ambiante et à succion zéro et a_1 ; a_2 sont des paramètres.

Le paramètre $\lambda(s, \Delta T)$ est défini par Wu et al. (2004) sous la forme suivante:

$$\lambda(s, \Delta T) = \lambda(0)[(1 - r) \exp(-\gamma s) + r] + \beta_1 \Delta T + \beta_2 \Delta T |\Delta T| \quad (2.6)$$

Où,

γ , β_1 et β_2 sont des paramètres.

Pour décrire le comportement des sols non saturés sous chauffage Wu et al. (2004) ont gardé la même surface de charge thermique TY de Cui et al. (2000) en négligeant l'effet de la succion. Cette surface de charge notée TYC par les auteurs est défini par :

$$T_{CT} = (T_C - T_0) \exp(-\beta_T p_c) + T_0 = 0 \quad (2.7)$$

Où,

T_0 est la température ambiante, T_C est la température de référence et β_T est un paramètre.

2.2.1.2 Mécanisme déviatorique

En se basant sur les concepts SBS (State Boundary Surface) d'Alonso et al (1990), le concept du modèle de traction (TM) de Gens (1993) ainsi que sur le critère d'état

critique Drucker et Prager (1952), Wu et al. (2004) proposent les mécanismes THM déviatoriques suivants avec une règle d'écoulement associative, c'est-à-dire que la surface de charge coïncide à avec le potentiel plastique. La surface SBS en fonction de la température et de la succion est définit par :

$$\Pi_{\hat{\sigma}}^2 + m^2(I_{\sigma} - 3p_s(s))(I_{\sigma} + 3p_0(s, \Delta T)) = 0 \quad (2.8)$$

Avec,

$$p_s(s) = p_s(0) + ks \quad (2.9)$$

Où,

$p_s(0)$ est la cohésion initiale, k est un paramètre et s est la succion.

Le critère d'état critique (CSL) de Drucker et Prager (1952) est définit par:

$$\Pi_{\hat{\sigma}} + m(I_{\sigma} - 3p_s(s)) = 0 \quad (2.10)$$

Finalement la surface de traction (Gens, 1993) est donnée par :

$$I_{\sigma} - 3\sigma_t = 0 \quad (2.11)$$

Où,

I_{σ} , $\Pi_{\hat{\sigma}}$ sont les premier et deuxième invariants du tenseur de contrainte nette, m est un paramètre fonction de l'angle de frottement interne du sol.

Au final, sur chemin triaxial dévitorique le modèle de Wu et al. (2004) compte cinq surfaces de charges illustrées en figure 2.1 avec les surfaces de charges isotopes dans différents plans.

La déformation volumique totale dû à des sollicitations THM à savoir mécanique, hydraulique et thermique est définit par l'équation 2.12. Vu que le principe de l'élastoplasticité est appliquer, elle se décompose alors en deux partie une élastique et une autre plastique.

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij}^{em} + \dot{\epsilon}_{ij}^{es} + \dot{\epsilon}_{ij}^{eT} + \dot{\epsilon}_{ij}^{pm} + \dot{\epsilon}_{ij}^{ps} + \dot{\epsilon}_{ij}^{pT} \quad (2.12)$$

Où,

$\dot{\epsilon}_{ij}^{e,p m}$ sont les déformations élastique et plastique dues aux contraintes mécaniques ; $\dot{\epsilon}_{ij}^{e,p s}$ sont les déformations élastique et plastique dues à la succion et $\dot{\epsilon}_{ij}^{e,p T}$ sont les déformations élastique et plastique dues à la température.

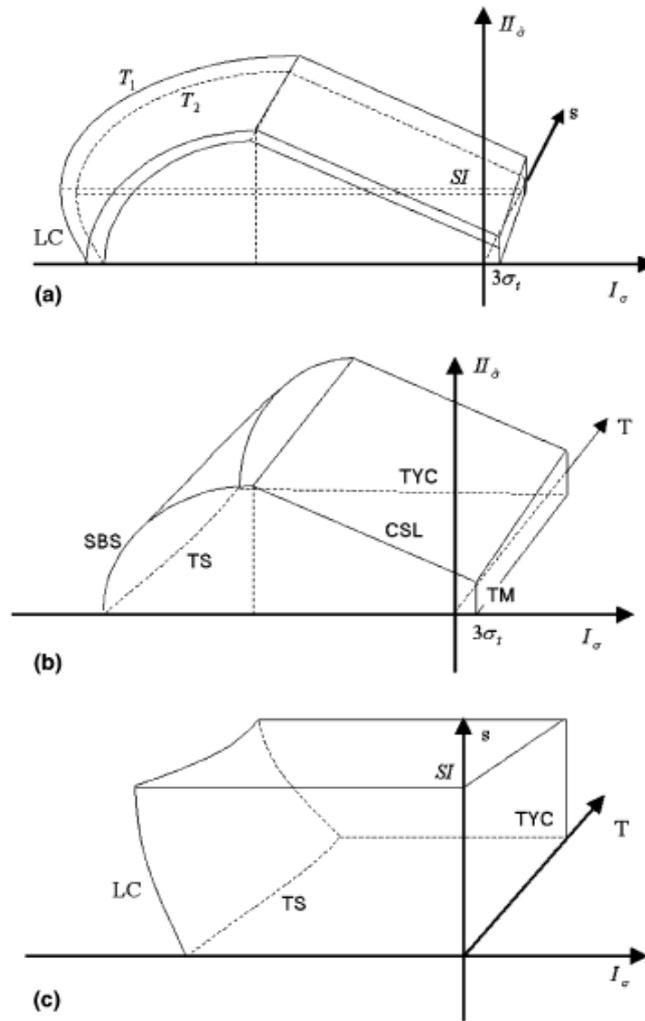


Figure 2.1: Surface de charges, Wu et al. (2004).

Tableau 2.1: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de Wu et al. (2004).

Déformation élastique due à un chargement mécanique	$\dot{\epsilon}_{ij}^{em} = E_{ijkl}^{-1} \sigma_{kl}$
Déformation élastique due à la succion	$\dot{\epsilon}_{ij}^{es} = \frac{\kappa_s}{1 + e_0} \frac{ds}{s + p_{atm}}$
Déformation élastique due à la température	$\dot{\epsilon}_{ij}^{eT} = \alpha dT$
Déformation volumique plastique due à un chargement mécanique	$\dot{\epsilon}_{ij}^{pm} = \lambda^p \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}} = \lambda^p \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}$
Déformation volumique plastique due à la succion	$\dot{\epsilon}_{ij}^{ps} = \frac{\lambda_s - \kappa_s}{1 + e_0} \frac{ds}{s + p_{atm}}$
Déformations volumique plastique due à la température	$\dot{\epsilon}_{ij}^{pT} = -\frac{(\lambda(0) - \kappa)}{1 + e_0} \frac{(a_1 + 2a_2 \Delta T)}{p_c} (TS)$ $\dot{\epsilon}_{ij}^{pT} = \exp(\alpha_p \Delta T) - \alpha_p \Delta T - 1 (TYS)$

2.2.2 Modèle de Tang et Cui (2009)

Le modèle développé par Tang et Cui (2009) est un modèle thermo mécanique des argiles gonflant non saturés sur chemin isotrope, qui ne tient pas compte du comportement hydraulique. Sa conception est basée sur deux modèles existants, le premier est celui proposé par Cui et al. (2000) pour la prédiction du comportement thermomécanique des sols saturés, le second est le modèle BExM proposé par Alonso et al. (1999) pour les sols gonflants non saturé à température ambiante.

2.2.2.1 Mécanisme isotrope

Afin de définir une surface de charge pour les argiles gonflante non saturés en conditions non isothermes, Tang et Cui (2009) ont combinés deux surfaces de charges à savoir : la surface de charge LY proposé par Cui et al. (2000) avec la surface de charge LC de Alonso et al. (1990, 1999).

$$p_c(s, T) = p_{ref} \left(\frac{p_c}{p_{ref}} \right)^{\frac{\lambda(0)-\kappa}{\lambda(s)-\kappa}} \exp(-\alpha_0(T - T_0)) \quad (2.13)$$

Où,

p_{ref} est la pression de référence, p_c est pression de préconsolidation nette à l'état saturé et à température ambiante, $\lambda(0)$ est le coefficient de compressibilité à succion nulle et à température ambiante et $\lambda(s)$ est le coefficient de compressibilité en fonction de la succion donné par :

$$\lambda(s) = \lambda(0)[+ r (1 - r) \exp(-\beta s)] \quad (2.14)$$

Où,

r et β sont des paramètres.

Pour capturer le comportement dilatant des sols non saturés Tang et Cui (2009) ont adapté la surface TY (Thermal Yield) de Cui et al. (2000) aux états non saturés, avec:

$$T_{CT} = \left[(T_c - T_0) \exp\left(-\beta_T \frac{p}{p_c}\right) + T_0 \right] \exp(-\alpha_s(s - s_0)) \quad (2.15)$$

Où,

T_0 est la température ambiante, T_c la température de référence, β_T est un paramètre d'érouissage qui contrôle l'effet du degré de surconsolidation, α_s est paramètre qui contrôle l'effet de la succion et s_0 est la succion initiale du sol.

Pour définir le mécanisme de déformation des sols gonflants à température ambiante, Alonso et al. (1999) ont proposé deux surfaces de charge SI (Suction Increase) et SD (Suction Decrease), la surface SI est activée par une augmentation de succion. Par contre, la surface SD est activée par une humidification, la zone qui délimite ces deux surfaces de charges est appelée NL (Neutral Line). Dans un cadre thermomécanique des

sols non saturés, Tang et Cui (2009) suppose que les surfaces SI et SD coïncident avec la ligne neutre NL (Neutral Line), et comme l'effet de la température est négligé, les surfaces de charges SI et SD prennent la même forme que celle défini par Alonso et al (1990).

$$s_I = s_D = s_0 \quad (2.16)$$

La figure 2.2, ci-contre illustre les surfaces de charges du modèle de Tang et Cui (2009) dans l'espace (p-T-s).

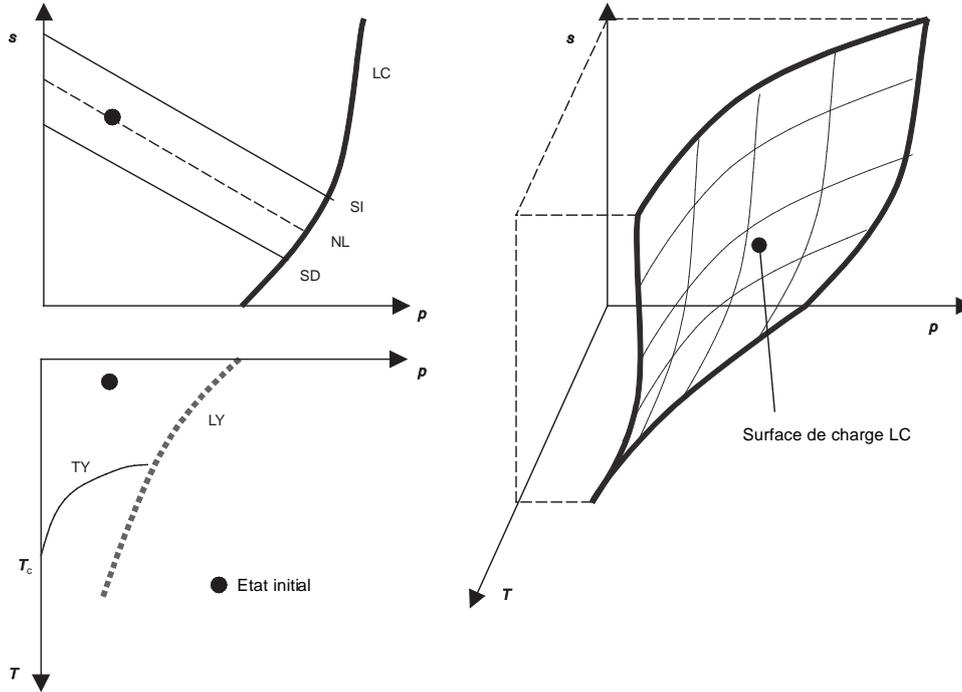


Figure 2.2: Surfaces de charges dans l'espace (p' - T - s), Tang et Cui (2009).

Les déformations calculées à partir du modèle de Tang et Cui (2009) se divise en deux parties à savoir des déformations microstructurale et macrostructurale. Puisque les surfaces de charge SI et SD coïncident, une déformation volumique microstructurale engendre toujours une déformation macrostructurale irréversible (Tang et Cui, 2009) ainsi, la déformation volumique totale est définit par :

$$\dot{\epsilon}_v = \dot{\epsilon}_{vm}^{em} + \dot{\epsilon}_{vm}^{es} + \dot{\epsilon}_{vm}^{eT} + \dot{\epsilon}_{vM}^{em} + \dot{\epsilon}_{vM}^{es} + \dot{\epsilon}_{vM}^{eT} + \dot{\epsilon}_{vM}^{pm} + \dot{\epsilon}_{vM}^{pSI} + \dot{\epsilon}_{vM}^{pSD} + \dot{\epsilon}_{vM}^{pT} \quad (2.17)$$

Où,

$\dot{\epsilon}_{vm,M}^{em}$ déformations volumiques microstructurale et macrostructurale élastique dues à une contrainte mécanique isotrope, $\dot{\epsilon}_{vm,M}^{es}$: déformations volumiques microstructurale et macrostructurale élastique dues à la succion, $\dot{\epsilon}_{vm,M}^{eT}$; déformations volumiques microstructurale et macrostructurale élastique dues à la température, $\dot{\epsilon}_{vM}^{pm}$; déformations volumiques macrostructurale plastique dues à une contrainte mécanique isotrope, $\dot{\epsilon}_{vM}^{pSI}$; déformations volumiques macrostructurale plastique dues à l'activation

de la surface SI par une succion, $\dot{\epsilon}_{vM}^{pSD}$; déformations volumiques macrostructurelle plastique dues à l'activation de la surface SD par une succion, $\dot{\epsilon}_{vM}^{pT}$; déformations volumiques macrostructurelle plastique dues à la température.

Tableau 2.2: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de Tang et Cui (2009).

Déformation microstructurelle élastique due à un chargement mécanique isotrope	$\dot{\epsilon}_{vm}^{em} = \beta_m \frac{dp}{\exp[\alpha_m(p+s)]}$
Déformation microstructurelle élastique due à la succion	$\dot{\epsilon}_{vm}^{es} = \beta_m \frac{ds}{\exp[\alpha_m(p+s)]}$
Déformation microstructurelle élastique due à la température	$\dot{\epsilon}_{vm}^{eT} = -\alpha_m^T dT$
Déformation macrostructurelle élastique due à un chargement mécanique isotrope	$\dot{\epsilon}_{vM}^{em} = \frac{\kappa}{1+e_m} \frac{dp}{p}$
Déformation macrostructurelle élastique due à la succion	$\dot{\epsilon}_{vM}^{es} = \frac{\kappa_s}{1+e_m} \frac{ds}{s+p_{atm}}$
Déformation macrostructurelle élastique due à la température	$\dot{\epsilon}_{vM}^{eT} = \alpha_M^T dT$
Déformation macrostructurelle plastique due à un chargement mécanique isotrope	$\dot{\epsilon}_{vM}^{pm} = \frac{(\lambda(s) - \kappa) dp_c}{1+e_m p_c}$
Déformation macrostructurelle plastique quand SI est activée par la succion	$\dot{\epsilon}_{vM}^{pSI} = f_1(\dot{\epsilon}_{vm}^{em} + \dot{\epsilon}_{vm}^{es})$
Déformation macrostructurelle plastique quand SD est activée par la succion	$\dot{\epsilon}_{vM}^{pSD} = f_2(\dot{\epsilon}_{vm}^{em} + \dot{\epsilon}_{vm}^{es})$
Déformation macrostructurelle plastique quand SD est activée par la succion	$\dot{\epsilon}_{vM}^{pT} = \frac{-\alpha_M^T}{1-a} \left\{ \left[\frac{-\alpha_M^T}{1-a} (T - T_{CT}^0) \right] - a \right\} dT$

2.3 Modèles THM basés sur le concept de la contrainte effective

Le volet de ce chapitre est consacré à la description des modèles THM basés sur le concept de la contrainte effective (Khalili et Loret, 2001; Bolzon et Schrefler, 2005; François et Laloui, 2008; Mašin et Khalili, 2011). La majorité de ces modèles sont basé sur le principe de l'élastoplasticité type Cam Clay, à l'exception du modèle de Mašin et Khalili, (2011) qui lui est basé sur le principe de l'hypoplasticité.

2.3.1 Modèle de Khalili et Loret (2001)

Le modèle de Khalili et Loret, (2001) est une extension en conditions non isotherme du modèle hydromécanique développé par Loret et Khalli (2000), il se base sur le concept de la contrainte effective proposée par Khalili et Khabbaz (1998).

2.3.1.1 Mécanisme isotrope

En partant du principe du modèle Cam Clay, Khalili et Loret (2001) ont pu décrire un mécanisme THM isotrope. Une contrainte de preconsolidation en fonction de la température et de la succion a été défini à partir d'un schéma de comportement volumique THM dans le plan $(\ln p' - e)$ figure 2.3.

$$p'_c(s, T_s) = \exp \left[\frac{N(s, T_s) - N(0, T_{s0})}{\lambda(s, T_s) - \kappa} - \frac{\lambda(s, T_s) - \lambda(0, T_{s0})}{\lambda(s, T_s) - \kappa} \ln p'_{c0} + \ln p'_{c0} - \frac{(1+e_0)(\varepsilon_{ii}^{pl} + c_T \Delta T_s)}{\lambda(s, T_s) - \kappa} \right] \quad (2.18)$$

Où,

p'_{c0} , est la pression de préconsolidation saturée à température ambiante, $\lambda(s, T_s)$ est le paramètre de compression fonction de la succion et de la température, κ est le paramètre de gonflement, $N(s, T_s)$ est le volume spécifique à $\ln p' = 0$ fonction de la température et de la succion, $N(0, T_{s0})$ est le volume spécifique à $\ln p' = 0$ à température ambiante et à succion zéro.

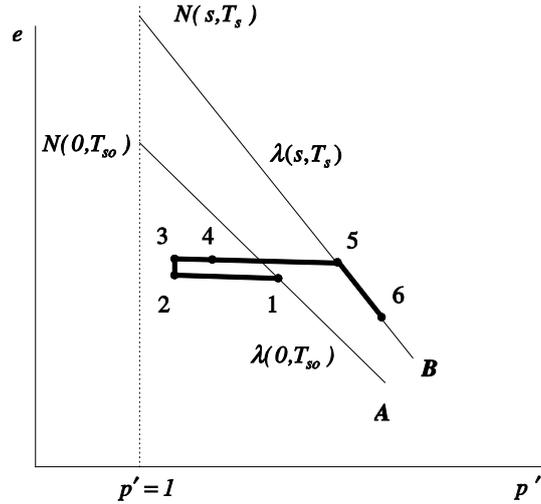


Figure 2.3 : Chemin volumique THM, Khalili et Loret (2001).

2.3.1.2 Mécanisme déviatorique

Toujours en s'appuyant sur le modèle Cam Clay modifié, Khalili et Loret (2001) ont étendu la surface de charge aux chemins triaxiaux déviatoire (figure 2.4), en d'autre terme l'équation (2.18) est incorporé à la surface de charge type Cam Clay modifié sous la forme suivante:

$$\frac{q^2}{M^2 p'} + p' - p'_c(s, T_s) = 0 \quad (2.19)$$

Avec,

$$p' = p + \chi s \quad (2.20)$$

Où,

s est la succion, p la contrainte totale nette et χ paramètre effectif.

Le paramètre effectif χ utilisé par Khalili et Loret (2001) est celui de Khalili et Khabbaz (1998) avec,

$$\chi = \begin{cases} 1 & s < s_e(T) \\ \left[\frac{s_e(T)}{s}\right]^\Omega & s \geq s_e(T) \end{cases} \quad (2.21)$$

Où,

Ω est un paramètre et $s_e(T)$ est la succion d'entrée d'air fonction de la température et de la succion défini par :

$$s_e(T) = \frac{\sigma_T}{\sigma_{T_0}} s_e(T_0) \quad (2.22)$$

Où,

σ_T est l'énergie de la tension superficielle à la température T , défini par Edlefsen et Anderson (1943):

$$\sigma_T = 0.1171 - 0.001516 T \quad (2.23)$$

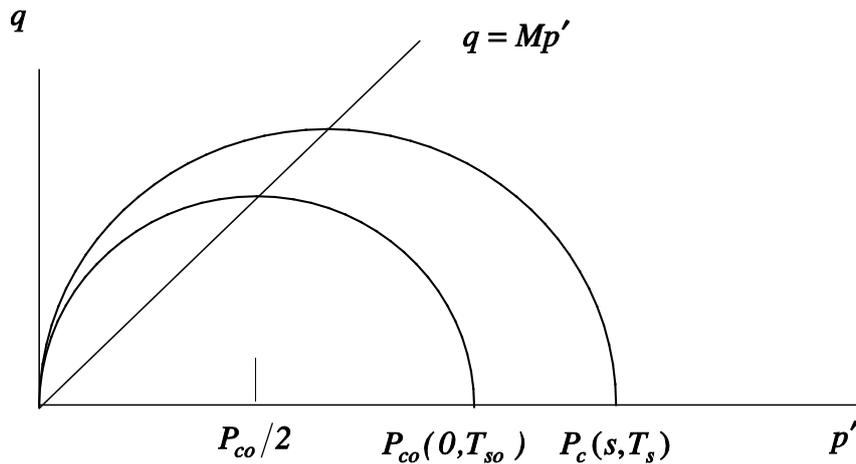


Figure 2.4: Evolution de la surface de charge dans le plan p' - q en fonction de la température et de la succion, Khalili et Loret (2001).

Dans un contexte élastoplastique, la déformation volumique totale calculée à partir du modèle de Khalili et Loret (2001) se divise en deux parties, la première est due à la contrainte mécanique et/ou à la succion et la deuxième due à la variation de température.

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij}^{em} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{eT} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{pm} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{pT} \quad (2.24)$$

Où,

$\dot{\varepsilon}_{ij}^{e,pm}$: sont des déformations élastiques et plastiques dues aux contraintes mécaniques et/ou à la succion et $\dot{\varepsilon}_{ij}^{e,pT}$: sont des déformations élastiques et plastiques dues à la température.

Tableau 2.3: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de Khalili et Loret (2001).

Déformation élastique due à un chargement mécanique, succion	$\dot{\varepsilon}_{ij}^{em} = E_{ijkl}^{-1} \dot{\sigma}_{kl}$
Déformation élastique due à la température	$\dot{\varepsilon}_{ij}^{eT} = \alpha dT$
Déformation plastique due à une sollicitation thermohydromécanique	$\dot{\varepsilon}_{ij}^{pm}, \dot{\varepsilon}_{ij}^{pT} = \lambda^p \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}}$

2.3.2 Modèle de Bolzon et Shrefler (2005)

Le modèle de Bolzon et Shrefler (2005) est une extension en conditions non isotherme du modèle hydromécanique développé par Bolzon et al. (1996) à température ambiante, il se base sur le concept de la contrainte effective généralisé proposé par Bishop (1953). Cependant, il ne prend en compte que le comportement isotrope.

2.3.2.1 Mécanisme isotrope

À température ambiante Bolzon et al (1996) formulent qu'à partir d'un état normalement consolidé une augmentation de contrainte mécanique peut développer une déformation plastique de la forme suivante:

$$\dot{\varepsilon}_v^{pm} = \frac{1}{h_0 H_w(s)} \frac{dp'}{p'} \quad (2.25)$$

Où,

p' est la pression effective de Bishop et $h_0, H_w(s)$ sont les modules de déformations plastiques.

Avec,

$$h_0 = \frac{v_0}{\lambda_0 - \kappa} \quad (2.26)$$

$$H_w(s) = \frac{\lambda_0 - \kappa}{\lambda(s) - \kappa} \quad (2.27)$$

$$p' = \bar{p} + S_r s \quad (2.28)$$

Où,

v_0 est le volume spécifique initial, λ_0 ; $\lambda(s)$ sont les paramètres de compression des sols saturés et non saturés à températures ambiante, κ paramètre de gonflement, \bar{p} est la pression totale nette, S_r est le degré de saturation et s la succion.

D'après Bolzon et Shrefler (2005), la surface de charge dans le plan ($p' - s$) à température ambiante peut être obtenue à partir de l'équation suivante:

$$p'_c(s) = p'_{ref} \left(\frac{p'_c}{p'_{ref}} \right)^{H_w(s)} \quad (2.29)$$

Où,

p'_c , est la pression de preconsolidation effective à température ambiante et à succion nulle et p'_{ref} est la pression de référence.

Dans des conditions non isothermes, Bolzon et Shrefler (2005) ont adapté la surface de charge thermomécanique des sols saturés proposée par Cui et al (2000). Contrairement au modèle originale, les auteurs considèrent que le paramètre de compression est fonction de la température (figure 2.5), ainsi la surface de charge thermomécanique en condition saturée est donnée par:

$$p'_{CT}(\varepsilon_v^p, \Delta T) = p'_c e^{H_0(\varepsilon_v^p - \alpha^p \Delta T)} \quad (2.30)$$

Avec,

$$H_0 = h_0 + h_T \Delta T \quad (2.31)$$

p'_c , est la pression de preconsolidation effective à température ambiante et à succion nulle, ε_v^p est la déformation volumique plastique, α^p ; h_T sont des paramètres et ΔT est la variation de température.

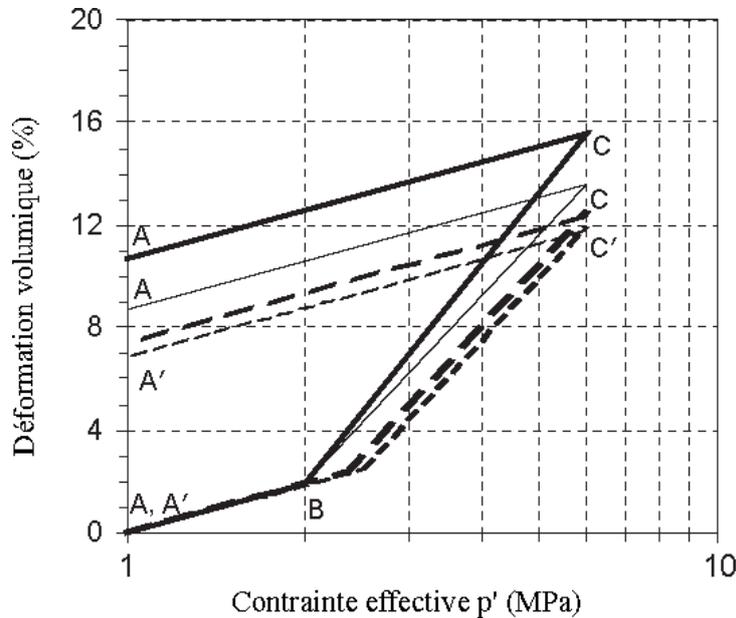


Figure 2.5: Courbes de compressions simulées par Bolzon et Shrefler (2005).

En combinant les équations (2.29) et (2.30), Bolzon et Shrefler (2005) sont parvenu à proposer la surface de charge THM suivante:

$$p'_{csT}(s, \Delta T) = p'_{ref} \left(\frac{p'_c}{p'_{ref}} \right)^{\frac{\lambda_0 - \kappa}{\lambda(s) - \kappa}} e^{H_w(s)H_0(\varepsilon_v^p - \alpha^p \Delta T)} \quad (2.32)$$

La déformation volumique THM totale calculable à partir du modèle de Bolzon et Shrefler (2005) est résumée par l'équation 2.33, cette dernière se divise en deux parties, la première est due à la contrainte mécanique et/ou à la succion et une deuxième due à la température.

$$\dot{\varepsilon}_v = \dot{\varepsilon}_v^{em} + \dot{\varepsilon}_v^{eT} + \dot{\varepsilon}_v^{pm,T} \quad (2.33)$$

Où,

$\dot{\varepsilon}_v^{em}$ sont les déformations volumiques élastique dues aux contraintes mécaniques et/ou à la succion, $\dot{\varepsilon}_v^{eT}$ est la déformation volumique thermoélastique due à la température et $\dot{\varepsilon}_v^{pm,T}$ sont les déformations volumiques thermoplastique, dues à des sollicitations THM.

Tableau 2.4: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de Bolzon et Shrefler (2005).

Déformation volumique élastique due à un chargement mécanique et/ou succion	$\dot{\varepsilon}_v^{em} = \frac{\kappa}{1+e} \frac{dp'}{p'}$
Déformation volumique thermoélastique due à la température	$\dot{\varepsilon}_v^{eT} = \alpha dT$
Déformation volumique plastique due à une sollicitation THM.	$\dot{\varepsilon}_v^{pm,T} = \frac{\lambda_0 - \kappa}{v_0} \frac{dp'_c}{p'_c}$

2.3.3 Modèle de Laloui et François (2008)

Le modèle de François et Laloui (2008) dénommé « ACMEG TS model » fait partie d'une série de modèle « ACMEG » développée par une équipe de chercheurs de l'EPFL Lausanne. Formulé en contrainte effective de Bishop (1959), ce modèle figure parmi les modèles les plus aboutis dans le domaine de la simulation du comportement THM des sols saturés et non saturés.

Il comprend notamment une bonne capacité à simuler les comportements thermo hydro mécanique des sols. Sa formulation a été établie dans un cadre, où les différentes sollicitations mécanique hydraulique et thermique ont été couplées à un niveau très élaboré, une illustration du fonctionnement de ce modèle est capturée par la figure 2.6.

Le modèle de François et Laloui (2008) est conçue selon les concepts de la surface limite (Bounding surface plasticity), et de la plasticité multi mécanisme (Multi Mécanisme Plasticity) (Hujeux, 1979).

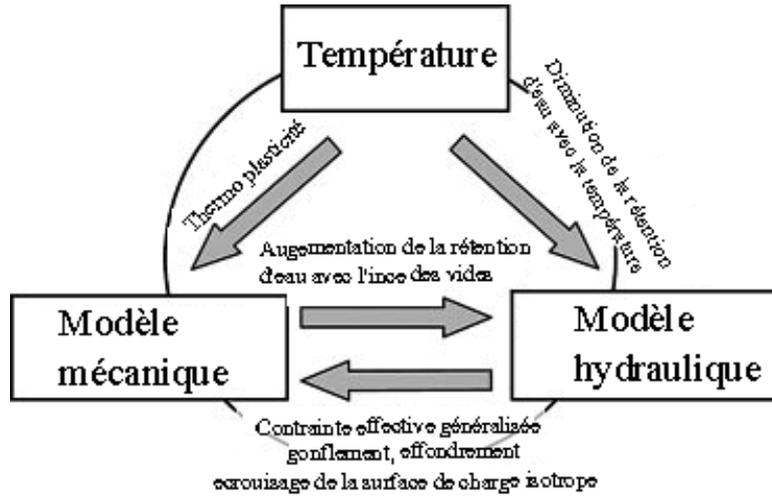


Figure 2.6: Fonctionnement du modèle de François et Laloui (2008).

2.2.3.1 Mécanisme isotrope

Les relations constitutives du modèle ACMEG–TS sont présentées dans la section suivante, la partie mécanique du modèle est une extension des modèles ACMEG-T (François, 2008 ; Laloui et François, 2009) et du modèle ACMEG-S (Nuth et Laloui, 2007; Nuth, 2009), la surface de charge isotrope en fonction de la température et de la succion est définie par la relation suivante :

$$f_{iso} = p' - r_{iso} p'_c(s, T) \quad (2.34)$$

Avec,

$$p' = \bar{p} + S_r s \quad (2.35)$$

$$p'_c(s, T) = \begin{cases} p'_c \exp(\beta \varepsilon_v^p) (1 - \gamma_T \log(T/T_0)) & s \leq s_e \\ p'_c \exp(\beta \varepsilon_v^p) (1 - \gamma_T \log(T/T_0)) (1 + \gamma_s \log(s/s_e)) & s > s_e \end{cases} \quad (2.36)$$

Où,

p' est la pression effective de Bishop, \bar{p} est la pression totale nette, S_r est le degré de saturation et s la succion, p'_c est la pression de préconsolidation à l'état saturé et à température ambiante, s_e succion d'entrée d'air, T est la température, T_0 est la température ambiante et β ; γ_T ; γ_s sont des paramètres et r_{iso} degré de plastification du mécanisme isotrope.

2.2.3.2 Mécanisme déviatorique

À partir du modèle de Hujieux (1979), François et Laloui (2008) ont proposé le mécanisme déviatorique suivant:

$$f_{dev} = q - M p' \left(1 - b \ln \frac{d p'}{p'(s, T)} \right) r_{dev} \quad (2.37)$$

Où,

M est la pente de la droite d'état critique fonction de la température, r_{dev} degré de plastification du mécanisme déviatorique et b; d sont des paramètres.

Les effets de la contrainte, de la température ainsi que la succion sur la pression de préconsolidation sont illustrés dans la (figure 2.7). Le modèle de François et Laloui (2008) compte la déformation volumique totale résumée par l'équation 2.38, cette dernière se divise en deux parties, la première capture le comportement thermoélastique et la deuxième capture le comportement thermoplastique:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij}^e + \dot{\varepsilon}_{ij}^p \quad (2.38)$$

Où,

$\dot{\varepsilon}_{ij}^e$ est la déformation thermoélastique et $\dot{\varepsilon}_{ij}^p$ est la déformation thermoplastique relative au mécanisme activé (isotrope ou déviatoire).

Tableau 2.5: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de François et Laloui (2008).

Déformation thermoélastique due à une sollicitation THM	$\dot{\varepsilon}_{ij}^e = E_{ijkl}^{e-1} \dot{\sigma}_{kl} - \beta_{T,ij} dT$
Déformation thermoplastique due à une sollicitation THM (mécanisme isotrope)	$\dot{\varepsilon}_{ii}^{p,iso} = \frac{\lambda_{iso}^p}{3}$
Déformation thermoplastique due à une sollicitation THM (mécanisme déviatoire)	$\dot{\varepsilon}_{ij}^{p,dev} = \lambda_{iso}^p \frac{1}{Mp'} \left[\frac{\partial q}{\partial \sigma'_{ij}} + \alpha \left(M - \frac{q}{p'} \right) \frac{1}{3} \delta_{ij} \right]$

2.2.3.3 Mécanisme hydraulique

Le comportement hydraulique est aussi formulé sous forme de surface de charge, François et Laloui (2008) sont les premiers chercheurs a proposé une telle approche. Les courbes de rétention d'eau sont prédites en température en tenant compte de la déformabilité des sols avec effet hystérésis.

Dans ce contexte, deux surfaces de charges hydrauliques sont proposées par les auteurs (figure 2.8), la première considère le comportement sous chemin de drainage et la deuxième le comportement sous humidification, elles sont données respectivement par:

$$f_d = s - s_d \quad (2.39)$$

$$f_h = s_d s_{hys} - s \quad (2.40)$$

Avec,

$$s_d = s_{d0} \exp(-\beta_h \Delta S_r) \left(1 - \theta_T \log \left(\frac{T}{T_0} \right) \right) - \theta_e \log(1 - \varepsilon_v^p) \quad (2.41)$$

Où,

s_{d0} est la succion d'entrée d'air initial, s succion, T température, ε_v^p est l'incrément de déformation plastique et s_{hys} ; β_h ; θ_T ; θ_e sont des paramètres.

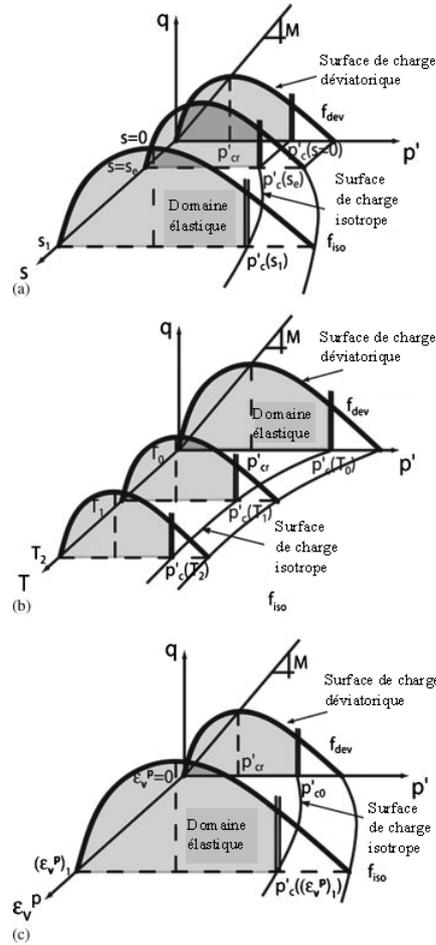


Figure 2.7: Surfaces de charge THM, François et Laloui (2008).

Les formules suivantes décrivent les courbes de retentions sur chemin de drainage et d'humidification:

$$d\Delta S_R^d = \lambda_d^p \frac{\partial f_d}{\partial s} \quad (2.42)$$

$$d\Delta S_R^h = \lambda_h^p \frac{\partial f_h}{\partial s} \quad (2.43)$$

Où,

λ_d^p, λ_h^p sont des paramètres.

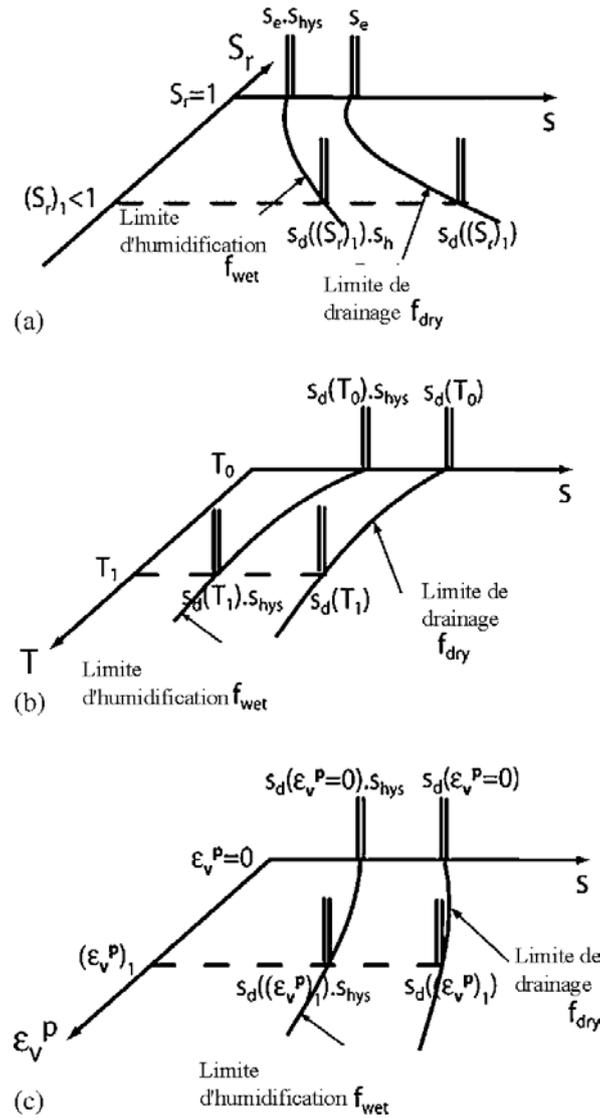


Figure 2.8: Surfaces de charge hydrauliques des sols déformable, François et Laloui (2008).

2.3.4 Modèle de Mašín et Khalili (2011)

Le modèle de Mašín et Khalili (2011) est une extension en conditions non isothermes du modèle hydromécanique développé par les mêmes auteurs Mašín et Khalili (2008) à température ambiante. C'est un modèle thermo mécanique des sols non saturé qui ne prend pas en compte le comportement hydraulique.

Il se base sur le concept de la contrainte effective généralisée proposé par Khalili et Khabbaz (1998), ainsi que sur le concept de l'hypolasticité qui le caractérise par rapport aux autres modèles THM qui pour la plus part sont basé sur le principe de l'élastoplasticité.

Du fait que le concept hypoplastique n'utilise pas de surface de charge, la pression de préconsolidation THM n'est définie que de manière explicite, ainsi le nombre de paramètre du modèle se réduit.

Tableau 2.6: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de Mašín et Khalili (2011).

Déformation thermoélastique due à la température	$\dot{\epsilon}^{TE} = \left(\frac{1}{3}\right) \alpha_s dT$
Formulation hypoplastique généralisée de la déformation thermoplastique	$\dot{\sigma} = f_s [\mathcal{L}: (\dot{\epsilon} - \dot{\epsilon}^{TE}) + f_d N \ \dot{\epsilon} - \dot{\epsilon}^{TE}\] + f_u H_T$

2.4 Modèle THM basé sur le concept SFG

2.4.1 Modèle de Zhou et al. (2014)

Le modèle de Zhou et al. (2014) appelé « No Isothermal SFG model » est une extension en température du modèle SFG originale développé par Sheng et al. (2008) pour des sols non saturés à température ambiante. C'est un modèle thermo hydro mécanique des sols non saturé avec la prise en compte du comportement hydraulique des sols déformable. Cependant, ce modèle ne considère par le chemin triaxial déviatoire.

Le concept avec le quel est formulé ce modèle THM se base sur la contrainte SFG, décrit par Sheng (2011) comme étant le juste milieu entre l'approche par contrainte effective et le concept de la contrainte indépendante.

2.4.1.1 Mécanisme isotrope

Sur chemin isotrope Zhou et al. (2014) proposent la surface de charge thermo hydro mécanique suivante:

$$p = \begin{cases} p_{n0}^{T_0} \exp\left(-\frac{\lambda^T - \kappa^T}{\lambda - \kappa} (T - T_0)\right) - s & s < s_{sa} \\ \frac{p_{n0}^{T_0}}{p_0^{T_0}} \left\{ p_0^{T_0} \exp\left(-\frac{\lambda^T - \kappa^T}{\lambda - \kappa} (T - T_0)\right) + s - s_{sa} - s_{sa} \ln \frac{s}{s_{sa}} \right\} - s & s \geq s_{sa} \end{cases} \quad (2.44)$$

Où,

$p_{n0}^{T_0}$ est la nouvelle pression de préconsolidation des sols saturé à température ambiante, $p_0^{T_0}$ est la pression de préconsolidation des sols saturé à température ambiante, λ ; κ sont les paramètres de compression et de gonflement isotrope des sols saturés relatifs aux sollicitations mécaniques isotrope, λ^T , κ^T sont les paramètres de compression et de gonflement relatifs aux changements de température, T est la température, s la succion et s_{sa} est la succion de saturation.

La déformation élastoplastique totale est donnée par :

$$\dot{\epsilon}_v^e = \dot{\epsilon}_v^e + \dot{\epsilon}_v^p \quad (2.45)$$

Tableau 2.7: Tableau récapitulatif des déformations calculées à partir du modèle de Zhou et al. (2014).

Déformations thermoélastique due à une sollicitation THM	$\dot{\epsilon}_v^e = \frac{\kappa}{p+s} dp + \frac{\kappa}{p+s} ds + \frac{\kappa_T}{1+e} dT$
Déformations thermoplastique due à une sollicitation thermomécanique	$\dot{\epsilon}_v^p = \frac{\lambda}{p+s} dp + \frac{\lambda_s}{p+s} ds + \frac{\lambda_T}{1+e} dT$

2.4.1.2 Mécanisme hydraulique

Les effets de la déformation thermique sur les courbes de rétention SWRC (Soils Water Retention Curves) sont généralement négligés par les modèles THM existants. Récemment, Zhou et al. (2014) ont proposé sur la base des travaux de Sheng et Zhou (2011); Zhou et al. (2012a) une équation de rétention d'eau en condition non isothermes (équation 2.46) qui tient en compte cette observation. Par ailleurs, elle considère aussi les quatre aspects suivants :

- L'effet de la succion,
- L'influence de la déformation volumique produite par un chargement mécanique,
- L'effet de la température sur la tension d'interface liquide-gaz,
- L'effet de la déformation produite par une sollicitation thermique qui est généralement négligé dans la littérature.

$$dS_e = \frac{\partial S_e}{\partial s} ds + \frac{\partial S_e}{\partial \varepsilon_{v\sigma}} d\varepsilon_{v\sigma} + \left(\frac{\partial S_e}{\partial \sigma^{lg}} \frac{\partial \sigma^{lg}}{\partial T} + \frac{\partial S_e}{\partial e} \frac{\partial e}{\partial T} \right) dT \quad (2.46)$$

2.5 Conclusion

Trois types de modèles THM sont exposés, à savoir les modèles basés sur le concept de la contrainte indépendante (Wu et al., 2004; Tang et Cui, 2009), sur le concept de la contrainte effective (Khalili et Loret, 2001; Bolzon et Schrefler, 2005; François et Laloui, 2008; Mašín et Khalili, 2011) ainsi que sur le concept SFG (Zhou et al., 2014). Certaines conclusions peuvent être déduites de cette recherche bibliographique, à savoir :

Le modèle de Wu et al., 2004 est assez compliqué dans sa formulation car il compte beaucoup de surfaces de charge. De plus il ne permet pas le passage du domaine saturé vers le non saturé et vice versa, c'est aussi le cas du modèle de Cui et al. (2009) sauf que ce dernier est le seul modèle THM des sols gonflants non saturés.

Le modèle Khalili et Loret (2001) est formulé en contrainte effective ce qui lui confère un point positif. Cependant, sa formulation n'a pas été validée expérimentalement. Le modèle Bolzon et Schrefler (2005) peut être critiqué pour sa partie hydraulique, qui ne tiens pas compte de la déformabilité des sols ni de la température.

Le modèle ACMEG TS (François et Laloui, 2008) est le modèle THM des plus complets qui existent, sa conception ingénieuse permet de prédire le comportement THM avec une seule surface de charge assez flexible. Toutefois, le mécanisme hydraulique du modèle ACMEG TS néglige l'influence de la déformation thermique sur les courbes de retenions d'eau. Par ailleurs, le modèle de Mašín et Khalili (2011) est un modèle hypoplasique performant qui n'utilise que très peu de paramètre comparé aux modèles THM existants. Toutefois, sa formulation ne considère pas le comportement hydraulique.

Concernant le dernier modèle Zhou et al., (2014), c'est un modèle THM isotrope né du concept SFG récemment proposé par Sheng et al. (2008). Sa formulation qui tiens compte du comportement hydraulique des sols déformables et permet aussi de tenir compte de la déformation thermique sur les courbes de retenions d'eau. Cependant, les chemins triaxiaux déviatoire ne sont pas couverts par le modèle Zhou et al., (2014).

Chapitre 3

Modélisation des sols saturés à température ambiante

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, on s'intéresse à la modélisation des sols saturés en conditions isothermes. Les bases de la théorie de la plasticité ainsi que les modèles Cam Clay originale et modifié sont présentés, dans ce cheminement nous présentons aussi les avantages et les inconvénients de la modélisation conventionnelle des sols saturés à température ambiante.

Dans ce contexte, des méthodes alternatives sont discutées où nous nous sommes intéressé à la théorie de la surface limite (Bounding Surface Plasticity) à travers le modèle CASM B développé par Yu et Khong (2003).

Ce modèle CASM B a fait l'objet d'une attention particulière car il allie simplicité et performance. De plus, il constituera la base des modèles thermomécanique des sols saturés et thermohydro-mécanique des sols non saturés développés en chapitre 4 et 5.

3.2 Concept de l'élastoplasticité

3.2.1 Surface de charge

Le principe de l'élastoplasticité comporte une déformation totale qui se divise en deux composantes, la première composante est élastique et la seconde est plastique :

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p \quad (3.1)$$

La majorité des modèles élastoplastique existants se base sur le critère de surface communément appelé surface de charge. Ce critère tel que réinterprété par Yu (2006) est une condition qui délimite le domaine élastique du domaine plastique. Dans la zone élastique toutes les déformations seront recouvrables après déchargement. Par contre, si la surface de charge est atteinte par un chargement certaines déformations seront permanentes.

La surface de charge est exprimée en termes de contrainte effective σ'_{ij} et peut dépendre aussi d'une ou de plusieurs variables internes. Mathématiquement la forme générale de cette limite peut être exprimée par:

$$f(\sigma'_{ij}, \varepsilon_{ij}^p) = 0 \quad (3.2)$$

Où,

ε_{ij}^p est la variable d'écrouissage défini par la déformation plastique.

La déformation élastique produite par un chargement quelconque s'annule directement après déchargement. Par contre, si une certaine limite est dépassée (surface de charge), la déformation plastique reste même après déchargement. Cet aspect peut être interprété en termes d'énergie fournie par unité de volume (François, 2008).

$$dW = dW^e + dW^p = \sigma'_{ij} d\varepsilon_{ij}^e + \sigma'_{ij} d\varepsilon_{ij}^p \quad (3.3)$$

Où,

dW^e ; dW^p sont respectivement les énergies de déformation élastique et plastique.

Par analogie aux déformations élastique et plastique, le travail élastique dW^e est aussi recouvrable après déchargement, le travail plastique dW^p quant à lui ne l'ai pas. Le travail plastique maximum défini par von Mises (1928) et Hill (1948, 1950) peut être écrit sous la forme suivante (Yu, 2006):

$$dW^p = (\sigma_{ij} - \sigma_{ij}^*) d\varepsilon_{ij}^p \geq 0 \quad (3.4)$$

Où,

σ_{ij} est un état de contrainte sur la surface de charge représenté par le point P (figure 3.1) et σ_{ij}^* un état de contrainte arbitraire représenté par le point P* sur ou à l'intérieur de la surface de charge (figure 3.1).

L'équation (3.4) représente le produit scalaire entre le vecteur P*P et PQ (figure 3.1). Si la surface de charge est strictement convexe, l'angle formé par ces deux vecteurs est aiguë et le produit scalaire est positif. À partir de cette configuration, Drucker (1952, 1958) ont pu faire la liaison entre le cadre mathématique du problème et le comportement des matériaux, communément appelé le postulat de stabilité de Drucker (figure 3.2), il qui comporte les points suivants (Yu, 2006):

- La surface de charge doit être convexe,
- La déformation plastique doit être normale à la surface de charge (règle d'écoulement associative).

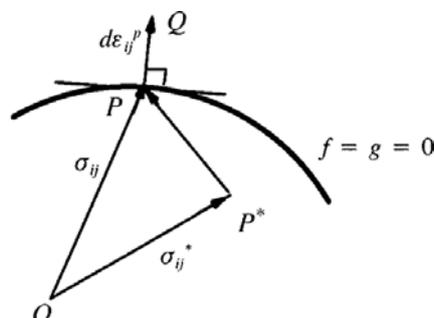


Figure 3.1: Travail plastique, d'après Yu (2006).

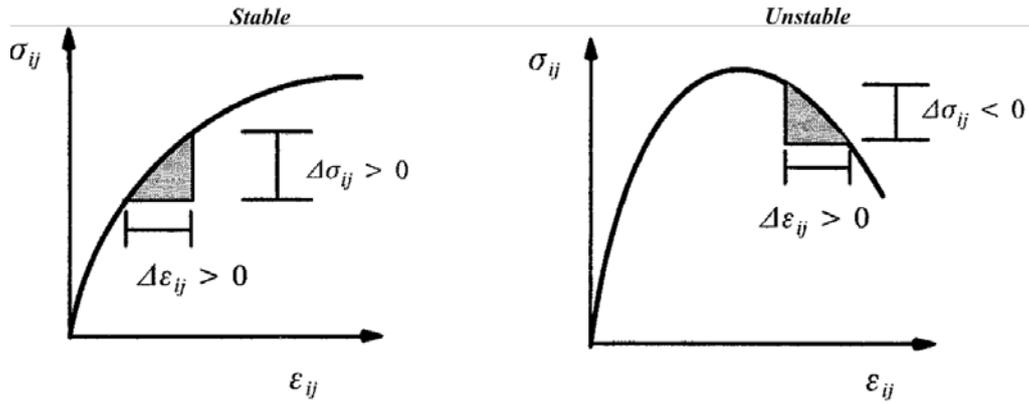


Figure 3.2: Postulat de stabilité de Drucker (1952, 1958), d'après Yu (2006).

3.2.2 Potentiel plastique et relation contraintes déformations

Une fois que la limite entre le domaine élastique et élastoplastique est établis (surface de charge f), il est nécessaire de spécifier le potentiel plastique g qui relie contraintes et déformations plastique, avec:

$$g(\sigma'_{ij}, \pi_i) = 0 \quad (3.5)$$

Ainsi, les déformations plastiques sont définies par (Hill, 1950):

$$d\varepsilon_{ij}^p = \lambda^p \frac{\partial g}{\partial \sigma'_{ij}} \quad (3.6)$$

Ou,

$$d\varepsilon_{ij}^p = \frac{1}{H} df \frac{\partial g}{\partial \sigma'_{ij}} \quad (3.7)$$

Où,

λ^p est un multiplicateur plastique strictement positif, le terme $\partial g / \partial \sigma'_{ij}$ décrit la direction de l'incrément de déformation plastique et H est le module de déformation plastique.

Si le potentiel plastique (g) à la même forme que la surface de charge (f), la règle d'écoulement (équation 3.6) est dite associative, si c'est le contraire c'est-à-dire (g) différent de (f) alors elle est dite non associative.

3.2.3 Ecrouissage et conditions de consistances

Quand une contrainte arbitraire atteint la limite élastique (surface de charge f), une déformation plastique se produit. Dans le cas contraire, il n'y a qu'une déformation élastique. Ainsi, il n'y a que deux cas de figures qui peuvent se produire.

$$f(\sigma'_{ij}, \varepsilon_{ij}^p) \leq 0 \text{ et } df = \frac{\partial f}{\partial \sigma'_{ij}} d\sigma'_{ij} < 0 \quad (\text{Cas élastique}) \quad (3.8)$$

$$f(\sigma'_{ij}, \varepsilon_{ij}^p) = 0 \text{ et } df = \frac{\partial f}{\partial \sigma'_{ij}} d\sigma'_{ij} \geq 0 \quad (\text{Cas plastique}) \quad (3.9)$$

L'équation 3.8 décrit alors le cas élastique. Par contre, l'équation 3.9 décrit le comportement élastoplastique qui ne s'active que si la surface de charge f est sollicitée. Dans ce cas précis, pour que l'équation 3.9 soit valable il faut que la surface de charge évolue, cette condition est appelée condition de consistance de Prager (1949) ou règle d'écrouissage, définie par la forme générale suivante :

$$df = \frac{\partial f}{\partial \sigma'_{ij}} d\sigma'_{ij} + \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_{ij}^p} d\varepsilon_{ij}^p \quad (3.10)$$

3.3 Famille de modèles Cam Clay

Pour des raisons de simplicité on se résume qu'au cas triaxial conventionnel avec les contraintes les plus couramment utilisées dans la mécanique des sols à savoir les contraintes isotrope p' et déviatorique q :

$$p' = (\sigma'_1 + 2\sigma'_3)/3 \quad (3.11)$$

$$q = \sigma'_1 - \sigma'_3 \quad (3.12)$$

Où, σ'_1 est la contrainte effective verticale, σ'_3 est la contrainte radiale.

Les déformations volumiques et déviatoriques correspondantes sont données par :

$$\varepsilon_v = \varepsilon_1 + 2\varepsilon_3 \quad (3.13)$$

$$\varepsilon_s = 2/3(\varepsilon_1 - \varepsilon_3) \quad (3.14)$$

Le concept Cam Clay figure parmi les premiers concepts élastoplastique avancés applicable au domaine de la mécanique des sols. Il comporte deux modèles le premier est le modèle Cam Clay originale (Schofield et Worth, 1968) et le deuxième est le modèle Cam Clay modifié. Ces deux modèles considèrent les trois aspects suivants:

- Comportement des sols sur chemin triaxial isotrope et déviatoire.
- Le critère d'état critique,
- Règle d'écoulement associative.

Dans le plan $(\ln p' - v)$, les modèles Cam Clay considèrent une surface limite appelée droite de consolidation vierge où aucun état de contrainte ne peut l'a dépasser (équation 3.15). Cette surface fait état de séparation entre les comportements élastique et plastique, ainsi les déformations peuvent être reproduites très facilement (figure 3.3).

$$v = N(T_0) - \lambda \ln p' \quad (3.15)$$

Où,

$N(T_0)$, est le volume spécifique correspondant à $\ln(p') = 0$ dans le plan $\ln(p') - v$ à température ambiante; p' , est la contrainte effective et λ ; κ sont les paramètres de compression et de gonflement des sols saturés à température ambiante.

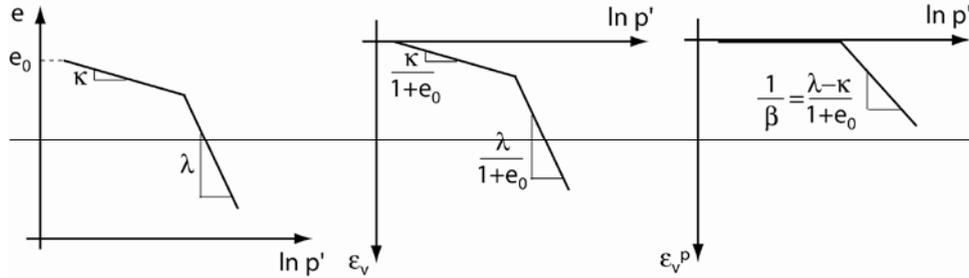


Figure 3.3: Déformations élastique et élastoplastique isotrope, d'après François (2008).

Sur chemin déviatoire quand le déviateur de q arrive à un certain seuil, le cisaillement du sol entraîne un état où le changement de volume est nul $\epsilon_v = 0$ mais le sol continue toujours à se déformer, on parle alors d'état critique. D'après Schofield et Worth (1968) cet état critique peut être décrit selon deux manières. La première, dans le plan $(p' - q)$ (figure 3.4) où il se résume par la droite d'état critique:

$$M = \frac{q_{cr}}{p'_{cr}} \quad (3.16)$$

Où,

M est la droite d'état critique dans le plan $p' - q$ et q_{cr} ; p'_{cr} sont respectivement les contrainte déviatorique et isotrope qui correspondent à l'état critique.

L'état critique d'un sol peut aussi être décrit dans le plan $(\ln p' - v)$, la droite d'état critique CSL (figure 3.4) est ainsi défini par :

$$v = \Gamma - \lambda \ln p' \quad (3.17)$$

Où, v est le volume spécifique et Γ est le volume spécifique critique correspondant à $\ln(p') = 0$ dans le plan $\ln(p') - v$ à température ambiante.

Dans le plan $\ln p' - v$, la figure (3.5) représente la droite de consolidation (NCL) et la droite d'état critique (CSL). Sur chemin isotrope, si un sol est soumis à une pression inférieure à la pression de preconsolidation (p_0) la réponse de ce dernier est élastique. Dans le cas contraire ($p' > p_0$) le comportement est élastoplastique et la déformation du sol retrouve la droite de consolidation.

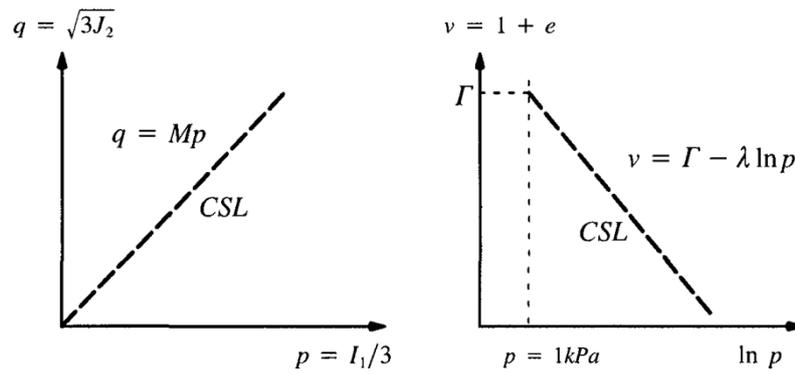


Figure 3.4: Droite d'état critique dans les plans $(\ln p' - v)$ et $(p' - q)$, d'après Yu (2006).

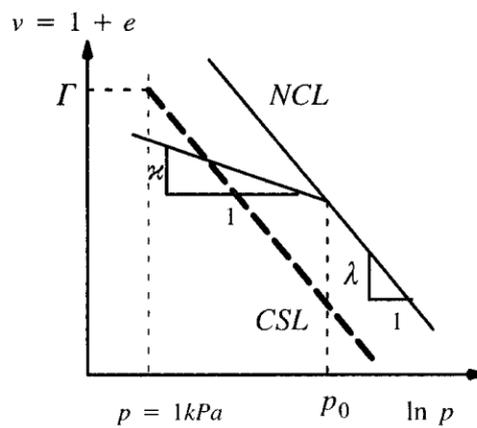


Figure 3.5: Fonctionnement des modèles Cam Clay sur chemin isotrope, d'après Yu (2006).

3.3.1 Modèle Cam Clay originale

Sur chemin triaxial déviatorique, le travail plastique par unité de volume du à l'application de forces extérieures est défini par:

$$dW^{p,int} = p' d\varepsilon_v^p + q d\varepsilon_s^p \quad (3.18)$$

Où,

$d\varepsilon_v^p$ et $d\varepsilon_s^p$ sont les déformations volumique et déviatorique plastiques.

Le travail plastique défini par l'équation (3.18) se dissipe par frottement (Schofield et Wroth, 1968):

$$dW^{frot} = Mp' d\varepsilon_s^p \quad (3.19)$$

Où,

M est la pente de la droite d'état critique.

D'après le principe de conservation d'énergie, le travail interne est égal au travail externe $dW^{p,int} = dW^{frot}$, ainsi l'équation 3.18 est égale à l'équation 3.19:

$$\frac{p'}{q} + \frac{d\varepsilon_v^p}{d\varepsilon_s^p} = M \quad (3.20)$$

Le potentiel plastique g régit l'écriture des déformations plastique, il dépend des variations de la contrainte effective p' et de la contrainte déviatorique q .

$$g(p', q) = 0 \quad (3.21)$$

Les incréments de déformations volumique et dévitorique plastique sont ainsi définit par:

$$d\varepsilon_v^p = \lambda^p \frac{\partial g}{\partial p'} \quad (3.22)$$

$$d\varepsilon_s^p = \lambda^p \frac{\partial g}{\partial q} \quad (3.23)$$

Puisque la déformation plastique est normale au potentiel plastique alors,

$$\frac{d\varepsilon_v^p}{d\varepsilon_s^p} = - \frac{dq}{dp'} \quad (3.24)$$

En substituant l'équation (3.24) dans (3.20) on trouve:

$$\frac{p'}{q} - \frac{dq}{dp'} = M \quad (3.25)$$

L'intégration de l'équation (3.25), permet au potentiel plastique d'être définit par :

$$g = \frac{q}{p'M} + \ln\left(\frac{p'}{p'_{co}}\right) \quad (3.26)$$

Où,

p'_{co} est la pression de préconsolidation des sols saturés à température ambiante.

3.3.1.1 Règle d'écoulement et surface de charge

Le modèle Cam Clay obéie à la règle d'écoulement dite associative, ainsi la surface de charge f coïncide avec le potentiel plastique g .

$$f = g = \frac{q}{p'M} + \ln\left(\frac{p'}{p'_{co}}\right) \quad (3.27)$$

La surface de charge Cam Clay originale a une forme d'amande dans le plan (p'-q). La figure (3.6) montre une représentation graphique de cette dernière dans différents plans.

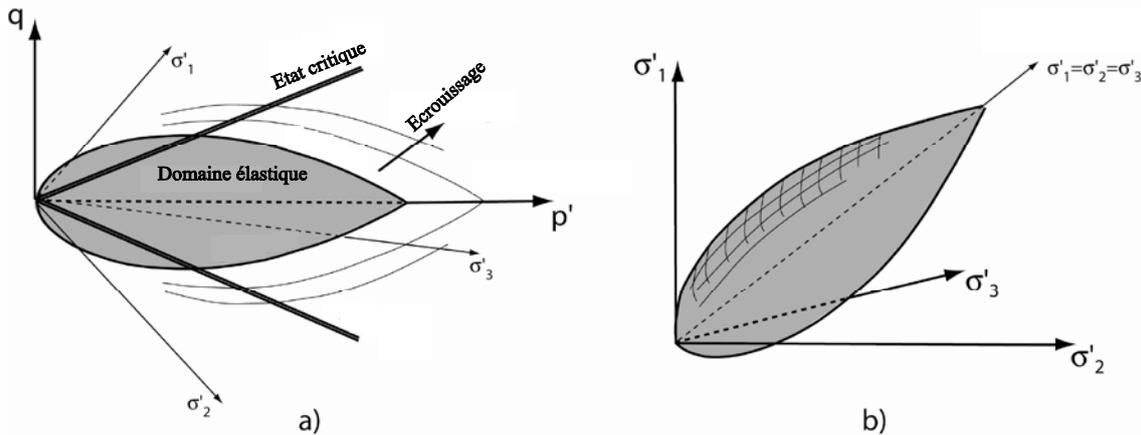


Figure 3.6: Surface de charge Cam Clay originale, Schofield et Wroth (1968) réinterprété par François (2008).

La contrainte p'_{co} est la pression de préconsolidation et en même temps considérée comme un paramètre d'écouissage qui fait évoluer la surface de charge (figure 3.7), elle est formulée en termes de déformation volumique plastique par:

$$\frac{dp'_{co}}{p'_{co}} = \frac{\nu}{\lambda - \kappa} d\varepsilon_v^p \quad (3.28)$$

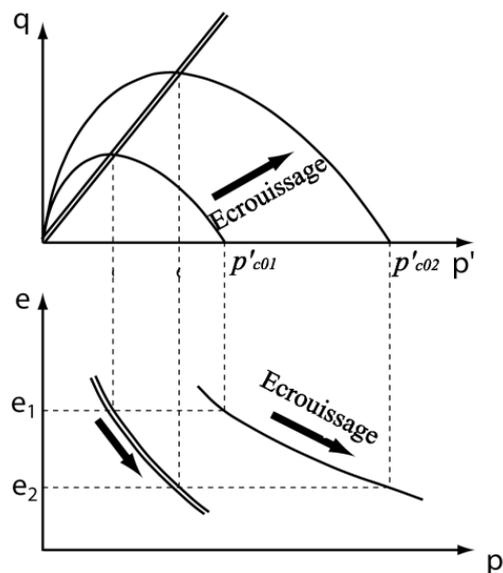


Figure 3.7: Evolution de la surface de charge Cam Clay originale avec p'_{co} , François (2008).

3.3.1.2 Déformation élastique

Une déformation élastique se produit lorsqu'une sollicitation se situe à l'intérieur du domaine élastique (surface de charge f). Le modèle Cam Clay peut prédire deux sorte de déformations élastiques, la première déformation élastique est due à un chargement isotope p' et la deuxième déformation élastique est due au déviateur de contrainte q , elles sont définies par :

$$d\varepsilon_v^e = \frac{1+e_0}{\kappa} \frac{dp'}{p'} \quad (3.29)$$

Où,

κ est le paramètre de gonflement.

$$d\varepsilon_s^e = Gdq \quad (3.30)$$

Où,

G est le module de déformation dévitorique, défini par :

$$G = \frac{3(1-2\nu)}{2(1+\nu)} \frac{v}{\kappa} p' \quad (3.31)$$

Où,

μ est le coefficient de Poisson et v est le volume spécifique.

3.3.2 Modèle Cam Clay modifié

Dans la littérature, l'utilisation du modèle Cam Clay originale sur chemin dévitorique a montré une sous-estimation des déformations volumiques des sols normalement consolidés. Raison pour laquelle le modèle Cam Clay originale a été amélioré par ces mêmes auteurs, le travail plastique du modèle Cam Clay modifié par unité de volume est défini par:

$$dW^{p,int} = p' d\varepsilon_v^p + q d\varepsilon_s^p \quad (3.32)$$

Le travail plastique dissipatif du modèle Cam Clay modifié est formulé par :

$$dW^{frot} = p' \sqrt{(d\varepsilon_v^p)^2 + (Md\varepsilon_s^p)^2} \quad (3.33)$$

En sachant que le modèle Cam Clay modifié se base sur le même principe que l'originale et que la règle d'écoulement est aussi associative. Alors, la surface de charge Cam Clay modifié est égale à son potentiel plastique g , elles sont données par:

$$f = g = \frac{q^2}{M^2 p'^2} + \frac{p'_{co}}{p'} + 1 = 1 \quad (3.34)$$

La surface de charge du modèle Cam Clay modifié à la forme d'une éclipse dans le plan p' - q voir figure 3.8.

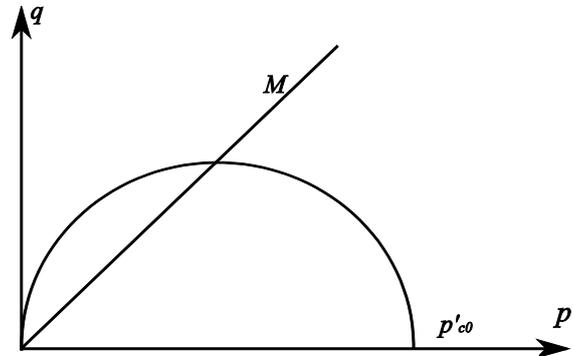


Figure 3.8: Surface de charge type Cam Clay modifié.

3.4 Limite des modèles Cam Clay originale et modifié

La famille de modèles Cam Clay a été une source d'inspiration et une base de modélisation pour plusieurs lois de comportements apparues par la suite, le concept Cam Clay permet de décrire le comportement élastique réversible et plastique irréversible observé expérimentalement sur plusieurs types de sols. Cependant, il présente certaines limitations, notamment dans la simulation du comportement cyclique des sols et la transition en douceur entre les états élastique et élastoplastique. Afin de prendre en compte certaines de ces limitations ainsi que d'autres, plusieurs modèles plus avancés ont été développés, on trouve notamment parmi eux :

- Les modèles basés sur la théorie de la surface limite,
- Les modèles basé sur la théorie multi surface,
- Les modèles basés sur la théorie de l'hypoplasticité,
- Les modèles basés la théorie multi mécanisme,
- Les modèles basés sur la théorie de la plasticité généralisée.

Dans la section suivante, nous nous intéressons qu'à la théorie de la surface limite appelée aussi Bounding surface plasticity.

3.5 Théorie de la surface limite

Comme on la déjà souligné dans la section précédente le concept de l'élastoplasticité conventionnel type Cam Clay ne permet de décrire une bonne transition entre le comportement élastique et plastique. Afin de surpasser cette limitation, l'utilisation d'autres théories avancées est impérative, parmi elles on trouve la théorie de la surface limite ou Bounding surface plasticité initialement introduite par Dafalias (1975) et Dafalias et Popov (1975).

Cette théorie est basée sur deux surfaces de charges une surface intérieure notée (f) est une surface extérieure notée (F). Son point fort contrairement à la théorie de l'élastoplasticité conventionnelle, réside dans le fait qu'elle permet une transition en douceur entre le domaine élastique et le domaine plastique grâce à un module d'écroûissage flexible. Ce dernier dépend de la distance qui sépare les deux surfaces (f) et (F) (figure 3.9). Ainsi, la déformation plastique augmente au fur et à mesure que le module d'écroûissage diminue.

$$H = H_j + \alpha \frac{\delta}{\delta_0 - \delta} \quad (3.35)$$

Où,

H et H_j sont respectivement les module d'écroûissages de la surface de chargement (f) et la surface limite (F); α est un paramètre δ_0 est la distance qui sépare la surface limite (F) du point d'origine et δ est la distance relative qui sépare les deux surfaces (f) et (F).

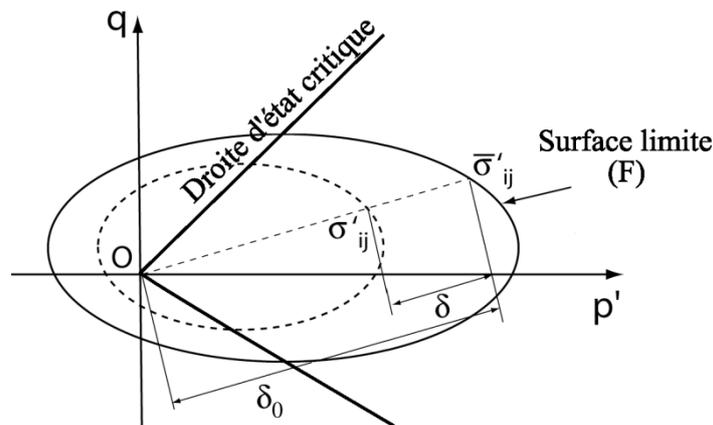


Figure 3.9: Principe de la théorie de la surface limite, Dafalias et Herrmann (1980), réinterprété par François (2008).

3.5.1 Modèle CASM B (Yu et Khong, 2003)

3.5.1.1 Déformation élastique

Dans la littérature, ils existent plusieurs modèles basés sur le concept de la surface limite, le modèle proposé par Yu et Khong (2003) figure parmi ceux qui présentent un bon compromis entre simplicité et performance, appelé modèle CASM B (Unified Critical State Model for Sand and Clay) il peut prédire les comportements des sables et argiles saturés à température ambiante sous sollicitations monotones.

Les comportements élastiques volumique est déviatorique sont décrit par le modèle CASM B de la même manière que le modèle Cam Clay, la déformation volumique élastique est donc égale à:

$$d\varepsilon_v^e = \frac{1+e_0}{\kappa} \frac{dp'}{p'} \quad (3.36)$$

Où,

κ est le paramètre de gonflement et e_0 est l'indice des vides initial.

La déformation déviatorique élastique est défini quant à elle par :

$$d\varepsilon_s^e = Gdq \quad (3.37)$$

Où,

G est le module de déformation dévitorique.

3.5.1.2 Surface de charge

Le modèle CASM B compte deux surfaces de charges (f) et (F). La première c'est la surface de chargement (f) comme son nom l'indique, la sollicitation fait partie intégrante de cette dernière. La deuxième surface que compte le modèle CASM B, c'est la surface de charge limite (F), comme son nom l'indique aussi, elle est considérée comme l'enveloppe extérieure limite.

La surface de chargement (f) tel que défini par le modèle CASM B :

$$f = \left(\frac{q}{p'M} \right)^n + \frac{\ln\left(\frac{p'_j}{p'_{co}}\right)}{\ln(r)} \quad (3.38)$$

La surface de charge limite est donnée quant à elle par :

$$F = \left(\frac{q_j}{p'_j M} \right)^n + \frac{\ln\left(\frac{p'_j}{p'_{co}}\right)}{\ln(r)} \quad (3.39)$$

Où,

q et p' sont les contraintes isotrope est déviatorique situées sur la surface (f) ; p'_j et q_j sont les contraintes isotrope est déviatorique situées sur la surface (F); n est un paramètre; r est un paramètre utilisé pour le contrôle d'intersection entre la droite critique et la surface limite (Yu 1995, 1998), M est la droite d'état critique à la température T et β est un paramètre tel que $0 < \beta \leq 1$.

La figure 3.10 montre le surface de chargement (f) et la surface de charge limite (F) dans le plan $p' - q$, si la distance δ séparant ces deux surfaces est nulle, alors ces dernières coïncident.

3.5.1.3 Potentiel plastique et relation contraintes déformations

Le modèle CASM B utilise la règle d'écoulement non associative proposée par Rowe (1962) avec:

$$\frac{d\varepsilon_v^p}{d\varepsilon_s^p} = \frac{9(M-q/p)}{9+3M-2Mq/p} \quad (3.40)$$

L'intégration de cette fonction permet au potentiel plastique à être déterminé par :

$$g = 3M(\ln p' - \ln \beta) + (3 + 2M) \ln \left(\frac{2q+3p'}{p'} \right) - (3 - M) \ln \left(\frac{3p'-q}{p'} \right) \quad (3.41)$$

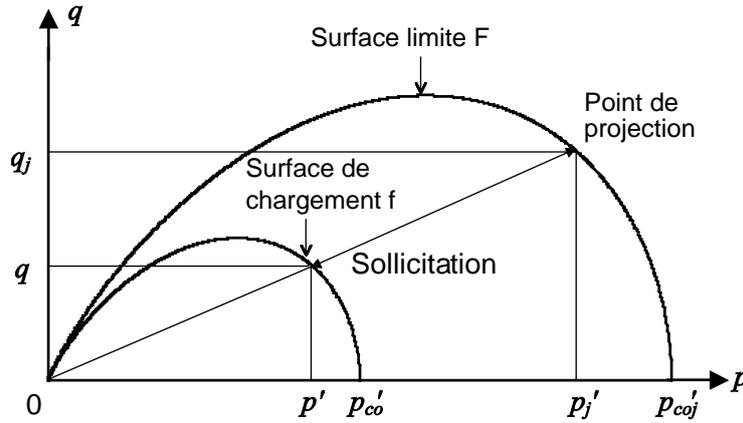


Figure 3.10 : Surfaces de charge (f) et (F) du modèle CASM B (Yu et Khong, 2003).

L'écrouissage est contrôlé par la pression de préconsolidation p'_{co} ainsi que par la déformation plastique $d\varepsilon_v^p$:

$$\frac{dp'_{co}}{p'_{co}} = \frac{v}{\lambda-\kappa} d\varepsilon_v^p \quad (3.42)$$

La condition de constance de la surface limite (F) équation (3.39) en combinaison avec l'équation (3.42) permet le résultat suivant:

$$\frac{\partial F}{\partial p'_j} dp'_j + \frac{\partial F}{\partial q_j} dq_j + \frac{1}{\ln(r)} \frac{v}{\lambda-\kappa} d\varepsilon_v^p = 0 \quad (3.43)$$

D'après le principe de Hill (1950), la déformation volumique plastique du modèle CASM B s'écrit de la manière suivante :

$$d\varepsilon_v^p = \frac{1}{H} df \frac{\partial g}{\partial p'} = \frac{1}{H_j} dF \frac{\partial g}{\partial p'_j} \quad (3.44)$$

Ceci implique,

$$d\varepsilon_v^p = \frac{1}{H} \left(\frac{\partial f}{\partial p'} dp' + \frac{\partial f}{\partial q} dq \right) \frac{\partial g}{\partial p'} = \frac{1}{H_j} \left(\frac{\partial F}{\partial p'_j} dp'_j + \frac{\partial F}{\partial q_j} dq_j \right) \frac{\partial g}{\partial p'_j} \quad (3.45)$$

Où,

H and H_j sont respectivement les modules d'écroûissage de la surface de charge f et de la surface limite F .

En combinant l'équation (3.43) avec l'équation (3.45), le module déformation plastique relatif à de la surface de charge limite (F) peut être défini par (Yu et Khong, 2003):

$$H_j = \frac{\nu}{(\lambda - \kappa) \ln r} \frac{\partial g}{\partial p'_j} \quad (3.46)$$

Vu la similitude de forme entre les surface de charges f et F (Yu et Khong, 2003), le couple de sollicitation (p'_j, q_j) se trouvant sur la surface de charge limite F peut être calculé à partir du couple de sollicitation (p', q) se trouvant sur la surface de charge f par:

$$\frac{p'_j}{p'} = \frac{q_j}{q} = \frac{p'_{coj}}{p'_{co}} = \frac{1}{\beta} \quad \text{avec } 0 < \beta \leq 1 \quad (3.47)$$

La théorie de la surface limite, stipule que le module de déformation plastique (module d'écroûissage) ne dépend pas que du positionnement de la sollicitation sur la surface limite mais dépend aussi de la distance qui sépare la sollicitation de son image sur la surface de limite voir figure (3.10), ainsi le module de déformation doit respecter les restrictions suivantes:

$$H = \begin{cases} +\infty & \beta = 0 \\ H_j & \beta = 1 \end{cases} \quad (3.48)$$

Lorsque les valeurs du paramètre β sont très petite ≈ 0 , l'équation (3.48) permet la prédiction de déformations presque élastique (déformations plastiques presque nulles), dans ce cas précis, sur une droite qui passe par l'origine du plan p' - q , la sollicitation (se trouvant sur la surface f) est très éloignée par rapport à sa projection (se trouvant sur la surface F) (figure 3.10). Toutefois, si le paramètre β augmente (cas d'un chargement) la déformation élastoplastique augmente progressivement. Et si le paramètre β est égal à 1, alors la déformation devient purement plastique et la surface (f) coïncide avec la surface (F). Donc compte tenu des restrictions imposées par l'équation (3.48), Yu et Khong (2003) proposent la formule suivante pour capturer le module d'écroûissage H de la surface (f):

$$H = H_j + \frac{h(1-\beta)^d}{p' \beta} \quad (3.49)$$

Où,

h ; d sont des paramètres.

Les figures 3.11 et 3.12 montrent l'influence des paramètres h et d sur le module d'écroûissage H .

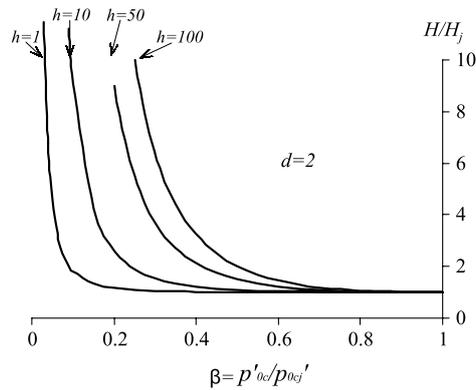


Figure 3.11: Influence du paramètre d sur le module d'écroûissage H , Yu et Khong (2003).

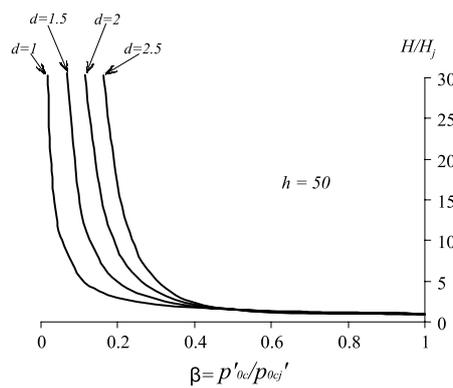


Figure 3.12: Influence du paramètre h sur le module d'écroûissage H , Yu et Khong (2003).

3.5.1.4 Simulations qualitatives

Dans cette section, on présente quatre simulations qualitatives d'essais de cisaillement drainés à l'aide du modèle CASM B, toutes les simulations ont été réalisées avec les paramètres figurant au tableau 3.1.

Le premier exemple concerne un sol normalement consolidé (pression de préconsolidation $p'_{c0} = 500 \text{ kPa}$) voir figure (3.13). Le deuxième cas simulé est un sol légèrement surconsolidé $\text{OCR}=1.67$, le résultat est reporté sur la figure (3.14). La troisième simulation concerne un sol fortement surconsolidé $\text{OCR}=10$ (figure 3.15). La dernière figure (3.16) montre quant à elle la simulation d'une sollicitation triaxiale cyclique d'un sol normalement consolidé.

Tableau 3.1: Paramètres utilisés dans les simulations.

Paramètres élastique			
κ, μ	[-], [-]	0.01, 0.25	
Paramètres élastoplastique			
λ, h, d	[-], [-], [-]	0.11, 2100, 1.2	
n, r, M	[-], [-], [-]	3.5, 1.85, 0.90	

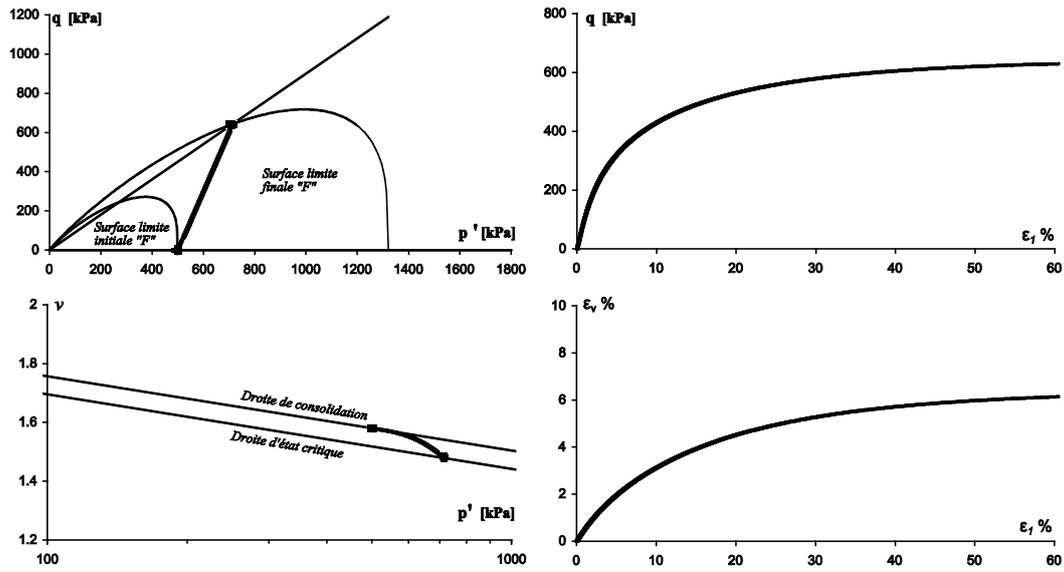


Figure 3.13: Simulation qualitative, $OCR=1$.

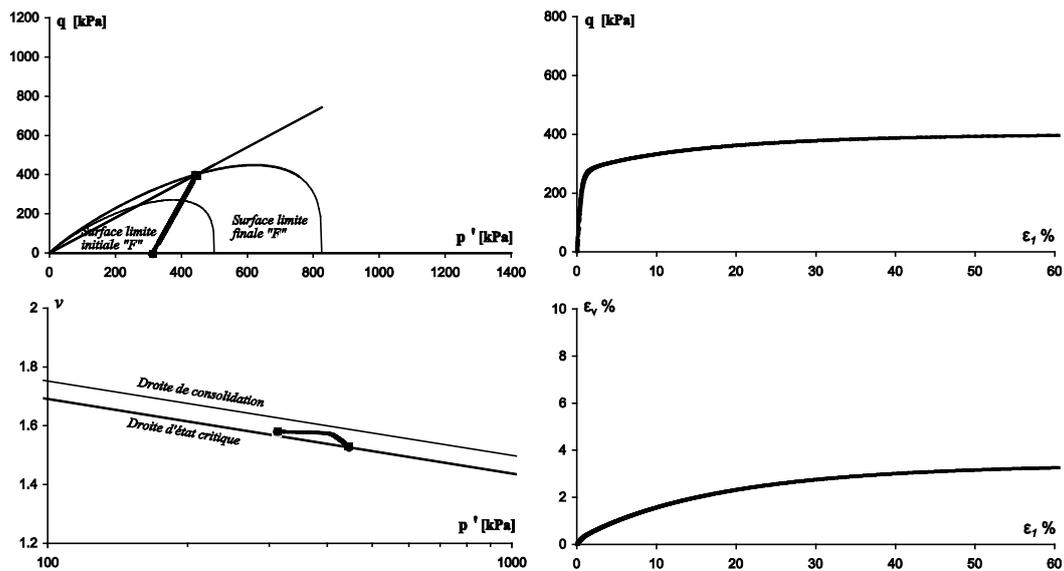


Figure 3.14: Simulation qualitative, $OCR=1.66$.

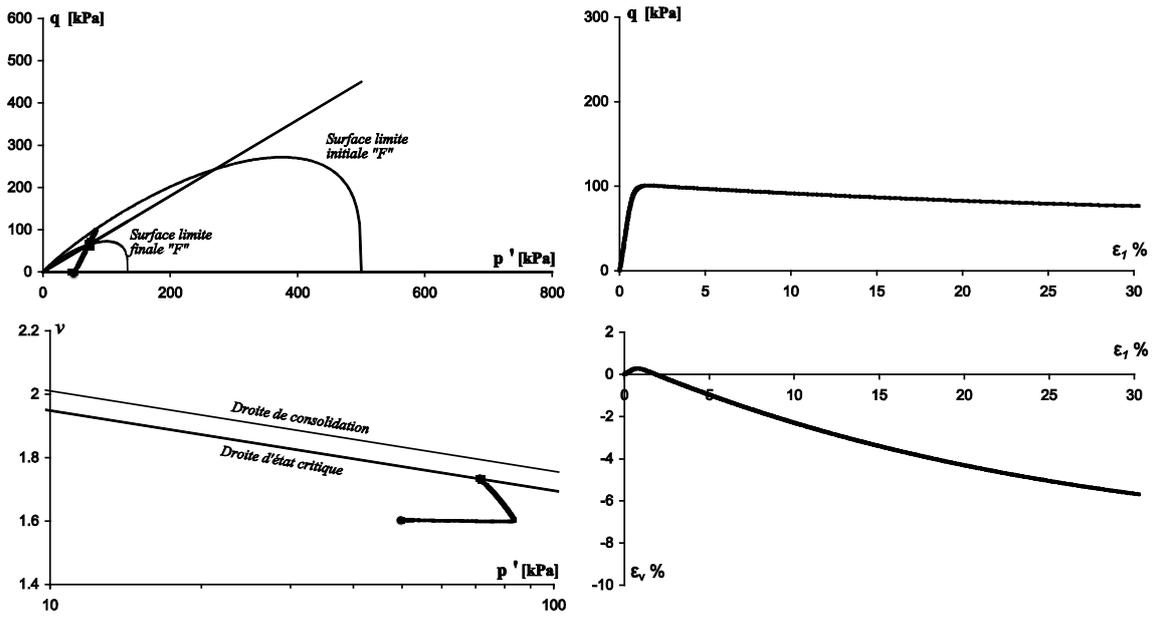


Figure 3.15: Simulation qualitative, OCR=10.

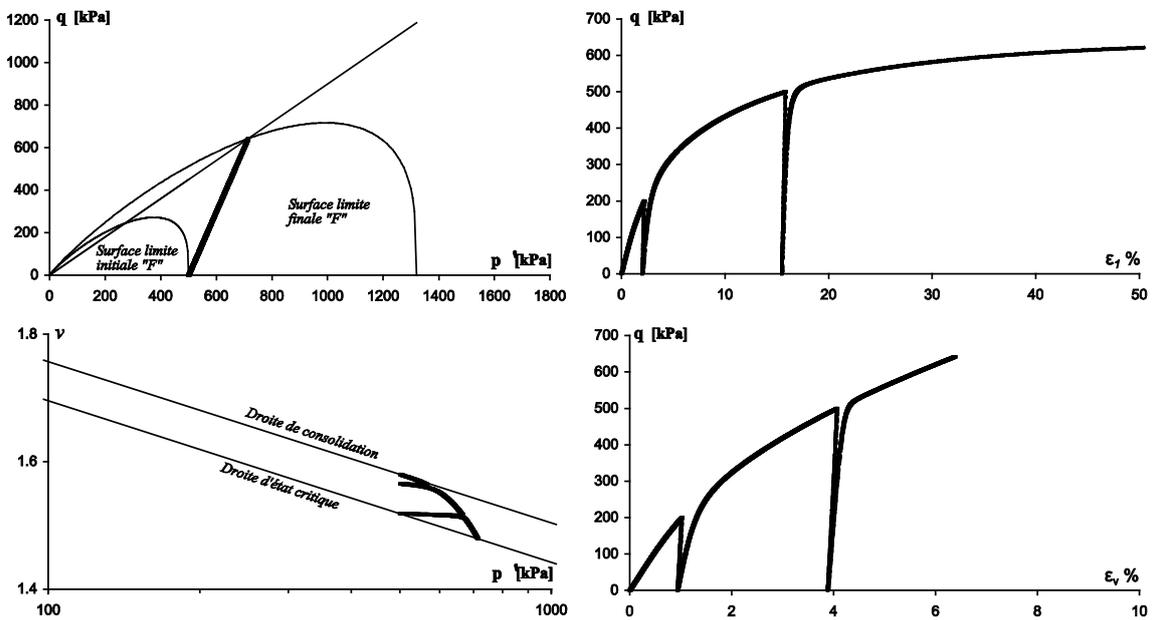


Figure 3.16: Simulation cyclique d'un sol normalement consolidé.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé les bases de la théorie de plasticité depuis sa formulation mathématique jusqu'à son utilisation dans le domaine des sols saturés à température ambiante. Dans ce contexte, les modèles Cam Clay originale et modifié sont eux aussi exposées.

Parmi les principales conclusions qu'on a tirées de ce chapitre, figure la limitation des modèles Cam Clay à prédire la transition entre les comportements élastique et élastoplastique. Ce qui nous a poussé à nous tourner vers d'autres concepts plus avancés.

Dans ce contexte, les modèles élastoplastique avancés basés sur la théorie de la surface limite peuvent constitués une alternative aux modèles Cam Clay conventionnels. Parmi eux, figure le modèle CASM B (Yu et Khong, 2003), sa simplicité et sa performance lui confère un bon potentiel pour modélisation des sols saturés à température ambiante.

La performance qu'offre le concept CASM B, nous a motivé à le considérer comme modèle de base pour le développement de deux modèles, le premier est un thermomécanique des sols saturés que nous allons présenter en chapitre 4, ainsi qu'un deuxième modèle thermo-hydro-mécanique des sols non saturés qui va être présenté en chapitre 5.

Chapitre 4

Développement et validation d'un modèle thermomécanique des sols saturés

4.1 Introduction

Dans la continuité du modèle CASM B (Yu et Khong, 2003), nous présentons un modèle thermo mécanique des sols saturés. Un mécanisme isotope en conditions non isothermes est proposé dans le cadre de la théorie de la surface limite, ce qui permet l'utilisation d'une seule surface de charge.

Le deuxième volet de ce chapitre, est consacré à l'extension du mécanisme isotrope thermo mécanique aux les chemins déviatoire, ce qui permet aussi au modèle de n'utiliser qu'une seule surface de charge. Afin de valider les formulations proposées des simulations quantitatives sont présentées.

4.2 Proposition d'un modèle thermomécanique des sols saturés

Le comportement volumiques et déviatoriques des sols saturés soumis à des sollicitations thermo mécaniques est capturé par les relations suivantes:

$$d\varepsilon_v = d\varepsilon_v^e + d\varepsilon_v^p \quad (4.1)$$

$$d\varepsilon_s = d\varepsilon_s^e + d\varepsilon_s^p \quad (4.2)$$

Où,

$d\varepsilon_v^e$ est la déformation volumique thermo élastique, $d\varepsilon_v^p$ est la déformation volumique thermoplastique, $d\varepsilon_s^e$ est la déformation déviatorique élastique et $d\varepsilon_s^p$ est la déformation déviatorique thermoplastique.

4.2.1 Thermo élasticité

Le gonflement thermique des sols fortement surconsolidés est un comportement thermoélastique (Hueckel et Baldi, 1990 ; Cui el al., 2000; Laloui et Cekerevak, 2003; Abuel-Naga et al., 2007a), après un cycle d'échauffement refroidissement les déformations des sols fortement surconsolidés retrouvent leurs états initiaux. Dans ce cadre, plusieurs auteurs ont proposés des formules pour décrire ce comportement parmi eux on trouve les travaux de Cui el al. (2000) avec la relation suivante:

$$d\varepsilon_{vT}^e = \alpha dT \quad (4.3)$$

Où,

α est le coefficient de dilatation thermique.

Par ailleurs, le gonflement thermique des sols fortement surconsolidés et aussi non linéaire (Laloui et Cekerevac, 2003; Abuel-Naga et al., 2007a) ça peut se confirmer aussi avec les travaux expérimentaux de Hueckel et Baldi (1990) et Cekerevac et Laloui (2004). Dans ce contexte, Abuel-Naga et al. (2007a) proposent la forme suivante pour décrire cette déformation thermoélastique non linéaire:

$$d\varepsilon_{vT}^e = \alpha \frac{dT}{T} \quad (4.4)$$

Le paramètre α n'est pas constant mais dépend du niveau de contrainte appliqué au sol (Hueckel and Borsetto, 1990; Laloui, 1993) voir figure 4.1. La formule suivante est proposée par Abuel-Naga et al. (2007a) pour décrire ce paramètre.

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = c \frac{dp'}{p'} \quad (4.5)$$

Où,

c , est un paramètre qui gouverne le comportement expansif des sols saturés fortement surconsolidé soumis à un échauffement.

Ainsi, la déformation thermo élastique totale peut être par décrit par (Abuel-Naga et al., 2007a).

$$d\varepsilon_v^e = \frac{\kappa}{1+e_0} \frac{dp'}{p'} + \alpha \frac{dT}{T} \quad (4.6)$$

Où,

p' est la contrainte effective, e_0 est l'indice des vides et κ est le paramètre de gonflement.

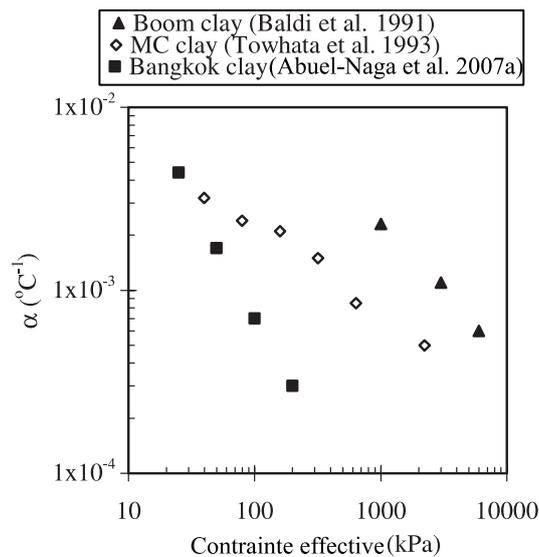


Figure 4.1: Influence du niveau de contrainte sur le paramètre α , Abuel-Naga et al. (2007a).

La déformation élastique déviatorique est assumé la même que celle définit par le modèle Cam Clay:

$$d\varepsilon_s^e = \frac{dq}{3G} \quad (4.7)$$

Où,

G est le module de cisaillement, il est considéré indépendant de la température et est définit par:

$$G = \frac{3(1-2\mu)}{2(1+\mu)} \frac{v}{\kappa} p' \quad (4.8)$$

Où,

μ est le coefficient de Poisson et v est le volume spécifique.

4.3.2 Thermo plasticité

4.3.2.1 Mécanisme isotrope thermo mécanique

La majorité des modèles thermomécanique des sols saturés sont des modèles élastoplastique type Cam Clay. Ils considèrent que les droites de consolidation se décalent vers le bas dans le plan $\ln p' - e$ et restent parallèles les unes aux autres lorsque la température augmente. En d'autres termes, le paramètre de compression λ est considéré constant en température (figure 4.2), c'est aussi le cas du paramètre de gonflement κ . Dans le cadre du modèle proposé, les mêmes hypothèses sont considérées.

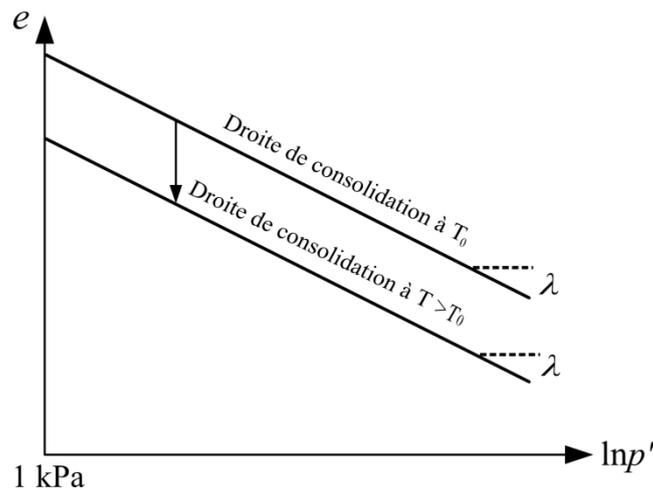


Figure 4.2: Effet de la température sur des droites de consolidation.

La pression de preconsolidation des sols saturés diminue avec la température. Bien évidemment, c'est un fait si le sol est légèrement surconsolidé ou normalement consolidé et qu'il n'a pas subi de refroidissement juste après avoir été chauffé.

Si dans ces conditions le sol a subit un refroidissement, alors il y a effet de surconsolidation (la pression de préconsolidation augmente sous l'effet du cycle thermique).

Par ailleurs si le sol est fortement surconsolidé, la pression de préconsolidation est toujours en diminution quel que soit le cycle de température que le sol subit.

Afin de mettre en évidence l'influence de la température sur la pression de préconsolidation plusieurs auteurs ont proposé des équations de lissage en température. Dans ce contexte, on trouve les travaux de Hueckel et Baldi (1990); Boudali et al. (1994), Moritz (1995), Cui et al. (2000), Laloui et Cekerevak (2003) avec les formules suivantes (François, 2008):

$$p'_c(T) = p'_{c0} + (a_1(T - T_0) + a_2(T - T_0)|T - T_0|) \quad (\text{Hueckel et Baldi, 1990}) \quad (4.9)$$

$$p'_c(T) = p'_{c0}(1 + c(T - T_0)) \quad (\text{Boudali et al., 1994}) \quad (4.10)$$

$$p'_c(T) = p'_{c0}(T_0/T)^n \quad (\text{Moritz, 1995}) \quad (4.11)$$

$$p'_c(T) = p'_{c0} \exp(\alpha_0(T - T_0)) \quad (\text{Cui et al., 2000}) \quad (4.12)$$

$$p'_c(T) = p'_{c0}(1 - \gamma_T \log(T/T_0)) \quad (\text{Laloui et Cekerevak, 2003}) \quad (4.13)$$

Où,

p'_{c0} est la pression de préconsolidation des sols saturés à température ambiante, T_0 est la température ambiante, T est la température et α_0 ; a_1 ; a_2 ; c ; n ; γ_T sont des paramètres.

Une comparaison entre ces différentes formules a été entreprise par François (2008), l'auteur a fait sa comparaison sur plusieurs travaux expérimentaux (Eriksson, 1989; Moritz, 1995; Tidfors et Sällfors, 1989; Boudali et al., 1994; Cekerevak et Laloui, 2004) voir (figure 4.3).

D'après François (2008) le résultat de cette comparaison a démontré que la formule de Laloui et Cekerevak (2003) figure parmi les mieux adaptée pour décrire la pression de préconsolidation thermo mécanique des sols saturés.

La pression de préconsolidation des sols saturés en température aussi appelée la surface de charge thermo mécanique, ne suffit pas à elle seule pour décrire le comportement thermomécanique des sols saturés. En effet, afin de mieux prédire le comportement gonflant thermo élastique des sols fortement surconsolidé une autre surface de charge et nécessaire.

Cui et al. (2000) étaient les premiers à proposer une deuxième surface de charge notée T_y qui sépare le domaine thermoélastique du domaine thermoplastique. Ainsi, la surface de charge thermomécanique notée L_y par Cui et al. (2000) ainsi que la nouvelle surface de charge thermique T_y (figure 4.4) peuvent servir d'une manière découplée à prédire les déformations thermoélastique et thermoplastique des sols saturés.

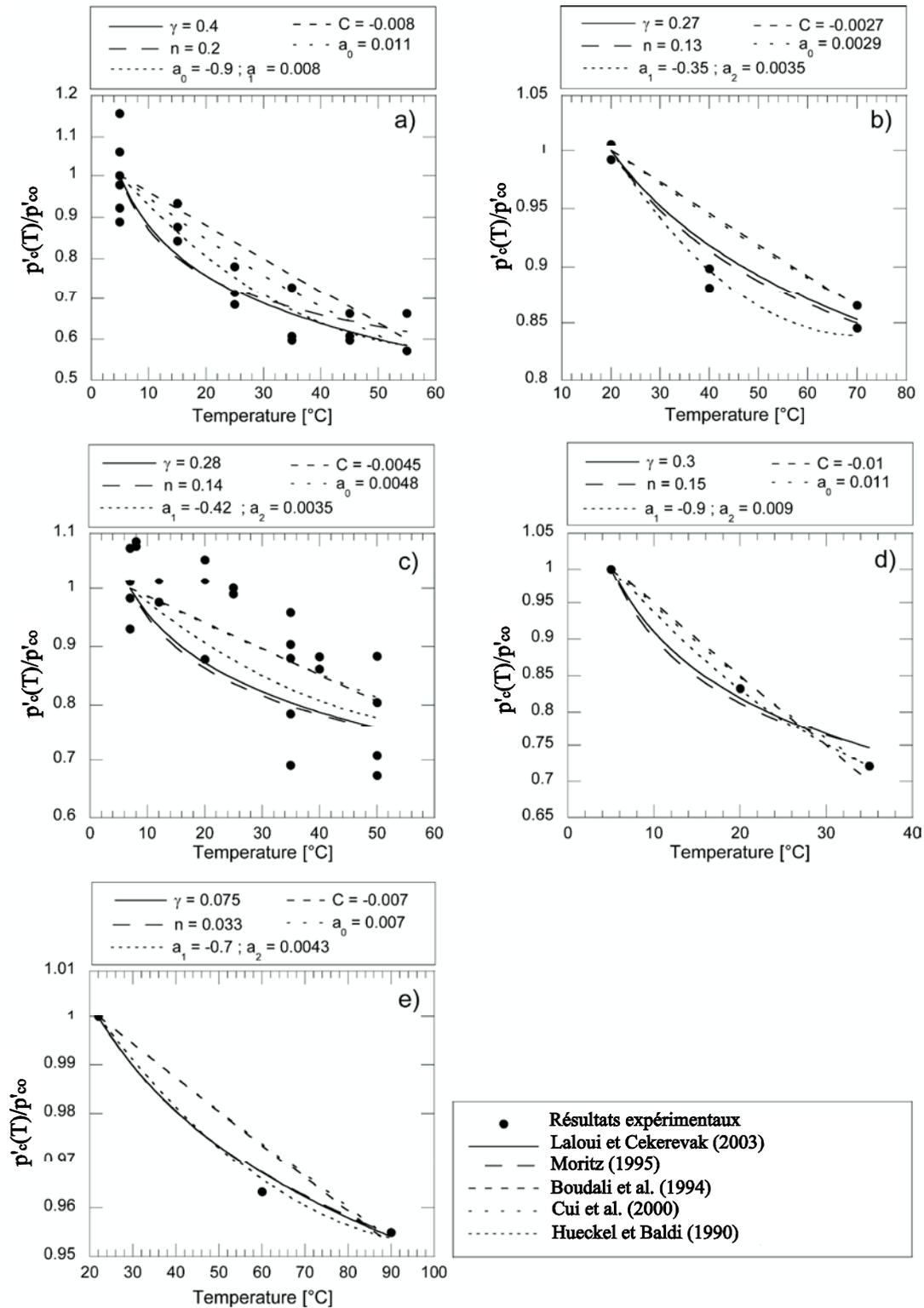


Figure 4.3: Comparaison entre les équations de surface de charges thermomécaniques (équations 4.9 à 4.13), François, (2008).

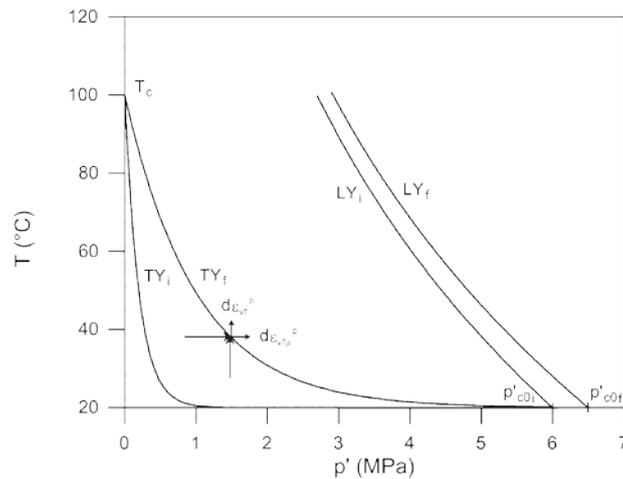


Figure 4.4: Mécanismes LY et TY du modèle de Cui et al. (2000).

Dans la continuité des travaux de Cui et al. (2000), Abuel-Naga et al. (2007a) ont proposé le même mécanisme, à savoir une surface de charge thermique Ty qui a été validé expérimentalement par ces auteurs à partir des essais expérimentaux de Hueckel et Baldi (1990), Baldi et al. (1991) et d'Abuel-Naga et al. (2007a), voir figure 4.5.

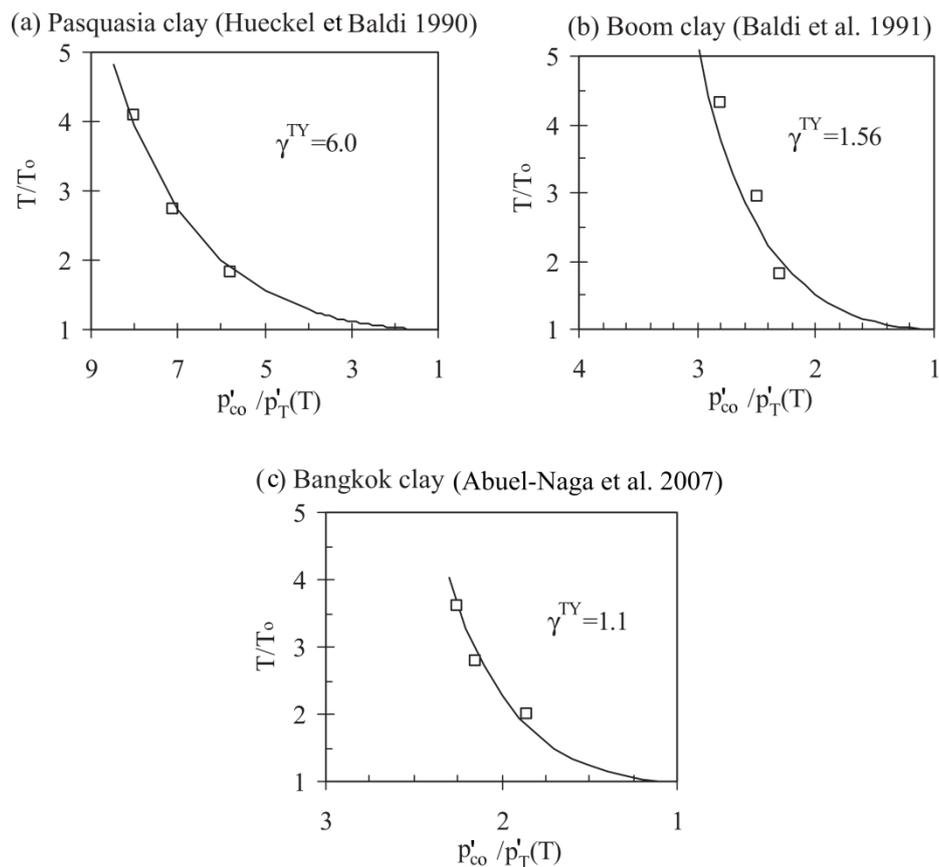


Figure 4.5 : Validation expérimentale de la surface de charge thermique TY par Abuel-Naga et al. (2007a).

Cependant, les mécanismes TY et LY proposés par Cui et al (2000) et Abuel-Naga et al. (2007a) présentent certains inconvénients. Le premier d'entre eux, c'est le calcul des déformations d'une manière découplée, car chaque surface de charge donne lieu à une déformation thermoplastique quand elle est mobilisée soit par une sollicitation thermique ou mécanique. Le deuxième inconvénient, c'est la manière avec laquelle ces deux surfaces de charges évoluent, qui est assez complexe sous sollicitations cycliques (mécanique et/ou thermique).

François (2008) et Laloui et François (2009) ont outrepassé ces contraintes, en considérant qu'une seule surface de charge pour décrire le comportement thermomécanique des sols saturés, cette dernière est formulée de la manière suivante:

$$f = p' - r_{iso}p'_c(T) = 0 \quad (4.14)$$

Où,

r_{iso} est le degré de plastification, avec $r_{iso}^e \leq r_{iso} < 1$.

Le paramètre r_{iso}^e est un paramètre qui sépare le domaine thermoélastique du domaine thermoplastique, si $r_{iso} \leq r_{iso}^e$ la déformation du sol sous échauffement est thermoélastique. Par analogie au modèle de Cui et al. (2000) si le paramètre r_{iso} se trouve dans la fourchette $r_{iso}^e \leq r_{iso} < 1$, la surface de charge (équation 4.14) est similaire à la surface de charge Ty définie par Cui et al. (2000). Par ailleurs, si $r_{iso} = 1$, alors la surface de charge (équation 4.14) est similaire à la surface de charge Ly (Cui et al., 2000). Ceci démontre la flexibilité de l'équation 4.14 proposée par François (2008) et Laloui et François (2009).

À titre d'illustration prenant l'exemple proposé par François (2008) pour décrire la déformation thermique des sols saturés sous charge constante.

Dans le premier cas, le sol est supposé légèrement surconsolidé (figure 4.6), le couple de sollicitation (p' - T) chemin 0'-1' est à l'intérieur du domaine élastique car $p' < r_{iso}^e p'_c(T_0)$. De ce fait, l'augmentation de température n'induit qu'une déformation thermoélastique gonflante et il n'y a pas d'écrouissage de la surface de charge. Par contre, l'élévation de température (1'-2') fait évoluer la pression de préconsolidation ainsi que le degré de plastification de Δr_{iso} ($r_{iso} > r_{iso}^e$) à cause de la déformation qui devient contractante. Ainsi la surface de charge s'écrit sous la forme $r_{iso} p'_c(T_0)$ au lieu de $r_{iso}^e p'_c(T_0)$. Le refroidissement 2'-3' quant à lui n'a aucun effet sur la pression de préconsolidation, puisque la sollicitation ne dépasse pas la surface de charge et que la déformation est contractante thermoélastique.

Le deuxième cas quant à lui, montre un sol normalement consolidé (figure 4.6). Le couple de sollicitation (p' - T) touche la surface de charge dès le début de l'échauffement (chemin 0-1) car le degré de plastification $r_{iso} = 1$ (cas normalement consolidé), la déformation qui s'en suit est contractante ce qui provoque l'évolution de la surface de charge. Comme pour le premier cas, le refroidissement n'a aucun effet sur la pression de préconsolidation puisque que la déformation est contractante thermoélastique.

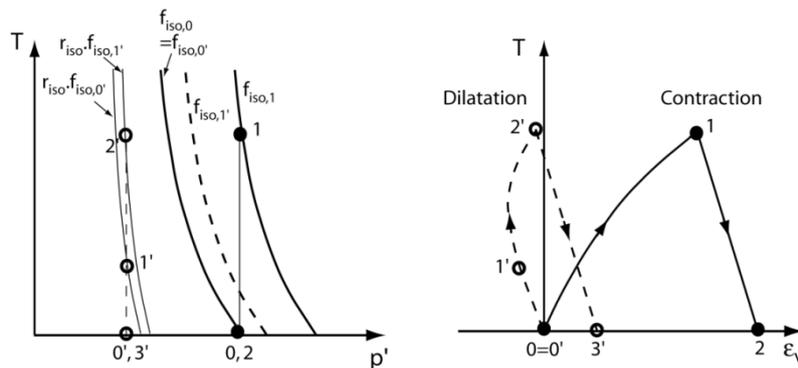


Figure 4.6: Illustration d'essais d'échauffements à contrainte constante, François (2008) et Laloui et François (2009).

L'exemple suivant montre la réponse d'un sol saturé soumis à une compression isotrope à température constante, où un schéma de principe proposé par François (2008) est illustré en figure 4.7. Dans cet exemple, deux cas type d'essais sont discutés. Le premier concerne un sol supposé fortement surconsolidé soumis à une sollicitation mécanique 0-1-2 à température ambiante. La réponse du sol à la sollicitation 0-1 est élastique car la sollicitation n'atteint pas la surface de charge. Par contre, la sollicitation 1-2 atteint la surface de charge et mobilise progressivement le degré de plastification jusqu'à ce que r_{iso} soit égal à 1 et que la déformation retrouve la droite de consolidation saturé à température ambiante. Le chemin de sollicitation mécanique 0'-1'-2' à température élevée provoque le même comportement que le premier exemple (chemin 0-1-2) sauf que dans ce cas, le sol recouvre la droite de consolidation saturée à température élevée au lieu de celle à température ambiante.

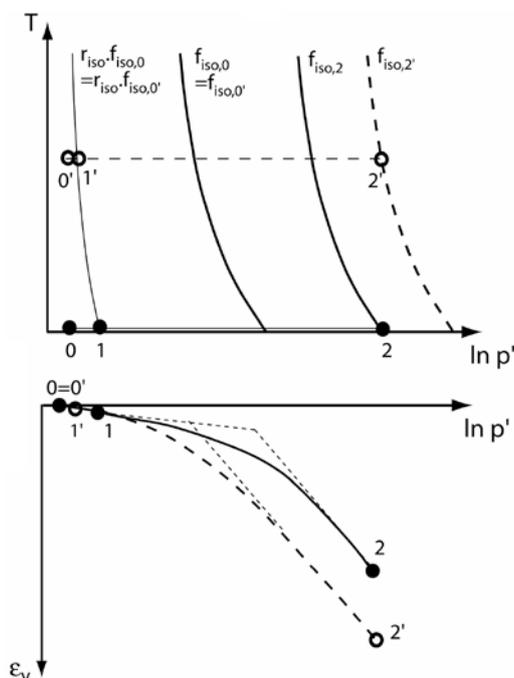


Figure 4.7: Illustration d'essais de compression isotrope à température constantes, François (2008) et Laloui et François (2009).

En partant du même principe proposé par François (2008) et Laloui et François (2009), nous n'utilisons qu'une seule surface de charge thermomécanique. Cependant, dans notre il n'y a pas distinction entre la partie thermoélastique et thermoplastique sauf dans le cas d'un déchargement mécanique et/ou thermique (comportement thermoélastique). Pour se faire nous avons opté pour la théorie de la surface limite ou Bounding Surface Plasticity, plus précisément pour le concept CASM B (Yu et Khong, 2003). Où nous avons entendu le concept aux conditions non isothermes. La surface de chargement (f) ainsi que la surface limite (F) isotropes thermomécaniques s'écrivent alors par :

$$f = p' - \beta p'_c(T) = 0 \tag{4.15}$$

$$F = p'_j - p'_c(T) = 0 \tag{4.16}$$

Avec,

$$p'_c(T) = p'_{c0} \left(1 - \gamma_T \log\left(\frac{T_0}{T}\right)\right) \tag{4.17}$$

Où,

β est un paramètre, avec $0 < \beta \leq 1$.

Vu que les surfaces de charge (f) et (F) dans le plan (p'-T) ont des formes similaires (figure 4.8), alors à température constante le couple de sollicitation (p'_j, T) se trouvant sur la surface limite (F) peut se calculé à partir du couple de sollicitation (p', T) se trouvant sur la surface de charge (f) selon une ligne droite qui passe par cette température T dans le plan p'-T (figure 4.8), avec:

$$\frac{p'_j}{p'} = \frac{p'_c(T)}{\beta p'_c(T)} = \frac{1}{\beta} \tag{4.18}$$

Ce qui fait qu'à température ambiante on retrouve l'écriture du modèle CASM B:

$$\frac{p'_j}{p'} = \frac{p'_{c0}}{\beta p'_{c0}} = \frac{1}{\beta} \tag{4.19}$$

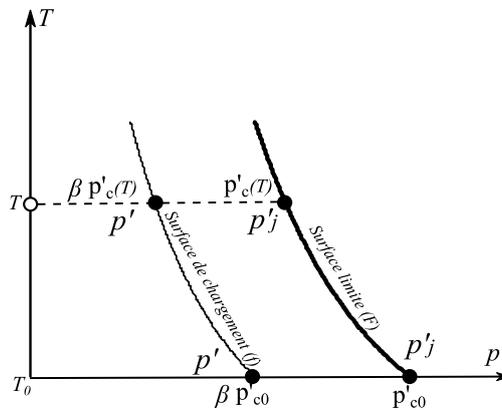


Figure 4.8: Surfaces de charges thermomécaniques proposées.

La déformation volumique plastique (Hill, 1950; Yu et Khong, 2003) est défini par:

$$d\varepsilon_v^p = \frac{1}{H} df \frac{\partial g}{\partial p'} = \frac{1}{H_j} dF \frac{\partial g}{\partial p'_j} \quad (4.20)$$

En température, la condition de consistance des surfaces de charge (f) et (F) (équations (4.15) et (4.16)) en combinaison avec l'équation (4.20), permet de formuler la déformation thermoplastique de la manière forme suivante:

$$d\varepsilon_v^p = \frac{1}{H} \left(\frac{\partial f}{\partial p'} dp' + \frac{\partial f}{\partial T} dT \right) \frac{\partial g}{\partial p'} = \frac{1}{H_j} \left(\frac{\partial F}{\partial p'_j} dp'_j + \frac{\partial F}{\partial T} dT \right) \frac{\partial g}{\partial p'_j} \quad (4.21)$$

Sur chemin isotrope nous considérons une règle d'écoulement associative ce qui fait que la surface de charge (f) coïncide avec le potentiel plastique (g). Le module d'écrouissage de la surface limite est égal à :

$$H_j = \frac{v}{\lambda - \kappa} \frac{\partial g}{\partial p'_j} \quad (4.22)$$

Où,

λ ; κ sont les paramètres de compression et de gonflement des sols saturés à température ambiante et v est le volume spécifique.

À température élevée, le module d'écrouissage de la surface de chargement H doit aussi respecter les mêmes restrictions suivantes:

$$H = \begin{cases} +\infty & \beta = 0 \\ H_j & \beta = 1 \end{cases} \quad (4.23)$$

Les restrictions imposées par l'équation (4.23), stipule que le comportement du sol demeure presque thermoélastique tant que la sollicitation est éloignée de la surface de limite. Par contre, si la sollicitation augmente jusqu'à atteindre $\beta = 1$, la surface de chargement (f) coïncidera avec la surface limite (F) et leurs modules d'écrouissages respectives H et H_j vont s'égaliser, ce qui induit un comportement purement thermoplastique.

En conditions isotrope non isothermes après adaptation de la formule de Yu et Khong (2003), nous proposons la forme suivante pour décrire le module plastique de la surface de chargement H sous sollicitation thermo mécanique:

$$H = \begin{cases} H_j + \frac{h}{p'} \frac{(1-\beta)^d}{\beta} & \text{cas de sollicitation mécanique} \\ H_j + \frac{h}{p'} \frac{(1-\beta)^{d_T}}{\beta} & \text{cas de sollicitation thermique} \end{cases} \quad (4.24)$$

Où,

d_T est un nouveau paramètre.

Afin de mettre en évidence les formulations proposées, prenant pour exemple un essai d'échauffement-refroidissement à contraintes constantes (figure 4.9). Dans cette illustration, trois types de sols sont exposés à savoir: un sol normalement consolidé, faiblement surconsolidé et fortement surconsolidé. L'échauffement du sol normalement consolidé (figure 4.9a) à provoquer une déformation totale contractante qui a fait évoluer les deux surfaces de charges (f) et (F) (écrouissage thermique). Puisqu'il n'y a pas de distinction entre la zone thermoélastique et thermoplastique, la déformation thermoplastique engendrée a été supérieure à la déformation thermoélastique, ceci s'explique par un module d'écrouissage H minimale ($H = H_j$) vu que surface de chargement f coïncide avec la surface limite F ($\beta = 1$).

Pour le cas légèrement surconsolidé (figure 4.9b), l'échauffement a produit une dilatance suivi d'une contractance, qui à son tour a fait évoluer de façon moins significative les surfaces de charge (f) et (F) comparé au cas normalement consolidé. Dans la partie dilatante, la déformation thermoélastique prime sur la déformation thermoplastique mais arrivé à une certaine température le phénomène s'inverse. Ceci s'explique par un module d'écrouissage H qui diminue au fur et à mesure que le paramètre β augmente (rapprochement de la surface de chargement (f) par rapport à surface limite (F)).

Dans le cas de sol fortement surconsolidé (figure 4.9c), l'échauffement a produit une déformation totale dilatante avec un léger écrouissage de la surface de charge. Bien que contradictoire, ceci s'explique par une déformation thermoélastique bien supérieure à la déformation thermoplastique (module d'écrouissage H grand qui correspond à un paramètre β petit).

Lors de la phase refroidissement, les déformations engendrées sont purement thermoélastique (déformation contractante) dans les trois types de sol de la figure 4.9 car l'incrément de la sollicitation thermique est négatif.

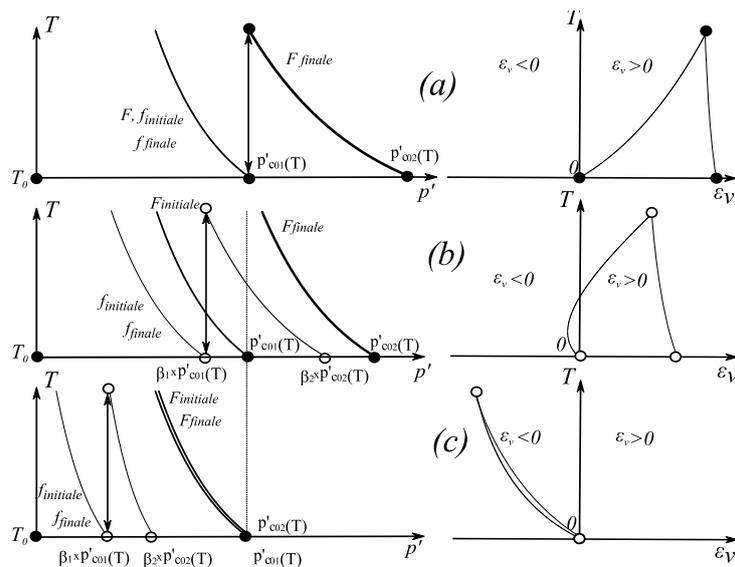


Figure 4.9: Fonctionnement du modèle, cas d'essais d'échauffement sous contrainte constante.

Dans l'exemple suivant (figure 4.10), on présente le cas d'un sol surconsolidé préalablement chauffé soumis à un cycle de chargement déchargement mécanique à température constante T . La figure 4.10 montre que la déformation totale se mobilise progressivement au fur et à mesure que le paramètre β évolue (contrainte isotrope en augmentation). Dans ce contexte, le module d'érouissage H commence avec une valeur élevée (β petit) puis diminue au fur et mesure que le paramètre β augmente.

Lorsque la sollicitation mécanique arrive à un certain seuil, le paramètre β est égale à 1 et la surface de chargement (f) coïncide alors avec la surface limite (F). La compressibilité du sol retrouve ainsi la droite de consolidation à la température T (selon la pente de compression λ dans le plan $\ln p' - v$).

Sous déchargement mécanique à température T , l'amorce de la déformation purement élastique se produit juste après que le sol soit déchargé en suivant la pente de gonflement κ dans le plan $\ln p' - v$.

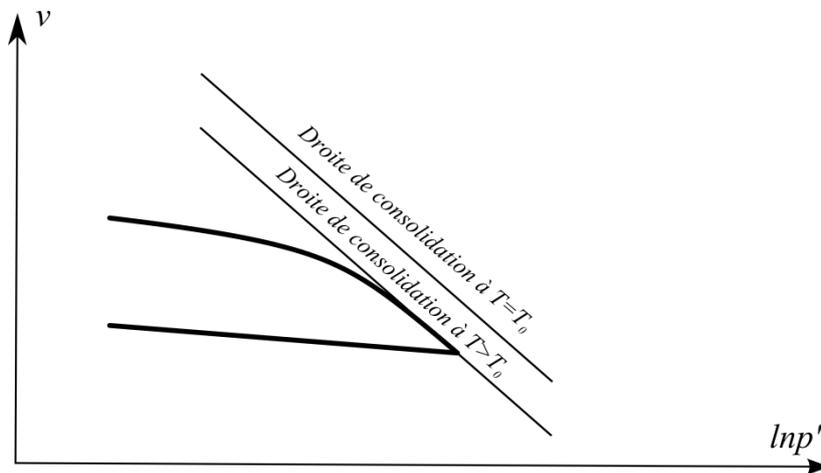


Figure 4.10 : Fonctionnement du modèle, cas d'un essai de compression isotrope à température constante.

4.3.2.2 Mécanisme dévitorique thermo mécanique

Dans cette section nous étendons le mécanisme isotrope thermomécanique exposé précédemment aux chemins déviatoire par le biais du modèle CASM B (Yu et Khong, 2003). Ainsi, la surface de chargement (f) et la surface limite (F) dans l'espace tridimensionnelle p' - q - T (figure 4.11) sont définies par :

$$f = \left(\frac{q}{p'M}\right)^n + \frac{\ln\left(\frac{p'}{\beta p'_{co}(1-\gamma_T \log(\frac{T}{T_0}))}\right)}{\ln(r)} \quad (4.25)$$

$$F = \left(\frac{q_j}{p'_j M}\right)^n + \frac{\ln\left(\frac{p'_j}{p'_{co}(1-\gamma_T \log(\frac{T}{T_0}))}\right)}{\ln(r)} \quad (4.26)$$

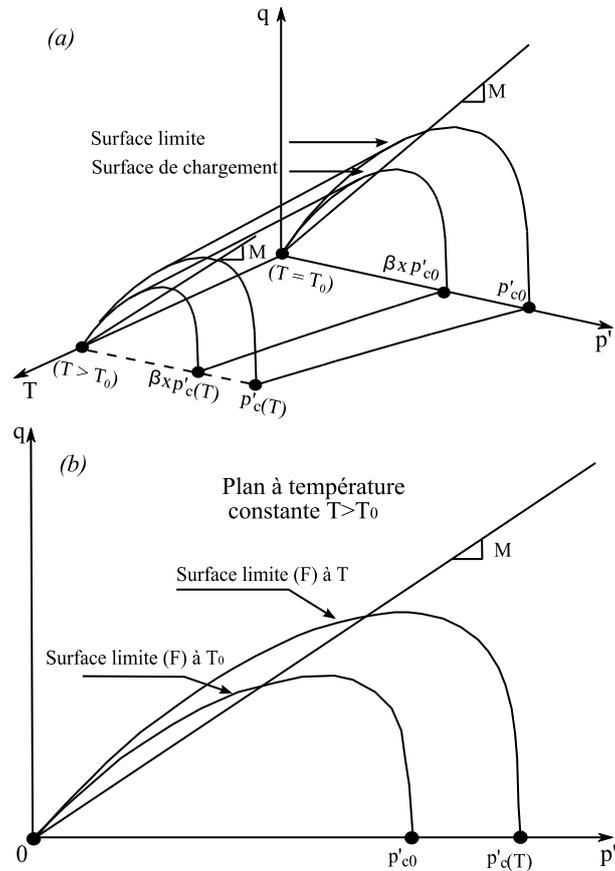


Figure 4.11: Surfaces de charges thermomécanique proposées.

L'influence de la température sur la droite d'état critique est contradictoire. Certains chercheurs ont constaté que la pente de la droite critique M est indépendante de la température pour d'autres elle augmente ou diminue. Cependant d'après Mašín et Khalili (2011), la plus part des interprétations sur ce sujet convergent pour une droite d'état critique indépendante de la température.

Afin de prendre en considération ces interprétations contradictoires, on opte pour la formule proposée par Laloui (1993) pour décrire la pente M :

$$M = M_0 + a_3(T - T_0) \quad (4.27)$$

Où,

M_0 est la pente de la droite d'état critique à la température ambiante et a_3 est un paramètre.

Dans le plan (p' - q) à température $T > T_0$ constante (figure 4.12), les surface de charges (f) et (F) sont de forme similaire, ce qui fait permet au couple de sollicitation (p'_j, q_j) se trouvant sur la surface de charge limite F d'être calculés à partir du couple de sollicitation (p', q) se trouvant sur la surface de charge f, selon une ligne droite qui passe par l'origine de ce plan p' - q à température T , avec:

$$\frac{p'_j}{p'} = \frac{q_j}{q} = \frac{p'_{c(T)}}{\beta p'_{c(T)}} = \frac{1}{\beta} \quad (4.28)$$

Dans le plan p' - q à température ambiante on retrouve aussi l'écriture du modèle CASM B avec :

$$\frac{p'_j}{p'} = \frac{q_j}{q} = \frac{p'_{c0}}{\beta p'_{c0}} = \frac{1}{\beta} \quad (4.29)$$

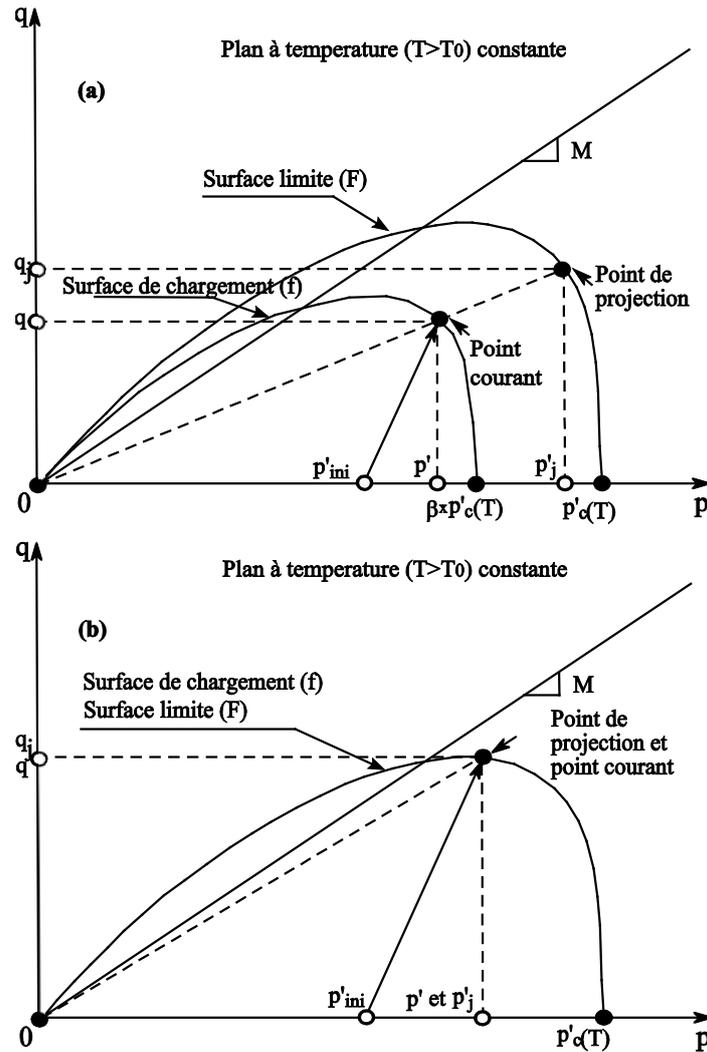


Figure 4.12: Règle de projection dans le plan p' - q à température T .

En température, la condition de consistance des surfaces de charge (f) et (F) (équations (4.25) et (4.26)) en combinaison avec l'équation (4.20), permet de formuler la déformation thermoplastique de la manière forme suivante:

$$d\varepsilon_v^p = \frac{1}{H} \left(\frac{\partial f}{\partial p'} dp' + \frac{\partial f}{\partial q} dq + \frac{\partial f}{\partial T} dT \right) \frac{\partial g}{\partial p'} = \frac{1}{H_j} \left(\frac{\partial F}{\partial p'_j} dp'_j + \frac{\partial f}{\partial q_j} dq_j + \frac{\partial F}{\partial T} dT \right) \frac{\partial g}{\partial p'_j} \quad (4.30)$$

$$H_j = \frac{v}{(\lambda-\kappa)\ln r} \frac{\partial g}{\partial p'_j} \quad (4.31)$$

Nous adoptons, la même règle d'écoulement non associative proposé par Rowe (1962) et adopté par le modèle CASM B à savoir:

$$\frac{d\varepsilon_v^p}{d\varepsilon_s^p} = \frac{9(M-q/p)}{9+3M-2Mq/p} \quad (4.32)$$

L'intégration de la relation contrainte-dilatance équation 4.32, permet au potentiel plastique d'être défini par (Yu et Khong, 2003):

$$g = 3M(\ln p' - \ln \beta) + (3 + 2M) \ln \left(\frac{2q+3p'}{p'} \right) - (3 - M) \ln \left(\frac{3p'-q}{p'} \right) \quad (4.33)$$

À température élevée, sur chemin triaxial déviatoire le module d'écrouissage H doit aussi respecter les restrictions suivantes:

$$H = \begin{cases} +\infty & \beta = 0 \\ H_j & \beta = 1 \end{cases} \quad (4.34)$$

Le module d'écrouissage H de la surface de chargement choisie est le même que celui défini par l'équation (4.24) à savoir :

$$H = \begin{cases} H_j + \frac{h}{p'} \frac{(1-\beta)^d}{\beta} & \text{cas de sollicitation mécanique} \\ H_j + \frac{h}{p'} \frac{(1-\beta)^{d_T}}{\beta} & \text{cas de sollicitation thermique} \end{cases} \quad (4.35)$$

4.3 Simulation thermo mécanique en conditions isotrope

Toutes les simulations présentées dans cette section ont été effectuées avec les paramètres du Tableau 4.1.

Tableau 4.1 Paramètres de simulation des travaux d'Uchaipichat et Khalili (2009).

Paramètres thermo-élastique		
κ, μ, α, c	[-], [-], [$^{\circ}\text{C}^{-1}$], [-]	0.006, 0.25*, -1×10^{-3} , 0
Paramètres thermoplastique		
$\lambda, h, d, d_T, \gamma_T$	[-], [-], [-], [-], [-]	0.09, 2800, 1.2, 2.50, 0.33
n, r, M_0	[-], [-], [-]	3.5*, 1.85*, 1.17*

(*) Paramètres calibrés à partir des résultats expérimentaux d'Uchaipichat (2005).

4.3.1 Simulation de tests de compression isotrope à températures constantes

Uchaipichat et Khalili (2009) ont mené trois essais de compression isotrope sur un limon saturé et compacté de la région Bourke (Australie). La figure 4.13 montre les résultats des simulations pour les températures 25°C, 40°C et 60°C, le décalage des droites de consolidation en température et très bien reproduit par le modèle.

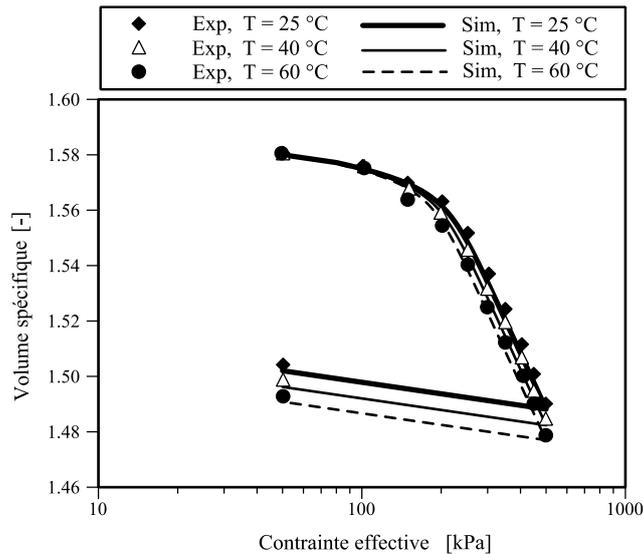


Figure 4.13: Simulation des essais de compressions isotropes d'Uchaipichat et Khalili (2009) à température constantes.

4.3.2 Simulation d'essais d'échauffement-refroidissement à contraintes imposés

Une série de tests cycliques (échauffement-refroidissement) à contraintes nettes constantes (50, 100, 150 and 200 kPa) a été effectuée sur un limon compacté de la région Bourke (Australie) par Uchaipichat et Khalili (2009, ces tests sont comparés avec des simulations numériques illustrées en figure 5.14. D'une manière générale, on peut conclure que le comportement de ce sol sous échauffement refroidissement est très bien capturé par le présent modèle.

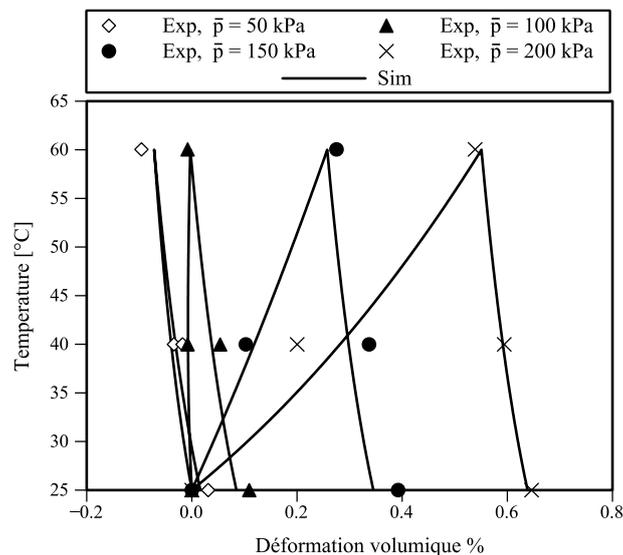


Figure 4.14: Simulation des essais d'échauffement-refroidissement d'Uchaipichat et Khalili (2009) à différents niveaux de contraintes.

4.3.3 Simulation d'essais de cisaillement à température constantes

Les figures 4.15 à 4.20 montrent les résultats des simulations des essais de cisaillement drainés effectués par Uchaipichat et Khalili (2009) sur un limon de Bourke saturés à différents niveaux de surconsolidations et de températures. Les prédictions du modèle sont acceptables, cependant la déformation volumique contractante est légèrement sous-estimée dans les simulations à $OCR=1.33$.

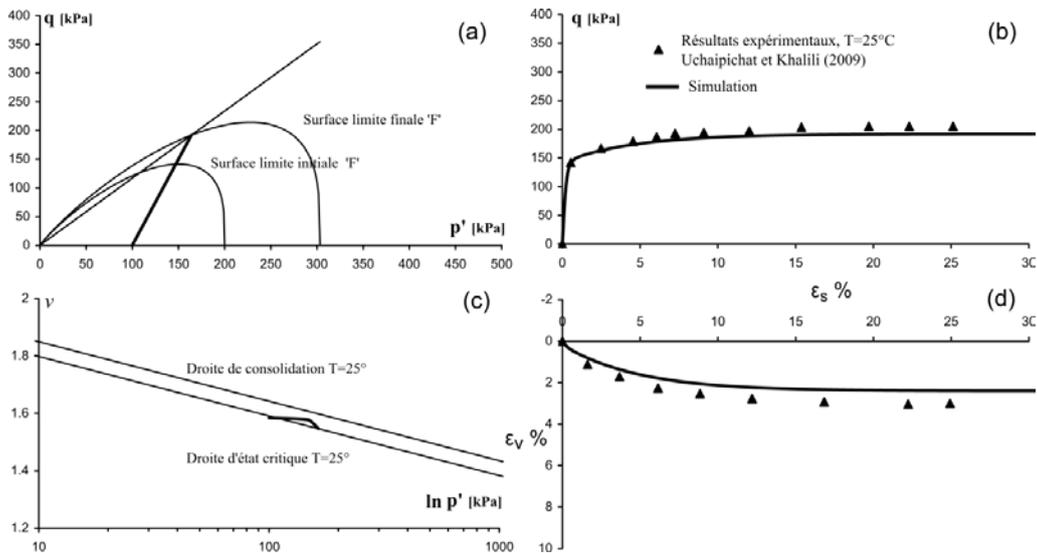


Figure 4.15: Simulation d'essai de cisaillement drainé à $OCR=2$ et à température $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ d'Uchaipichat et Khalili (2009).

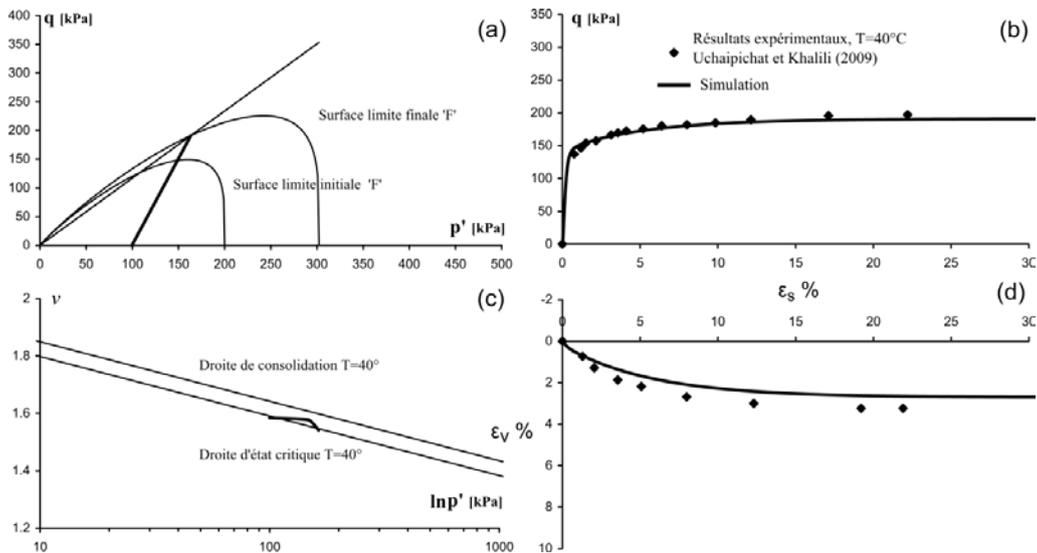


Figure 4.16: Simulation d'essai de cisaillement drainé à $OCR=2$ et à température $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ d'Uchaipichat et Khalili (2009).

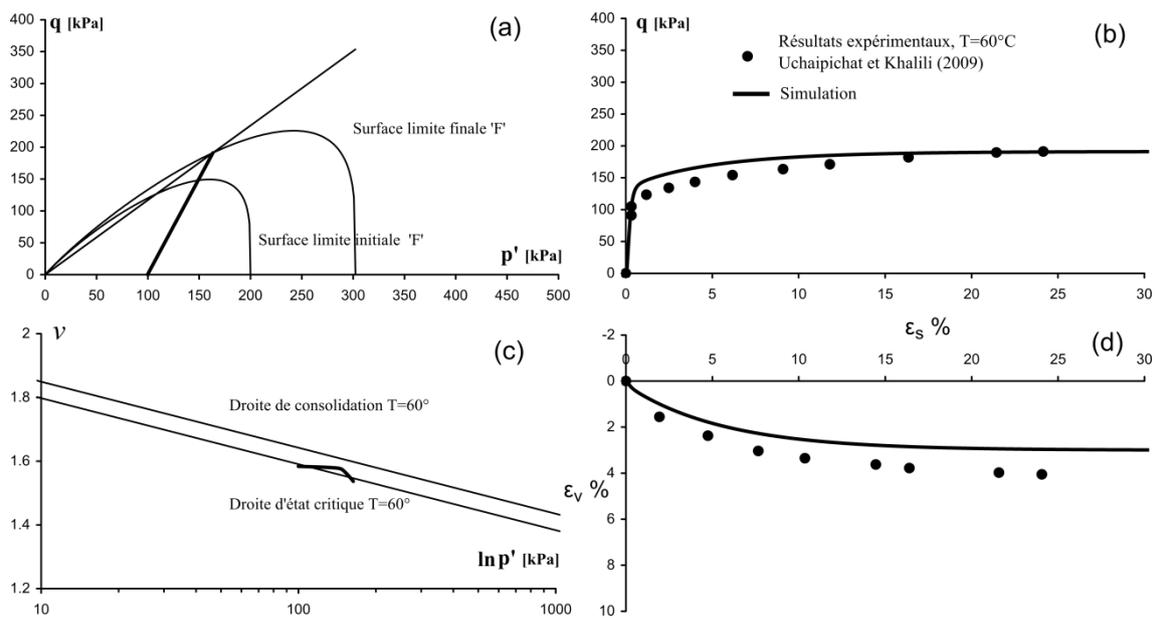


Figure 4.17: Simulation d'essai de cisaillement drainé à OCR=2 et à température 60 °C, Uchaipichat et Khalili (2009).

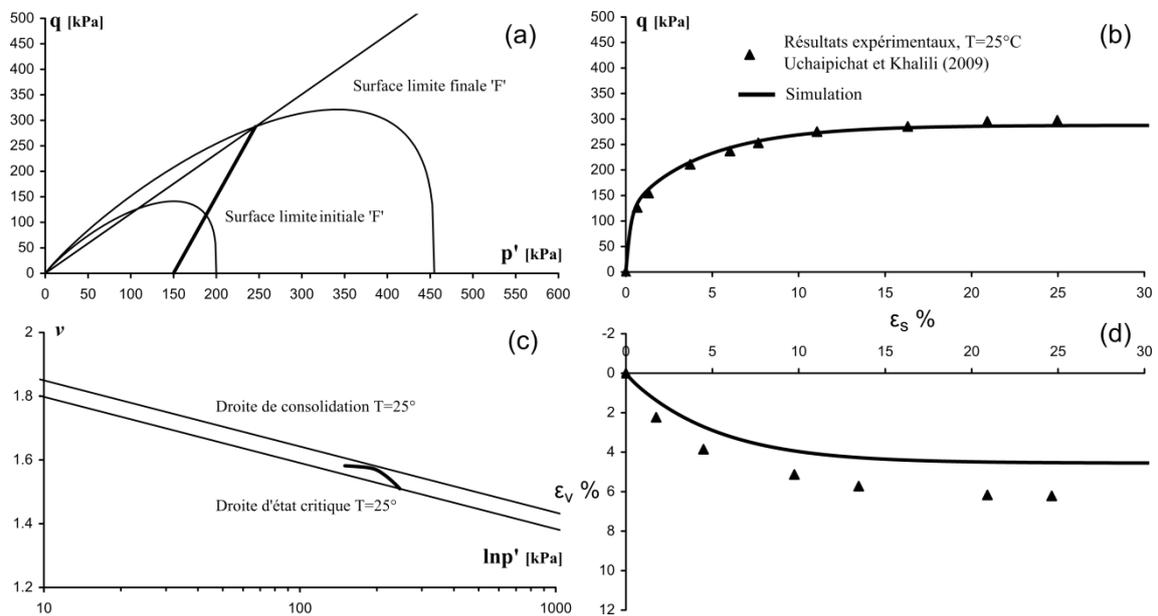


Figure 4.18: Simulation d'essai de cisaillement drainé à OCR=1.33 et à température 25°C d'Uchaipichat et Khalili (2009).

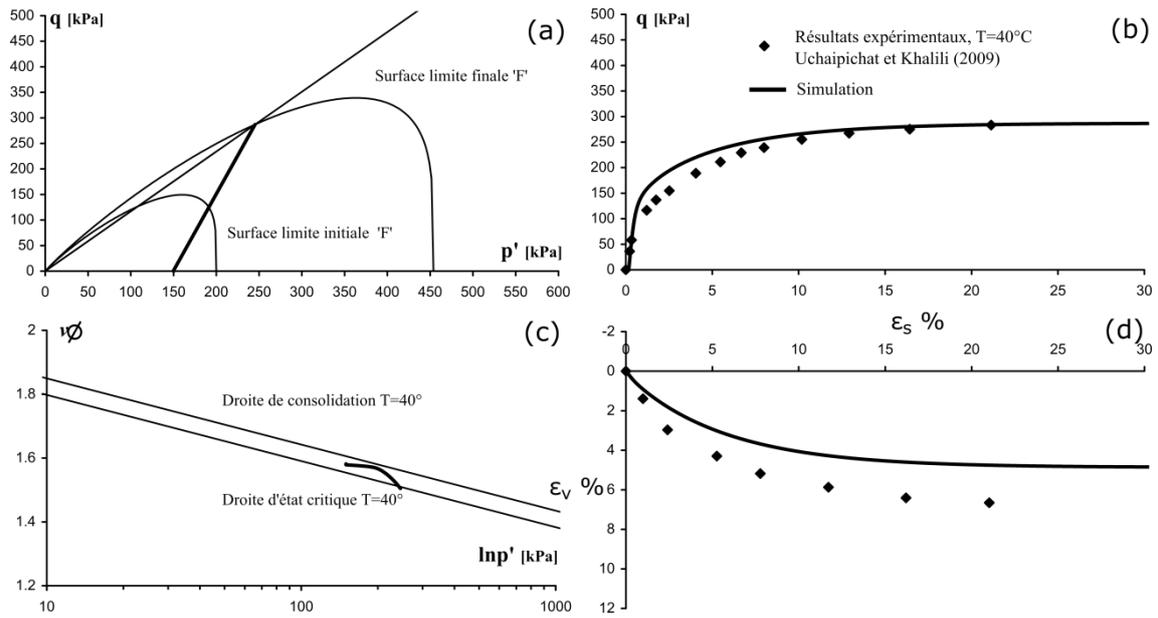


Figure 4.19: Simulation d'essai de cisaillement drainé à $OCR=1.33$ et à température $40^\circ C$ d'Uchaipichat et Khalili (2009).

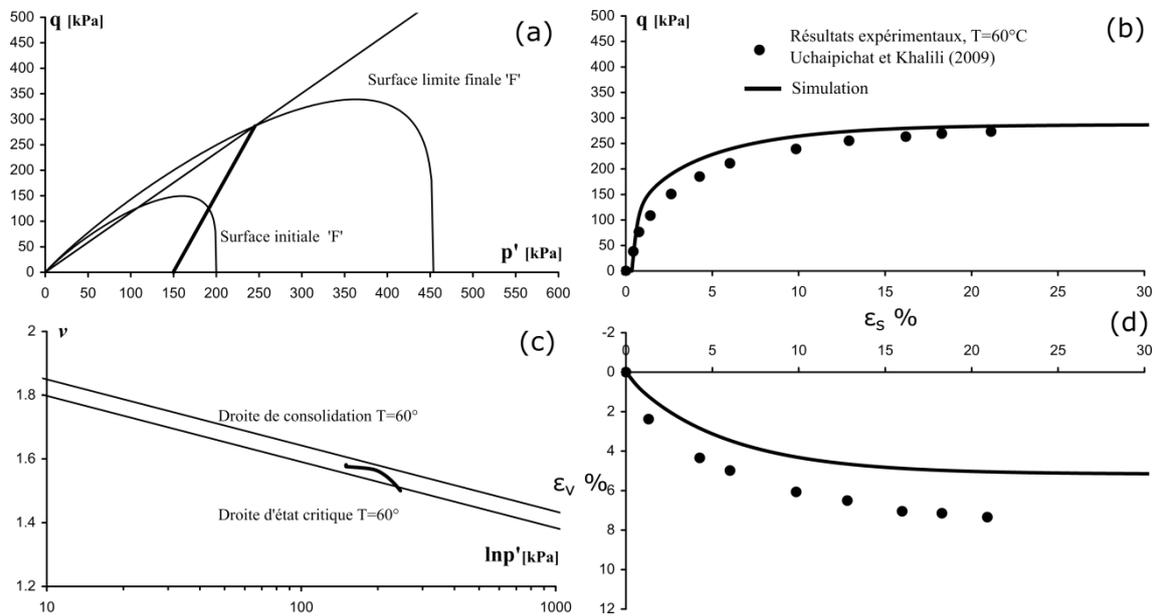


Figure 4.20: Simulation d'essai de cisaillement drainé à $OCR=1.33$ et à température $60^\circ C$ d'Uchaipichat et Khalili (2009).

4.4 Conclusion

Un modèle thermo mécanique des sols saturés a été présenté, sa formulation est présentée dans un cadre couplé. Le concept de la surface limite est utilisé, ainsi le comportement thermomécanique des sols saturés est reproduit avec une seule surface de charges.

La déformation thermoélastique est simulée d'une manière satisfaisante par le présent modèle, dans le cas des sols fortement surconsolidés. De plus, la déformation thermoplastique est aussi bien reproduite à différents degrés de surconsolidation.

Le décalage des droites de consolidation en température montré par les essais de compression isotrope est aussi bien reproduit par le modèle. Ce qui démontre encore une fois une bonne évaluation de la déformation thermo plastique.

Cependant, la déformation contractante évaluée par le présent modèle lors de la simulation d'essais de cisaillement drainés à faible OCR est légèrement sous-estimée.

Chapitre 5

Développement et validation d'un modèle thermo-hydro-mécanique des sols non saturés

5.1 Introduction

Dans la continuité de la formulation développée en chapitre 4, on présente une nouvelle variante de modèle thermo hydro mécanique (THM) des sols non saturés. Qui à la différence des modèles THM existants, est formulé en contrainte effective (p'), degré de saturation effective (S_e) et en température (T) au lieu de l'être en terme de contrainte-succion et température.

Par ailleurs, à partir des plus récentes avancées dans le domaine THM des sols non saturés, nous proposons un couplage et une interconnexion entre chaque sollicitation à savoir mécanique, hydrique et thermique. Cependant, le transfert de chaleur et d'eau ne sont pas pris en considération.

La première partie de ce chapitre, est consacrée à la présentation du concept isotrope de notre modèle dans le plan 3D ($p' - S_e - T$), où une équation de changement de volume THM et une surface de charge THM sont proposées dans le cadre de la théorie de la surface limite (Bounding Surface Plasticity). Le concept isotrope proposé est étendu par la suite au chemin triaxial dévitoire.

Le deuxième volet de ce chapitre concerne la partie hydraulique du modèle, où nous proposons une amélioration de l'équation de rétention d'eau des sols déformable récemment développé par Zhou et al. (2014). Par ailleurs, des illustrations sur le fonctionnement du modèle ainsi que des simulations de résultats expérimentaux existants sont présentés.

5.2 Contraintes dans les sols non saturés

L'état de contrainte des sols non saturés peut être décrit de différentes manières. Comme première approche on trouve, (A) le concept de la contrainte indépendante où la contrainte mécanique nette notée \bar{p} et la succion s sont considérées comme deux variables distinctes. La deuxième approche, (B) c'est le concept de la contrainte effective qui résume et englobe deux états de contraintes (\bar{p} et s) en une seule contrainte qui est p' . Comme troisième concept, (C) on trouve le concept SFG (Sheng, Fredlund et Gens) développé par Sheng et al. (2008), c'est un concept assez récent qui est décrit comme étant le juste milieu entre les deux approches (A) et (B) mentionnées précédemment (Sheng, 2011).

Le concept de la contrainte effective et le concept SFG présentent plusieurs avantages comparés au concept de la contrainte indépendante, notamment pour la transition de l'état saturé vers le non saturé et vice versa. Cependant, le concept de la contrainte effective est encore plus simpliste que les deux autres, puisqu'il permet de définir l'unicité de la droite d'état critique M dans le plan p' - q (figures 5.1 et 5.2).

De plus, le concept de la contrainte effective est encore plus avantageux puisqu'il utilise qu'une seule variable qui est la contrainte effective:

$$\sigma'_{ij} = \overline{\sigma}_{ij} + \chi s \delta_{ij} \quad (5.1)$$

Où,

$\overline{\sigma}_{ij}$ est la contrainte nette avec $\overline{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij} - u_a$, σ_{ij} est la contrainte totale, u_a est la pression d'air des pores, χ est le paramètre effective, s est la succion et δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

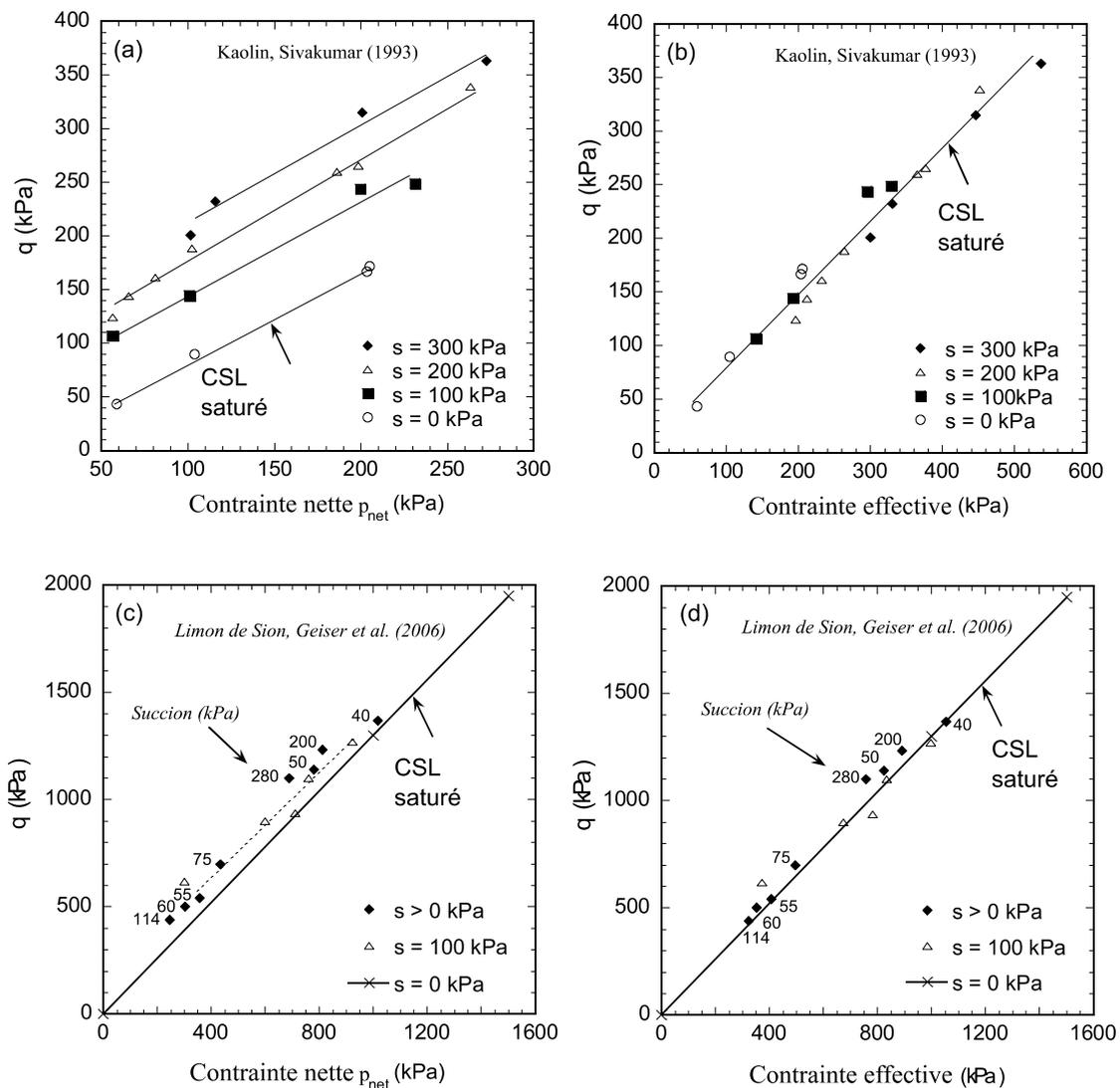


Figure 5.1: Illustrations réinterprété par Nuth (2009) sur la droite d'état critique dans les plans (p_{net} - q) et (p' - q) d'après les résultats expérimentaux de Sivakumar (1993) et Geiser et al. (2006),.

Le paramètre effective χ a été défini de différentes manières dans la modélisation hydromécanique des sols non saturés (Bishop, 1959; Khalili et Khabbaz, 1998; Sun et al., 2000; Nuth et Laloui, 2008; Alonso et al. 2010; Lu et al., 2010; Khalili et Zargarbashi, 2010; Khosravi et McCartney, 2012; Zhou et al., 2012a et 2012b). Le tableau (5.1) résume quelques expressions de χ proposées et/ou utilisées dans la littérature.

Le présent modèle considère un paramètre χ égal au degré de saturation effective S_e (équation 5.2) et ce pour deux raisons : la première c'est le fait de rester dans la continuité de la formulation proposée Zhou et al. (2012a, 2012b) qui va être exposée dans la section suivante, et la deuxième raison c'est l'avantage d'incorporer le comportement hydraulique à la formulation du modèle.

$$S_e = \frac{S_r - S_r^{\text{res}}}{1 - S_r^{\text{res}}} \quad (5.2)$$

Où,

S_r est le degré de saturation et S_r^{res} est le degré de saturation résiduel.

Tableau 5.1: Paramètre effective χ d'après plusieurs auteurs.

Auteurs	Expressions	Observations
Bishop (1959); Nuth et Laloui (2008)	$\chi = S_r$	S_r est le degré de saturation
Khalili et Khabbaz (1998)	$\chi = \begin{cases} 1 & s \leq s_{ae} \\ \left(\frac{s_{ae}}{s}\right)^\Omega & s > s_{ae} \end{cases}$	Ω est un paramètre généralement égal à 0.55, s_{ae} succion et s_{ae} succion d'entrée d'air
Sun et al. (2000)	$\chi = \frac{a}{s + a}$	a est un paramètre, s succion
Khalili et Zargarbashi (2010)	<p>Courbes principales de drainage ou d'humidification</p> $\chi = \begin{cases} 1 & s \leq s_e, & s_e = s_{ae} \text{ (drai)}, s_e = s_{ex} \text{ (hum)} \\ \left(\frac{s}{s_e}\right)^{-\Omega} & s > s_e, & s_e = s_{ae} \text{ (drai)}, s_e = s_{ex} \text{ (hum)} \end{cases}$ <p>Effet d'hystérésis</p> $\chi = \begin{cases} \left(\frac{s_d}{s_{ae}}\right)^{-\Omega} \left(\frac{s}{s_{rd}}\right)^\xi & \text{(drai)} & \left(\frac{s_{ex}}{s_{ae}}\right)^{\xi+\Omega} s_{rd} \leq s \leq s_{rd} \\ \left(\frac{s_{rh}}{s_{ex}}\right)^{-\Omega} \left(\frac{s}{s_{rh}}\right)^\xi & \text{(hum)} & s_{rh} \leq s \leq s_{rh} \left(\frac{s_{ae}}{s_{ex}}\right)^{\xi+\Omega} \end{cases}$	ξ, Ω sont des paramètres, s succion, s_{ae} succion d'entrée d'air, s_{ex} succion d'expulsion d'air et s_{rd} ; s_{rh} succions résiduelles des courbes de drainage et humidification
Alonso et al. (2010)	$\chi = (S_e)^\gamma$	S_e degré de saturation effective, γ est un paramètre
Lu et al. (2010), Khosravi et McCartney (2012), Zhou et al. (2012a, 2012b)	$\chi = S_e$	S_e est degré de saturation effective

5.3 Proposition d'un modèle thermo hydro mécanique des sols non saturés

Afin de reproduire le comportement expérimental des sols non saturés soumis à des sollicitations thermo hydro mécanique, les déformations volumiques et déviatoriques sont calculées par:

$$d\varepsilon_v = d\varepsilon_v^e + d\varepsilon_v^p \quad (5.3)$$

$$d\varepsilon_s = d\varepsilon_s^e + d\varepsilon_s^p \quad (5.4)$$

Où,

$d\varepsilon_v^e$ est la déformation volumique thermoélastique, $d\varepsilon_v^p$ est la déformation volumique thermoplastique, $d\varepsilon_s^e$ est la déformation déviatorique élastique et $d\varepsilon_s^p$ est la déformation déviatorique plastique.

5.3.1 Thermo élasticité

Pour des raisons de simplicités, la même formule d'Abuel-Naga et al. (2007a) est adoptée pour le calcul de la déformation volumique thermoélastique, à savoir:

$$d\varepsilon_v^e = \frac{\kappa}{1+e_0} \frac{dp'}{p'} + \alpha \frac{dT}{T} \quad (5.5)$$

Où,

p' est la contrainte effective, e_0 est l'indice des vides et κ est le paramètre de gonflement.

La déformation élastique déviatorique est assumé la même que celle définit par le modèle Cam Clay :

$$d\varepsilon_s^e = \frac{dq}{3G} \quad (5.6)$$

Où,

G est le module de cisaillement supposé indépendant de la température et de la succion, il est définit par:

$$G = \frac{3(1-2\mu)v}{2(1+\mu)\kappa} p' \quad (5.7)$$

Où,

μ est le coefficient de Poisson, v est le volume spécifique.

5.3.2 Thermo plasticité

5.3.2.1 Mécanisme isotrope hydromécanique à température ambiante

Le comportement volumique compte parmi les propriétés fondamentales des sols saturés et non saturés, Sheng (2011) a présenté une discussion détaillée sur ce sujet. Afin de mettre en évidence cette discussion, les trois approches mentionnées dans le paragraphe (5.2) seront discutées à savoir : l'approche de la contrainte indépendante, approche de la contrainte effective et l'approche SFG.

Prenant le cas de l'approche par contrainte indépendante. Dans ce contexte, le changement de volume est régit par deux contraintes distinctes mécanique et hydraulique (suction). L'équation de changement de volume telle que définit par cette approche est donnée par:

$$v = N(T_0) - \lambda(s) \ln \bar{p} - \lambda_s \ln \left(\frac{s + u_{at}}{u_{at}} \right) \quad (5.8)$$

Où,

$N(T_0)$ est le volume spécifique correspondant à $\ln(\bar{p}) = 0$ dans le plan $\ln(\bar{p}) - v$, \bar{p} est la contrainte isotrope nette, s est la suction, u_{at} est la pression atmosphérique, $\lambda(s)$ coefficient de compression dans le plan $\ln(\bar{p}) - v$ et λ_s est le coefficient de compression dans le plan $\ln(s + u_{at}) - v$.

L'équation (5.8) est utilisée par plusieurs modèles hydromécanique à température ambiante (Alonso et al., 1990; Wheeler et Sivakumar, 1995; Cui et Delage, 1996; Georgiadis et al., 2005; Thu et al., 2007). Toutefois, cette équation présente certaines limites à savoir, qu'elle ne permet pas la transition entre les états saturés et non saturé, aussi le changement de volume causé par la suction est considéré indépendant de la contrainte appliquée (Sheng, 2011) ce qui n'est pas le cas (figure (5.2)).

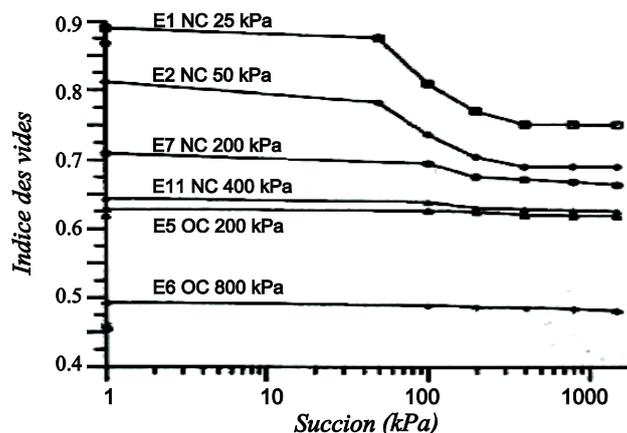


Figure 5.2: Déformation causée par la suction à différents niveaux chargements, Delage et Graham (1996).

En contrainte effective, l'équation de changement de volume est formulée par:

$$v = N(T_0) - \lambda(s)\ln(\bar{p} + \chi s) \quad (5.9)$$

Où,

$N(T_0)$, est le volume spécifique correspondant à $\ln(p') = 0$ et à la température ambiante dans le plan $\ln(p') - v$, \bar{p} est la contrainte isotrope nette, $\lambda(s)$ coefficient de compression dépendant de la succion, χ est le paramètre effective et s est la succion.

L'avantage de l'équation (5.9) réside dans le fait, qu'elle peut couvrir l'état saturés et non saturés. Cependant, sous cette forme elle présente aussi quelques inconvénients. Parmi eux, la difficulté à décrire la compressibilité des sols non saturés avec un paramètre $\lambda(s)$ en fonction de la succion. Afin de mettre en évidence cette observation, prenant l'exemple formulé par Sheng (2011) sur un sol initialement saturé à l'état de boue soumis à un drainage à partir de la contrainte 1 kPa (chemin A-B de la figure 5.3). Au point B, l'équation de changement de volume est défini par:

$$v_B = N(T_0) - \lambda(s)\ln(1 + \chi s) \quad (5.10)$$

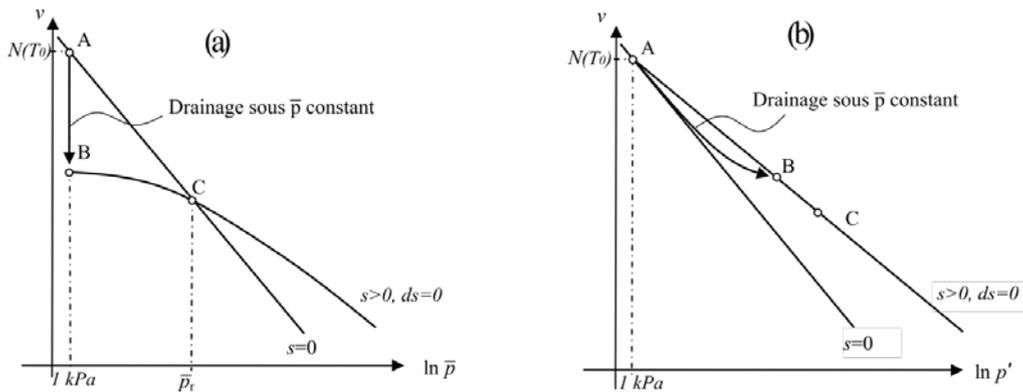


Figure 5.3: Droite de consolidation d'après le concept de la contrainte effective (Sheng, 2011).

Si ce sol est comprimé sous succion constante (chemin B-C de la figure 5.3), alors le volume spécifique au point C est égale à :

$$v_C = v_B - \lambda(s)\ln\left(\frac{\bar{p}_r + \chi s}{1 + \chi s}\right) \quad (5.11)$$

Où,

\bar{p}_r est une pression isotrope nette qui fait partie aussi de la droite de consolidation saturé.

Si la succion au point B est supérieure à la succion d'entré d'air, alors à la pression \bar{p}_r le volume spécifique au point C peut être aussi formulé à partir de l'équation de la droite de consolidation saturé (Sheng, 2011), par:

$$v_c = N(T_0) - \lambda \ln(\bar{p}_r) \quad (5.12)$$

Où, λ est le paramètre de compression saturé.

En combinant les équations 5.10-5.12 on aura:

$$\frac{\lambda(s)}{\lambda} = \frac{\ln(\bar{p}_r)}{\ln(\bar{p}_r + \chi s)} < 1 \quad (5.13)$$

D'après l'équation (5.13), le paramètre de compression isotrope non saturé doit être inférieur au paramètre de compression saturé ($\lambda(s) < \lambda$), avec une telle condition le comportement en effondrement ne peut être simulé (Sheng, 2011).

Hormis le paramètre $\lambda(s)$, le paramètre $N(T_0)$ peut aussi influencer sur l'équation (5.9). Si ce dernier est supposé diminué avec la succion, on se retrouve aussi avec un $\lambda(s)$ inférieur à λ , ce qui confirme l'équation (5.13). Ainsi, pour pallier cette contrainte, il faut que les paramètres $N(T_0)$ et $\lambda(s)$ augmentent avec la succion. Si c'est le cas, non seulement on ne peut pas respecter l'équation (5.13), mais aussi on ne peut pas reproduire la déformabilité d'une boue saturé subissant à un drainage représenté grossièrement par les figure (5.3a) et (5.3b).

Afin de prendre en considération la contrainte imposée par l'équation (5.13), Sheng (2011) a proposé de garder le paramètre $N(T_0)$ constant et de formuler le paramètre de compression en fonction du degré de saturation au lieu de la succion c'est à dire $\lambda(S_r)$. Cette solution permet aussi de simuler assez facilement la déformation non linéaire des sols non saturés observée par Sharma (1998) et Jotisankasa (2005). Ainsi, la droite de consolidation non saturé à température ambiante s'écrit :

$$v = N(T_0) - \lambda(S_r) \ln(\bar{p} + \chi s) \quad (5.14)$$

Où,

$\lambda(S_r)$ est le paramètre de compression non saturés fonction du degré de saturation.

Hormis la flexibilité que confère l'équation (5.14), le nouveau concept SFG récemment développé par Sheng et al. (2008) peut aussi fournir des éléments de réponse aux limitations discutées plus haut. Ce concept est défini comme étant le juste milieu entre le concept de la contrainte indépendante et celui de la contrainte effective (Sheng, 2011). La forme incrémentale de l'équation de changement de volume qui correspond à la droite de consolidation est défini par:

$$dv = \lambda \frac{d\bar{p}}{\bar{p} + \chi s} + \frac{\lambda(s) ds}{\bar{p} + \chi s} \quad (5.15)$$

Où,

χ est le paramètre effective, s succion et $\lambda(s)$ est le paramètre de compressibilité non saturé fonction de la succion donné par :

$$\lambda(s) = \begin{cases} \lambda & s \leq s_a \\ \lambda \left(\frac{s_a}{s} \right) & s > s_a \end{cases} \quad (5.16)$$

Où, s_a est la succion de saturation et s la succion.

L'équation (5.15) est analogue à l'équation (5.14) car elle permet aussi: le passage de l'état saturé vers le non saturé et vice versa, une bonne description de la compressibilité des sols, l'utilisation d'un paramètre $N(T_0)$ constant et ainsi que respecter de l'équation (5.13), c'est-à-dire un paramètre de compression qui diminue lorsque la succion augmente. Ce qui n'est pas le cas de la majorité des modèles hydromécaniques formulés en contrainte effective.

Les points les plus importants à retenir de la discussion de sheng (2011) sont les suivants :

- Le concept de la contrainte indépendante est le recours le moins évident pour décrire le comportement des sols non saturés, notamment en ce qui concerne la transition de l'état saturé vers le non saturé,
- Le paramètre $N(T_0)$ doit être considéré comme constant est indépendant de la succion,
- Une approche par le concept SFG est la meilleure manière pour décrire le comportement des sols non saturés, mais d'autres alternatives peuvent exister. À titre d'exemple, l'utilisation du concept de la contrainte effective dans le contexte de l'équation (5.14).

Par ailleurs, malgré les bons arguments mis en évidence par le concept SFG, il y a bien certains inconvénients à savoir: la forme incrémentale de l'équation de changement de volume (équation 5.15) qui rend difficile son intégration. Les surfaces de charges du modèle SFG, sont assez compliquées vis-à-vis de leurs évolutions sous sollicitations mécanique \bar{p} et hydraulique s (succion). De plus, sur chemin triaxial déviatoire la droite d'état critique M_0 dans le plan $(p'-q)$ à température ambiante n'est pas unique, ce qui est un inconvénient de plus.

Récemment, Zhou et al. (2012a, 2012b) ont développé un nouveau concept dans l'espace contrainte effective p' -degrés de saturation effective S_e (équation 5.17). Il permet de maintenir le paramètre $N(T_0)$ constant quel que soit la succion, mais aussi de considérer un paramètre de compression en fonction du degré de saturation effective $\lambda(S_e)$, ce qui est en accordance avec les hypothèses de Sheng (2011).

$$v = N(T_0) - \lambda(S_e) \ln(p') \quad (5.17)$$

Par ailleurs, le concept Zhou et al. (2012a, 2012b) permet aussi de reproduire la déformation non linéaire des sols non saturés lors des essais de compression à succions constantes (Sharma, 1998; Jotisankasa, 2005), ceci grâce à un paramètre de compression $\lambda(S_e)$ définit par:

$$\lambda(S_e) = \lambda - (1 - S_e)^{a_1}(\lambda - \lambda_d) \quad (5.18)$$

Zhou et al. (2012a) ont validé les équations (5.17) et (5.18) à partir des essais de compressions à succions constantes sur chemin isotrope (Sharma, 1998) et oedométrique (Jotisankasa, 2005). Les figures 5.4a et 5.4b illustrent leurs validations avec les résultats de Jotisankasa (2005).

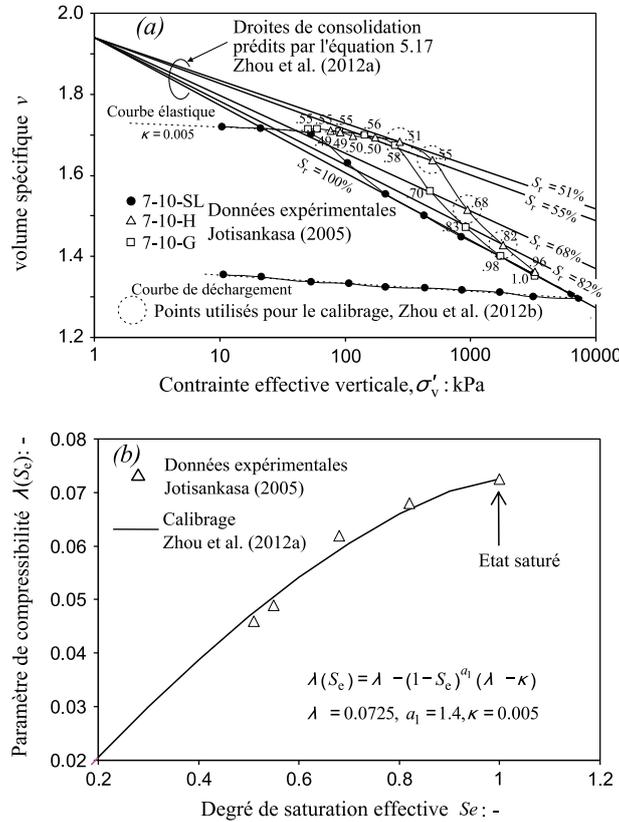


Figure 5.4: Validation des équations (5.17) et (5.8) par Zhou et al. (2012a) à partir des données expérimentales de Jotisankasa (2005).

D'après le modèle Cam Clay, l'incrément de déformation plastique d'un sol saturé peut s'écrire par:

$$\varepsilon_v^p = \frac{\lambda - \kappa}{N(T_0)} \ln(p'_{c0}) \quad (5.19)$$

Où,

p'_{c0} est la pression de preconsolidation isotrope des sol saturés à température ambiante et λ ; κ sont les paramètres de compression et de gonflement des sol saturés à température ambiante.

Dans un état non saturés à température ambiante, en se basant sur le principe Cam Clay, Zhou et al. (2012b) proposent d'écrire l'incrément de déformation plastique sous la forme suivante:

$$\varepsilon_v^p = \frac{\lambda(S_e) - \kappa}{N(T_0)} \ln(p'_c(S_e)) \quad (5.20)$$

Où,

$p'_c(S_e)$ est la pression de préconsolidation isotrope non saturée à température ambiante fonction de S_e et $\lambda(S_e)$ est le paramètre compression non saturé à température ambiante fonction qui est aussi fonction de S_e .

En combinant les équations (5.19) et (5.20), Zhou et al. (2012b) sont parvenu à proposer la surface de charge hydromécanique à température ambiante suivante :

$$p'_c(S_e) = p'_{c0} \frac{\lambda - \kappa}{\lambda(S_e) - \kappa} \quad (5.21)$$

Sur chemin triaxial, Zhou et al. (2012b) proposent de combiner l'équation de la préconsolidation hydromécanique (équation 5.21) avec la surface de charge type Cam Clay modifié:

$$\left(\frac{q^2}{M^2 p'} + p' \right)^{\frac{\lambda(S_e) - \kappa}{\lambda - \kappa}} = p'_c(S_e) \quad (5.22)$$

La figure 5.5 illustre la surface de charge définie par l'équation (5.22) dans le plan tridimensionnel ($p' - q - S_e$).

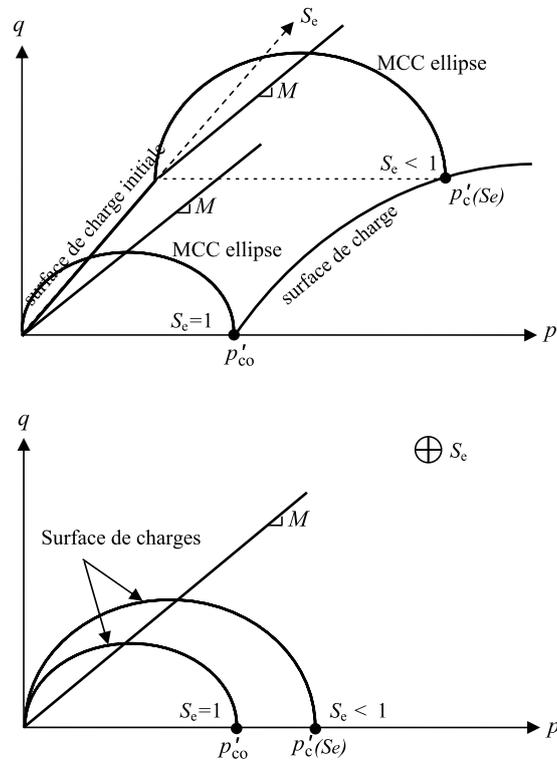


Figure 5.5: Surface de charges de Zhou et al (2012b).

Zhou et al. (2012b) ont présenté une simulation qualitative d'une boue saturé subissant: un drainage (A-B), un chargement (B-C) puis une humidification (C-D) voir figure (5.6). Sur chemin de drainage (A-B), dans la partie où la succion est inférieure à la succion de saturation ($s < s_a$, $S_r = 1$), la déformation du sol suit la droite de consolidation saturé c'est-à-dire que le sol se comporte comme si il était saturé. À partir d'une certaine succion supérieure ($s > s_a$ ou $S_r < 1$), la réponse du sol d'écarte de la droite de consolidation avec une compressibilité qui diminue au fur et à mesure que le degré de saturation diminue. Au-delà du point de tournure E « Turning point (Zhou et al., 2012b) » voir figure (5.6f), la sollicitation p' ne touche plus la surface de charge est le comportement qui s'en suit est purement élastique.

Au début du chemin de compression (B-C), le chargement mécanique provoque une réponse purement élastique (B-Y) car la sollicitation se situe à l'intérieur du domaine élastique. À partir du point Y chemin (Y-C), la sollicitation touche de nouveau la surface de charge et le chargement appliqué provoque la saturation progressive du sol (augmentation du degré de saturation) voir figures (5.6d) et (5.6e) ainsi qu'une déformation élastoplastique (figure 5.6b)

L'humidification sur chemin (C-D) provoque un effondrement (C-D'), suivi d'un léger gonflement (D'-D) à partir la partie où le sol se sature saturation complètement (figures 5.6b, 5.6c, 5.6d et 5.6e).

5.3.2.2 Mécanisme isotrope THM

En considérant les effets de la température sur les sols non saturés, il serait judicieux de simplifier au maximum le concept à utiliser. Nous avons vu précédemment que le concept hydromécanique à température ambiante proposé par Zhou et al (2012a, 2012b) est bienfondé. Dans ce contexte, nous essayons de garder le même concept mais en tenant compte des effets de la température.

Dans le plan de la compressibilité ($\ln p' - v$), le paramètre $N(T_0)$ est constant et indépendant de la succion. Toutefois, il dépend de la température T ainsi les droites de consolidation se décalent vers le bas toute en restant parallèles les unes aux autres quand la température augmente. À partir de cette constatation, nous proposons d'étendre l'équation de changement de volume (équation (5.17)) aux conditions non isothermes, l'équation de changement de volume THM proposée s'exprime alors par:

$$v = N(T) - \lambda(S_e, T) \ln p' \quad (5.23)$$

Où,

$N(T)$ est le volume spécifique de l'état saturé à $\ln p' = 0$ et température T et $\lambda(S_e, T)$ est le paramètre de compression isotrope fonction de la saturation effective S_e et de la température T .

À degré de saturation effective S_e constant et à température T constante, l'équation (5.23) est sommairement décrite dans le plan ($\ln p' - v$) voir figure (5.7). En température, les droites de consolidation d'un sol non saturé sont des lignes droites ayant la même ordonnée, qui correspond à $\ln p' = 0$ c'est-à-dire l'ordonnée $N(T)$.

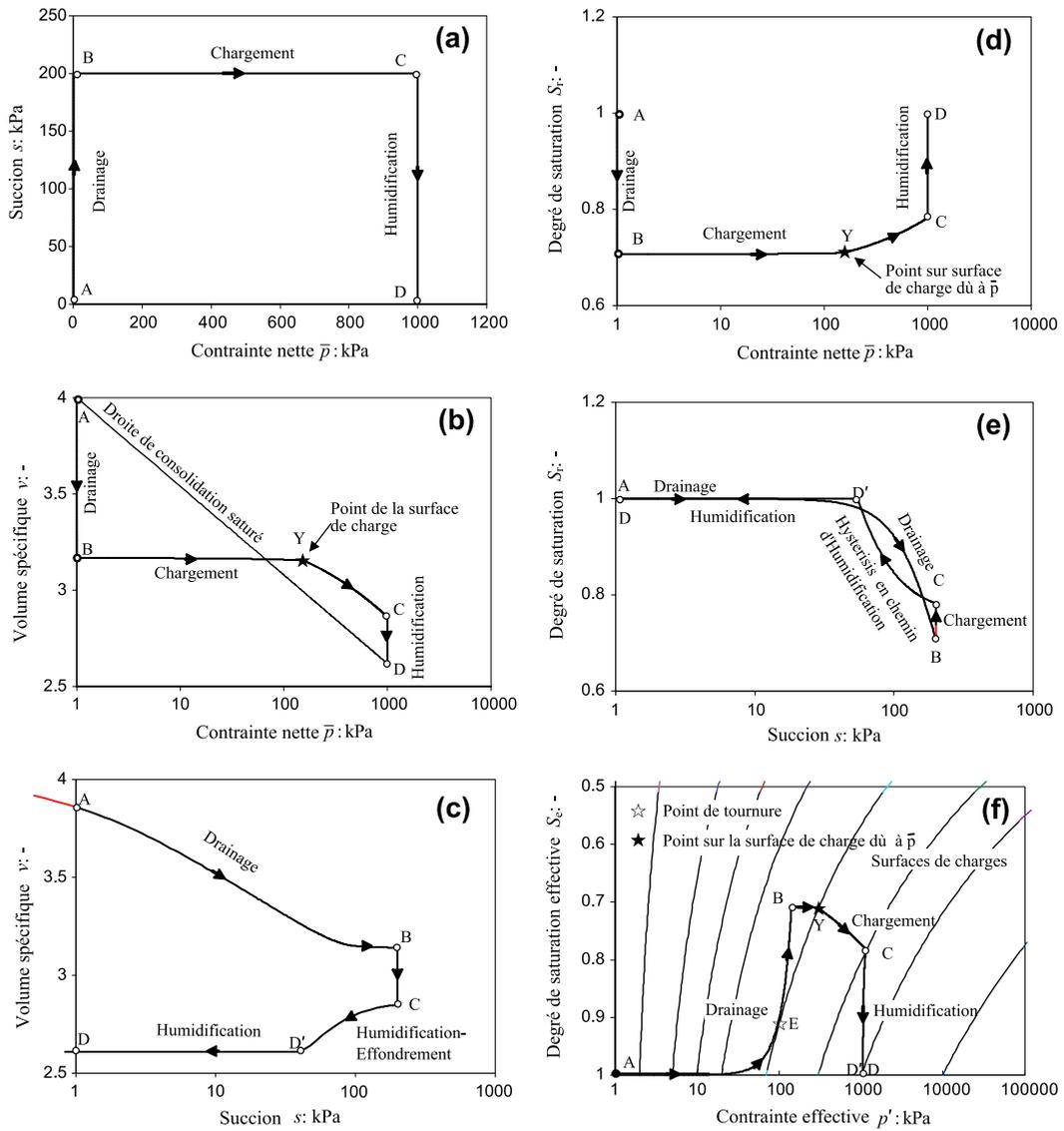


Figure 5.6: Simulation qualitative d'après Zhou et al (2012b).

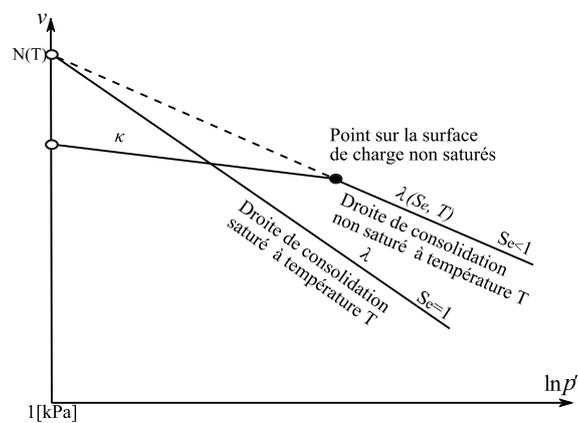


Figure 5.7: Illustration de l'équation THM de changement de volume proposée (équation (5.23)) dans le plan $(\ln p' - v)$.

Afin de calibrer l'équation (5.23), les résultats expérimentaux d'Uchaipichat et Khalili (2009) sont utilisés voir figure (5.)8. Les valeurs des contraintes effectives (p') et des degrés de saturations effectives (S_e) ont été réinterprétées à partir des courbes de drainages d'Uchaipichat et Khalili (2009). Les volumes spécifiques $N(T)$ utilisés pour le calibrage sont respectivement égale à 2.049, 2.043 et 2.048 pour les températures 25°, 40° et 60°.

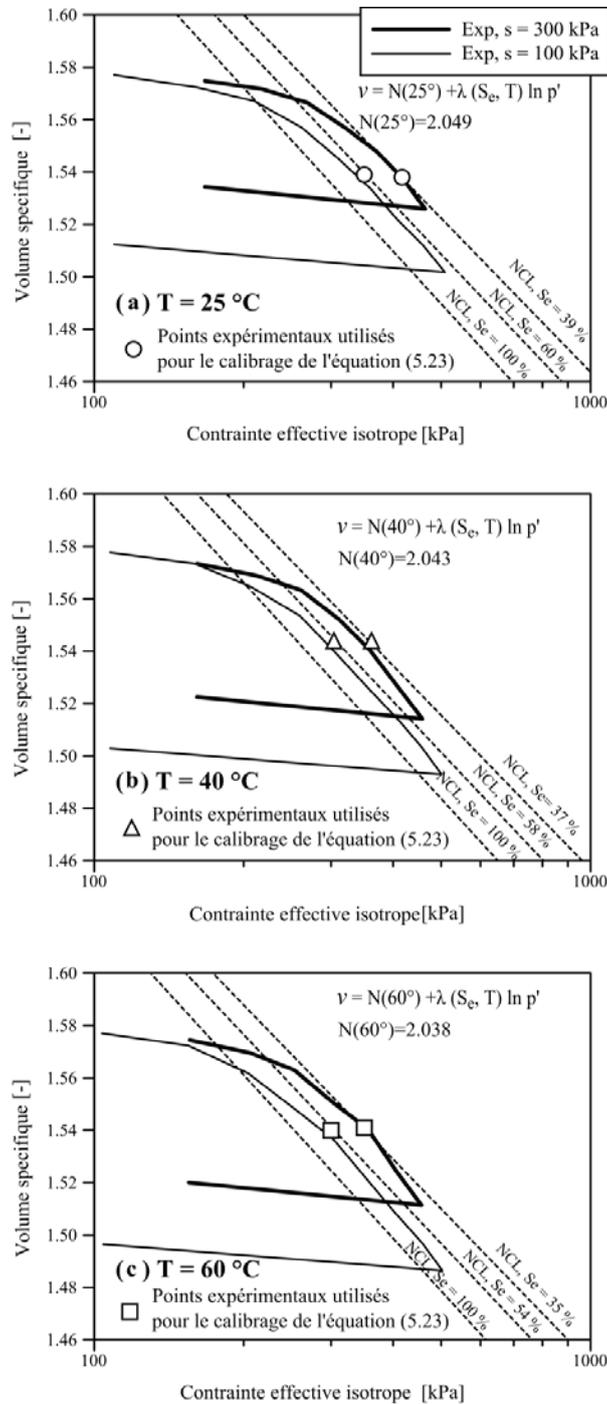


Figure 5.8: Calibrage de l'équation (5.23) à partir des résultats expérimentaux d'Uchaipichat et Khalili (2009).

Pour les mêmes températures 25°, 40° et 60°, les paramètres de compressions isotropes $\lambda(S_e, T)$ sont estimés et reportés dans la figure (5.9) en fonction de leurs degrés de saturations effectives correspondants.

Par le biais de l'équation (5.18), le lissage des courbes $(S_e - \lambda(S_e, T))$ de la figure (5.9) permet l'évaluation du paramètre a_1 pour chaque température. Le résultat trouvé est reporté sur la figure (5.10). Ainsi, la formule suivante est proposée afin de décrire l'impact de la température sur le paramètre a_1 :

$$a_1(T) = a_1 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{a_2} \quad (5.24)$$

Où, a_2 est un nouveau paramètre proposé pour décrire l'effet de la température sur le paramètre de compressibilité des sons non saturés $\lambda(S_e, T)$.

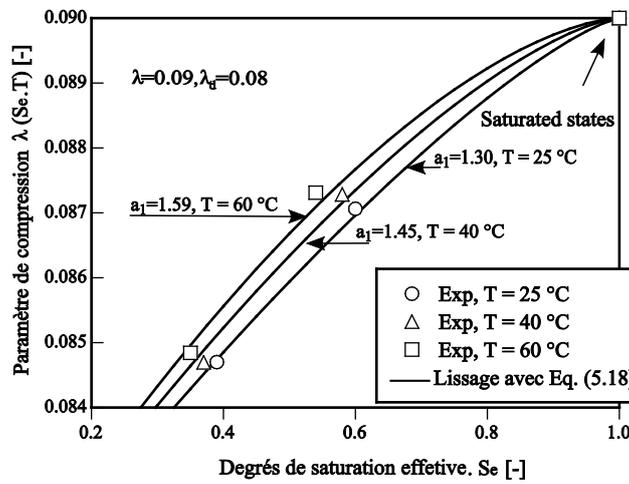


Figure 5.9: Influence de la température et du degré de saturation effective sur le paramètre $\lambda(S_e, T)$.

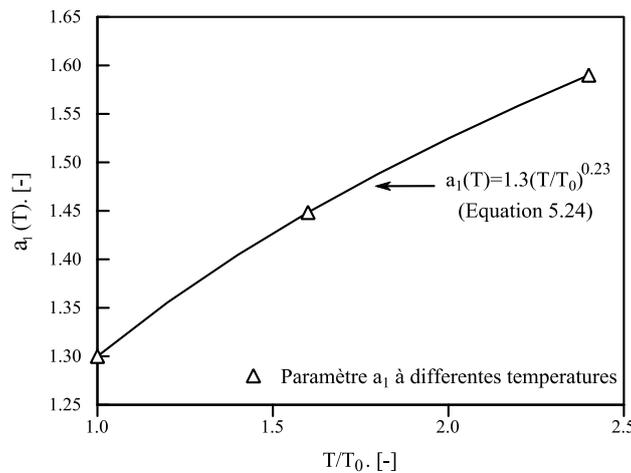


Figure 5.10: Lissage du paramètre a_1 en fonction de la température par le biais de l'équation (5.24).

En remplaçant l'équation (5.24) dans l'équation (5.18), le paramètre de compression $\lambda(S_e, T)$ est proposé sous la forme suivante:

$$\lambda(S_e, T) = \lambda - (1 - S_e)^{a_1} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{a_2} (\lambda - \lambda_d) \quad (5.25)$$

En se basant du principe du modèle Cam Clay, la déformation volumique plastique des sols saturés à température T peut s'exprimée par:

$$\varepsilon_v^p = \frac{\lambda - \kappa}{N(T)} \ln(p'_c(T)) \quad (5.26)$$

Où,

$p'_c(T)$ est la pression de préconsolidation des sols saturés et $N(T)$ est le volume spécifique saturé à $\ln p' = 0$ et température T dans le plan $(\ln p' - v)$.

La pression de preconsolidation thermomécanique (Laloui et Cekerevak, 2003) exposée en chapitre 4 est définit par:

$$p'_c(T) = p'_{c0} \left[1 - \gamma_T \log \left(\frac{T}{T_0} \right) \right] \quad (5.27)$$

Où,

p'_{c0} est la pression de préconsolidation effective saturé à température ambiante, γ_T est un paramètre de lisage, T température and T_0 est la température ambiante.

Toujours, en utilisant le principe du modèle Cam Clay et en extension du modèle Zhou et al. (2012b), nous proposons d'écrire la déformation volumique plastique des sols non saturés à température T sous la forme suivante:

$$\varepsilon_v^p = \frac{\lambda(S_e, T) - \kappa}{N(T)} \ln[p'_c(S_e, T)] \quad (5.28)$$

En combinant les équations (5.26) à (5.28), nous proposons la pression de preconsolidation thermo hydro mécanique isotrope des sols non saturés s'exprimant par :

$$p'_c(S_e, T) = \left[p'_{c0} \left(1 - \gamma_T \log \left(\frac{T}{T_0} \right) \right) \right]^{\frac{\lambda - \kappa}{\lambda(S_e, T) - \kappa}} \quad (5.29)$$

La surface de charge THM (équation (5.29)) est illustrée selon deux plans (figure (5.11)). Le premier plan ($p' - T$) (figure 5.11a) est établi avec un degré de saturation effective S_e constant ($S_e < 1$). Le deuxième plan ($p' - S_e$) montre cette même surface de charge mais à la température ambiante (figure 5.11b).

Ainsi d'après la figure (5.11), la pression de préconsolidation est toujours en diminution avec la température, par ailleurs elle est augmentation lorsque le degré de saturation effective diminue.

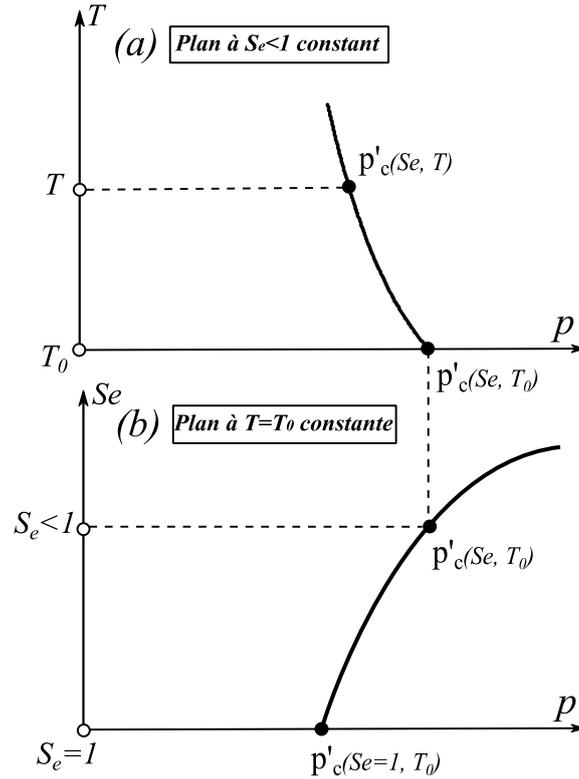


Figure 5.11: Surface de charge isotrope THM proposée.

5.3.2.3 Mécanisme dévitorique THM

Afin de décrire le comportement thermo hydro mécanique des sols non saturés avec une seule surface de charge, comme pour le modèle thermomécanique exposé en chapitre 4 le concept de Yu et Khong (2003) est utilisé. De ce fait, la surface de chargement (f) et la surface limite (F) prennent respectivement les expressions suivantes:

$$f = \left(\frac{q}{p'_M} \right)^n + \frac{\ln \left(\frac{p'}{\beta [p'_{co} (1 - \gamma_T \log(\frac{T}{T_0}))]^{\lambda(S_e, T) - \kappa}} \right)}{\ln(r)} \quad (5.30)$$

$$F = \left(\frac{q_j}{p'_j M} \right)^n + \frac{\ln \left(\frac{p'_j}{[p'_{co} (1 - \gamma_T \log(\frac{T}{T_0}))]^{\lambda(S_e, T) - \kappa}} \right)}{\ln(r)} \quad (5.31)$$

Où,

q et p' sont les contraintes isotrope est dévitorique situées sur la surface (f); p'_j et q_j sont les contraintes isotrope est dévitorique situées sur la surface (F); n est un paramètre; r est un paramètre utilisé pour le contrôle d'intersection entre la droite critique et la surface de charge (Yu, 1995, 1998), M est la droite d'état critique à la température T and β est un paramètre tel que $0 < \beta \leq 1$ (voir chapitre 3 et 4).

La figure (5.12) montre l'influence de la contrainte, de la température et du degré de saturation effective sur la surface de changement (f) ainsi que sur la surface limite (F) dans différents plans. Toutefois, pour des raisons de simplification les figures (5.12b) et (5.12d) ne montrent que la surface limite (F) en conditions THM.

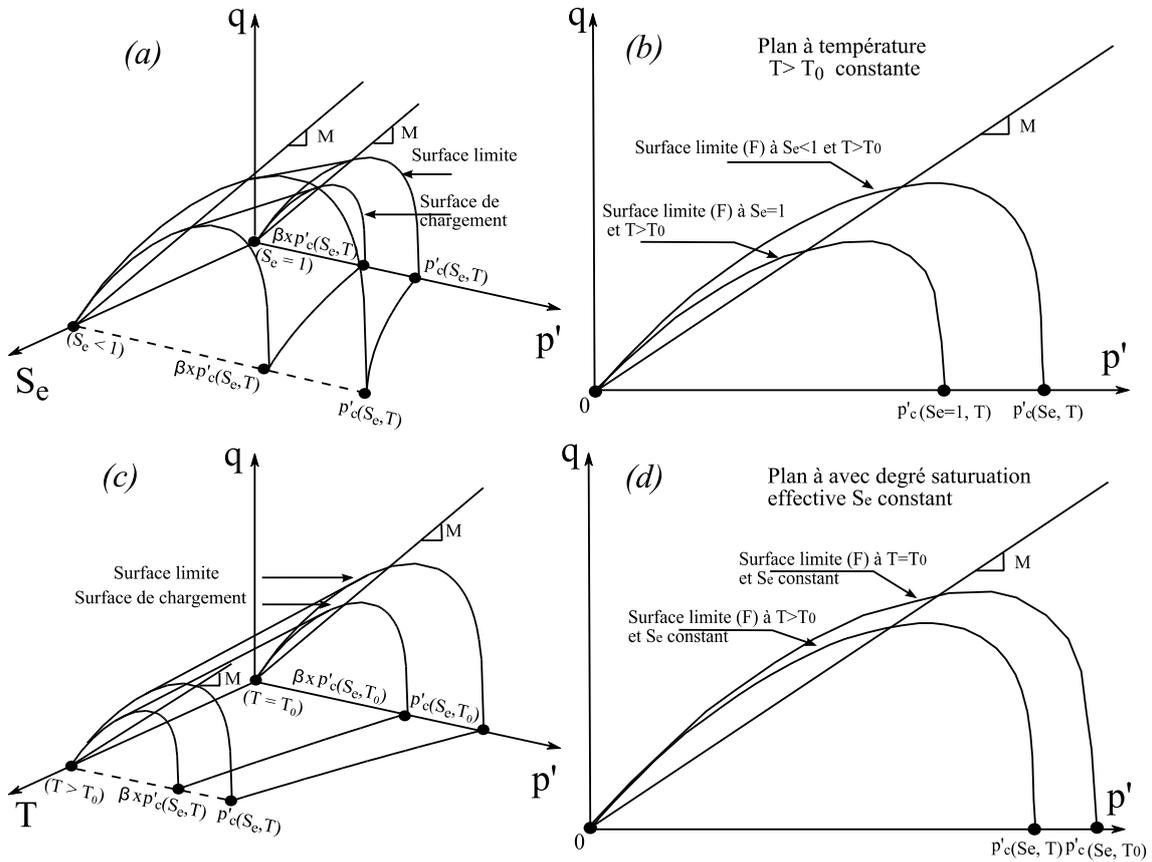


Figure 5.12: Surface de chargement (f) et surface limite (F) THM proposées dans différents plans.

Chaque état de contrainte est associé à un point de projection, qui est l'intersection de la surface limite (F) avec la droite qui passe par l'origine du plan (p' - q) (Yu et Khong, 2003) voir figure (5.13). Toutefois, dans un cadre THM, nous proposons que l'origine de la projection soit considéré dans le plan où le degré de saturation effective et la température sont constants comme le montre la figure (5.13).

De plus, vu la similitude des formes entre la surface de chargement (f) et la surface limite (F) (figure 5.13), le point de projection (p'_j, q_j) sur la surface F peut être déterminé à partir du point de contrainte (p', q) situé sur la surface (f), par:

$$\frac{p'_j}{p'} = \frac{q_j}{q} = \frac{p'_c(S_e, T)}{\beta p'_c(S_e, T)} = \frac{1}{\beta} \tag{5.32}$$

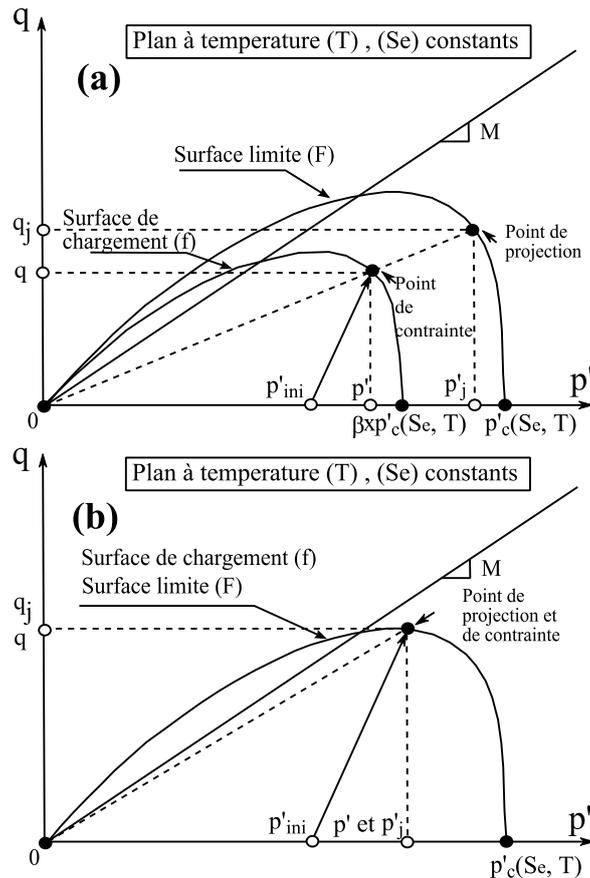


Figure 5.13 : Règle de projection proposée en condition THM.

Le paramètre β décrit le rapport qui sépare les deux surfaces de charges (f) et (F) ainsi que la transition progressive entre le domaine thermoélastique et thermoplastique. Pour mettre en évidence ce paramètre, prenant l'exemple d'un sol surconsolidé subissant un cisaillement drainé à succion et température contrôlées. Au début du cisaillement, la sollicitation se situe sur la surface de chargement (f) voir figure (5.13a) ainsi le paramètre β est inférieure à 1. Si la sollicitation continue jusqu'à se confondre avec son point de projection (figure 5.13b), les deux surfaces (f) et (F) coïncident et le paramètre β serait égale à 1 (équation (5.32)).

L'influence de la température sur la pente de la droite critique n'a pas été clairement établie, les chercheurs sont assez partagés sur le fait qu'elle augmente, diminue ou reste insensible à l'augmentation de température.

À cet effet, comme pour le modèle thermomécanique proposé en chapitre 4, nous maintenons l'équation proposée par Laloui (1993) pour décrire la pente M en température:

$$M = M_0 + a_3(T - T_0) \quad (5.32)$$

Où,

M_0 est la droite d'état critique à température ambiante et a_3 est un paramètre.

Comme pour le modèle thermomécanique présenté en chapitre 4, la règle d'écoulement non associative que nous adoptons est celle de Rowe (1962).

$$\frac{d\varepsilon_v^p}{d\varepsilon_s^p} = \frac{9(M-q/p)}{9+3M-2Mq/p} \quad (5.33)$$

L'intégration de la relation contrainte-dilatance de l'équation (5.33), permet au potentiel plastique d'être défini par l'équation suivante; qui rappelons-le est similaire au potentiel plastique (g) du modèle CASM B:

$$g = 3M(\ln p' - \ln \beta) + (3 + 2M) \ln \left(\frac{2q+3p'}{p'} \right) - (3 - M) \ln \left(\frac{3p'-q}{p'} \right) \quad (5.34)$$

Sur la base du principe de Hill (1950), la déformation volumique THM déterminée à partir de la surface de chargement (f) et la surface limite (F) est défini par:

$$d\varepsilon_v^p = \begin{cases} \left(\frac{1}{H} \left(\frac{\partial f}{\partial p'} dp' + \frac{\partial f}{\partial q} dq + \frac{\partial f}{\partial T} dT + \frac{\partial f}{\partial S_e} dS_e \right) \frac{\partial g}{\partial p'} \right. & \text{Surface "f"} \\ \left. \frac{1}{H_j} \left(\frac{\partial F}{\partial p_j'} dp_j' + \frac{\partial F}{\partial q_j} dq_j + \frac{\partial F}{\partial T} dT + \frac{\partial F}{\partial S_e} dS_e \right) \frac{\partial g}{\partial p_j'} \right. & \text{Surface "F"} \end{cases} \quad (5.35)$$

Où,

H and H_j sont respectivement les modules d'écrouissage de la surface de chargement (f) et de la surface limite (F).

Suivant le principe du modèle CASM B, la condition de consistance de la surface limite (F) à travers l'équation (5.35) permet au module d'écrouissage d'être défini par:

$$H_j = \frac{v}{(\lambda(S_e, T) - \kappa) \ln(r)} \left(\frac{\partial g}{\partial p_j'} \right) \quad (5.36)$$

Où,

v est le volume spécifique.

Le même module d'écrouissage H de la surface de chargement (f) exposé en chapitre 4 est utilisé, soit:

$$H = \begin{cases} H_j + \frac{h}{p'} \frac{(1-\beta)^d}{\beta} & \text{Sollicitations hydromécanique} \\ H_j + \frac{h}{p'} \frac{(1-\beta)^{d_T}}{\beta} & \text{Sollicitation thermique} \end{cases} \quad (5.37)$$

Où,

d_T est un nouveau paramètre proposé dans le cas d'une sollicitation thermique.

L'équation (5.37) impose un comportement presque thermoélastique tant que le paramètre β reste petit $\ll 1$ (équation 5.38) c'est-à-dire que la sollicitation appliquée est éloignée de surface de la surface limite (F) (figure 5.13).

Toutefois, elle permet une transition progressive entre l'état thermoélastique et thermoplastique lorsque le paramètre β augmente. Si β arrive à 1, alors le comportement est thermoplastique car le module d'écrouissage H est minimale et est égal à H_j (équation 5.38)

$$H = \begin{cases} H_j & \beta = 1 \\ +\infty & \beta = 0 \end{cases} \quad (5.38)$$

5.3.2.4 Partie hydraulique du modèle

Les effets de la déformation thermique sur les courbes de rétention des sols SWRC (Soils Water Retention Curves) sont généralement négligés par les modèles THM existants. Très récemment Zhou et al. (2014) ont proposé sur la base des travaux de Sheng et Zhou (2011) et Zhou et al. (2012a) d'en tenir compte à travers l'équation (5.39). Par ailleurs, elle considère aussi les aspects suivants à savoir:

- L'effet de la succion,
- L'influence de la déformation volumique produite par un chargement mécanique,
- L'effet de la température sur la tension d'interface liquide-gaz,
- L'effet de la déformation produite par une sollicitation thermique généralement négligé dans la littérature.

$$dS_e = \frac{\partial S_e}{\partial s} ds + \frac{\partial S_e}{\partial \varepsilon_{v\sigma}} d\varepsilon_{v\sigma} + \left(\frac{\partial S_e}{\partial \sigma^{lg}} \frac{\partial \sigma^{lg}}{\partial T} + \frac{\partial S_e}{\partial e} \frac{\partial e}{\partial T} \right) dT \quad (5.39)$$

L'équation (5.39) est écrite sous une forme incrémentale, elle peut être utilisée avec différentes équations conventionnelles de retentions d'eau tel van Genuchten (1980) ou Fredlund et Xing (1994). Les courbes de retentions d'eau des sols indéformable (en négligeant les effets déformations de toutes natures) en condition non isothermes ont été définies par Zhou et al. (2014) sur la base de l'équation de van Genuchten (1980) comme suit :

$$S_e = \left[1 + \left(\frac{\sigma_0^{lg}}{a} \frac{s}{\sigma_T^{lg}} \right)^n \right]^{-m} \quad (5.40)$$

Où,

a , n , m sont des paramètres, σ_0^{lg} est la tension d'interface liquide-gaz à température T_0 et σ_T^{lg} est la tension d'interface liquide-gaz à température T .

Avec,

$$\sigma_0^{lg} = a' + b' T_0 \quad (5.41)$$

Où,

a', b' sont des paramètres.

La tension d'interface liquide-gaz à température T σ_T^{lg} est défini par Philip et de Vries (1957) comme suit :

$$\sigma_T^{lg} = a' + b' T \quad (5.42)$$

D'après Zhou et al. (2014) l'équation peut être réécrite sous la forme suivante qui est la même forme déjà proposé par Grant et Salehzadeh (1996) à savoir:

$$S_e = \left[1 + \left(\frac{b_2 + T_0}{b_2 + T} \frac{s}{a} \right)^n \right]^{-m} \quad (5.43)$$

Où,

b_2 est un paramètre, avec $b_2 = a'/b'$.

Sous chemin de drainage ou d'humidification, la température semble avoir les mêmes effets sur les courbes de retentions (Zhou et al. 2014), la courbe principale d'humidification sous température est donnée par :

$$S_{eh} = \left[1 + \left(\frac{b_2 + T_0}{b_2 + T} \frac{s}{a_h} \right)^{n_h} \right]^{-m_h} \quad (5.44)$$

Où,

a_h, n_h et m_h sont les paramètres de la courbe d'humidification.

Quant à la courbe d'humidification principale sous température, elle est décrite par:

$$S_{ed} = \left[1 + \left(\frac{b_2 + T_0}{b_2 + T} \frac{s}{a_d} \right)^{n_d} \right]^{-m_d} \quad (5.45)$$

Où,

a_d, n_d et m_d sont des paramètres de la courbe de drainage.

À ce stade les équations (5.44) et (5.45) ne considèrent que les effets de la succion et de la température (effet de la température sur la tension d'interface liquide-gaz). Ce qui les classe parmi les équations de rétention d'eau des sols indéformables. Toutefois, pour tenir compte de la déformabilité des sols engendrée par une sollicitation mécanique et/ou thermique sur les courbes de rétention d'eau, il faut que les équations conventionnelles soient complétées (à titre d'exemple l'équation 5.43). Dans ce contexte l'équation (5.39) de Zhou et al. (2014) viens compléter cette lacune, elle sera exposée en détail selon les trois sollicitations qui la construisent, à savoir, la succion, la contrainte mécanique et la température.

a) Effet de la succion sur la courbe de rétention

Le premier terme de l'équation (5.39) résume l'effet de la succion sur la courbes de rétentions d'eau, il est défini par :

$$dS_e = \frac{\partial S_e}{\partial s} ds \quad (5.46)$$

Hormis les courbes de rétention principales de drainage/humidification, le degré de saturation peut se situer entre ces courbes on parle donc d'effet hystérésis. Pour prédire ce comportement il existe plusieurs modèle, on trouve notamment le modèle de Li (2005) avec une illustration en figure (5.14).

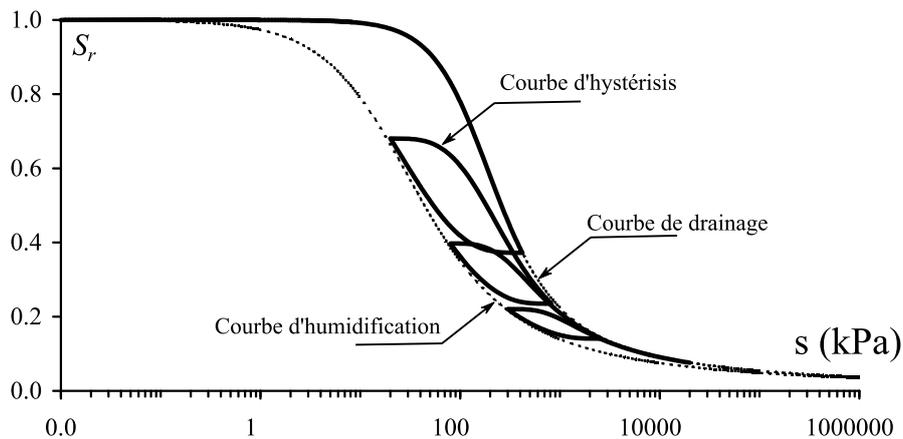


Figure 5.14: Exemple de simulation de l'effet d'hystérésis par le biais du modèle de Li (2005).

Cependant, le modèle Li (2005) présente quelques inconvénients, le premier c'est le nombre de paramètres (qui est de trois paramètres juste pour prédire l'effet d'hystérésis) et le deuxième c'est sa formulation qui est tributaire du point de projection initial noté α dans la figure (5.15).

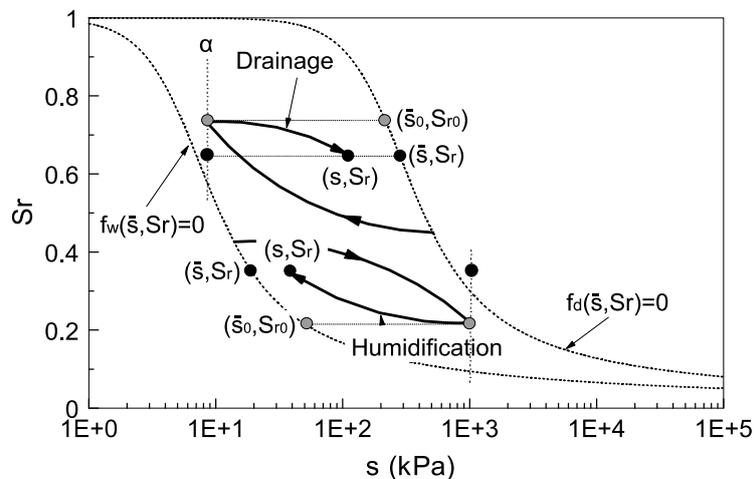


Figure 5.15: Variables du modèle de Li (2005).

Zhou et al. (2012a) ont proposé une simplification du concept de Li (2005), en proposant que la succion se projette directement à l'horizontale sur la courbe de rétention de drainage/humidification. L'effet d'hystérésis en cas d'humidification est ainsi défini par (Zhou et al., 2012a) comme suit:

$$\frac{\partial S_e}{\partial s}(\text{hum}) = \left(\frac{s_h}{s}\right)^{b_3} \left(\frac{\partial S_{eh}}{\partial s}\right) \quad (5.47)$$

$$\frac{\partial S_{eh}}{\partial s} = -\frac{m n S_{eh} \left(1 - S_{eh}^{\frac{1}{m_h}}\right)}{s} \quad (5.48)$$

$$s_h = a_h \frac{b_2 + T}{b_2 + T_0} \left(S_{eh}^{\frac{1}{m_h}} - 1\right)^{\frac{1}{n_h}} \quad (5.49)$$

Où,

b_3 est un paramètre et s_h est la succion qui correspond au même degré de saturation effective projeté sur la courbe d'humidification et s est la succion.

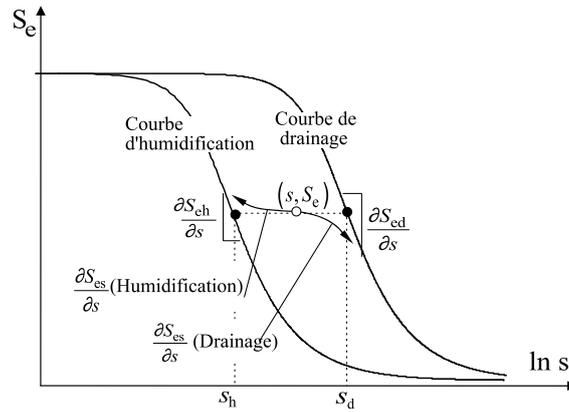


Figure 5.16: Variables du modèle de Zhou et al. (2012a).

En cas drainage, l'effet hystérétique (Zhou et al., 2012a) est capturé par:

$$\frac{\partial S_e}{\partial s}(\text{dra}) = \left(\frac{s_d}{s}\right)^{-b_3} \left(\frac{\partial S_{ed}}{\partial s}\right) \quad (5.50)$$

$$\frac{\partial S_{ed}}{\partial s} = -\frac{m n S_{ed} \left(1 - S_{ed}^{\frac{1}{m_d}}\right)}{s} \quad (5.51)$$

$$s_d = a_d \frac{b_2 + T}{b_2 + T_0} \left(S_{ed}^{\frac{1}{m_d}} - 1\right)^{\frac{1}{n_d}} \quad (5.52)$$

Où,

s_d est la succion qui correspond au même degré de saturation effective projeté sur la courbe de drainage.

b) Influence de la déformation volumique engendrée par un chargement mécanique sur les courbes de rétention d'eau

Le deuxième terme de l'équation (5.39) résume l'effet de la contrainte mécanique sur la courbes de rétentions d'eau, il est définit par:

$$dS_e = \frac{\partial S_r}{\partial \varepsilon_{v\bar{\sigma}}} d\varepsilon_{v\bar{\sigma}} \quad (5.53)$$

Certains modèles décrivent l'influence de la déformation sur les courbes de rétention par l'indice des vides initial e_0 ou par le volume spécifique initial, tel est le cas de la formulation proposée par Gallipoli et al. (2003) établie sur la base de la formule de van Genuchten (1980):

$$S_r = \left[1 + \left(\frac{1}{\psi(v_0)\zeta} \frac{s}{a} \right)^n \right]^{-m} \quad (5.54)$$

Où,

v_0 est le volume spécifique initiale et ζ ; ψ sont des paramètres définissant l'influence de l'indice des vides initial sur le décalage des courbes de rétentions d'eau.

Lorsque e_0 diminue, l'équation (5.24) prédit d'une manière satisfaisante le décalage vers la droite des courbes de retentions d'eau dans le plan $(\ln s - S_r)$, ce décalage peut s'expliquer par une augmentation de la succion d'entrée d'air. Mais malgré cela, l'équation (5.24) arrive à ses limites si on veut prédire les courbes de rétention d'eau d'un sol subissant un drainage puis un chargement mécanique. C'est évident car à ce stade, la formulation doit être fonction de l'indice des vides (e) au lieu de l'être en termes d'indice des vides initial (e_0). Dans ce contexte, on trouve les travaux de Sun et al. (2007), Nuth et Laloui (2008) et Sheng et al. (2011), qui proposent un degré de saturation fonction de l'indice des vides (e).

La variation du degré de saturation influencé par une déformation d'origine mécanique (Sheng et al., 2011) est définit par :

$$dS_r = \frac{\partial S_r}{\partial \varepsilon_{v\bar{\sigma}}} d\varepsilon_{v\bar{\sigma}} \quad (5.55)$$

Où,

$d\varepsilon_{v\bar{\sigma}}$ est la déformation induite par un chargement mécanique.

Avec,

$$\frac{\partial S_r}{\partial \varepsilon_{v\bar{\sigma}}} = \frac{S_r(1+e)}{e} (1 - S_r)^{b_1} \quad (5.56)$$

Où,

e est l'indice des vides, b_1 est un paramètre.

Pour revenir à un degré de saturation fonction de l'indice des vides initiale, Sheng et al. (2011) proposent la réécriture de l'équation (5.55) sous la forme suivante:

$$ds_r = \frac{S_r(1-S_r)^{b_1}}{e_0} de_0 \quad (5.57)$$

Et pour définir le degré de saturation effective Zhou et al. (2012a) proposent la forme suivante:

$$ds_e = \frac{\partial S_e}{\partial \varepsilon_{v\bar{\sigma}}} d\varepsilon_{v\bar{\sigma}} \quad (5.58)$$

Avec,

$$\frac{\partial S_e}{\partial \varepsilon_{v\bar{\sigma}}} = \frac{S_e(1+e)}{e} \frac{(1-S_e)^{b_1}}{1-S_r^{\text{res}}} \quad (5.59)$$

Où,

S_r^{res} est la succion résiduelle.

Dans Sheng et al. (2011) et Zhou et al. (2012a), l'incrément de déformation volumique engendré par un chargement mécanique $d\varepsilon_{v\bar{\sigma}}$ ne tient pas compte de la transition entre les domaines élastique et élastoplastique. Dans ce contexte, nous proposons d'utiliser l'équation (5.58) dans le cadre de la formulation proposée à savoir avec les équations (5.3), (5.5) et (5.35). Ainsi la déformation $d\varepsilon_{v\bar{\sigma}}$ peut-être capturée selon le cas élastique ou élastoplastique par:

$$d\varepsilon_{v\bar{\sigma}} = \begin{cases} \frac{\kappa}{1+e_0} \frac{dp'}{p'} \\ \frac{\kappa}{1+e_0} \frac{dp'}{p'} + \frac{1}{H} \left(\frac{\partial f}{\partial p'} dp' + \frac{\partial f}{\partial q} dq + \frac{\partial f}{\partial S_e} dS_e \right) \frac{\partial g}{\partial p'} \end{cases} \quad (5.60)$$

La figure (5.17) montre une simulation qualitative de trois cycles de changement déchargement mécanique (50-500-50-1000-50-2000-50 kPa) à succion et température constantes. Deux aspects important sont capturés, le premier c'est la transition en douceur entre la déformation élastique et élastoplastique. Le second aspect capturé, c'est la capacité de la formulation proposée à reproduire le comportement purement élastique sous déchargement dans les plans $(\ln \bar{p}, v)$ et $(\ln \bar{p}, S_e)$, ce qui est en accordance avec les travaux de Sharma (1998).

c) Effet de la température sur les courbes de retentions

L'effet de la température sur les courbes de retentions d'eau se décompose en deux parties (1) : L'effet de la température sur la tension d'interface liquide gaz, cet aspect est généralement pris en compte par tous les modèles thermo hydrique (à titre d'exemple l'équation (5.43)). Le deuxième effet de la température, se traduit par l'effet de la déformation thermique sur les courbes de rétention d'eau, il faut souligner qu'à l'exception du model de Zhou et al. (2014), cet aspect est négligé dans la littérature. En tenant compte des effets combinés de la température sur les courbes de rétention d'eau,

Zhou et al. (2014) ont proposé l'écriture du dernier terme de l'équation (5.39) sous la forme suivante:

$$dS_e = \frac{\partial S_e}{\partial \sigma^{lg}} \frac{\partial \sigma^{lg}}{\partial T} + \frac{\partial S_e}{\partial e} \frac{\partial e}{\partial T} dT \quad (5.61)$$

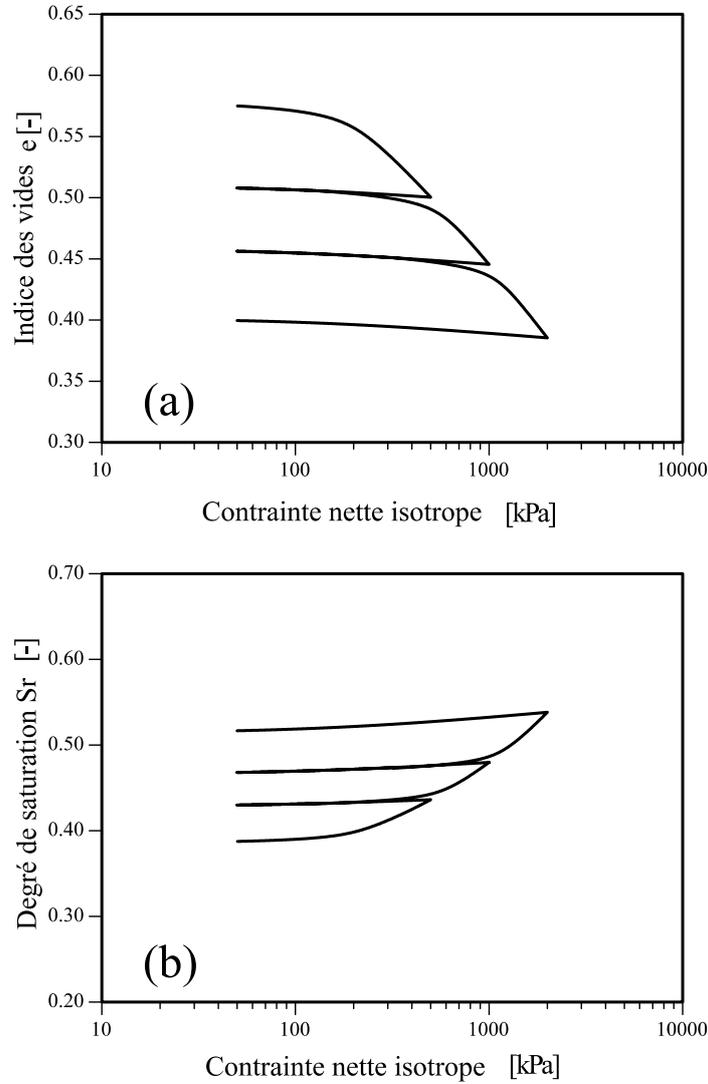


Figure 5.17: Simulation qualitative d'un essai de compression isotrope à succion et température contrôlées.

Le cas d'humidification compte les équations suivantes:

$$\frac{\partial S_{eh}}{\partial \sigma^{lg}} = m_h n_h \frac{S_{eh} \left(1 - S_{eh}^{\frac{1}{m_h}} \right)}{a' + b' T} \quad (5.62)$$

$$\frac{\partial \sigma^{lg}}{\partial T} = b' \quad (5.63)$$

En cas de drainage,

$$\frac{\partial S_{ed}}{\partial \sigma^{lg}} = m_d n_d \frac{S_{ed} \left(1 - S_{ed}^{\frac{1}{m_d}} \right)}{a' + b' T} \quad (5.64)$$

$$\frac{\partial \sigma^{lg}}{\partial T} = b' \quad (5.65)$$

Les équations (5.62 à 5.65) résument le premier effet de la température sur les courbes de retentions à savoir l'effet de la température sur la tension d'interface liquide gaz. Le deuxième effet est résumé quant à lui par le produit $\left(\frac{\partial S_e}{\partial e} \frac{\partial e}{\partial T} \right)$, où $\left(\frac{\partial S_e}{\partial e} \right)$ est défini pour le cas d'humidification par Zhou et al. (2014) comme suit :

$$\frac{\partial S_{eh}}{\partial e} = \frac{S_{eh}}{e} (1 - S_{eh})^{b_1} \quad (5.66)$$

Et sur chemin de drainage :

$$\frac{\partial S_{ed}}{\partial e} = \frac{S_{ed}}{e} (1 - S_{ed})^{b_1} \quad (5.67)$$

Le terme $\left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)$ est calculable à partir de la dérivé de l'indice des vides en fonction de la température (Zhou et al 2014), ainsi on peut écrire cette déformation sous la forme suivante:

$$d\varepsilon_{vT} = \frac{\partial \varepsilon_{vT}}{\partial T} dT \quad (5.68)$$

Ou,

$$d\varepsilon_{vT} = \frac{\partial \varepsilon_{vT}}{\partial e} \frac{\partial e}{\partial T} dT \quad (5.69)$$

Ce qui implique,

$$\frac{\partial e}{\partial T} = \frac{\partial \varepsilon_{vT}}{\partial e} \frac{d\varepsilon_{vT}}{dT} \quad (5.70)$$

Dans le cadre THM actuel, nous proposons que le terme $\partial e / \partial T$ soit calculé pour les cas respectif de thermoélasticité et thermoplasticité par:

$$\frac{\partial e}{\partial T} = \begin{cases} \frac{\alpha(1+e_0)}{T} \\ \frac{\alpha(1+e_0)}{T} + \frac{1+e_0}{H} \frac{\partial f}{\partial T} \frac{\partial g}{\partial p'} \end{cases} \quad (5.71)$$

5.3.3 Fonctionnement du modèle

5.3.3.1 Comportement sous échauffement-refroidissement à succion et à contrainte contrôlées

La figure (5.18) montre le fonctionnement du modèle dans le cas de simulation d'essais d'échauffement-refroidissement de sols non saturés à contraintes et à succions constantes. Trois cas de sols sont exposés, le premier cas est normalement consolidé (figure (5.18a)), le deuxième est faiblement surconsolidé (figure (5.18b)) et le troisième est fortement surconsolidé (figure (5.18c)).

Il faut souligner que cet exemple, présente des résultats similaires à ceux de l'exemple exposé en chapitre 4 (cas saturé), à savoir:

L'échauffement du sol non saturé normalement consolidé (figure (5.18a)) produit d'emblée une contractance et un écrouissage des deux surfaces de charges (f) et (F) (écrouissage thermique). Puisqu'il n'y a pas de distinction entre la zone thermoélastique et thermoplastique, la déformation thermoplastique engendrée est supérieure à la déformation thermoélastique. Ceci s'explique par un module d'écrouissage H minimale ($H = H_j$) car la surface de chargement (f) coïncide avec la surface limite F ($\beta = 1$).

Pour le cas légèrement surconsolidé (figure 5.18b), l'échauffement a produit une dilatance suivi d'une contractance, qui à son tour a fait évoluer de façon moins significative les surfaces de charge (f) et (F) comparé au cas normalement consolidé. Dans la partie dilatante, la déformation thermoélastique prime sur la déformation thermoplastique mais arrivé à une certaine température le phénomène s'inverse. Ceci s'explique par un module d'écrouissage H qui diminue au fur et à mesure que le paramètre β augmente (rapprochement de la surface de chargement (f) par rapport à surface limite (F)).

Dans le cas de sol fortement surconsolidé (figure 5.18c), l'échauffement a produit une déformation totale dilatante avec un léger écrouissage de la surface de charge. Bien que contradictoire, ceci s'explique par une déformation thermoélastique bien supérieure à la déformation thermoplastique (module d'écrouissage H grand qui correspond à un paramètre β petit).

Lors de la phase refroidissement, les déformations engendrées sont purement thermo élastique (déformation contractante) dans les trois exemples de sol (figure 5.18), car l'incrément de la sollicitation thermique est négatif.

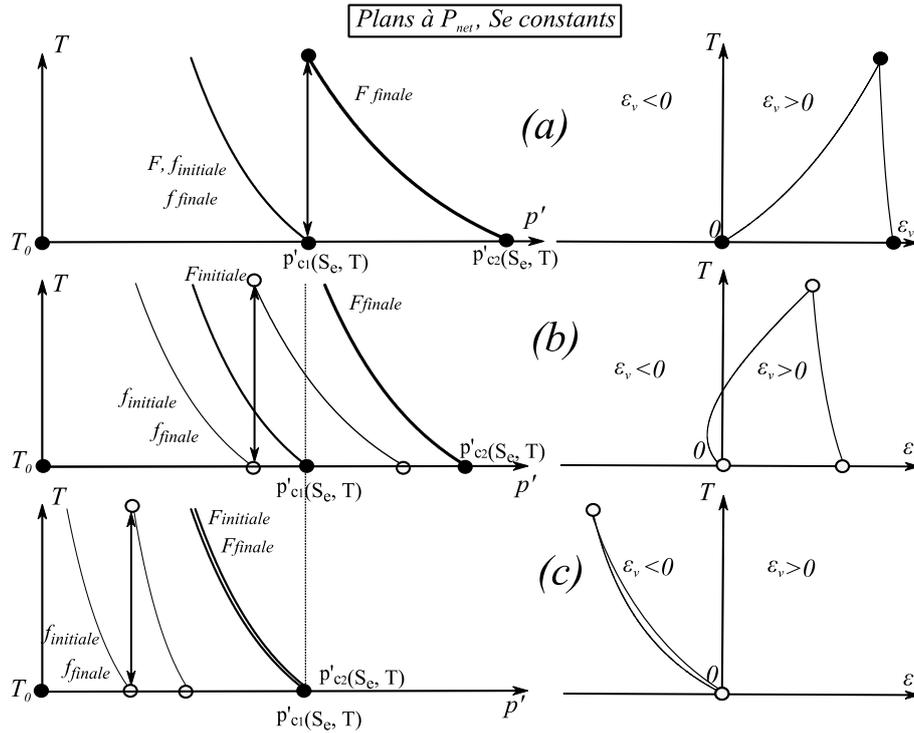


Figure 5.18: Fonctionnement du modèle, cas d'essai d'échauffement sous succion et contrainte constantes.

5.3.3.2 Comportement sous drainage/humidification à contrainte nulle et à température ambiante

L'exemple suivant montre un échantillon de boue saturé sous contrainte (1 kPa) à température ambiante, qui subit un cycle de drainage-humidification (succions 0-1000-0 kPa) voir figure (5.19). Pour des raisons de simplicité nous mentionnons sur cette figure que les surfaces de charges limites (F) initiales et finales.

L'état initial de ce sol à les coordonnées (1, $N(T_0)$) soit (1, 4.5) dans le plan ($\ln p' - v$) c'est à dire qu'il fait partie de la droite de consolidation (figure (5.19a)). De ce fait, lorsque le sol subit une succion inférieure à la succion d'entrée d'air, le sol se comporte comme s'il était saturé sa déformation volumique suit alors la droite de consolidation.

À partir d'une certaine succion supérieure à la succion d'entrée d'air l'échantillon commence à se désaturer et à se comporter comme un sol non saturé. Arrivant au point où la sollicitation (p') commence à s'éloigner de la surface de limite (F) (figure 5.19g), la déformation volumique commence à diminuer jusqu'à ce que sa pente se rapproche de la pente de gonflement (κ) (figures 5.19a et 5.19e).

Lors de la phase d'humidification, le comportement du sol est purement élastique et suit la même pente de gonflement (κ). Par ailleurs, puisque la sollicitation se trouve éloigné de la surface limite (F) (figure 5.19g) le phénomène l'effondrement ne peut pas produire.

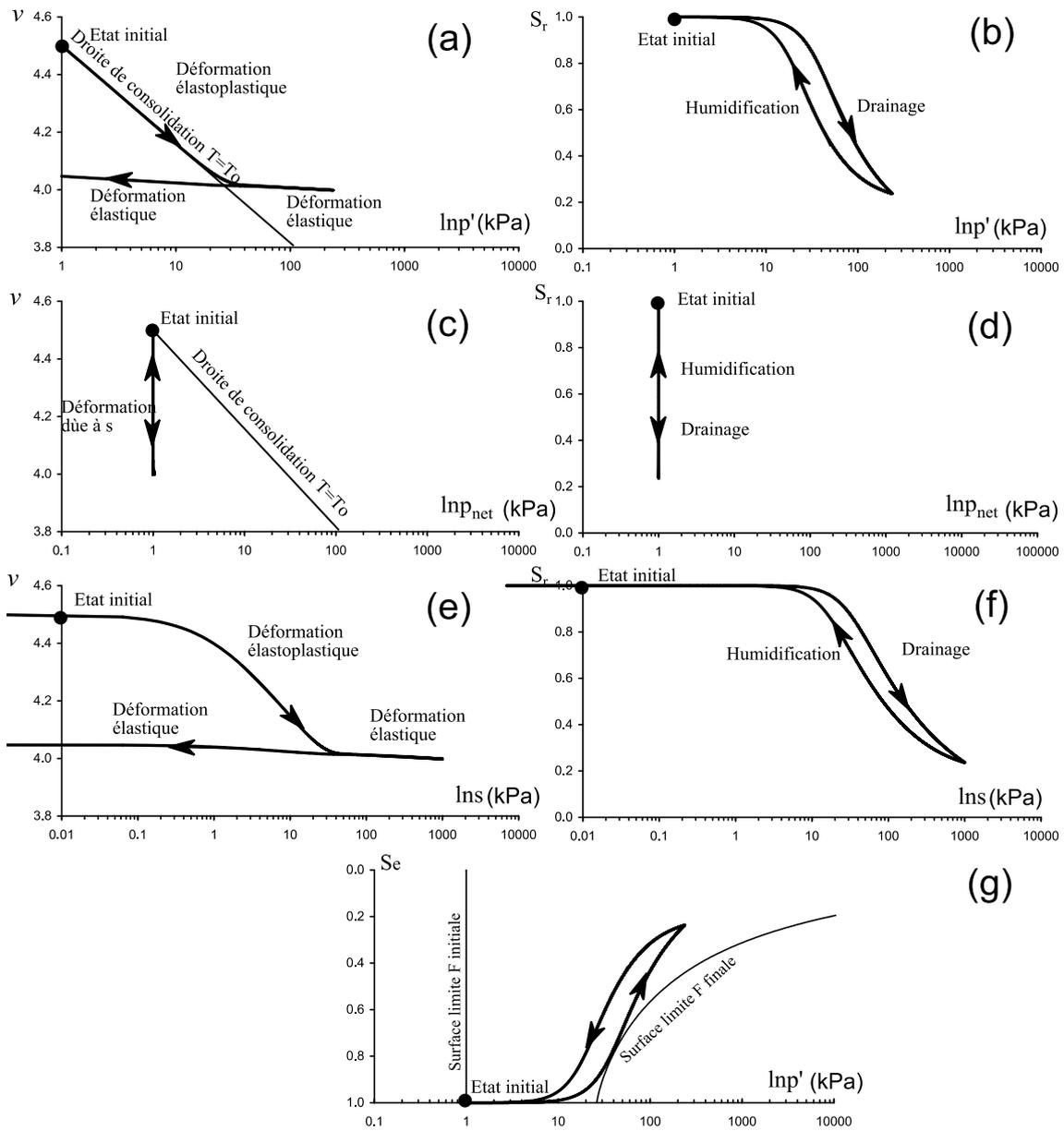


Figure 5.19: Fonctionnement du modèle, cas d'essai de drainage/humidification d'une boue à température-ambiante.

5.3.3.3 Comportement sous humidification provoquant un effondrement en conditions THM

La figure (5.20) montre le fonctionnement du modèle dans le cas d'un sol initialement saturé et normalement consolidé soumis à des sollicitations thermo hydro mécanique notées 1-2-3-4-5 (figure 5.20), à savoir : un échauffement chemin (1-2), un drainage chemin (2-3), un chargement mécanique chemin (3-4) et une humidification sur chemin (4-5). Toujours, pour des raisons nous mentionnons sur la figure (5.20) que les surfaces de charges limites (F) initiales et finales.

Sur chemin (1-2), le sol est soumis à un échauffement (25°C -100°C) et vu qu'il est normalement consolidé, une déformation contractante plastique se produit (figures 5.15c). La droite de consolidation se décale vers le bas à cause de la température qui augmente (déformation contractante thermoplastique voir figures 5.20c, 5.20e et 5.20g). Par ailleurs, les courbes de retentions sont aussi influencées par cette échauffement même si le sol est encore saturé.

Le chemin de drainage (2-3) où la succion augmente de 0 à 50 kPa, ne produit qu'une petite déformation (figures 5.20e, 5.20i), qui à son tour fait évoluer que très légèrement les surface de charges (f) et (F).

Le chargement appliqué de 200 à 2000 kPa sur chemin (3-4) provoque quant à lui une déformation plus conséquente (comparée à la succion) et en même temps la saturation progressive du sol (figures 5.20e à 5.20h et 5.20j). Ce qui décale la courbe ($S_r - s$) vers la droite (augmentation de la succion d'entrée d'air voir figure (5.20j)). Les surfaces de charges (f) et (F) se retrouvent ainsi augmentées avec une forme plus convexe (figure 5.20a).

Sur chemin d'humidification (4-5) où la succion varie de 50 kPa à 0 kPa, la sollicitation dépasse la surface de charge car la forme de cette dernière est convexe, ce qui provoque l'effondrement du sol (figures 5.20c, 5.20e et 5.20g). Ainsi, il y a écrouissage des surfaces de charges (f) et (F) à cause de cette déformation plastique, qui en plus décale la courbe de rétention vers la droite (augmentation de la succion d'entrée d'air figure 5.20 j).

Quand l'échantillon se sature complètement, la déformation du sol retrouve la droite de consolidation à la température de 100° C (figure 5.20e, 5.20 g). Cette déformation est élastique gonflante, car la succion ne touche plus la surface de charge (vecteur de sollicitation négatif).

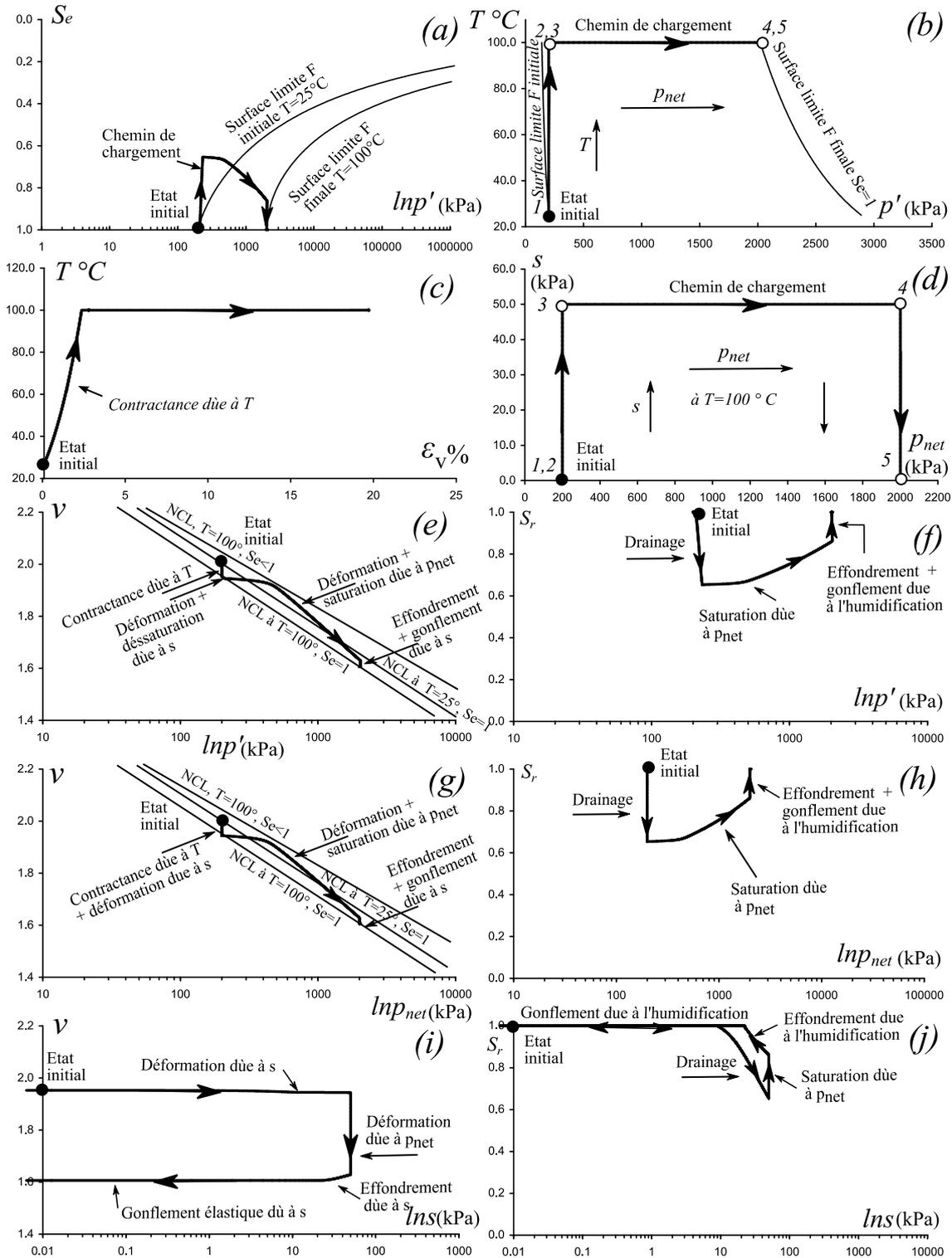


Figure 5.20: Fonctionnement du modèle, cas de sollicitations THM avec effondrement sous humidification.

5.3.3.4 Comportement sous compression isotrope provoquant une saturation en conditions THM

La figure (5.21) montre le fonctionnement du modèle dans le cas d'un sol initialement saturé fortement surconsolidé $OCR=2.5$, soumis à des sollicitations thermo hydro mécanique notées (1-2-3-4-5), à savoir: Echauffement sur chemin (1-2), drainage sur chemin (2-3), compression isotrope sur chemin (3-4) et déchargement mécanique sur chemin (4-5). Comme pour les exemples précédents, il n'est mentionné sur la figure (5.21a) que les surfaces de charges limites (F) initiales et finales.

Sur chemin 1-2, l'échauffement de 25°C à 100°C provoque une réponse dilatante car le sol est fortement surconsolidé (déformation thermoélastique supérieure à la déformation thermoplastique). La droite de consolidation se décale vers le bas lorsque la température atteint 100°C (figure 5.21e, 5.21g). En outre, la courbe de drainage est aussi affectée par cette augmentation de température.

Le chemin de drainage (2-3) avec la succion qui augmente de 0 à 20 kPa, provoque une petite déformation (figure 5.21i) avec une légère évolution des surfaces (f) et (F).

Le chargement appliqué de 200 à 2000 kPa sur chemin (3-4), induit quant à lui une déformation élastoplastique plus grande que celle provoquée par la succion ainsi qu'un effet de saturation (figures 5.21f et 5.21h). Cette déformation fait aussi évoluer les surfaces de charges (f) et (F) d'une manière plus significative (figure 5.21a). Par ailleurs, lorsque l'échantillon se sature complètement, sa déformation retrouve la droite de consolidation saturé à la température 100°C . À ce stade le sol se comporte comme si il était saturé.

Le déchargement de 2000 à 200 kPa sur chemin (4-5), provoque une déformation purement élastique (figures 5.21e et 5.21g) car l'incrément de la sollicitation est négatif (la direction de la sollicitation est à l'opposé de la surface de charge).

5.4 Calibrage des paramètres du modèle

Le présent modèle utilise 26 paramètres, la procédure de détermination de ces derniers est brièvement exposée dans ce qui va suivre:

Les paramètres (λ , κ , μ et M_0) sont les paramètres basiques du modèle Cam Clay, ils peuvent être déterminés à partir d'essais de compressions isotropes et triaxial conventionnels menés sur des sols saturés à températures ambiante.

Les paramètres déviatorique (n) et (r) sont déterminées en menant des tests triaxiaux à température ambiante. Le paramètre (r) décrit la distance qui sépare la droite d'état critique (CSL) est la droite de consolidation saturé (NCL) dans le plan $(\ln p' - v)$ à $T = T_0$. Le paramètre (n) peut-être déterminé en lissant la surface de charge déviatorique (établis dans le plan $(p' - q)$). Le terme (a_3) qui définit l'influence de la température sur la droite d'état critique (CSL) requière un autre test triaxial à température élevée, le rapport entre la droite d'état critique à température ambiante et la droite d'état critique à température (T) permet le calcul du paramètre a_3 (Francois et Laloui, 2008).

Le paramètre γ_T est calculé par le biais de l'équation (5.72), la déformation thermoplastique ε_{vT}^p est obtenue en réalisant un test d'échauffement drainé sur un sol saturé normalement consolidé.

$$\varepsilon_{vT}^p = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_0} \ln \left(\frac{p'_{c0}}{p'_c(T)} \right) = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_0} \ln \left(\frac{1}{1 - \gamma_T \log \left(\frac{T}{T_0} \right)} \right) \quad (5.72)$$

Les surfaces de charges THM (f) et (F) sont définies par les paramètres (a_1 , a_2 , λ_d et γ_T), le paramètre γ_T a été déjà exposé dans la section précédente. Concernant les paramètres (a_1) et (λ_d), ils peuvent être calibrés à partir des tests de compressions isotropes à succions contrôlées et à température ambiantes (Zhou et al. 2012b); où (λ_d) est le paramètre de compression qui correspond à l'état déssaturé ($S_e = 0$). Cependant, avant de calibrer le paramètre (a_1) à l'aide l'équation (5.18), le paramètre $N(T_0)$ et les paramètres $\lambda(S_e)$ (équation (5.17)) doivent être calibrés en premier.

Le nouveau paramètre (a_2) est calibré à partir de tests de compressions isotropes à succions et à températures contrôlées. Pour chaque température, on suit la même procédure de calibrage du paramètre (a_1) décrite plus haut. Ainsi le paramètre (a_2) peut déterminer par l'équation (5.24).

Les paramètres (h), (d) et (d_T) contrôlent le module d'écrouissage (H) de la surface de chargement (f), ils peuvent être déterminés par tâtonnements jusqu'à avoir le meilleur résultat possible.

Les paramètres (α) et (c) influent sur la réponse thermo élastique du sol, ils sont calibrés à partir d'essais cyclique d'échauffement-refroidissement, effectués sur des sols saturés à différents degrés de surconsolidation.

Quant aux paramètres hydrauliques (m_d , n_d , a_d , m_h , n_h , a_h et S_r^{res}), ils peuvent être calibrés à température ambiante soit par la procédure décrite par van Genuchten (1980) ou par des méthodes de régressions non linéaires.

Le calibrage du paramètre (b_1) peut se faire à partir d'un essai de compression isotrope à succion contrôlée et à température ambiante, le lissage de la courbe ($\ln(\bar{p})$, S_r) permet la détermination du paramètre (b_1). Concernant le paramètre (b_2), il peut être évalué directement par le biais d'une régression non linéaire des courbes de drainage ou d'humidification avec au minimum deux températures. Finalement, le paramètre b_3 est déterminé par le biais d'un test de drainage/humidification à température ambiante.

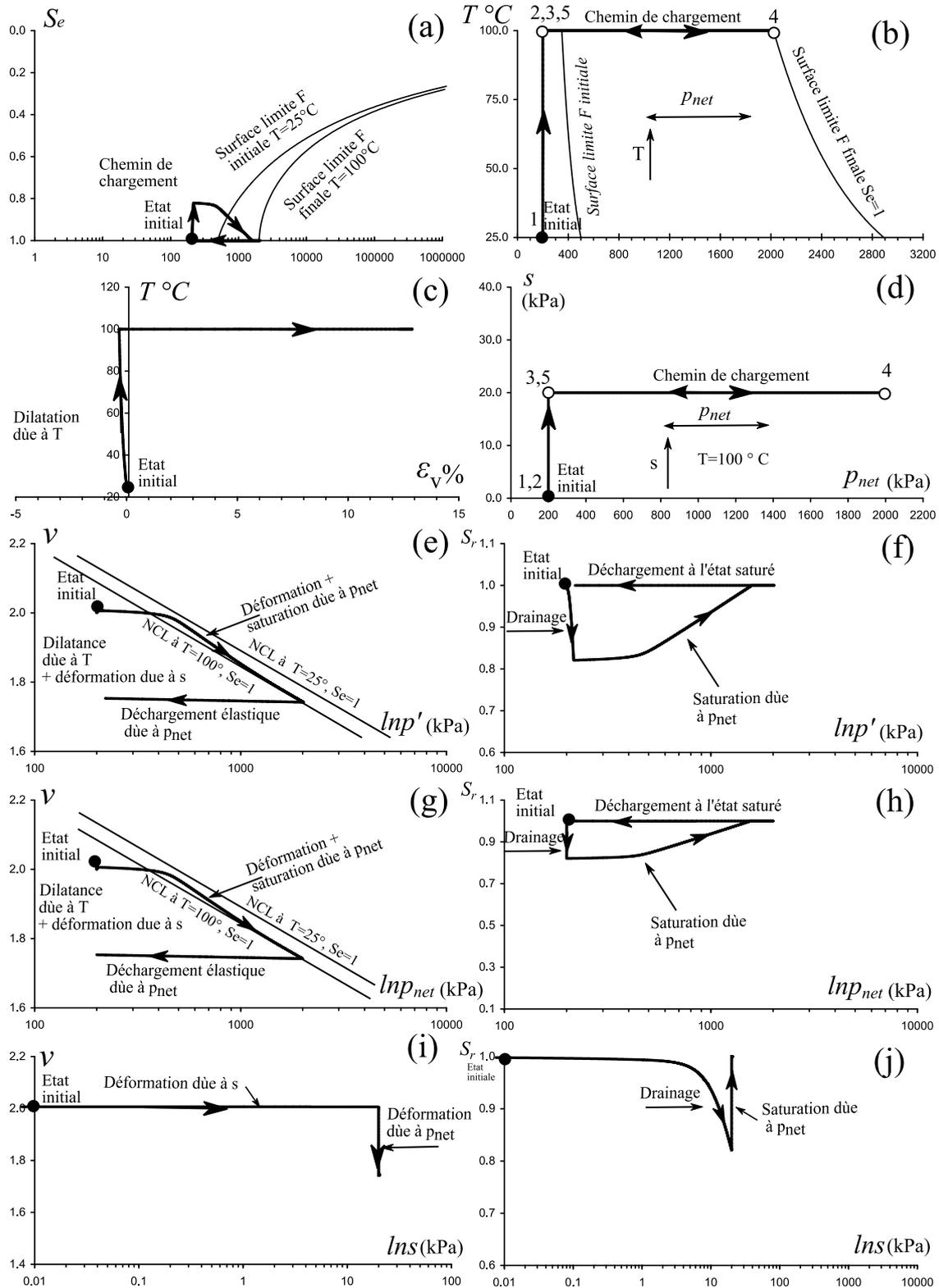


Figure 5.21: Fonctionnement du modèle, cas de sollicitations THM avec effet de saturation due à un changement mécanique.

5.5 Validation du modèle THM proposé

5.5.1 Simulation du comportement hydraulique des sols non saturés

La figure (5.22) montre la simulation des essais expérimentaux de Huang et al (2005), qui ont réalisés des essais cyclique de drainage/humidification sur un sable. Les paramètres utilisés sont présentés dans le tableau (5.2). D'après les résultats de la figure (5.22), le modèle semble prédire de manière satisfaisante l'effet d'hystérésis.

Tableau 5.2: Paramètres utilisés dans la simulation des travaux de Huang et al (2005).

Paramètres thermoélastique		
κ, μ, α, c	[-], [-], [$^{\circ}\text{C}^{-1}$], [-]	/, /, /, /
Paramètres thermoplastique		
$\lambda, \lambda_d, h, d, d_T, \gamma_T$	[-], [-], [-], [-], [-], [-]	/, /, /, /, /, /
a_1, a_2, a_3, n, r, M_0	[-], [-], [-], [-], [-], [-]	/, /, /, /, /, /
paramètres hydraulique		
m_d, n_d, a_d	[-], [-], [kPa]	0.185, 7.5, 7.69
m_h, n_h, a_h	[-], [-], [kPa]	0.105, 6.5, 1.8
$b_1, b_2, b_3, S_f^{\text{res}}$	[-], [K], [-], [-]	0.25, 0, 3, 0

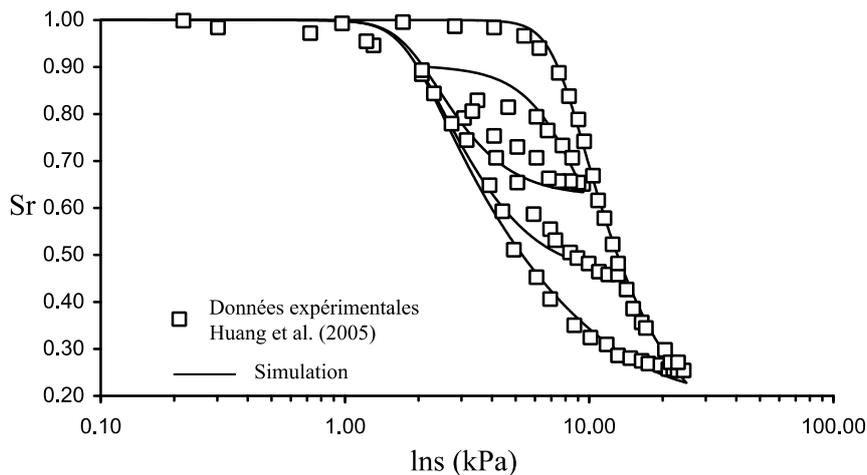


Figure 5.22: Simulation des travaux de Huang et al (2005), essai cyclique de drainage-humidification à température ambiante.

Une série d'essais de drainage (Succion 0-400 kPa) a été menée par Uchaipichat et Khalili (2009) sur un limon compacté de la région Bourke (Australie) à différentes températures et contraintes. Les échantillons de ce sol initialement saturés ont été consolidés sous un chargement mécanique isotrope 200 kPa puis déchargées à différents niveaux de contraintes isotopes (50, 100, 150 et 200 kPa). Par la suite, les températures (25, 40 and 60°C) et succions de 0 à 300 kPa ont été appliquées.

Toutes les simulations des travaux d'Uchaipichat et Khalili (2009), présentées dans cette section et dans les sections 5.5.3 et 5.5.5 et 5.5.7 qui suivent sont réalisées avec les paramètres du tableau (5.3).

Tableau 5.3: Paramètres utilisés dans la simulation des travaux d'Uchaipichat et Khalili (2009).

Paramètres thermoélastique		
κ, μ, α, c	[-], [-], [°C ⁻¹], [-]	0.006, 0.25*, -1x10 ⁻³ , 0
Paramètres thermoplastique		
$\lambda, \lambda_d, h, d, d_T, \gamma_T$	[-], [-], [-], [-], [-], [-]	0.09, 0.08, 2800, 1.2, 2.50, 0.33
a_1, a_2, a_3, n, r, M_0	[-], [-], [-], [-], [-], [-]	1.30, 0.23, 0, 3.5*, 1.85*, 1.17*
paramètres hydraulique		
m_d, n_d, a_d	[-], [-], [kPa]	0.17, 2.37, 29.95
m_h, n_h, a_h	[-], [-], [kPa]	/, /, /
b_1, b_2, b_3, S_r^{res}	[-], [K], [-], [-]	0.25, -450, /, 0

(*) Paramètres calibrés à partir des résultats expérimentaux d'Uchaipichat (2005).

Une comparaison entre la prédiction du modèle et ces résultats expérimentaux sont illustrés en figure (5.23). À partir de cette comparaison, on peut conclure que même les petites variations dans le degré de saturation produite par une variation de températures et de contraintes mécaniques peuvent être très bien reproduites par le modèle.

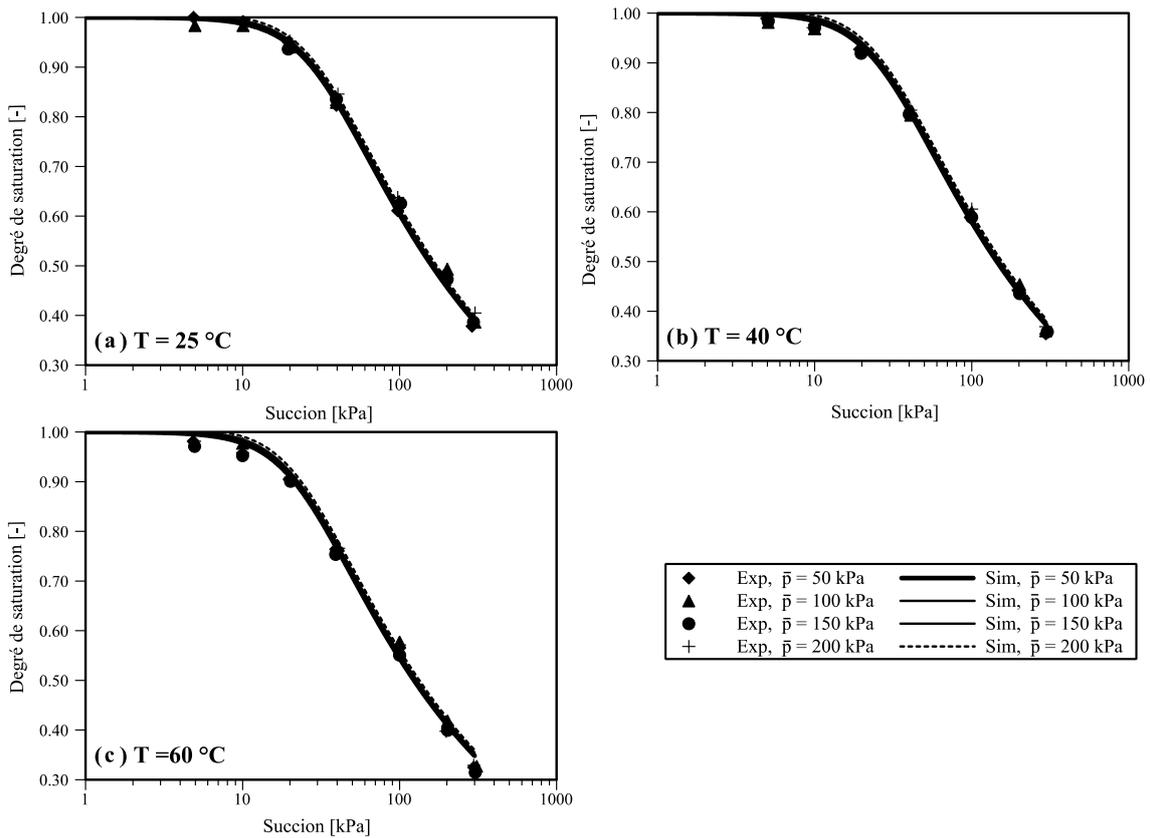


Figure 5.23: Simulation des essais de drainage à température et contraintes imposées d'Uchaipichat et Khalili (2009).

La figure (5.24) montre la simulation du présent modèle comparée aux résultats expérimentaux de Tarantino (2009), qui a réalisé six essais de drainage et d'humidification sur un limon à différents indices des vides initiaux, le tableau (5.4) résume les paramètres utilisés dans les simulations. À partir des résultats trouvés, le modèle semble bien prédire les courbes de retentions à différents indices des vides initiaux

Tableau 5.4: Paramètres utilisés dans la simulation des travaux de Tarantino (2009).

Paramètres thermoélastique		
κ, μ, α, c	[-], [-], [$^{\circ}\text{C}^{-1}$], [-]	/, /, /, /
Paramètres thermoplastique		
$\lambda, \lambda_d, h, d, d_T, \gamma_T$	[-], [-], [-], [-], [-], [-]	/, /, /, /, /, /
a_1, a_2, a_3, n, r, M_0	[-], [-], [-], [-], [-], [-]	/, /, /, /, /, /
paramètres hydraulique		
m_d, n_d, a_d	[-], [-], [kPa]	0.15, 0.59, 50
m_h, n_h, a_h	[-], [-], [kPa]	0.27, 0.40, 21.15
$b_1, b_2, b_3, S_r^{\text{res}}$	[-], [K], [-], [-]	0.25, 0, /, 0

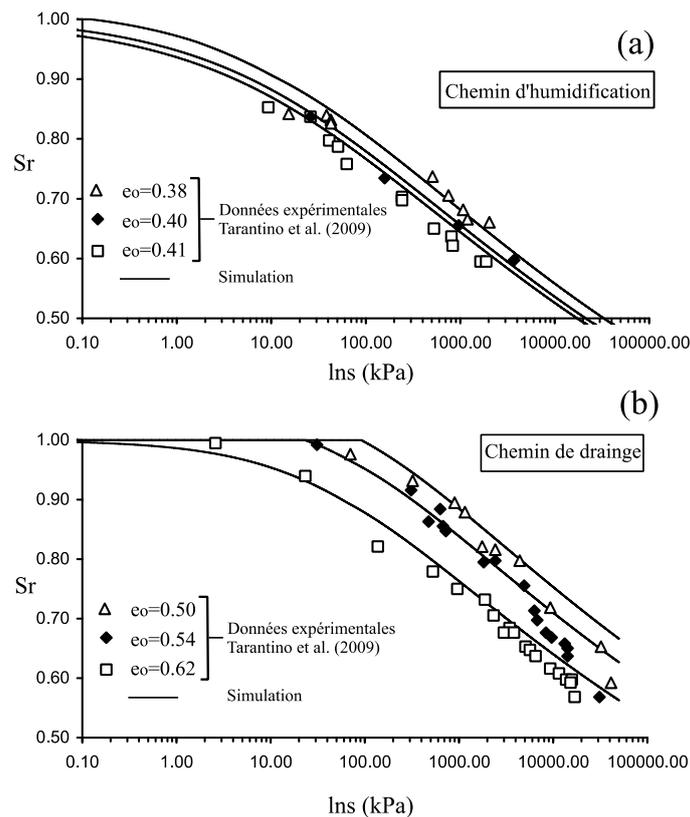


Figure 5.24: Simulation des travaux de Tarantino (2009, essais de drainage et d'humidification à température ambiante et à différents indices des vides initiaux.

5.5.2 Simulation des essais de drainage à contrainte nulle et à température imposées

À contrainte nulle, Ghembaza et al. (2007) ont réalisés des essais de drainage en températures (23 et 80°C) sur une argile sableuse saturée sous forme de pâte, qui a été préparée à une teneur en eau initiale $w_0 = 1.5w_L$. La figure (5.25) montre les simulations du modèle comparées à ces résultats expérimentaux, les paramètres utilisés sont mentionnés dans le tableau (5.5).

D'après la figure (5.25), le modèle reproduit très bien les résultats de Ghembaza et al. (2007). De plus, il est même capable de prédire l'évolution de la courbe de rétention en température (figure 5.25 b), ceci est due à l'effet de la déformation thermoplastique qui est prise en charge par le présent modèle. Il faut souligner que seul le modèle de Zhou et al. (2014) peut aussi reproduire un tel comportement.

Tableau 5.5: Paramètres utilisés dans la simulation des travaux de Ghembaza et al. (2007).

Paramètres thermoélastique		
κ, μ, α, c	[-], [-], [$^{\circ}\text{C}^{-1}$], [-]	0.006, /, -1×10^{-3} , 0
Paramètres thermoplastique		
$\lambda, \lambda_d, h, d, d_T, \gamma_T$	[-], [-], [-], [-], [-], [-]	0.13, 0.006, 1000, 1.2, 1.2, 0.60
a_1, a_2, a_3, n, r, M_0	[-], [-], [-], [-], [-], [-]	0.75, 0.05, 0, /, 2, 0.87
paramètres hydraulique		
m_d, n_d, a_d	[-], [-], [kPa]	2.75, 1.42, 11040
m_h, n_h, a_h	[-], [-], [kPa]	/, /, /
$b_1, b_2, b_3, S_f^{\text{res}}$	[-], [K], [-], [-]	0.25, -150, /, 0

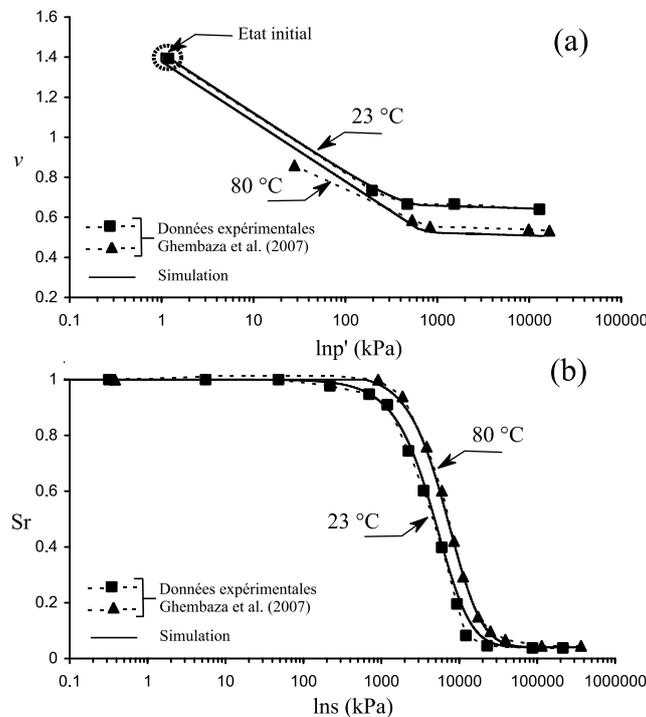


Figure 5.25: Simulation des travaux de Ghembaza et al. (2007). essais de drainage à contrainte nulle et température imposées.

5.5.3 Simulation des essais d'échauffements refroidissement à contrainte et succions imposées

La figure (5.26) montre des simulations du modèle comparées aux résultats expérimentaux d'Uchaipichat et Khalili (2009), qui ont réalisés une série de tests cycliques (Echauffement-refroidissement), sur un limon compacté de la région Bourke (Australie) à succions constantes (0, 100 and 300 kPa) et à contraintes nettes constantes (50, 100, 150 and 200 kPa). Les paramètres utilisés sont mentionnés dans le tableau (5.3).

D'une manière générale, on peut conclure que le comportement du limon compacté (Uchaipichat et Khalili, 2009) sous échauffement refroidissement est très bien capturé pour tous les tests illustrés en figures (5.26).

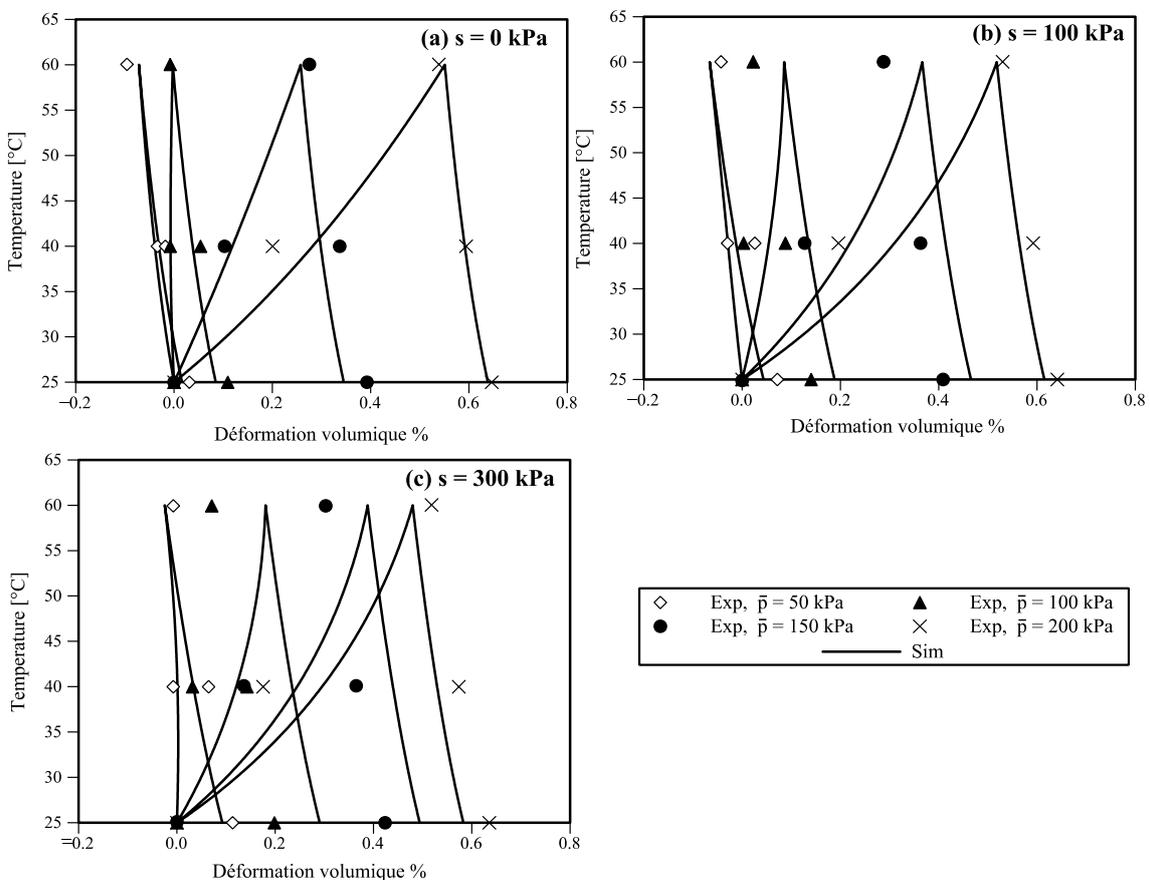


Figure 5.26: Simulation des essais d'échauffement-refroidissement à succions et contraintes imposées d'Uchaipichat et Khalili (2009).

5.5.4 Simulation des essais de compression oedométrique à température et succion imposées

Dans cette section on présente, les simulations des essais de compressions oedométrique à température et à succion imposées de François et al. (2007) qui ont été réalisés sur un sable limoneux de la région de Sion (Suisse).

Avant de procéder aux essais de compressions, les auteurs ont saturés les échantillons puis appliqués les contraintes respectives $\sigma'_{c0,v}$ et $\sigma_{net,v}$; la succion et la température. Le tableau (5.6) résume les états initiaux des échantillons avant la compression oedométrique.

Tableau 5.6: Etats initiaux des échantillons avant les tests de compression oedométrique, François et al. (2007).

$\sigma'_{c0,v}$ [kPa]	$\sigma_{net,v}$ [kPa]	S_r [-]	e_0 [-]	T [°C]	s [kPa]
134	16	1	0.85	22	0
100	11	1	0.90	80	0
109	11	0.37	0.75	22	300
109	11	0.37	0.73	80	300

Toutes les simulations présentées sont réalisées avec les paramètres du tableau (5.7). Par ailleurs, les paramètres hydrauliques (tableau (5.7)) ont été calibrés à partir de la courbe de drainage à température ambiante, réalisé par Péron et al. (2007) sur le même type de matériau, à savoir un sable limoneux (figure 5.27).

Tableau 5.7: Paramètres utilisés dans la simulation des travaux de François et al. (2007).

Paramètres thermoélastique		
C_s, μ, α, c	[-], [-], [°C ⁻¹], [-]	0.01, /, /, /
Paramètres thermoplastique		
$C_c, \lambda_d, h, d, d_T, \gamma_T$	[-], [-], [-], [-], [-], [-]	0.065, 0.055, 2000, 1.2, /, 0.43
a_1, a_2, a_3, n, r, M_0	[-], [-], [-], [-], [-], [-]	1.40, 0, 0, /, 2, 1.20
paramètres hydrauliques		
m_d, n_d, a_d	[-], [-], [kPa]	0.082, 7.60, 58.24
m_h, n_h, a_h	[-], [-], [kPa]	/, /, /
b_1, b_2, b_3, S_r^{res}	[-], [K], [-], [-]	0.25, -1x10 ⁶ , /, 0

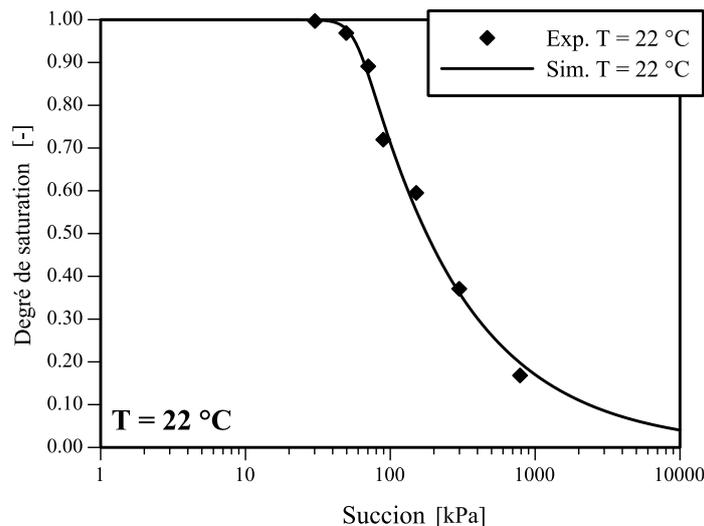


Figure 5.27: Calibrage de la courbe de drainage à partir des résultats de Péron et al. (2007).

Une comparaison entre la prédiction du modèle et les résultats expérimentaux (François et al., 2007) est montrée en figure (5.28). Le résultat des simulations montre, que le modèle peut aisément simuler la transition entre l'état élastique et élastoplastique à différentes températures. L'autre conclusion qui peut être tirée, se résume par la capacité du modèle proposé à prendre en compte les différents états initiaux du sol.

Cependant, une certaine limite a été observée dans les simulations du comportement sous déchargement, notamment dans les essais avec (température 80°C, succion 0 kPa) et (température 22°C, succion 300 kPa) comme le montre les figures (5.28b) et (5.28c).

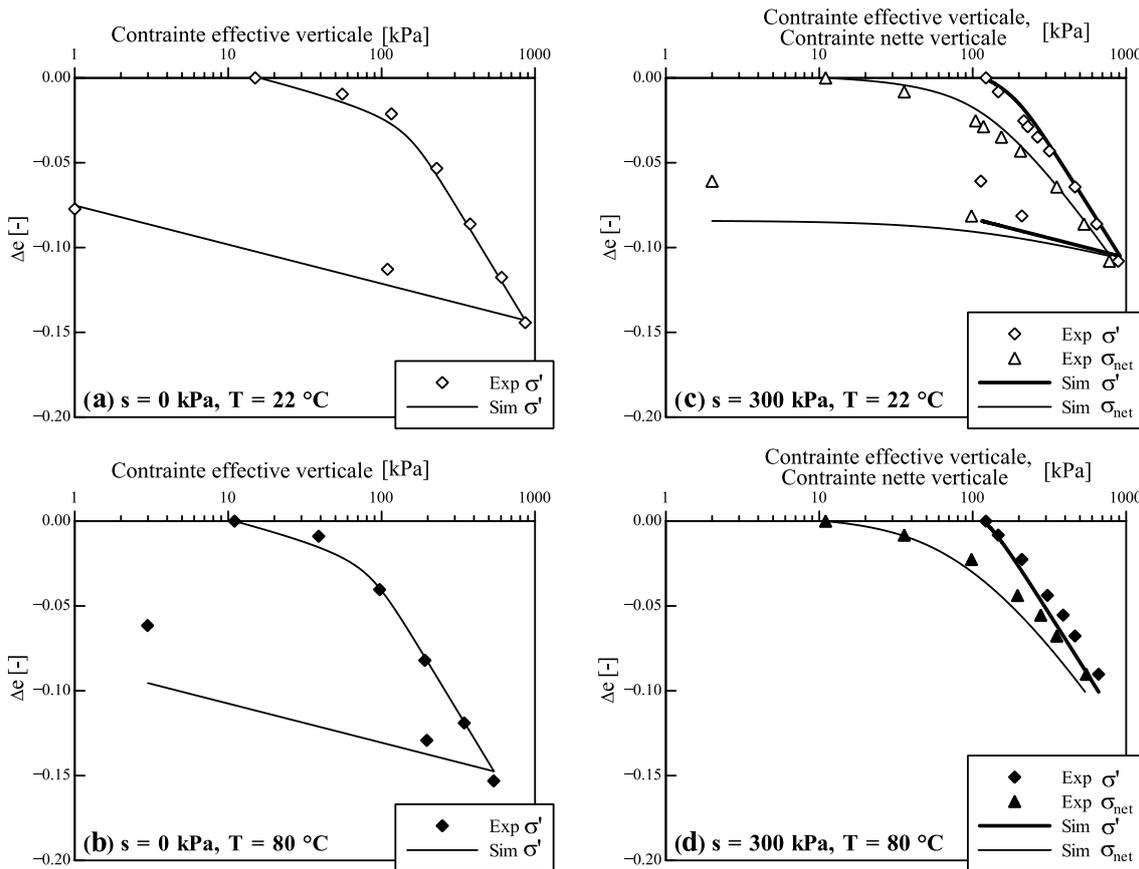


Figure 5.28 : Simulation des essais de compression oedométrique à température et succion imposées de François et al. (2007).

5.5.5 Simulation des essais de compression isotropes à température et succion imposées

Uchaipichat et Khalili (2009) ont mené un total de 12 tests de compression isotrope à différentes températures (25°C, 40°C et 60°C) et sucions (0 kPa, 10 kPa, 100 kPa et 300 kPa) sur un limon compacté de la région Bourke (Australie). La figure (5.29) montre les prédictions du modèle comparées à ces résultats expérimentaux, les contraintes effectives des figures (5.29c') et (5.29d') ont été reformulées en termes de contraintes effective de Bishop. Par ailleurs, toutes les simulations ont été effectuées avec une contrainte de préconsolidation saturés à température ambiante, $p'_{c0} = 200$ kPa.

Les paramètres des simulations sont mentionnés dans le tableau (5.3). Les résultats de ces simulations montrent que le modèle reproduit très bien les courbes de compression isotropes à températures et à succions contrôlées du limon compacté de Bourke.

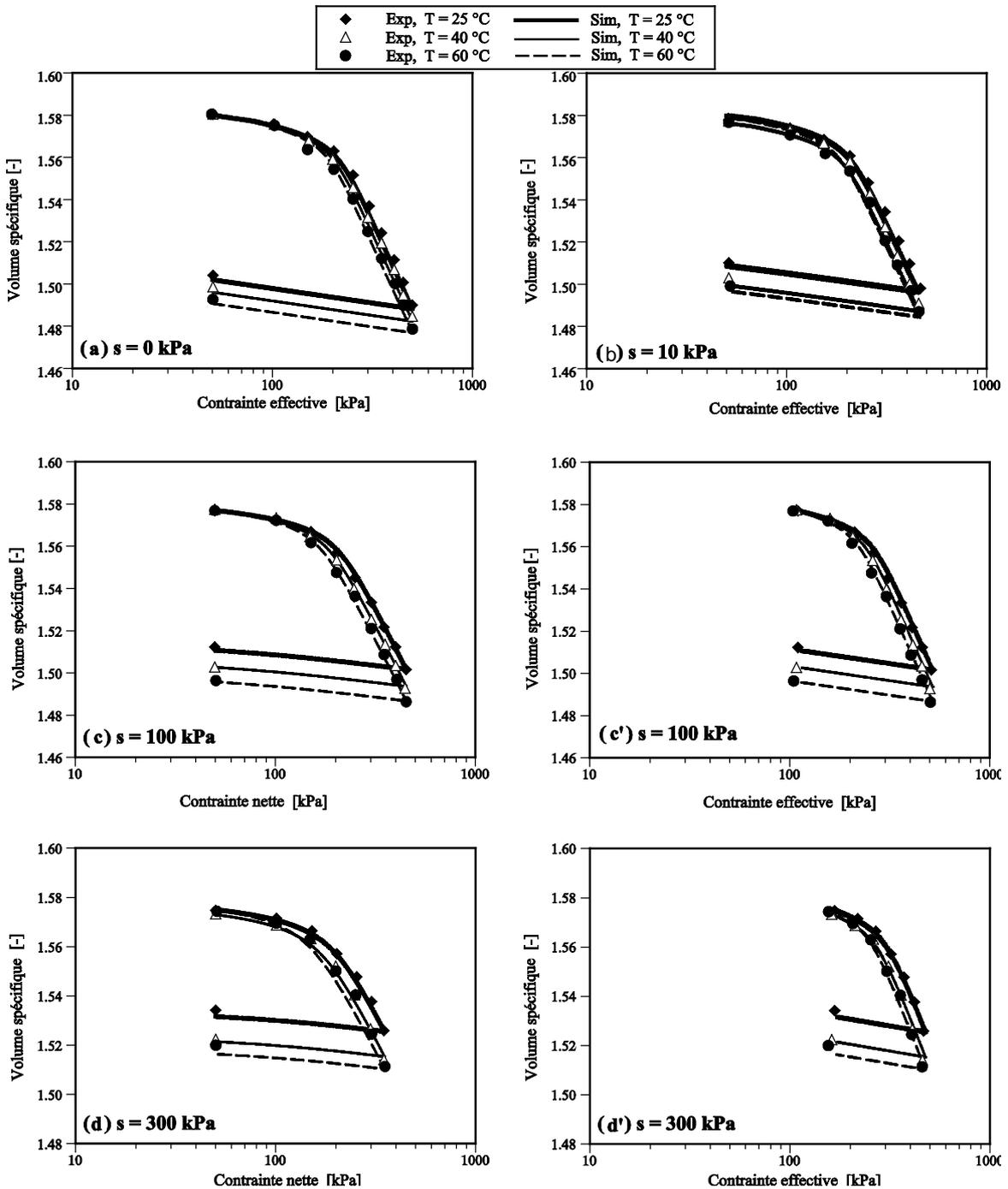


Figure 5.29: Simulation des essais de compression isotrope à température et succion imposées d'Uchaipichat et Khalili (2009).

5.5.6 Simulation d'essai d'humidification suivi d'effondrement en condition isotherme

La figure (5.30) montre la simulation du modèle comparée aux résultats expérimentaux de Sun et al. (2007a), qui ont réalisé un essai d'humidification à contrainte imposée et à température ambiante sur l'argile de Pearl compactée. L'échantillon soumis initialement à une contrainte de 20 kPa et succion de 127 kPa, a subi un drainage jusqu'à $s=147$ kPa, une compression isotrope de 196 kPa puis une humidification (succion de 147 à 0 kPa). Les paramètres de la simulation figurent dans le tableau (5.8).

Cette simulation montre bien la capacité du modèle à prédire, d'une part la saturation produite par la compression isotrope et d'autre part la capacité à prédire le phénomène d'effondrement des sols non saturés.

Tableau 5.8: Paramètres utilisés dans la simulation des travaux de Sun et al. (2007a).

Paramètres thermoélastique		
κ, μ, α, c	[-], [-], [$^{\circ}\text{C}^{-1}$], [-]	0.04, /, /, 0
Paramètres thermoplastique		
$\lambda, \lambda_d, h, d, d_T, \gamma_T$	[-], [-], [-], [-], [-], [-]	0.13, 0.04, 200, 1.2, 1.2, 0.60
a_1, a_2, a_3, n, r, M_0	[-], [-], [-], [-], [-], [-]	1.52, 0, 0, /, 2, 1.1
paramètres hydrauliques		
m_d, n_d, a_d	[-], [-], [kPa]	0.35, 2, 80
m_h, n_h, a_h	[-], [-], [kPa]	0.35, 2, 35
$b_1, b_2, b_3, S_r^{\text{res}}$	[-], [K], [-], [-]	0.02, 0, 4, 0

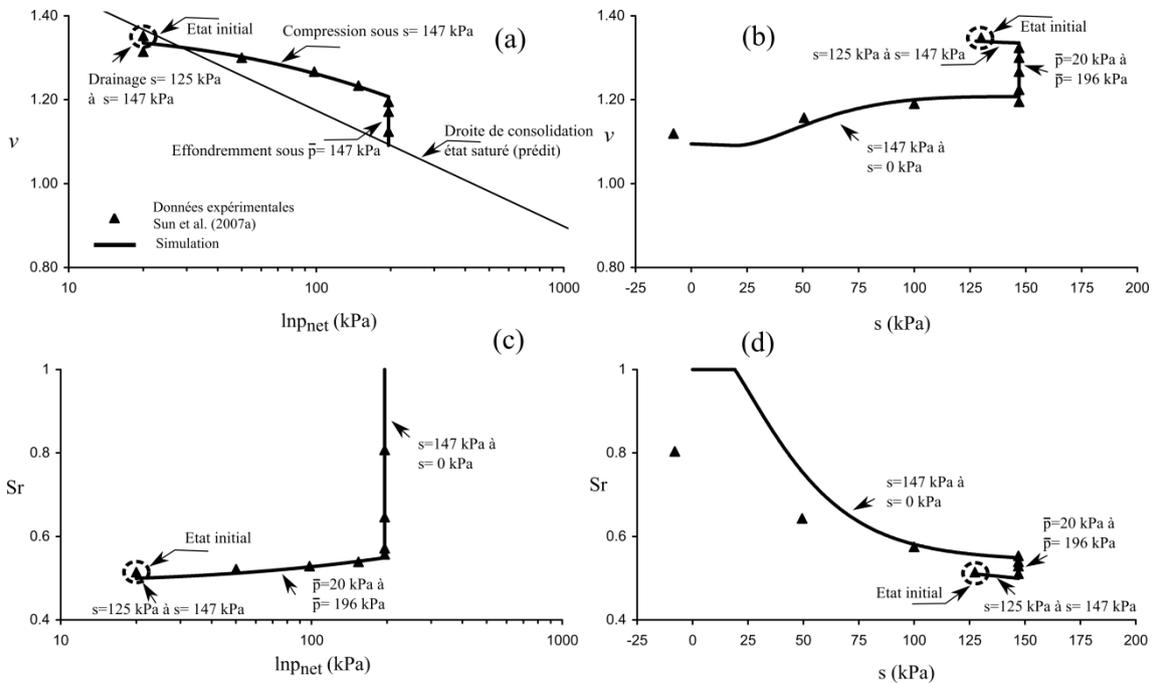


Figure 5.30: Simulation des travaux de Sun et al. (2007a), essai d'humidification à contrainte imposée et à température ambiante.

5.5.7 Simulation des essais de cisaillement drainés à succions et à températures constantes

La figure (5.31) montre des simulations du modèle comparées aux résultats expérimentaux d'Uchaipichat et Khalili (2009), qui ont réalisés une série d'essais de cisaillement drainé sur un limon compacté de la région Bourke (Australie), à contrainte nette de 100 kPa et à différentes succions (100 and 300 kPa) et températures (25°C, 40°C et 60°C). Les paramètres utilisés sont mentionnés dans le tableau (5.3).

Le résultat des simulations montre que la déformation volumique et déviatorique sont bien simulés par le présent modèle. En revanche, le déviateur de contrainte (q) est un peu surévalué pour les succions 100 kPa et 300 kPa.

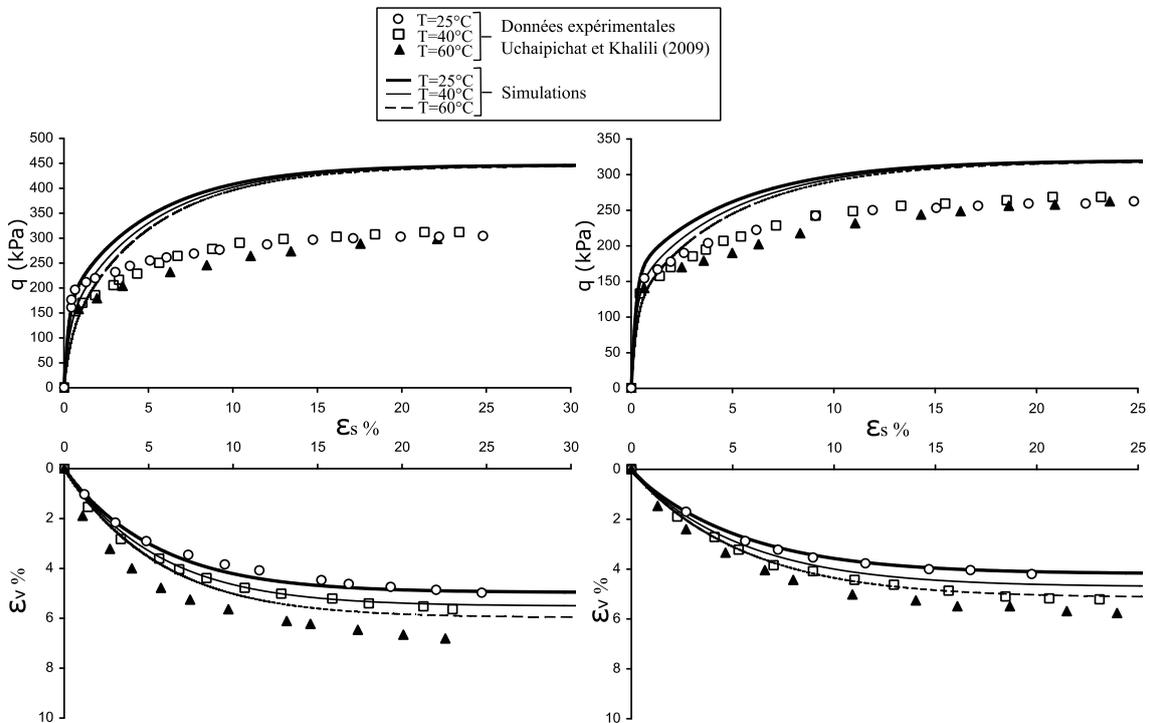


Figure 5.31: Simulation des essais de cisaillement drainés d'Uchaipichat et Khalili (2009) à succions et à température imposées.

5.6 Conclusion

Un modèle thermo hydromécanique a été présenté, ces relations (mécanique, hydraulique et thermique) sont formulées dans schéma constitutive interconnecté. Les concepts de la contrainte effective et de la théorie de la surface limite sont utilisés.

Le paramètre de compression des sols non saturés dans des conditions non isothermes est décrit en terme de degré de saturation effective (S_e) et températures (T). Le volume spécifique $N(T)$ at $\ln p' = 0$ est considéré constant en température et indépendant de la succion.

Une équation de changement de volume THM et une surface de charge isotrope THM ont été proposées dans l'espace tridimensionnelle($p' - S_e - T$), cette dernière est généralisée aux chemins triaxiaux dévitoriques.

Les courbes de retentions non isothermes des sols déformables (Zhou et al., 2014) sont couplés avec l'équation de changement de volume THM proposée, ainsi les résultats obtenus sont plus réaliste. Notamment dans les prédictions de la déformation et du degré de saturation (entre le domaine élastique et élastoplastique) dans les plans($\ln \bar{p}$, v) et ($\ln \bar{p}$, S_e).

Les prédictions du modèle, montrent qu'il peut reproduire d'une manière satisfaisante les comportements thermo hydriques des sols déformables ainsi que les comportements THM sur chemin oedométrique et isotrope. En revanche, le modèle semble surestimer le déviateur des contraintes (q) lors des prédictions des essais de cisaillement drainé.

Conclusions générales et perspectives

À l'issue de ce travail, il serait utile de résumer les principales conclusions de cette thèse, comportant dans son premier volet une recherche bibliographique sur le comportement ainsi que la modélisation THM des sols. Qui nous a permis le développement de deux modèles, le premier est un modèle thermomécanique des sols saturés et le second est un modèle thermo hydromécanique des sols non saturé.

Dans le cas saturé le comportement des sols en température est relativement simple à interpréter. Par contre, le cas des sols non saturé n'est pas évident à interpréter, car il dépend de résultats expérimentaux établis selon différentes approches, à savoir soit en contrainte indépendantes soit en contrainte effective. Toutefois, même à travers un seul (concept de la contrainte effective), il y a différentes interprétations du fait de la manière avec laquelle la contrainte effective est écrite.

La conception générale du modèle CASM B (Yu et Khong, 2003) ainsi que les récentes avancées dans le domaine de la modélisation des sols non saturé. Notamment les travaux de Cekerevak et Laloui (2003), François et Laloui (2008), François (2008), Laloui et François (2009), Sheng et al. (2011), Zhou et al. (2012a, 2012b), Zhou et al (2014), ont été la base fondatrice de nos modèles développés en chapitre quatre et cinq.

Le modèle thermo mécanique saturé proposé en chapitre 4, en plus d'être performant, c'est est un modèle relativement simple. Les déformations thermoélastique et thermoélastoplastique ne sont pas distinguées lors des calculs, car n'y a pas de zone franche qui délimite ces deux états. Toutefois, ceci n'est valable que si la sollicitation est positive (cas du chargement). Dans le cas contraire, le cas du dégagement, la déformation engendrée n'est que thermoélastique. Le concept de la théorie de la surface limite, nous permis l'utilisation d'une seule surface de charge thermomécanique (surface de chargement (f)), ainsi la prédiction des déformations entre les parties thermoélastique et thermoélastoplastique est plus réaliste.

Par ailleurs, dans la continuité du modèle thermomécanique développé en chapitre 4 un autre modèle thermo hydro mécanique est développé. Il se base sur le concept de la contrainte effective ainsi que sur le concept de la contrainte limite. Le mécanisme THM proposé repose aussi sur une seule surface de charge.

Le concept récemment développé par Zhou et al. (2012a, 2012b), dans le plan des contrainte effectives p' - degrés de saturation effective S_e est étendue en température dans le plan (p' - S_e - T). Ce qui a permis la proposition d'une équation de changement de volume et le développement d'une surface de charge isotrope THM des sols non saturés. Cette dernière a été par la suite étendue aux chemins triaxiaux déviatoire.

Les courbes de retentions d'eau des sols déformables (Sheng et al., 2011; Zhou et al. (2012a, 2012b); Zhou et al., 2014) sont combinées avec les équations de déformations proposés, ce qui permet d'améliorer la prédiction du degré de saturation notamment dans le plan ($\ln \bar{p} - S_r$).

Le modèle THM présenté, peut être considéré comme une nouvelle variante de modèles THM des sols non saturés, puisque c'est le premier modèle formulé en termes de contrainte effective-degré de saturation effective et température.

Cependant, le manque de résultats expérimentaux nous un peu contraint lors de la validation de notre formulation, les seuls résultats trouvés pour cela sont ceux de François et al. (2007) et Uchapichat et Khalili (2009). Car il faut souligner, que la plus part des chercheurs proposent leurs résultats expérimentaux dans des plans conventionnelles (à titre d'exemple $(\ln s - e)$; $(\ln \bar{p} - e)$), le degré de saturation n'est généralement pas disponible. Ce qui est une contrainte vis-à-vis de l'interopération des résultats expérimentaux en termes de contrainte effective de Bishop.

La validation des modèles TM et THM proposés avec des résultats expérimentaux existants a montré leurs capacités. Cependant il est à noter que les simulations d'essais de cisaillement d'Uchapichat et Khalili (2009) par le modèle THM présentent une surévaluation du déviateur de contrainte. Ceci s'explique par une droite d'état critique (M) qui dépasse son seuil réel. Dans ce contexte, Uchapichat et Khalili (2009) ont montré que la droite d'état critique est constante et est indépendante de la succion et de la température. Même si c'est le cas, leur constat a été établi en contrainte effective de Khalili et Khabbez (1998), ce qui n'est pas le cas de la contrainte effective de Bishop qui est le nôtre. En revient donc au problème lié à l'interprétation des résultats expérimentaux discuté plus haut.

De ce fait, il serait utile que les chercheurs et experts du domaine se mettent d'accord sur la façon avec laquelle les résultats sont présentés. En d'autre terme, toute les variables et sollicitations que les sols subissent lors des essais doivent être mise ne évidence à savoir : \bar{p} , s , T , e et s_r . Ce qui est relativement simple à mettre en place vu les techniques expérimentales modernes. Tout cela va permettre une avancée meilleure de la modélisation THM des sols non saturés et évitera ainsi certaines contradictions dans les interprétations.

En perspective de ce travail, certains aspect non pas été étudié. Notamment, l'anisotropie des sols, le fluage, le comportement THM des sols en conditions non drainés, les sols gonflants, les sols fortement compactés, le transport d'eau et de chaleur. Ce qui peut faire l'objet de nouveaux axes de recherches.

Référence bibliographique

- Abuel-Naga H. M., Bergado D. T., Bouazza A., Ramana G.V. 2007. Thermomechanical model for saturated clays. *Canadian Geotechnical Journal*. 44:942-956.
- Abuel-Naga H. M., Bergado D. T., Lim B.F. 2007. Effect of temperature on shear strength and yielding behavior of soft Bangkok clay. *Soils and Foundations*. 47:423-436.
- Alonso E. E., Gens A., Josa A. 1990. A constitutive model for partially saturated soils. *Géotechnique*. 40:405-430.
- Alonso E. E., Vauna, J., Gens A. 1999. Modelling the mechanical behaviour of expansive clays. *Engineering Geology*. 54:173-183.
- Alonso EE, Pereira JM, Vaunat J, Olivella S. 2010. A microstructurally based effective stress for unsaturated soils. *Géotechnique*. 60:913-925.
- Baldi G., Hueckel T., Pellegrini, R. 1988. Thermal volume change of the mineral-water system in low-porosity clay soils. *Canadian Geotechnical Journal*. 25:807-825.
- Belanteur N., Tacherifet S., Pakzad M. 1997. Etude des comportements mécanique, thermomécanique et hydro-mécanique des argiles gonflantes et non gonflantes fortement compactées. *Revue Française de Géotechnique*. 78:31-50.
- Bishop A.W. 1959. The principle of effective stress. *Tecnisk Ukeblad*. 39:859-863.
- Bolzon G., Schrefler B. A. 2005. Thermal effects in partially saturated soils: a constitutive model. *International Journal For Numerical And Analytical Methods In Geomechanics*. 29:861-877.
- Bolzon G., Schrefler B. A., Zienkiewicz O. C. 1996. Elastoplastic soil constitutive law generalized to partially saturated states. *Géotechnique*. 46:279-289.
- Boudali M., Leroueil S., Srinivasa Murthy B. R. 1994. Viscous behaviour of natural clays. 13th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, New Delhi:, pp 411-416.
- Burghignoli A., Desideri A., Miliziano S. 2000. A laboratory study on the thermomechanical behaviour of clayey soils. *Canadian Geotechnical Journal*. 37:764-780.
- Campanella, R. G., Mitchell, J. K. 1968. Influence of temperature variations on soil behavior. *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, ASCE*. 94:709-734.
- Cekerevac C., Laloui L. 2004. Experimental study of thermal effects on the mechanical behaviour of a clay. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*. 28:209-228.
- Cho W. J., Lee, J. O., Kang C. H. 2000. Influence of temperature elevation on the sealing performance of a potential buffer material for a high-level radioactive waste repository. *Annals of Nuclear Energy*. 27 :1271-1284.

- Cui Y. J., Sultan N., Delage, P. 2000. A thermomechanical model for saturated clays. *Canadian Geotechnical Journal*. 37:607-620.
- Cui Y.J., Delage P. 1996. Yielding and plastic behaviour of an unsaturated compacted sil. *Géotechnique* . 46:291-311.
- Dafalias Y. F. 1975. On cyclic and anisotropic plasticity:(i) A general model including material behaviour under stress reversals, (ii) Anisotropic hardening for initially orthotropic materials. Thèse Ph.D. University de Californie, Berkeley, USA.
- Dafalias Y. F., Popov E. P. 1975. A model of nonlinearly hardening materials for complex loadings. *Proceedings of the 7th US National Congress of Applied Mechanics, Boulder, USA*, pp. 173-192.
- Dafalias Y., Herrmann L. 1980. A bounding surface soil plasticity model. *International Symposium on Soils under Cyclic and Transient Loading, Swansea*, pp. 335-345.
- De Bruyn D. 1999. Influence d'une élévation de température sur le comportement physique et mécanique de l'argile de boom dans le cadre de la problématique de galeries d'enfouissement de déchets radioactifs. Thèse Ph.D. Université Catholique de Louvain, Belgique.
- De Bruyn D., Thimus J. F. 1995. The influence of anisotropy on clay strength at high temperature. 11^{ème} Conférence Européenne de Mécanique des sols et des, Travaux de Fondations, Copenhague, pp. 37-42.
- Del Olmo C., Fioravante V., Gera F., Hueckel T., Mayor J. C., Pellegrini R. 1996. Thermomechanical properties of deep argillaceous formations. *Engineering Geology*. 41:87-101.
- Delage P., Graham J. 1996. Understanding the behaviour of unsaturated soils requires reliable conceptual models: state of the art report. In: *Unsaturated Soils (Alonso EE & DelageP, eds)*, Balkema, Rotterdam, pp. 1223-1256.
- Despax, D. 1976. Étude de l'influence de la température sur les propriétés mécaniques des argiles saturées. Thèse Ph.D. Université de Grenoble, France.
- Drucker D. C. 1952. A more fundamental approach to plastic stress-strain relations. In: *Proc. 1st USNat. Congr.Appl. Mech., ASME, New york*, pp. 487-491.
- Drucker D. C. 1958. The definition of a stable inelastic material. *Journal of Applied Mechanics, ASME*. 26:101-106.
- Drucker D.C., Prager W. 1958. Soil mechanics and plasticity analysis or limit design. *Quarterly of Applied Mathematics*. 10:157-165.
- Edlefsen N.E, Anderson A. B. C 1943. Thermodynamics of soil moisture. *Hilgardia*. 15:31-298.
- Eriksson L. G. 1989. Temperature effects on consolidation properties of sulphide clays. *Proceedings of the Twelfth International Conference on Soil Mechanics and Foundation engineering*, pp. 2087-2090.
- Estabragh A.R, Javadi A.A 2008. Critical state for overconsolidated unsaturated silty soil. *Canadian Geotechnical Journal*. 45:408-420.

- Fleureau J. M. 1972. Influence de la température sur les propriétés mécaniques des argiles saturées normalement consolidées. Dans Recueil de Recherches "Propriétés Mécaniques des Sols".
- François B. 2008. Thermo-Plasticity of Fine-Grained Soils at Various Saturation States: Application to Nuclear Waste Disposal. Thèse Ph.D. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse.
- François B., Laloui L. 2008. ACMEG-TS: a constitutive model for unsaturated soils under non-isothermal conditions. *International Journal For Numerical And Analytical Methods In Geomechanics*. 32:1955-1988.
- François B., Salager S., El Youssoufi M. S., Picanyol D.U., Laloui L., Saix C. 2007. Compression tests on a sandy silt at different suction and temperature levels. *Computer Applications in Geotechnical Engineering*, pp. 1-11.
- Fredlund D.G., Xing A. 1994. Equations for the soil-water characteristic curve. *Canadian Geotechnical Journal*. 31:521-532.
- Gallipoli D., Wheeler S. J., Karstunen M. 2003. Modelling the variation of degree of saturation in a deformable unsaturated soil. *Géotechnique*. 53:105-112.
- Geiser F. Laloui L., Vulliet L. 2006. Elasto-plasticity of unsaturated soils: laboratory test results on a remoulded silt. *Soils and Foundations*. 46:545-556.
- Gens A. 1993. Constitutive modelling of expansive soils. *Unsaturated soils: Recent developments and applications*. Barcelona: Civil Engineering European Courses.
- Georgiadis K., Potts D.M., Zdravkovic L. 2005. Threedimensional constitutive model for partially and fully saturated. soils. *Int. J. Geomechanics*. 5:244-255.
- Ghahremannejad B. 2003. Thermo-mechanical behaviour of two reconstituted clays. Thèse Ph.D. Université de Sydney, Australie.
- Ghembaza M. S. 2004. Etude du comportement thermo-hydro-mécanique des sols argileux soumis à une pression interstitielle négative. Thèse Ph.D. Université du Havre, France.
- Ghembaza M.S., Taïbi S., Fleureau J.M. 2007. Effet de la temperature sur le comportement des sols non saturés sur les chemins de drainage et d'humidification. *Canadian Geotechnical Journal*. 44:1064-1081.
- Ghembaza M.S., Taïbi S., Fleureau J.M. 2008. Comportement thermo-hydro-mécanique d'une argile sableuse non saturée sur chemin de cisaillement triaxial. *European Journal of Environmental and Civil Engineering*. 12:723-745.
- Ghembaza M.S., Taïbi S., Fleureau J.M. 2014. Thermo-hydro-mechanical behaviour of a sandy clay on isotropic paths. *European Journal of Environmental and Civil Engineering*. 18:206-222.
- Graham J., Tanaka N., Crilly T., Alfaro M. 2001. Modified Cam-Clay modelling of temperature effects in clays. *Canadian Geotechnical Journal*. 38:608-621.

- Grant S.A., Salehzadeh A. 1996. Calculation of temperature effects on wetting coefficients of porous solids and their capillary pressure functions. *Water Resour Res.* 32:261-270.
- Grim R. E. 1968. *Clay Mineralogy*. McGraw-Hill, New York.
- Habibagahi. K. 1977. Temperature effects and the concept of effective void ratio. *Indian Geotechnical Journal.* 7:14-34.
- Haridasan M. Jensen R. D. 1972. Effect of temperature on pressure head-water content relationship and conductivity of two soils. *Soil Science Society of American Proceeding.* 36:703-708.
- Hill R. 1948. A variational principle of maximum plastic work in classical plasticity. *Quarterly Journal Mechanics and Applied Mathematics.* 1:18-28.
- Hill R. 1950. *The mathematical Theory of Plasticity*. Clarendon Press, Oxford, UK.
- Hopmans J. W., Dane J. H. 1986. Temperature dependence of soil hydraulic properties. *Soil Science Society of American Journal.* 50:4-9.
- Houston S. L., Houston W. N., Williams N. D. 1985. Thermo-Mechanical Behaviour of Seafloor Sediments. *Journal of Geotechnical Engineering, ASCE.* 111:1249-1263.
- Huang H.C., Tan Y.C., Liu C.W., Chen C.H. 2005. A novel hysteresis model in unsaturated soil. *Hydrological Processes.* 19:1653-1665.
- Hueckel T., Baldi G. 1990. Thermoplasticity of saturated Clays: Experimental Constitutive Study. *Journal of Geotechnical Engineering, ASCE.* 116:1778-1796.
- Hueckel T., Borsetto M. 1990. Thermoplasticity of saturated soils and shales: constitutive equations. *Journal of Geotechnical Engineering.* 116:1765-1777.
- Hujeux J.C. 1979. Calcul numérique de problèmes de consolidation élastoplastique. Thèse Ph.D. Ecole Centrale de Paris, France.
- Jamin F., El Youssoufi M.S., Saix C. 2004. Sur le caractère thermo-extensif de la surface de charge d'un sol non saturé. *Comptes rendus de mécanique.* 332:153-159.
- Jefferson I., Rogers C. D. F. 1998. Liquid limit and the temperature sensitivity of clays. *Engineering Geology.* 49:95-109.
- Jotisankasa A. 2005. Collapse behaviour of a compacted silty clay. Thèse Ph.D. Impérial Collège London, Grande Bretagne.
- Khalili N., Khabbaz M.H. 1998. A unique relationship for χ for the determination of the shear strength of unsaturated soils. *Géotechnique.* 48:681-687.
- Khalili N., Loret B. 2001. An elasto-plastic model for non-isothermal analysis of flow and deformation in unsaturated porous media: formulation. *International Journal of Solids and Structures.* 38:8305-8330.
- Khalili N., Zargarbashi S. 2010. Influence of hydraulic hysteresis on effective stress in unsaturated soils. *Géotechnique.* 60:729-734.

- Khemissa M. 1998. Mesure de la perméabilité des argiles sous contrainte et température. *Revue Française de Géotechnique*. 82:11-22.
- Khosravi A., McCartney J.S. 2012. Impact of hydraulic hysteresis on the small-strain shear modulus of low plasticity soils. *J Geotech Geoenviron Eng*. 138:1326-1333.
- Kuntiwattanukul P., Towhata I., Ohishi K., Seko I. 1995. Temperature Effects on undrained Shear Characteristics of Clay. *Soils and Foundations*. 35:147-162.
- Laloui L. 1993. Modélisation du comportement thermo-hydro-mécanique des milieux poreux anélastique. Thèse Ph.D. Ecole Centrale de Paris, France.
- Laloui L., Cekerevac C. 2003. Thermo-plasticity of clays: An isotropic yield mechanism. *Computers and Geotechnics*. 30:649-660.
- Laloui L., François B. 2009. ACMEG-T: Soil Thermoplasticity Model. *Journal of Engineering Mechanics*. 135:932-944.
- Li X.S. 2005. Modelling of hysteresis response for arbitrary wetting/drying paths. *Computers and Geotechnics*. 32:133-137.
- Lingnau B. E., Graham, J., Tanaka, N. 1995. Isothermal modelling of sand-bentonite mixtures at elevated temperatures. *Canadian Geotechnical Journal*. 32:78-88.
- Loret B., Khalili N. 2000. A three-phase model for unsaturated soils. *International Journal For Numerical And Analytical Methods In Geomechanics*. 24:893-927.
- Lu N., Godt J.W., Wu D.T. 2010. A closed-form equation for effective stress in unsaturated soil. *Water Resources Research*. 46:1-14.
- Mašín D., Khalili N. 2008. A hypoplastic model for mechanical response of unsaturated soils. *International Journal For Numerical And Analytical Methods In Geomechanics*. 32:1903-1926.
- Mašín D., Khalili N. 2011. A thermo-mechanical model for variably saturated soils based on hypoplasticity. *International Journal For Numerical And Analytical Methods In Geomechanics*. 36:1461-1485.
- Mitchell J. K, 1964. Shearing Resistance of Soils as a Rate Proces. *Soil Mechanics and Foundations Divivion, ASCE*. 90:29-61.
- Morin R., Silva A .J. 1984. The effects of high pressure and high temperature on some physical properties of Ocean sediments. *Journal of Geophysical Research Athmospheres*. 89:511-526.
- Moritz L. 1995. Geotechnical properties of clay at elevated temperatures. Report: 47, Swedish Geotechnical Institute, Linköping.
- Nuth M. 2009. Constitutive Modelling of Unsaturated Soils with Hydro-Geomechanical Couplings. Thèse Ph.D. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse.
- Nuth M., Laloui L. 2007. New insight into the unified hydro-mechanical constitutive modeling of unsaturated soils. *Proceedings of the 3rd Asian Conference on Unsaturated Soils, Nanjing, China*, pp. 109-126.

- Nuth M., Laloui L. 2008. Advances in modelling hysteretic water retention curve in deformable soils. *Computers and Geotechnics*. 35:835-844.
- Nuth M., Laloui L. 2008. Effective stress concept in unsaturated soils: Clarification and validation of a unified framework. *International Journal For Numerical And Analytical Methods In Geomechanics*. 32:771-801.
- Péron H. 2007. Desiccation cracking of soils. Thèse Ph.D. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse.
- Philip J.R., de Vries D.A. 1957. Moisture movement in porous materials under temperature gradient. *Trans Am Geophys Union*. 38:222-232.
- Prager W. 1949. Recent developments of the mathematical theory of plasticity. *Journal of Applied Physics*. 20:235.
- Robinet J. C., Pasquiou A., Jullien A., Belanteur N., Plas F. 1997. Expériences de laboratoire sur le comportement thermo-hydro-mécanique de matériaux argileux remaniés gonflants et non gonflants. *Revue Française de Géotechnique*. 81:53-80.
- Romero E. 1999. Characterisation and thermo-hydro-mechanical behaviour of unsaturated Boom clay: An experimental study. Thèse Ph.D. Université Polytechnique de Catalogne, Barcelone, Spain.
- Romero E., Gens A., Lloret A. 2003. Suction effects on a compacted clay under non-isothermal conditions. *Géotechnique*. 53:65-81.
- Rowe P. W. 1962. The stress-dilatancy relation for static equilibrium of an assembly of particles in contact. *Proceedings of Royal Society A267*, pp. 500-527.
- Saha R. S., Tripathi R. P. 1979. Effect of temperature on hydraulic conductivity of soil. *Journal - Indian Society Soil Science*. 27:220-224.
- Salager S., François B., El Youssoufi M. S., Laloui L., Saix C. 2008. Experimental investigations of temperature and suction effects on compressibility and preconsolidation pressure of a sandy silt. *Soils and Foundations*. 48:453-466.
- Salager S., Rizzi M., Laloui L. 2011. An innovative device for determining the soil water retention curve under high suction at different temperatures. *Acta Geotechnica*. 6:135-142.
- Schofield A., Worth P. 1968. *Critical State Soil Mechanics*. McGraw-Hill, London.
- Sharma R. 1998. Mechanical behaviour of unsaturated highly expansive soil. Thèse Ph.D. University d'Oxford, Grande Bretagne.
- Sheng D. 2011. Constitutive modelling of unsaturated soils: Discussion of fundamental principles. *Unsaturated Soils - Alonso & Gens (eds)*, pp. 91-112.
- Sheng D., Fredlund D.G., Gens A. 2008. A new modelling approach for unsaturated soils using independent stress variables. *Canadian Geotechnical Journal*. 45:511-534.
- Sheng D., Zhou A.N. 2011. Coupling hydraulic with mechanical models for unsaturated soils. *Canadian Geotechnical Journal*. 48:826-840.

- Sherif M. A., Burrous C. M. 1969. Temperature Effects on The Unconfined Shear Strength of saturated, cohesive Soil. Effects of Temperature and Heat on Engineering Behaviour of Soils. Special Report 103, Highway Research Board, pp. 267-272.
- Sivakumar V. 1993. A critical state framework for unsaturated soils. Thèse Ph.D. Impérial Collège London, Grande Bretagne.
- Sultan N. 1997. Etude du comportement thermo mécanique de l'argile de Boom: expérience et modélisation. Thèse Ph.D. Ecole nationale des ponts et chaussées, Paris, France.
- Sultan N., Delage P., Cui Y. J 2002. Temperature effects on the volume change behaviour of Boom clay. *Engineering Geology*. 64:135-145.
- Sun D.A., Matsuoka H., Yao Y.P., Ichihara W. 2000. An elastoplastic model for unsaturated soil in three-dimensional stresses. *Soils and Foundations*. 40:17-28.
- Sun D.A., Sheng D., Sloan S.W. 2007. Elastoplastic modelling of hydraulic and stress-strain behaviour of unsaturated soils. *Mechanics of Materials*. 39:212-221.
- Sun D.A., Sheng D., Yongfu X.U. 2007. Collapse behaviour of unsaturated compacted soil with different initial densities. *Canadian Geotechnical Journal*. 44:673-686.
- Tanaka N., Graham J., Crilly, T. 1997. Stress-strain behaviour of reconstituted illitic clay at different temperatures. *Engineering Geology*. 47:339-350.
- Tanaka. N., Graham J., Crilly T. 1995. Behaviour of reconstituted Illite at different temperatures. *International Workshop on hydro-Thermo-Mechanics of Engineered Clay Barriers and geological Barriers*.
- Tang A. M. 2005. Effet de la température sur le comportement des barrières de confinement . Thèse Ph.D. Ecole nationale des ponts et chaussées, Paris, France.
- Tang A.M. Cui Y.J., Barnel N. 2008. Thermo-mechanical behaviour of a compacted swelling clay. *Géotechnique*. 58:45-54.
- Tang A.M., Cui Y.J. 2009. Modelling the thermomechanical volume change behaviour of compacted expansive clays. *Géotechnique*. 59:185-195.
- Thu T.H., Rahardjo H., Leong E.C. 2007. Elastoplastic model for unsaturated soil with incorporation of the soil-water characteristic curve. *Canadian Geotechnical Journal*. 44:67-77.
- Tidfors M., Sällfors S. 1989. Temperature effect on preconsolidation pressure. *Geotechnical Testing Journal*. 12:93-97.
- Towhata I., Kuntiwattanukul P., Kobayashi H. 1993. A preliminary study on heating of clays to examine possible effects of temperature on soil-mechanical properties. *Soils and Foundations*. 33:184-190.
- Towhata I., Kuntiwattanukul P., Seko I., Ohishi. K. 1993. Volume change of clays induced by heating as observed in consolidation tests. *Soils and Foundations*. 33:170-183.

- Uchaipichat A. 2005. Experimental investigation and constitutive modelling of thermo-hydro-mechanical coupling in unsaturated soils. Thèse Ph.D. Université de Sydney, Australie.
- Uchaipichat A., Khalili N. 2009. Experimental investigation of thermo-hydro-mechanical behaviour of an unsaturated silt. *Géotechnique*. 59:339-353.
- van Genuchten M.T. 1980. A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. *Soil Sci Soc Am J*. 44:892-908.
- Vanapalli S.K., Fredlund D.G., Pufahl D.E. 1999. The influence of soil structure and stress history on soil-water characteristics of a compacted till. *Géotechnique*. 49:143-159.
- von Mises R. 1928. Mechanik der plastischen Formaenderung von Kristallen. *Journal of Applied Mathematics and Mechechanics*. 8:161-185.
- Wang Q. Pufahl D.E, Fredlund D.G. 2002. A study of critical state on an unsaturated silty soil. *Canadian Geotechnical Journal*. 39:213-218.
- Wheeler S. J., Sivakumar V. 1995. An elasto-plastic critical state framework for unsaturated soil. *Géotechnique* . 45:35-53.
- Wu W., Li X., Charlier R., Collin F. 2004. A thermo-hydro-mechanical constitutive model and its numerical modelling for unsaturated soils. *Computers and Geotechnics*. 31:155-167.
- Ye W.M., Zhang Y.W., Chen B., Zhenga Z.J., Chen Y.G., Cui Y.J. 2012. Investigation on compression behaviour of highly compacted GMZ01 bentonite with suction and temperature control. *Nuclear Engineering and Design*. 252:11-18.
- Yu H.S. 1995. A unified critical state model for clay and sand. Civil engineering Research report No 112.08.1995. University of Newcastle, Australia.
- Yu H.S. 1998. A unified state parameter model for clay and sand. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*. 22:621-653.
- Yu H.S. 2006. *Plasticity and geotechnics*. Advance in Mechanics and Mathematics, Springer US.
- Yu H.S., Khong C.D. 2003. Bounding surface formulation of a unified critical state model for clay and sand. Proc 3rd Int Conf. Deformation Characteristics of Geomaterials, Lyon, p. 1111-1118.
- Zhou A. N., Sheng D., Li J. 2014. Modelling water retention and volume change behaviours of unsaturated soils in non-isothermal conditions . *Computers and Geotechnics*. 55:1-13.
- Zhou A. N., Sheng D., Sloan S. W., Gens A. 2012. Interpretation of unsaturated soil behaviour in the stress - Saturation space, I: Volume change and water retention behaviour. *Computers and Geotechnics*. 43:178-187.
- Zhou A. N., Sheng D., Sloan S. W., Gens A. 2012. Interpretation of unsaturated soil behaviour in the stress - Saturation space, II: Constitutive relationships and validations. *Computers and Geotechnics*. 43:111-123.

Annexe 1: Condition de consistance des surfaces (f) et (F)

Dans le cas de la surface de chargement (f), la déformation volumique plastique définit par l'équation (5.35) comporte les équations suivantes :

$$\frac{\partial f}{\partial p'} = \frac{1}{p' \ln r} - \frac{n}{p'} \left(\frac{q}{p'M} \right)^n \quad (\text{A1})$$

$$\frac{\partial f}{\partial q} = \frac{n}{q} \left(\frac{q}{p'M} \right)^n \quad (\text{A2})$$

$$\frac{\partial f}{\partial T} = \begin{cases} -\frac{n a_3}{M} \left(\frac{q}{p'M} \right)^n + \frac{\gamma_T (\lambda - \kappa)}{T (1 - \gamma_T \log(\frac{T}{T_0})) (\lambda(S_e, T) - \kappa) \ln(r) \ln(10)} & S_e = 1 \\ -\frac{n a_3}{M} \left(\frac{q}{p'M} \right)^n - \frac{a_1 a_2 (\lambda - \kappa) (\lambda - \lambda(S_e, T)) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{a_2} \ln(1 - S_e) \ln \left(p'_{c0} (1 - \gamma_T \log(\frac{T}{T_0})) \right)}{(\lambda(S_e, T) - \kappa)^2 \ln(r)} + \frac{\gamma_T (\lambda - \kappa)}{T (1 - \gamma_T \log(\frac{T}{T_0})) (\lambda(S_e, T) - \kappa) \ln(r) \ln(10)} & S_e < 1 \end{cases}$$

(A3)

$$\frac{\partial f}{\partial S_e} = \begin{cases} 0 & S_e = 1 \\ \frac{a_1 (\lambda - \kappa) (\lambda - \lambda(S_e, T)) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{a_2} \ln \left(p'_{c0} (1 - \gamma_T \log(\frac{T}{T_0})) \right)}{(\lambda(S_e, T) - \kappa)^2 (1 - S_e) \ln(r)} & S_e < 1 \end{cases} \quad (\text{A4})$$

$$\frac{\partial g}{\partial p'} = 3 \left(\frac{3+2M}{2q+3p} - \frac{3-M}{3p-q} \right) \quad (\text{A5})$$

Dans le cas de la surface limite (F), la déformation volumique plastique définit par l'équation (5.35) comporte les équations suivantes:

$$\frac{\partial F}{\partial p'_j} = \frac{1}{p'_j \ln r} - \frac{n}{p'_j} \left(\frac{q_j}{p'_j M} \right)^n \quad (\text{A6})$$

$$\frac{\partial F}{\partial q_j} = \frac{n}{q_j} \left(\frac{q_j}{p'_j M} \right)^n \quad (\text{A7})$$

$$\frac{\partial F}{\partial T} = \begin{cases} -\frac{n a_3}{M} \left(\frac{q_j}{p'_j M} \right)^n + \frac{\gamma_T (\lambda - \kappa)}{T (1 - \gamma_T \log(\frac{T}{T_0})) (\lambda(S_e, T) - \kappa) \ln(r) \ln(10)} & S_e = 1 \\ -\frac{n a_3}{M} \left(\frac{q_j}{p'_j M} \right)^n - \frac{a_1 a_2 (\lambda - \kappa) (\lambda - \lambda(S_e, T)) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{a_2} \ln(1 - S_e) \ln \left(p'_{c0} (1 - \gamma_T \log(\frac{T}{T_0})) \right)}{(\lambda(S_e, T) - \kappa)^2 \ln(r)} + \frac{\gamma_T (\lambda - \kappa)}{T (1 - \gamma_T \log(\frac{T}{T_0})) (\lambda(S_e, T) - \kappa) \ln(r) \ln(10)} & S_e < 1 \end{cases} \quad (\text{A8})$$

$$\frac{\partial F}{\partial S_e} = \begin{cases} 0 & S_e = 1 \\ \frac{a_1 (\lambda - \kappa) (\lambda - \lambda(S_e, T)) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{a_2} \ln\left(p'_{c0} \left(1 - \gamma_T \log\left(\frac{T}{T_0}\right)\right)\right)}{(\lambda(S_e, T) - \kappa)^2 (1 - S_e) \ln(r)} & S_e < 1 \end{cases} \quad (A9)$$

$$\frac{\partial g}{\partial p'_j} = 3 \left(\frac{3 + 2M}{2q_j + 3p'_j} - \frac{3 - M}{3p'_j - q_j} \right) \quad (A10)$$