



HAL
open science

Caractérisation des circulations thermo-convectives à l'échelle d'une zone fracturée par méthodes géophysiques et numériques

Cécile Mezon

► **To cite this version:**

Cécile Mezon. Caractérisation des circulations thermo-convectives à l'échelle d'une zone fracturée par méthodes géophysiques et numériques. Sciences de la Terre. Université de la Réunion, 2017. Français. NNT : 2017LARE0002 . tel-01525689

HAL Id: tel-01525689

<https://theses.hal.science/tel-01525689>

Submitted on 22 May 2017

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

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



École doctorale n° 542 : Sciences, Technologies et Santé

THÈSE DE DOCTORAT
Spécialité : **GÉOPHYSIQUE**
délivré par l' Université de la Réunion

présentée et soutenue publiquement par

Cécile MEZON

le 13 Janvier 2017

**Caractérisation des circulations
thermo-convectives à l'échelle d'une zone
fracturée par méthodes
géophysiques et numériques**

Directeur de thèse : **Anthony FINIZOLA**
Co-encadrant de thèse : **Raphael ANTOINE**

Jury

M. Rabinowicz Michel,	Professeur - GET	Rapporteur
M. Tabbagh Alain,	Professeur émérite - Metis	Rapporteur
M. Revil André,	Directeur de Recherche - ISTerre	Examineur
M. Genter Albert,	Directeur Adjoint ES Géothermie	Examineur
M. Adler Pierre M.,	Directeur de Recherche - Metis	Co-encadrant



Avant-propos

J'en connais qui vont rire... je fais un plan de mes avant-propos !
Ces remerciements seront divisés en plusieurs parties...une partie conformiste...parce que c'est aussi ça le boulot, une autre partie le sera beaucoup moins. Enfin, une dernière partie pourra être remplie par vos soins en cas de négligence inopinée. C'est peut-être bizarre, mais je fais ce que je veux...il y a des gens que j'aimerais remercier, mais je ne pourrai le faire en personne. Pour ceux-là, il y a ma thèse.

0.1 First Part - Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les membres de mon jury de thèse, d'avoir accepté de relire (voire corriger!) et de juger ce travail. Je vous remercie pour vos remarques enrichissantes, vos conseils et vos critiques.

Vient ensuite le moment de remercier mes directeurs de thèse.

Anthony, il est assez difficile d'exprimer à quel point je te suis reconnaissante de t'être donné pour m'obtenir cette bourse de thèse, pour m'avoir fait confiance, m'avoir laissé m'exprimer et permis de participer à ces fantastiques missions de terrain, dont toi seul possède la recette !

Raphael, merci de m'avoir épaulé, d'avoir tendu l'oreille lorsque je perdais pied, de m'avoir aidé à tenir le cap tout au long de ces trois années.

Pierre, je ne sais là encore comment exprimer ma gratitude. Vous m'avez hébergé dans votre laboratoire, m'avez permis d'entrevoir les capacités de la modélisation numérique, m'avez permis de présenter mes travaux à San Francisco, et j'en passe...

Je tiens à tous vous remercier de la grande liberté de parole que vous m'avez autorisé durant ces trois années, me laissant m'exprimer sans détour. Merci aussi pour l'autonomie dont j'ai pu bénéficier, qui m'a permis de progresser dans mon travail. Je me connais suffisamment bien pour savoir que ces quelques phrases ne traduiront jamais toute la reconnaissance que j'ai pour vous, et pour vos nerfs, qui ont réussi, pendant 3 ans, à me supporter.

Cette thèse a été financé par EIFER, filiale d'EDF, à qui j'adresse mes remerciements. Plus spécialement Laura et Élodie, pour votre vision globale, vos conseils avisés, et l'encadrement que vous avez réalisé au long de ces trois années.

Cette thèse m'a offert la chance de travailler avec de nombreuses personnes, et ces collaborations, toutes fructueuses et enrichissantes, ont permis l'élaboration de ce travail. Je pense notamment à Valeri Mourzenko, mon idole, mon maître...et je plaisante pas ! Yannick Fargier, qui m'a introduit dans l'univers obscur de la résolution des problèmes

inverses, Jean-François Thovert, The Reviewer, Tullio Ricci, Chief, well on volcanoes at least;), Rachel, notre James Cameron à nous, Adrien Normier, le pirate de l'air, Cyrille Fauchard ou comment apprécier la sagesse des céréales maltées, ainsi que tous les duudes rouennais d'ailleurs (G2000 et un spécial pour Bruno, le matlabeur), Domino, rencontré à San Francisco...but whatever, merci pour les virées utiles après le boulot au Bakerstreet, puisse cette collaboration ne jamais cesser d'exister!!! La fantastique Vesuvio team...essentiellement composée de Clermontois : le grand fou Mathieu, les drôles de dames : Angélie, Élodie et Lydie, puis le gentilhomme Julien. Enfin, ma belle équipe Réunionnaise, Guilhem, Vincenzo, JLJ, Laurent (directeur!!), Claude et Fabrice, une spéciale pour les filles, Gene et Françoise <3!!! Sans oublier Errriiiiic, notre McGyver national! Et Aline, qui, alors directrice de l'observatoire du Piton de la Fournaise, m'a permis d'échantillonner des laves...fantastiques souvenirs!

Grâce à vous tous j'aurai peut être la chance de faire de la science mon métier, et ça ça n'a pas de prix.

« La science donne à celui qui y consacre son travail et ses recherches beaucoup de satisfaction, à celui qui en apprend les résultats, fort peu. Mais comme peu à peu toutes les vérités importantes de la science deviennent ordinaires et communes, même ce peu de satisfaction cesse d'exister : de même que nous avons depuis longtemps cessé de prendre plaisir à connaître l'admirable deux fois deux font quatre. »

FRÉDÉRIC NIETZSCHE

Promis, j'y prendrais toujours plaisir!!

0.2 Second Part - Il était une thèse

Si j'écrivais mon autobiographie je commencerais en 1989, si j'écrivais un CV je commencerais en 2017. Mais j'écris mes avant propos...

Lorsque l'on se lance dans une thèse, on n'a aucune idée de ce qui nous attend finalement. Mais aujourd'hui, à l'ultime phase qu'est l'écriture de mes avant propos ; j'admets que c'est une chose dont je suis fière. Je l'ai fait. Cette thèse m'a enseigné un tas de choses. Mais bien plus sur moi que sur la science je crois. C'est un peu comme si je m'étais rencontrée. C'est donc naturellement elle (dans cette partie) que je vais remercier en premier. Trois ans pour chercher, trois ans pour comprendre, trois ans pour penser de quelle façon j'ai envie de donner.

J'ai d'abord pensé que je pouvais changer quelques choses. Puis j'ai cru que je ne changerai rien. Finalement je sais que j'ai le pouvoir de tout changer. Parce que changer moi ou ma façon d'appréhender ce qui m'entoure, est mon permis d'aller où je me sentirai mieux. Parce que ma vérité est subjective, mais que c'est la seule que je connais. Il me suffit de transformer ma vision du monde pour le voir bouger et se mouvoir en quelque chose que me fera vibrer.

Finalement, pourquoi j'ai envie de chercher ? Et pourquoi voudrais-je passer ma vie à le faire ? Que m'apporte une réponse ? un nouveau problème. Hahaha, j'en reviens toujours à la même conclusion, dans la vie il n'y a pas de solutions il n'y a que des problèmes !! N'y voyez pas quelque chose de mauvais, c'est en fait une super réponse je trouve. Le problème implique une suite, implique une réflexion, des changements...la solution implique quoi ? Rien, de la merde. On en est là, c'était ça en fait. Ok.

Et plus j'y réfléchis, plus je me dis que la vie, ça ne peut pas être ça. Quand mon frère sur ce lit d'hôpital a dit « J'ai pas de cul ». Quand mon père a pleuré. Quand mamie plie le slip de Papou à portée de main près de la baignoire. Quand on m'a dit que j'étais faite pour la recherche. Quand elle me dit que je lui manque. Quand je ri. Quand je dis je t'aime.

Aristote a dit : « *La première qualité du style est la clarté* ». Ouais... Beh moi je n'aime pas la macédoine, je connais pas le roi, mon père a pas un prénom de MST, et je n'ai pas l'ambition d'écrire 60 traités ! Vous ne m'en tiendrez donc pas rigueur... De toute façon, j'aime autant écrire pour moi sans avoir de public que d'avoir un public et ne plus être moi.

J'aime bien l'idée de se livrer sur le papier.
Comme ces quelques pages me sont consacrées,
Et que je suis susceptible de ne jamais retrouver tel espace de liberté ...
Je me laisse quelque peu aller.

C'est quand même bizarre de se dire que l'on doit énumérer les gens que l'on a envie de remercier.
Cela suggère que l'on ne l'a pas fait durant ces 3 années.

Ou alors que le remerciement écrit vaut mieux qu'un remerciement parlé.
C'est difficile de poser un premier nom, un dernier,
L'ordre a-t-il une réelle importance ?
Reflète t-il une échelle du merci, ou une échelle de bienséance.
Peu t'importe. Je ne suis même pas sûre d'avoir encore un lecteur...

Sixto, Jim, vous m'avez permis de me sentir artiste. *Fredo, Etienne*, vous m'avez aidé à voir qu'en fait pas tellement. Je suis pathétiquement, authentiquement, comme les autres.

Mario Busque, vous m'avez un jour fait comprendre que je pouvais avoir confiance en moi. À tort ou à raison, c'est un peu à cause de vous tout ça.

Michel, nul n'est prophète en son pays.

Pierre, Valeri, votre parfaite empreinte m'épatera toujours. L'inéluctabilité de vos critiques est plus qu'inspirante pour les foetus de la science tel que moi.

Raph, on était tous les deux puceaux quand cette entreprise a commencé, moi de la recherche et toi de l'encadrement ! Je crois qu'on ne s'en est pas trop mal sorti... Merci Raph, merci d'avoir été là.

Antho, petite je rêvais d'être Indiana Jones, et il y a quelque chose de ça dans ma vie, et c'est à toi que je le dois. Tes missions Antho, c'est du BIG délire....Je t'ai déjà dit tout ça en pleurant, mais cette fois c'est noir sur blanc. J'espère en vivre d'autres. Ça aussi c'est noir sur blanc...;) ...JUST DO IT. J'espère que jamais tu n'arrêtera de faire ce que tu aimes... à 150 % comme le CO₂ ! :D

Papa et maman m'ont faite de matière et d'esprit, mon frère et ma sœur m'ont façonnée dès leurs premiers cris : Cécile promu ainée (brouillon), certes, 'but still' la chance du débutant ! hahaha, TODO MAS ! Toute ma famille m'a polie, et mes amis m'ont permis de grandir, et si ce jour je publie un manuscrit de thèse c'est grâce à vous tous, je vous dois tout et j'en suis convaincu. UBUNTU.

Finalement c'était facile, je suis là grâce à tous ceux que j'ai croisé, de près ou de loin durant ces 27 années. En fait je ne suis qu'un gros ramassis de conneries, avec de beaux pétales de roses quelque part enfouis. Et là je comprends mieux pourquoi il faut se méfier de la théorie de l'homogénéisation. Parce que je veux croire que c'est pareil pour moi. Que finalement ces jolis pétales ont une bien plus grande influence sur mon champ d'action et de pensée, que le ramassis de cons que j'ai pu croiser.

Il y a bien un gars qui a dit que plus on mettait d'ardeur à oublier quelque chose, plus on marquait le souvenir au fer dans sa mémoire. Et pour les choses que l'on ne voudrait pas oublier ? Pour les choses auxquelles on aime se souvenir, il reste le papier.

Alors quelques lignes pour me remémorer quelques souvenirs de ces années qui sont maintenant du passé. J'ai tenté d'introduire des événements marrants entre chaque coup dur, mais des fois, le coup dur persiste, et se transforme en coup très dur, ou gros coup

dur...

NO DATE

Un jour que je regardai une émission ultra engagée, le genre d'émission avec un message profond, des mecs qui mâchent pas leur mots... tu vois le genre ? Le genre d'émission produite par ## 1 avec quelqu'un dont je vais taire le nom. Ce même quelqu'un m'a dit, « tu voudrais jouer au juste prix ? » j'ai répondu « Le juste prix nobel tu veux dire ?? », j'avais 11 ans.

Quand j'y repense, je ris encore... Des fois j'oublie que ça ne date pas d'hier mon envie de faire des sciences... Oui bon parce que j'oublie rarement que j'ai de l'humour...

#####

J - 896, Rouen :

J'ai vu un mec dormir complètement saoul sur un banc aujourd'hui. J'ai pu l'observer parce que j'étais au terminus du métro. Il a glissé, s'est éclaté la tronche sur le banc, puis a essayé tant bien que très mal de faire croire au reste du monde qu'il était normal, assis sur un banc, pas en train de nous dissimuler de l'ivresse. Et je l'ai regardé longuement, clairement. Il n'était pas en l'état de souffrir de mon regard, à peine d'ouvrir les yeux. Et je me suis dit, comment est-ce possible ? Pourquoi ? Pourquoi lui il en est là, pourquoi moi, pourquoi nous ne faisons rien, comme si ce n'était que l'environnement, que ça faisait partie de la vie. Ça ne fait pas parti de la vie. Enfin les gars, on peut pas avoir compris que les particules élémentaires n'ont pas de masse, que l'espace-temps dans lequel nous vivons est dynamique et en dilatation, que nous n'observerons probablement jamais autre chose qu'un horizon de l'Univers dans lequel nous sommes 'localisés', et accepter de vivre dans un bordel pareil !!

Laisser des gens crever à nos frontières, mais aussi devant nos yeux... Les laisser crever de résignation. C'est Bukowski qui me l'a enseigné, c'est pas tellement d'être alcoolique le problème, de toute façon la définition est bien trop controversée, et beaucoup d'entre nous serait surpris de leur classement !!! Non, le problème c'est de croire que l'alcool est une solution. Ce qui le tue, c'est la résignation.

J - 643, Paris :

Je ne sais pas, et je ne le saurai peut être jamais, comment pourrais-je savoir s'il eut fallu qu'un seul instant je le susse ?

Pour ton poste scriptum (hum) : je suis probablement LA FEMME LA PLUS MATURE qu'il t'ai été donné la chance de rencontrer sur ta brave et humble route...alors pleased ! Niveau tempo, là encore BB, je suis au top du top, à la cime du sequoia, comme on ne dit pas chez moi.

Je les ressens tous, air latino ou pas d'ailleurs. Et c'est tout à mon honneur !

Trêve de conneries 4 lignes là !!

Ok pour la mise au point, j'en avait bien besoin.

Tu ferais mieux de bronzer ouais, tu viens sur l'Etna or WHAAAT ?

Je suis over sorry pour ton paper... be brave dude, be proud!!
Alors, bien ou bien le bentonitage? Toujours un plaisir, right?
Et quand est-ce que je reviens en Italie... beh 24 Juin dude!! clearly not before!!
Mais je pensais bien venir en vacances au mois de septembre (well, si je peux prendre des vacances!), alors puisque tu le mentionnes, je viendrais probablement vous faire un petit coucou!! Enfin, j'ose espérer que tu m'accueilleras comme il se doit, pas à base d'oxymore, de chanson de pédé, de questions de "maturité", et que tu éviteras de répéter sans cesse "BORDEL"!!!
Mais oui, que pasa duuude? Como se fue? Como no te prego chive per la mezzanine!
hahahaha, là, je crois bien que je ne fais rire que moi...mais prononce donc ces "assemblages de lettres" à voix haute, seems nice, chantant même....rho ouais!!!!!!
Et ne me call plus jamais vieille branche, AM I CLEAR?
Je ne suis ni vieille ni branche, et le printemps me casse les couilles, les gens ont l'air heureux, et moi j'ai trop de travail!!
Arrivedercho

J - 546, Etna :

Et ces 3 semaines au sommet... avec 5 L pour se doucher... Je vais remercier profondément Angélie qui m'a lavé les cheveux à 3 reprises, et je citerai P.J. O'Rourke : "*La propreté du corps devient primordiale quand la propreté de l'âme ne l'est plus...*"

J - 511, Paris :

Putain les gars (Je parle à mes autres mois parfois n.d.d.m.), je me couche tellement tard et je me lève tellement tôt qu'il m'arrive de me croiser dans l'escalier. J'ai une tronche de déterrée, ça fait flipper.

J - 487, Paris :

YEEEEEEAAAHHHHHH!!!!!!
Enfin, j'étais à deux doigts de venir poser une bombe à Clermont...et tu sais ce qu'on dit chez nous..."Para bailar la bomba..." hahah, c'est des minutes qui passent un peu vite comême!
Anyway, elles sont TOP tes pics! Bon, tu as retiré les photos de ta cagole à poil...et c'est pas dommage!;))
Avec un peu moins de retard je t'aurai bien remercié platement, là je vais me contenter d'un mini "thanks dude", susurré entre deux références à ce merveilleux movie..."Laveur de carreaux de père en fils, fils de boulanger, je soulève 30 kg en développé couché, et aujourd'hui, pas plus tard qu'hier, ET DIEU M'EN DONNE LA GARDE, que je vais les attraper un par un et leur buter leur gueule!!!! "
Vous me dégoutez, l'un autant que l'autre avec vos vacances "surf" "corse" "sex" "drugs" and rock & roll????
Il fait froid à Paris. Et j'ai trop de boulot. Hier un pigeon m'a chié sur l'épaule. Demain, ce sera qui??
Mais.....ULTRA bonne nouvelle, je vais à San Francisco en Décembre :) :))

J - 436, Paris :

Salut bande de tarlouzz !

Je suis de retour!!!!!!!!!!!!!! hahahaha
Ce qui est d'autant plus surprenant qu'à la base, j'étais pas là !

Bon McQuigley, Paracule, je vous appelle tarlouzz... M'en voudrez pas hein ?! Une fois n'est pas coutume, ni deux d'ailleurs...
Juste pour info, quelqu'un peut me dire à partir de combien c'est coutume ?

Non, mais sérieux là !! Je suis pas là pour déconner ! Je suis Wenner OK ?? Quigley !
Je tenais dans un premier temps (j'ai choisi le passé, mais je peux changer si vous voulez) à te dire que malgré toi tu m'avais bien saoulé... Tu me répondras non sans faux, "as usual" ; ce à quoi je rétorquerai, "bien pire Julienne, bien pire!!"... (là je me suis affolée...passé / futur sans passé par la case départ...j'ai les caisses vides!)

Parce que ouais, j'avais prévu de me déplacer. J'étais prête à foutre mon cul dans un transport en commun pour participer à ta despedida. Tu connais la suite, duude fais le mec, pas d'au revoir, c'est le départ de l'enfant pro-digue, encore qu'il me semblait que c'était Fargier qui s'occupait des digues...encore qu'il vit à Blois, et non à Nantes ou chez ma tante. Je sais plus, je suis perdue...mais pas dupe !

Je vous sens partir, sans faux jeux de mots, loin de moi l'envie de contrepéter à découvert...

En parlant de découverte, et sans mentionner la coupe d'été du paracule... J'étais prête à diffuser en avant-première mon tout nouveau film, intitulé, ****l'Etna tue****, dans lequel tu apparais, bien couvert, sous la forme d'un duuude, américain, silencieux et mystérieux.... le genre patibulaire... mais presque !

J'ai dû repousser l'avant-première, qui se pourrait être la première voire la dernière à la vitesse où nos coeurs s'éloignent.

Tout ça pour quoi... beh duude Quigley,
Je te souhaite bonne chance, un bon voyage, et de grandes aventures chez les latinos,
J'espère qu'on se recroisera au détour d'un volcan, ou au détour de la rivière, si tu t'intègres (trop) bien chez les indiens.
Puis Quita se revoir un jour, pourquoi pas à Quito !!

J - 289, *St^e* Clotilde :

Je suis peut-être maso, mais moi quand je fais la mayo, c'est une tuerie OK ?
C'est très simple, un jaune d'œuf, une bonne cuillerée de moutarde, et tu fais monter en fourrant d'huile. Simple ? Non, pas tant que ça en fait, il y a un coup de main vois-tu ?!
Un coup de main dont j'ai seul le secret, que ma grand-mère a 'once upon a time' jugé

bon de m'enseigner. Bon OK, là je vais loin, mais va savoir d'où je suis partie!
Sans dec', pourquoi ça pue d'un coup, alors que je commençais à peine à me faire à cette putain d'île! A peine à me dire, en fait, si je veux vraiment, il y a quand même moyen de se marrer...

Ok, j'ai une thèse à écrire, une démonstration à fournir, des idées à traduire...

Mais quand même, toi-même tu sais, c'est plus facile quand on a de quoi rire!

Allez Doudou, profite de la civilisation pour t'éclater!

Te dis pas non plus que je suis en train de dépressionner,

J'aime bien communiquer par l'écriture,

Ça me donne l'impression de vivre plus de choses,

Les écrits durent,

Alors je ne fais jamais de pause!

J - 252, S^{te} Clotilde :

Hier... les adieux déchirants avec ma roomate : blasage de Q total!

La substitution sera si rapide, qu'il y a eu carambolage dans le couloir, des cris, des pleurs, des regards vides et vitreux... non vraiment, c'était horrible. Je me croyais portauloiner au Vietnam dans les 60's. Et ce soir, j'ai bu une tisane avec la nouvelle coloc, et Juan Marco de la Vega... TO-DO MASSSS!

'Moi tu vois je me demande ce que ça veut dire vivre. Alors j'ai demandé à l'arbre, un gros arbre tu vois ? Oui je lui ai dit, tu te fais pas chier là sans bouger toute la journée ?'

J.M. Dauphin, 15 Mars 2016

Non, vraiment c'est FULL TODO MAS, je suis épatée. Mais bon, ce mec est une réelle source d'inspiration pour moi. Ma mère m'a toujours demandé « *Cécile, quels sont tes objectifs ??* » et ceci est une question à laquelle j'ai toujours eu du mal à répondre (si tu veux plus d'info sur ce point envoie PSY-CESS au 07 51 08 13 xx;). Mais je crois pouvoir en dessiner un aujourd'hui : Ne pas finir perchée comme Juan Marco à 50 piges! Bon, sur ce, je vais de ce pas, réalisé avec mes doigts... donc bon, à ne pas prendre au pied de la missive... soumettre mon Mezon et al. 2016 (n.d.d.m. COUP DUR!!).

NO DATE

Lundi, je me remets au travail.

Vendredi, toujours rien.

#####

J - 209, Vienne - Piton des Neiges - S^{te} Clotilde :

Pour faire court, et dans l'ordre, après une intense semaine de doctoriale, voilà Cécile faire un bain de 5h du mat' dans l'océan indien... CB dans le soutien-gorge, baignade ... #CBless... Quelques jours plus tard départ pour Vienne... Afin de partir avec tout l'équipage, nous décollons avec deux heures de retard... Du coup #ratagedecorrespondance! Mais alors que tout aurait pu bien se passer... Cette idiote de l'agence avait en fait pris deux billets différents, sur deux compagnies pas copines, du coup, Cécile n'a plus de billet

pour Vienne... Cécile pleure, appelle maman, lui dit qu'elle l'aime, puis lui demande poliment de lui acheter un billet pour Vienne, car...#CBless. Une seule possibilité : attendre 10h à CDG, et retour de Vienne à 7h du mat' le samedi matin. #Coupdur

Puis finalement Vienne, Cécile retrouve ses copains, s'amuse bien, enfin dans le froid, enfin en pantalon, enfin portant sa belle écharpe.... Puis mon tour de parler, Cécile a géré, des gens lui propose de collaborer... Ma modestie dusse-t'elle en souffrir....sont-ce les seuls à avoir succombé??!

Oui mais attendez un peu, Cécile veut participer à la soirée des conveners le vendredi soir, soirée de clôture, alcool à volonté...OBLIGE! Alors, elle traverse la ville pour récupérer ses affaires, sachant qu'à 5h30 elle devra retourner à l'aéroport. La soirée passe. Cécile est bien alcoolisée, mais retrouve à peu près ses moyens, et trouve un taxi à 5h du matin. Tout va bien. C'est encore parfaitement éméchée que celle-ci se présente au comptoir, tendant son passeport, pour s'entendre dire par l'hôtesse que son vol décolle à 13h.

"- Pardon ?

-Vous avez un autre billet, mais celui-ci ne présente pas d'escale, vous êtes sûre de récupérer vos bagages à Paris!

-Si vous le dites!!"

Cécile dort à l'aéroport, se fait réveiller sur sa banquette toutes les 30 minutes, par des hôtesse s'inquiétant que celle-ci rate son vol.

Puis 12h, Cécile debout, boit un coca, et se dirige vers la bonne porte. Cécile a une tête retournée, ses collants sont troués, sa robe est la même que la veille, et Cécile retrouve ses copains Parisiens, qui prennent eux aussi cet avion. Oui mais eux, eux sont douchés, ils ont dormi dans un lit, au moins quelques heures... Ils se moquent d'elle...NORMAL! Cécile arrive à Paris, puis finalement à la réunion, où... NO SUITCASE!!!!

Oui, tu lis bien, les bagages n'avaient pas voyagé avec Cécile. Cécile a pu les récupérer jeudi matin. Cécile avait tout pris à Vienne. #wonderbraless #takeyourbikinitowork ...

Maintenant je ris...je c'est Cécile!

Mais des bonnes vibes, hormis ces aventures aéroportées, le reste était TOP. Je suis de retour à la Réunion, je retrouve Kevin, Laura et Thibault, mes copains parisiens. Lundi on se lance dans l'ascension du piton des neiges. Foooolie, j'ai gravi les 1700 m, dormi au sommet de l'océan indien. Certes il faisait froid, mais cette #milkyway et ce levé de Lune valait largement une nuit de plus (après une nuit dans l'aéroport et une dans l'avion) de merde! Une mer de nuages, des étoiles plus scintillantes que jamais, un feu de lune qui s'élève, avant le soleil...sur ces trois cirques parfaitement dégagés... le bonheur.

Avant biensur, la terrible descente des 1700 m...j'ai cru y laisser mes jambes, d'ailleurs elles retrouvent à peine (30/04/2016) leur fonction première...me déplacer! Je suis revenue à Saint Denis, j'ai un peu trop fait la fête, maintenant mes copains sont repartis, il reste à peine 100g de cantal, et je passe mon samedi sur l'ordi!

NO DATE

Je voudrais saigner à sa place. Je voudrais avoir mal pour lui. Et qu'il continue sa vie.

#####

J - 133, S^{te} Clotilde :

J'ai besoin d'être originale, d'être différente, parce que je me sais comme tout le monde à l'intérieur. Je suis une farce.
Je dissimule, sous beaucoup de bruit,
Un vide béant où errent les mensonges que je nourris.
J'ai envie de chialer aujourd'hui.
J'ai envie d'être nue, devant le miroir.
Sans détourner le regard.
Parce que ce n'est pas le fruit du hasard,
Si je suis ce que je suis.

J'ai envie de tout plaquer. Je ne vais pas y arriver. Il n'y a plus de soleil. Ni dehors. Ni dedans. Je me défais d'une partie de moi. C'est comme si je m'arrachais un bras.

J - 81, S^{te} Clotilde :

ERUUUPTIIIIIIIIIIIIIIIIIIIOON!!!!!!!!!!!! Madre Mia!!!!
Quel spectacle, pas la peine que j'en cherche, il n'y a pas de mots pour ça...
Un volcan en éruption, suivi d'une autre éruption de saveur...avec un petit goût exotique...l'Ibère!!!! O saveur ibérique...

J - 63, LGSR :

Mais qu'est-ce que je fous putain ?
J'essaie d'être DOCTEURE...
Décevante et **O**bsessive **C**écile, **T**ourmentée **E**ssentiellement par **U**ne **R**aison d'**E**xister.

J - 35, LGSR :

J'ai peur, « *donne-moi de quoi tenir, tenir, je ne veux pas dormir, dormir, laisse-moi voir venir le jour* »

J - 9, LGSR :

Saveur Ibérique ? Ouais, le genre de saveur qui dévaste le fragile édifice qu'est ton équilibre mental à quelques jours de rendre ta thèse. Une tempête qui s'abat sur ton esprit, ravive toutes tes angoisses et te rappelle que t'as beau aller à l'autre bout du monde, tu ne peux pas y échapper, tu es et resteras Toi, avec tout ce que ça implique.

J - 3, S^{te} Clotilde :

Qui regarde dehors rêve, qui regarde à l'intérieur se réveille. Carl Gustav Jung
Et moi qui demandait de quoi tenir tenir pour ne pas dormir dormir...mais je fais que ça

putain. Je dors depuis plus de 27 ans. Je rêve, je ne sais pas qui je suis, je suis incapable de me regarder. Je ne sais même pas comment on fait, comment on fait pour se regarder ? Et comment on fait pour regarder dehors. Je ne comprends rien. Je ne vais pas le convaincre que je vau le coup. J'en sais rien si je vau le coup pour lui, ou bien s'il vaut le coup pour moi. Putain, je suis NULLE!!!!

Les gars...ça fait trois ans et 16 jours que je réalise un doctorat. J'ai envie de pleurer à chaque instant. Je voudrais m'échapper de mon corps.

A celles et ceux ...

Qui ne savent peut-être pas à quel point je les aime, Mathilde, Lucila,
Qui m'ont montré le chemin, Doudou Marco,
Qui m'ont supporté, accepté et donné!!! Alicia :D,
Qui sont toujours dans les bon plans... Sister Sister!
Qui circulaient dans notre parc, je veux bien sûr parler de Clément, Agathe et Pauline,
mes écologues marins préférés, et Miss Hélène, qui m'a initié à la plongée... J'en profite
pour remercier Romy et Alexis, vous m'avez rien appris du tout, mais on s'est bien marré,
ça mérite d'être mentionné;).
Qui m'ont tant donné... Laura, Thibault, Best coloc ever!!!
Qui m'ont sorti de mon labo... Antoine, Alexis, Melisande, Nico!
Qui acceptent d'échanger des problèmes de thésard à distance, Caro, Ines
Qui m'ont fait oublier que j'étais loin de chez moi Armelle, Charlotte, Eric, Romain, So-
phie, Lorianne, José-Luis, Steph, Thibault, Jean, Antoine, Théo, Carole, John.
Qui sont venus assister à ma soutenance. Ça m'a fait terriblement plaisir de vous avoir ce
jour là à mes côtés.

Et un petit mais grand PAS merci à ceux... Qui ont élu Donald Trump président des
Etats Unis d'Amérique.

Por el suelo hay una compadrita,

Que ya nadie se para a mirar

Por el suelo hay una mamacita,

Que se muere de no respetar

Pachamama te veo tan triste,

Pachamama me pongo a llorar...

Voilà, je rends l'antenne, à vous les studios!!
Dr House,

==>retrouvez la, en live, tous les jours de 9 à 21h au 01.44.27.41.xx<==

0.3 Third Part - En bonnet diforme

A tous ceux que j'aurais oublié,
volontairement ou pas.

Je tiens à remercier particulièrement

pour en particulier.

Table des matières

Table des matières	iii
Liste des figures	v
Liste des tableaux	ix
1 Introduction Générale	3
1.1 La problématique énergétique	4
1.2 La Terre : une machine thermique	8
1.3 Exploitation de la géothermie	14
1.4 Position et définition du sujet de thèse	16
2 Les systèmes hydrothermaux : Généralités, présentation du cas d'étude et des premières données disponibles	23
2.1 Les systèmes hydrothermaux volcaniques	24
2.2 Cas d'étude : Stromboli	35
2.3 Zone d'étude : Pizzo sopra la Fossa	41
3 Imagerie géophysique du système hydrothermal sommital de Stromboli	53
3.1 Modèle Numérique de Terrain	55
3.2 Imagerie du système hydrothermal sommital de Stromboli	66
4 Étude de la dynamique du système hydrothermal par surveillance des signaux thermiques et électriques	81
4.1 Présentation du jeu de données	82
4.2 Surveillance en Polarisation Spontanée et Température	84
5 Modélisation numérique des circulations thermo-convectives	99
5.1 Cas de la fracturation isotrope	102
5.2 Cas de la fracturation anisotrope	137
5.3 Conclusions	147
6 Conclusions et Perspectives	155
6.1 Géophysique statique	156

6.2 La géophysique comme outil de suivi	158
6.3 Modélisation numérique	160
A Annexes	I
A.1 Mesures de perméabilité	I

Liste des figures

1.1	Bilan mondial 2012 de la production d'électricité.	4
1.2	Évolution de la température interne de la Terre en fonction de la profondeur.	10
1.3	Flux de chaleur à la surface de la Terre.	12
1.4	Systèmes d'exploitation de la géothermie.	16
2.1	Vision schématique de la double couche électrique à la surface d'un minéral.	26
2.2	Schéma du dispositif de mesure utilisé en polarisation spontanée.	27
2.3	Distribution des lignes de courant et équipotentielles après injection de courant dans un sol homogène.	31
2.4	Présentation schématique du dispositif Wenner α	32
2.5	Carte tectonique de la région méditerranéenne.	36
2.6	Carte géologique de l'île de Stromboli.	39
2.7	Cartographie géophysique de Stromboli.	40
2.8	Cartographie géophysique de la zone sommitale de Stromboli.	42
2.9	Flux de CO ₂ sur la zone de Pizzo Sopra la Fossa.	43
2.10	Tomographie de résistivité électrique grande profondeur de Stromboli.	44
3.1	Positionnement des prises de vue sur le Modèle Numérique de Terrain LiDAR.	59
3.2	Modèle Numérique de Terrain photogrammétrique et carte de densité de points.	61
3.3	Carte de pentes du Modèle Numérique de Terrain LiDAR et carte de densité.	63
3.4	Cartes des distances signées entre Modèle Numérique de Terrain photogrammétrique et LiDAR.	64
3.5	Localisation des 13 profils TRE réalisés en 2006, 2008 et 2013.	66
3.6	Signal en Polarisation Spontanée, Température et Tomographie de Résistivité Électrique le long d'un profil acquis en 2013.	70
3.7	Comparaison de l'inversion de la campagne acquise en 2008 et de l'inversion du jeu de données complet le long de P08-a.	71
3.8	Comparaison de l'inversion de la campagne acquise en 2008 et de l'inversion du jeu de données complet le long de P08-b.	72
3.9	Comparaison de l'inversion de la campagne acquise en 2008 et de l'inversion du jeu de données complet le long de P06-a.	73

3.10	Comparaison de l'inversion de la campagne acquise en 2008 et de l'inversion du jeu de données complet le long de P06-b.	74
3.11	Modèle de résistivité électrique de l'inversion jointe de la campagne de 2006.	76
3.12	Probabilité cumulée en fonction de la résistivité pour l'inversion de 2006.	77
4.1	Cartographie de la température (°C) à 30 cm de profondeur de la zone de Pizzo.	82
4.2	Signal de Polarisation Spontanée (mV) à 1 m de profondeur le long du profil monitoré le 13 Avril 2009 à 13h00	83
4.3	Signal thermique (°C) à 1 m de profondeur le long du profil monitoré le 13 Avril 2009 à 13h00	83
4.4	Localisation du profil de surveillance en Polarisation Spontanée et thermique.	89
4.5	Évolution du signal en Polarisation Spontanée et température pour le couple de capteur N°18 entre Janvier 2009 et Janvier 2012.	90
4.6	Signal en Polarisation Spontanée en fonction du signal thermique pour chacun des couples de capteurs.	91
4.7	Coefficient liant le signal PS et le signal thermique (mV/°C), pluviométrie et coefficient de regression linéaire pour l'année 2009.	92
4.8	Vision schématique du modèle conceptuel expliquant les variations saisonnières du signal de Polarisation Spontanée.	94
5.1	Illustration d'un réseau de fractures.	110
5.2	Mise en place d'un régime convectif dans un milieu poreux homogène, $Ra = 50$	118
5.3	Mise en place d'un régime convectif dans un milieu poreux homogène, $Ra = 50$	119
5.4	Évolution du nombre de Nusselt en fonction du temps et de la discrétisation.	120
5.5	Nombre de Nusselt en fonction du Nombre de Rayleigh pour différents réseaux de fracturation.	122
5.6	Coupe verticale du champ de température pour un réseau de fractures et transmissivités de fractures différentes.	123
5.7	Nombre de nusselt en fonction de la transmissivité des fractures pour différents réseaux de fracturation.	124
5.8	Coupe verticale du champ de température pour des densités de fracturation différentes.	125
5.9	Nombre de nusselt en fonction de la densité de fracture.	126
5.10	Nombre de Nusselt en fonction du Rayleigh effectif.	128
5.11	Nombre de Nusselt via l'approche effective en fonction du nombre de Nusselt via l'approche fracturée.	129
5.12	Nombre de Nusselt via l'approche effective en fonction du nombre de Nusselt via l'approche fracturée, selon la densité de fracture.	131

5.13	Erreur de l'approche homogène en fonction de la transmissivité de fracture.	132
5.14	Nombre de Rayleigh équivalent en fonction du nombre de Rayleigh effectif pour différents réseaux de fracturation.	133
5.15	Paramètres de la relation linéaire 5.34 en fonction de la densité de fracture, de la transmissivité de fracture et de l'anisotropie du réseau.	134
5.16	Densité de probabilité pour différents paramètres de Fisher.	138
5.17	Champs de température à l'état stationnaire dans des plans verticaux. $\rho = 3$, $\sigma = 1$, $Ra_m = 41.5$; (a) $\kappa = 2$, (b) $\kappa = 10$ et (c) $\kappa = 20$	139
5.18	Champs de température à l'état stationnaire dans des plans verticaux. $\rho = 10$, $\sigma = 1$, $Ra_m = 41.5$; (a) $\kappa = 1$, (b) $\kappa = 3$ et (c) $\kappa = 5$	140
5.19	Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh dans la matrice pour différents réseaux anisotropes.	141
5.20	Ratio entre le Ra_{eq} du milieu anisotrope et du milieu isotrope en fonction de κ pour 3 réseaux $\rho = 3$ différents.	141
5.21	Coupes verticales du champ de température à l'état stationnaire pour $\rho = 1$, $\sigma' = 1$, $Ra_m = 41.5$; (a,d) réseau isotrope; (b,e) réseau horizontal, $\kappa = 50$; (c,f) réseau vertical, $\kappa = 50$	143
5.22	Coupes verticales du champ de température à l'état stationnaire pour $\rho = 3$, $\sigma' = 1$, $Ra_m = 41.5$; (a,d) réseau isotrope; (b,e) réseau horizontal, $\kappa = 50$; (c,f) réseau vertical, $\kappa = 50$	144
5.23	Ratio entre le Ra_{eq} du milieu anisotrope ($\kappa = 50$) et du milieu isotrope en fonction de la densité de fracture.	145
5.24	Ratio entre le Ra_{eq} du milieu anisotrope ($\kappa = 50$) et du milieu isotrope en fonction de la densité de fracture.	145
5.25	Vue perspective des vitesses adimensionnées sur les faces d'une boîte cubique.	146
5.26	Nombre de Rayleigh équivalent en fonction du nombre de Rayleigh dans la matrice pour différents réseaux de fractures anisotropes.	147
5.27	Nombre de Nusselt dans le milieu poreux homogène en fonction du Nombre de Nusselt dans le milieu poreux fracturé pour des milieux présentant les mêmes propriétés macroscopiques.	148
6.1	Évolution des signaux PS et thermique pour le capteur 16.	159
A.1	Photographies du RADON-JOK, perméamètre à air.	II
A.2	Profil de perméabilité <i>in situ</i> (m^2) à 1 m de profondeur.	III
A.3	(a) Photo de la tranchée (1 m de profondeur) creusée après les mesures de perméabilité in-situ. Photos de la coupe verticale située au niveau des capteurs 25-24 (b); 24-23 (c) et 22-21(d).	IV

Liste des tableaux

5.1 Paramètres physiques utilisés pour le cas de référence.	117
5.2 Nombre de Nusselt en fonction du Nombre de Rayleigh pour une convection 2D en boîte fermée.	121
5.3 Nombre de Nusselt en fonction du Nombre de Rayleigh pour une convection 3D en boîte fermée.	121

Résumé

La caractérisation des circulations thermo-convectives dans les milieux naturels est particulièrement étudiée pour ses applications industrielles, notamment en géothermie. Cette caractérisation correspond à deux enjeux liés à (i) la détection des remontées hydrothermales et (ii) la quantification de l'énergie évacuée par le système actif. La méthodologie proposée par cette thèse comporte ainsi deux volets.

Le **premier volet** vise la localisation des systèmes actifs par caractérisation géophysique de sub-surface. Les techniques de prospection mises en oeuvre sont la tomographie de résistivité électrique (TRE), la mesure *in situ* de température et la mesure de polarisation spontanée (PS). L'objet étudié dans cette thèse est la remontée hydrothermale située au niveau de la limite supérieure de l'effondrement de Rina Grande, au sommet du volcan Stromboli. L'approche géophysique de sub-surface comprend une cartographie spatiale (à l'échelle métrique) en TRE, PS et température et un suivi temporel des signaux PS et thermique. La cartographie spatiale nous renseigne sur l'extension spatiale du système hydrothermal (TRE) et le caractère actif des circulations (PS et température). Le modèle de résistivité électrique a été amélioré en tenant compte de la topographie, issue d'un Modèle Numérique de Terrain généré par photogrammétrie. Le traitement des données de surveillance montre qu'une relation linéaire lie le signal thermique et le signal PS, une relation qui ne peut être purement thermo-électrique. Le jeu de données temporel met l'accent sur la dynamique du système convectif et notamment la probable dépendance de la vigueur du système convectif avec les variations saisonnières de température atmosphérique.

Le **second volet** vise à quantifier l'énergie évacuée par des systèmes thermo-convectifs à l'aide d'une approche numérique. L'approche géophysique met en évidence le fait que les zones endommagées telles que des limites structurales favorisent la circulation des fluides hydrothermaux. Ceci s'explique par le fait que fractures, failles ouvertes, zones d'altération etc. changent à petite échelle la perméabilité du milieu. L'approche numérique est donc vouée à la simulation 3D de l'écoulement et du transfert de chaleur dans des milieux poreux fracturés. Le travail s'est basé sur un code d'écoulement en milieux poreux fracturé pré-existant. Ce code a été adapté afin de résoudre le problème thermique. L'étude théorique vise à quantifier l'influence des paramètres du réseau de fractures sur l'énergie dissipée. L'influence de la densité de fractures, de la transmissivité de fractures et l'anisotropie du réseau de fractures sont évaluées. L'étude compare également les flux de chaleur dégagés par des modèles où les fractures sont insérées de manière discrète avec des modèles homogènes et de même propriétés macroscopiques (approche effective). Les résultats montrent que la validité de l'approche effective est fortement dépendante des paramètres du réseau de fracture.

Chapitre 1

Introduction Générale

*« Si l'idée n'est pas a priori absurde,
elle est sans espoir. »*

Albert Einstein

Sommaire

1.1 La problématique énergétique	4
1.1.1 La production énergétique mondiale	4
1.1.2 La problématique climatique	5
1.1.3 Les énergies renouvelables	7
1.2 La Terre : une machine thermique	8
1.2.1 Transfert de chaleur	9
1.2.2 Sources de la chaleur interne du globe	10
1.2.3 Le système géothermique	12
1.3 Exploitation de la géothermie	14
1.3.1 La géothermie dans l'histoire	14
1.3.2 Exploitation industrielle	15
1.4 Position et définition du sujet de thèse	16
1.4.1 La problématique	16
1.4.2 La démarche scientifique	17
1.4.3 Organisation du manuscrit	17

1.1 La problématique énergétique

La consommation d'énergie à l'échelle de la planète ne cesse de croître. Amorcée en Europe et aux États-Unis lors de la 1^{ère} Révolution industrielle, elle s'accroît de manière exponentielle depuis les Trente Glorieuses (1945-1975). La problématique énergétique est actuellement un point central des politiques de développement économique. Les nations industrialisées veulent maintenir une dynamique économique à un niveau élevé, et les pays en développement doivent répondre à court terme à une demande énergétique croissante face à l'augmentation de la population et à la volonté d'industrialisation.

1.1.1 La production énergétique mondiale

L'énergie est devenue, au cours de l'histoire, un moteur essentiel au développement de l'humanité. L'électrification est aujourd'hui nécessaire à la société ; dans des domaines aussi divers et primordiaux que l'éducation, la santé, les communications ou encore l'industrie. La ressource énergétique est donc un enjeu majeur dans le monde du XXI^{ème} siècle.

À l'échelle du globe, la production d'électricité augmente en moyenne de 3.4% par an depuis 2003. Les combustibles fossiles couvrent environ 80 % des besoins en électricité de la planète, cf. Fig. 1.1. Depuis 1971, le charbon reste le premier combustible avec une croissance régulière, la production d'électricité à partir du pétrole a nettement baissé, au profit du gaz notamment, via l'apparition des centrales à cycle combiné et la progression de la cogénération.

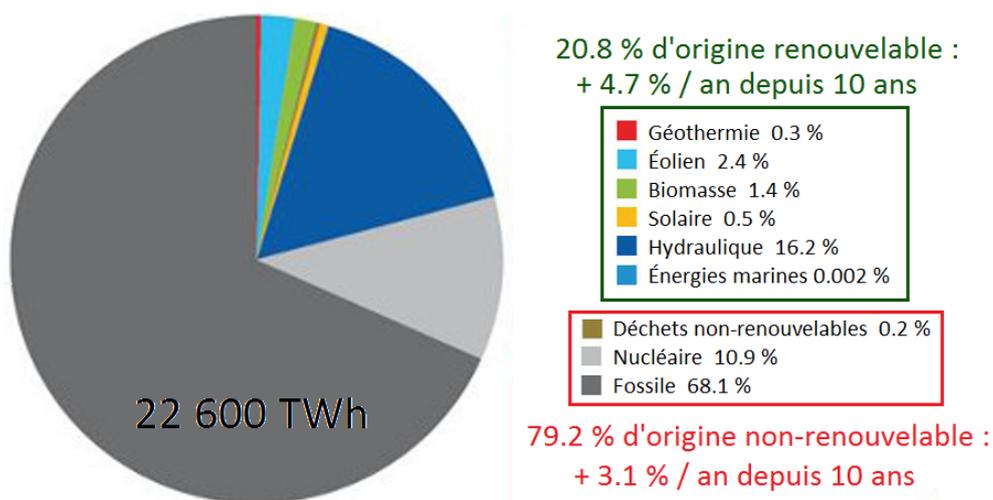


FIGURE 1.1 – Bilan mondial 2012 de la production d'électricité et taux moyen de la croissance par source sur dix ans. (source : OBSERV'ER, 2013.)

Le prix de l'énergie est le principal facteur de décision dans le choix des moyens de production d'électricité, ce qui explique pourquoi le charbon conserve une place prépon-

dérante (41 % : charbon, 22 % : gaz et 5 % : pétrole). Malgré le caractère non-renouvelable de ces sources primaires, et donc la garantie d'un épuisement des réserves à plus ou moins long terme, ces ressources fournissent l'essentiel de la production d'électricité. Cette consommation énergétique exacerbée conjuguée à l'actuelle poussée démographique des pays émergents et en développement, conduisent inexorablement à une surexploitation des énergies fossiles.

Certaines régions du monde, notamment l'Europe, disposent de peu de ressources naturelles et sont donc dépendantes énergétiquement. Les États-Unis et la Chine sont eux aussi déficitaires ; malgré l'ampleur de leur réserves, leur consommation dépasse largement leur production les contraignant à importer.

Une particularité de l'électricité est sa difficulté de stockage, il est donc souhaitable de la produire au plus près des lieux de consommation. Il s'agit, contrairement aux industries du pétrole et du gaz, d'une industrie régionale que le contexte géographique peut fortement contraindre (par exemple en contexte insulaire). Néanmoins, cela peut aussi s'avérer être une force, incitant chaque pays à développer des ressources locales, et donc à s'émanciper électriquement. En effet, si l'électricité ne déloge pas les autres formes d'énergie pour tous les usages primaires et secondaires (particulièrement le transport), la part grandissante de l'électricité laisse entrevoir une atténuation de la dépendance envers le pétrole.

1.1.2 La problématique climatique

Parallèlement à cette demande énergétique croissante, les climatologues ont mis en évidence le rôle majeur de la combustion des énergies fossiles dans l'augmentation de la concentration en gaz à effet de serre de notre atmosphère. La notion d'effet de serre est un phénomène mis en évidence par Joseph Fourier ([Fourier \[1827\]](#)). L'effet de serre exprime l'augmentation de la température dans l'atmosphère par piégeage d'une partie du rayonnement infrarouge émis par la planète. Le dioxyde de Carbone (CO₂) est le principal gaz à effet de serre (en quantité) qui contribue au réchauffement climatique en cours ([Pachauri and Meyer \[2014\]](#)). Il est massivement émis par les activités humaines, notamment la combustion des énergies fossiles qui vient ajouter un terme continuellement croissant aux modifications du cycle du carbone introduites par des pratiques comme la déforestation ou l'agriculture intensive.

Dans les années 60 - 70 les scientifiques ont mis en évidence l'augmentation de la concentration en CO₂ de notre atmosphère. Le relevé de la concentration atmosphérique en CO₂ a débuté en 1958 à la station Mauna Loa de Hawaï, qui fait toujours office de référence en la matière. La concentration était de 315 parties par million (ppm) en 1958, de 330 ppm en 1974. Le 29 août 2016 est un jour symbolique puisque pour l'instant le seul de l'année 2016 et probablement le dernier de notre ère industrielle, à avoir connu une

concentration de CO₂ inférieure à 400 ppm, avec 399,86 ppm mesurés (Tans and Keeling [2014]). Plusieurs rapports et ouvrages parus dès les années 70 ont permis une prise de conscience des dangers qu'encourt la planète par suite de la destruction de cet équilibre (*This endangered Planet*, par Richard A. Falk, ou encore *Law Institutions and the Global Environment*, par John L. Hargrove).

Pour la première fois en juin 1972, un colloque mondial élevant la question de l'environnement au rang de problème international d'importance majeure a eu lieu à Stockholm. 113 États ont envoyé une délégation (les grands absents étant les États communistes de l'époque, notamment l'URSS). Depuis, des rencontres décennales (Les sommets de la Terre), organisées entre dirigeants mondiaux ont lieu afin de définir et d'encourager le développement durable à l'échelle mondiale. En 1988, le Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC) est créé. Il a vocation à évaluer d'un point de vue scientifique l'impact de l'Homme sur le changement climatique et de proposer des stratégies d'adaptation et d'atténuation. Depuis 1995, une Conférence des Parties (CoP) se réunit chaque année afin de définir les objectifs et mesures nécessaires pour limiter les changements climatiques. Il est important de constater cette prise de conscience et de position, motivée par l'opinion publique des pays industrialisés, alors qu'elle va à l'encontre d'intérêts économiques considérables.

En se basant sur le 5^{ème} rapport du GIEC (Pachauri and Meyer [2014]) paru en 2014, la température moyenne annuelle a déjà augmenté de 0,85 °C depuis 1880 et pourrait croître jusqu'à 4,8 °C d'ici à 2100. Aussi, les concentrations de CO₂ liées à l'homme ont augmenté de 40% depuis 1750 et de 20% depuis 1958. La principale raison de cette augmentation est la hausse de la consommation d'énergie à l'échelle de la planète, du fait du rejet d'énormes quantités de CO₂ dans l'atmosphère. Un constat qui donne l'alerte et souligne l'importance de l'activité humaine dans le dérèglement climatique, et donc la responsabilité des pays industrialisés dans la lutte contre ce phénomène. 195 États ont contribué à la CoP 21, organisée à Paris en Décembre 2015. Ils présentent chacun des objectifs de réduction des émissions de gaz à effet de serre et s'engagent à augmenter la part d'énergies renouvelables de leur production.

Plus particulièrement en France, depuis août 2015, la loi relative à la transition énergétique pour la croissance verte vise à permettre une contribution plus efficace dans la lutte contre le dérèglement climatique. Cette loi aspire à renforcer l'indépendance énergétique du pays, en équilibrant mieux les différentes sources d'approvisionnement. En métropole et dans les outre-mers, la France bénéficie d'atouts considérables pour devenir un grand producteur d'énergies renouvelables. En 2012, 14 % de l'énergie consommée était d'origine renouvelable. L'objectif est d'atteindre les 23 % en 2020, puis 32 % en 2030, notamment en multipliant par 6 la part d'énergie d'origine géothermique.

Si la chute récente du prix des combustibles fossiles modifie un tant soit peu les perspectives des marchés de l'énergie à court terme, elle ne devrait pas fournir un prétexte pour atermoyer la mutation énergétique. Les gains économiques à court terme de l'ajournement des investissements dans les technologies d'énergie propre seront très probablement plus que compensés par les coûts induits à long terme. De plus, la transition vers des énergies à faible impact carbone pourrait servir de rempart contre les futures incertitudes du marché de l'énergie, en réduisant la dépendance aux ressources exposées au prix du marché.

1.1.3 Les énergies renouvelables

Une énergie renouvelable est définie comme une énergie dont la durée de reconstitution est inférieure à la durée d'exploitation. Fournies par le soleil, le vent, la chaleur de la terre, les chutes d'eau, les marées ou encore la croissance des végétaux, les énergies renouvelables ont l'avantage d'être non épuisables et de présenter des émissions de gaz à effet de serre très limitées. En excluant l'énergie des mers, encore trop peu développée, on compte cinq classes d'énergies renouvelables.

À l'instar des moulins à eau, dont l'utilisation est attestée dans l'Antiquité, l'hydroélectricité est apparue au XIX^{ème} siècle. C'est l'énergie renouvelable la plus utilisée à ce jour, car c'est aussi la moins coûteuse, avec 16 % de la production mondiale d'électricité (Fig. 1.1). En effet, même si la construction des infrastructures nécessite de lourds investissements, les frais de fonctionnement et de maintenance sont très faibles.

L'énergie éolienne est la suivante, avec 2.4 % de la production mondiale d'électricité, essentiellement présente en Chine, aux États-Unis et en Allemagne. D'après le GWEC (*Global Wind Energy Council*), la capacité installée du parc éolien mondial a doublé entre 2010 et 2015, cette technologie étant considérée comme mature, et la deuxième plus rentable après l'hydroélectricité.

La biomasse est la troisième énergie renouvelable la plus utilisée pour la production d'électricité (1.4 % de la production mondiale). Malgré un développement essentiellement orienté vers des usages thermiques et les biocarburants ; la fermentation des déchets de l'agro-industrie, de l'agriculture, des décharges d'ordures ménagères ou des boues provenant des eaux usées fournit du 'biogaz' qui peut être utilisé pour produire de l'électricité.

L'énergie solaire, photovoltaïque ou thermique, représente 0.5 % de la production d'électricité mondiale. Cette faible représentation provient du coût d'investissement d'une installation solaire, encore très élevé. Il faut en moyenne 3 à 4 ans pour que le panneau produise l'énergie nécessaire à sa fabrication. Il n'en reste pas moins vrai que les progrès sont colossaux, en témoigne la progression de la production d'électricité à partir de pan-

neaux photovoltaïques depuis dix ans : + 54 % / an en moyenne.

Finalement, la géothermie représente aujourd'hui quelques 0.3 % de la production mondiale d'électricité, elle est davantage utilisée pour le chauffage que pour la production d'électricité. Cette désaffection s'explique en partie par les coûts importants des forages, ainsi que des désagréments notoires pour la population environnante. Pour que le puits soit économiquement viable, il faut que la perméabilité soit assez importante et que les fluides soient en quantité suffisante. Dans beaucoup de cas, il est nécessaire d'améliorer la perméabilité ou d'augmenter le contenu en fluide, i.e. de stimuler le système. Un des problème majeurs est la microsismicité associée à ces pratiques (injection de fluide sous pression), e.g. (Fehler [1989]; Sasaki [1998]; Majer et al. [2007]).

Les diverses technologies mentionnées offrent un approvisionnement en énergie peu polluant, à différentes échelles (du particulier à l'industriel) et peuvent être décentralisées. Le développement des énergies renouvelables, primordial pour contrôler les émissions de carbone dans l'atmosphère, est aussi nécessaire à la compétitivité de ces énergies qu'à l'implantation de la production dans les régions reculées. Aujourd'hui encore, plus d'un milliard d'individus n'ont pas accès à l'électricité. A court terme, l'Organisation des Nations Unies se doit de promouvoir des partenariats entre agences, industriels et gouvernements, afin d'éviter une précarité énergétique des pays en développement, et de limiter les émissions de gaz à effet de serre liées à l'utilisation des énergies fossiles.

Aujourd'hui, le Costa Rica tire 98.7 % de son électricité des énergies renouvelables, notamment grâce à sa production hydroélectrique (près de 73% du bilan total) ; et au développement de la géothermie largement encouragé par la chaîne volcanique qui traverse le pays. De même, l'Islande est un pays pionnier en terme de production d'énergie renouvelable grâce à un contexte géologique particulier. L'Islande résulte de l'interaction entre un point chaud et la dorsale médio-atlantique permettant une exploitation géothermique intensive. L'énergie hydroélectrique et la géothermie couvrent la totalité de la consommation du pays. Le principal avantage de la géothermie par rapport à d'autres sources d'énergies renouvelables est sa stabilité. En effet, la géothermie n'est pas soumise aux aléas climatiques comme c'est le cas de l'énergie solaire, éolienne ou hydroélectrique (surtout en phase El Niño par exemple au Costa Rica), puisqu'elle est liée à la chaleur présente naturellement dans le sol.

1.2 La Terre : une machine thermique

Volcans, fumerolles, geysers et autres signatures thermiques sont les manifestations du refroidissement de la planète à sa surface. L'évolution thermique de la planète a toujours été un problème central en géologie (Ringwood [1960]; Turcotte [1980]; Peltier and Jarvis [1982]; Christensen [1985]; Grove and Parman [2004]).

Au milieu du XIX^{ème} siècle, Lord Kelvin suppose que la Terre s'est formée à une température élevée, largement supérieure à la température de sa surface, en conséquence de quoi, la Terre se refroidirait. Cette supposition le conduit à modéliser ce refroidissement, et par là, calculer l'âge de la Terre (Kelvin [1899]). Il estime le gradient de température de la planète entre 20 et 30 K/km, très comparable à celui que nous connaissons aujourd'hui dans la croûte terrestre, après des décennies de mesures de flux de chaleur. Cependant, ses calculs le conduisent à un âge proche de 100 millions d'années pour notre planète, bien loin de ce que nous en savons aujourd'hui. Son erreur est due à deux de ses hypothèses. La première est qu'il n'y a pas d'autres sources de chaleur au cœur de la planète que la chaleur initiale ; la seconde est que le seul moyen de refroidissement de la planète est la conduction. Lord Kelvin n'avait pas connaissance des variations du flux de chaleur en surface. Ces variations témoignent de différents mécanismes de refroidissement, prohibant ainsi un refroidissement uniforme. Il n'avait pas non plus connaissance que d'autres sources de chaleur sont présentes dans le globe.

1.2.1 Transfert de chaleur

Depuis au moins la fin du Néolithique, l'homme creuse la roche à la recherche de minéraux variés (silex, ocre, variscite ...). Creusant toujours plus profond, des générations de mineurs de fond ont été confrontés à une augmentation de la température avec la profondeur. Cette élévation de la température est appelée gradient géothermique. Ce gradient témoigne de la machinerie thermique qu'est la Terre, qui exporte la chaleur des profondeurs jusqu'en surface. L'évolution de la température avec la profondeur de la planète Terre, est représentée Fig. 1.2 par le géotherme.

Le géotherme révèle que l'augmentation de la température avec la profondeur n'est pas linéaire. Cette non-linéarité se manifeste notamment par deux comportements bien distincts. Des gradients importants dans la lithosphère et dans la couche D", et des gradients de température plus faibles dans le manteau asthénosphérique et inférieur, ainsi que dans le noyau.

Ces deux types de gradients correspondent à deux modes différents de transfert de chaleur. Le transfert de chaleur s'effectue par conduction dans la lithosphère et dans la couche D", alors que le moyen principal de transfert de chaleur dans les autres couches est la convection.

La conduction caractérise le transfert de chaleur au sein d'un milieu opaque, sans déplacement de matière, sous l'influence d'une différence de température. La propagation de la chaleur par conduction s'effectue selon deux mécanismes : une transmission par les vibrations (les atomes ou molécules cèdent une partie de leur énergie cinétique aux molécules ou atomes voisins) et une transmission par les électrons libres. La théorie de la conduction repose sur la loi de Fourier selon laquelle la densité de flux est proportionnelle au gradient de température.

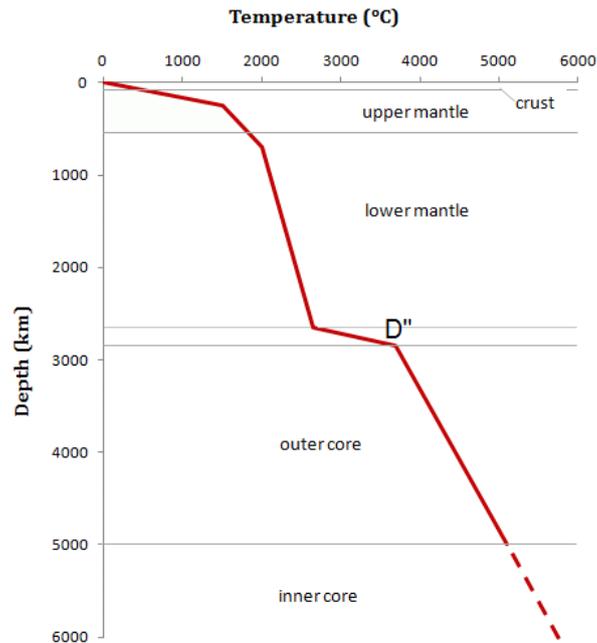


FIGURE 1.2 – Évolution de la température interne de la Terre en fonction de la profondeur. *Crédit : Mark Fedkin (d'après Alfé et al. [2003]).*

Le transfert de chaleur par convection correspond à un déplacement macroscopique de matière, résultant d'une différence de masse volumique. En convection libre, ces variations de masses volumiques sont en fait dues à la différence de température au sein du fluide. Le fluide chauffé se dilate, ce qui se traduit physiquement par une baisse de sa masse volumique. Le fluide plus chaud et moins dense a tendance à s'élever tandis que le fluide plus froid et plus dense a tendance à s'enfoncer, la force motrice étant la poussée d'Archimède. La convection est le moyen le plus efficace de dissiper la chaleur au sein d'un milieu.

Depuis 1912, avec Alfred Wegener et le principe de la dérive des continents (Wegener [1924]), on comprend que la conduction n'est pas le seul moyen de transfert de chaleur vers la surface. Les mouvements convectifs mantelliques conduisent les plaques tectoniques et sont responsables de l'évacuation d'une part importante de la chaleur interne du globe.

1.2.2 Sources de la chaleur interne du globe

La chaleur interne de la Terre est imputable à plusieurs sources, certaines stockées d'autres générées. La première source d'énergie est la radioactivité naturelle. La désintégration des éléments radioactifs est un phénomène physique dû à la présence de noyaux atomiques instables qui vont spontanément se désintégrer en noyaux atomiques plus stables. Cette réaction s'accompagne d'un dégagement d'énergie. La Terre actuelle contient plusieurs isotopes radioactifs, dont la désintégration libère de l'énergie en quantité abondante : deux isotopes de l'uranium U^{238} et U^{235} , le Thorium Th^{232} et le Potassium K^{40} .

L'abondance de ces isotopes à l'échelle du globe est déduite des modèles de formation de la Terre à partir de corps chondritiques qui nous permettent d'estimer la composition du globe. Considérant cette hypothèse, la radioactivité serait à l'origine au minimum de 18 TW sur les 46 TW évacués par le globe (Jaupart et al. [2015]).

Le noyau de la Terre (3480 km de diamètre) est compartimenté entre la graine, solide, et le noyau externe, liquide. Chimiquement il est composé de fer (85 %) et de nickel (7%), et d'autres éléments mal connus, et plus légers. La graine est la structure la plus profonde de la Terre. Cette sphère de 1220 km de rayon, au cours du lent refroidissement de la Terre (dit séculaire) cristallise et grossit au dépend du noyau liquide qui l'entoure. La graine n'est donc que le noyau liquide solidifié, présentant tout de même une différence de composition, car elle contient moins d'éléments légers. Ces éléments légers qui ne cristallisent pas, remontent vers le manteau et constituent probablement la source principale des mouvements de convection dans la partie liquide du noyau. Le refroidissement séculaire, induisant le développement de la graine, libère aussi de la chaleur, dite chaleur latente de cristallisation. L'énergie libérée par le noyau est la somme de tous ces effets : refroidissement séculaire, chaleur latente de cristallisation et convection solutale, ainsi que potentiellement une production radiogénique (Jaupart et al. [2015]). Il faut tout de même noter que le flux de chaleur en provenance du noyau est contrôlé par la convection mantellique, puisque le manteau est davantage visqueux. Le noyau serait au minimum responsable de 9 TW du bilan énergétique global (Jaupart et al. [2015]).

L'intérieur de la Terre étant constitué d'une série d'enveloppes, liquides ou solides, chaque enveloppe réagit différemment à la rotation de la Terre ou à l'attraction de la Lune et du soleil. Ces mouvements différentiels induisent des frottements aux niveaux des interfaces, sont à l'origine d'une libération de chaleur. La rotation de la Terre s'accélère à cause du rebond post-glaciaire, mais ralentit du fait de l'interaction avec la Lune. Cette énergie est calculable exactement et représente 0.083 TW, elle est donc négligeable.

La fabrication de croûte continentale par extraction du manteau libère aussi de l'énergie. En négligeant l'influence de cette cristallisation sur le champ de gravité terrestre, et pour une extraction de croûte constante, la contribution au bilan énergétique de la planète est de 0.2 TW.

Enfin, la Terre comme toutes les planètes telluriques de notre système solaire, s'est formée par accrétion. L'énergie cinétique accumulée lors de sa formation, ainsi que la différenciation du globe en couches concentriques sont la source d'une part d'énergie stockée à l'intérieur du globe. La dissipation de cette énergie se rajoute au bilan énergétique.

La chaleur va donc se propager depuis les entrailles de la Terre jusqu'en surface. Il en résulte un flux de chaleur moyen actuel de $65 \pm 1.6 \text{ mW.m}^{-2}$ pour les continents et de $101 \pm 2.2 \text{ mW.m}^{-2}$ pour les océans (Turcotte and Schubert [1982]). Notre compréhension du flux de chaleur dégagé à la surface du globe est représenté sur la Fig. 1.3. Cette carte est

basée sur des mesures directes au niveau des continents, sa mesure au fond des océans a été l'un des objectifs des programmes internationaux. Ils ont permis de proposer des modèles de refroidissement du plancher océanique. Le flux de chaleur dégagé par la planète est de 4.10^{13} W (Barbier [2002]), soit quatre fois environ la consommation d'énergie mondiale. Le flux de chaleur sur les continents provient de la production radiogénique dans la croûte continentale et de la chaleur en provenance du manteau, alors que la croûte océanique est quasi-dépourvue d'éléments radioactifs ; c'est pourquoi le flux de chaleur dégagé par la croûte océanique est dans la quasi-totalité issue du manteau sous-jacent.

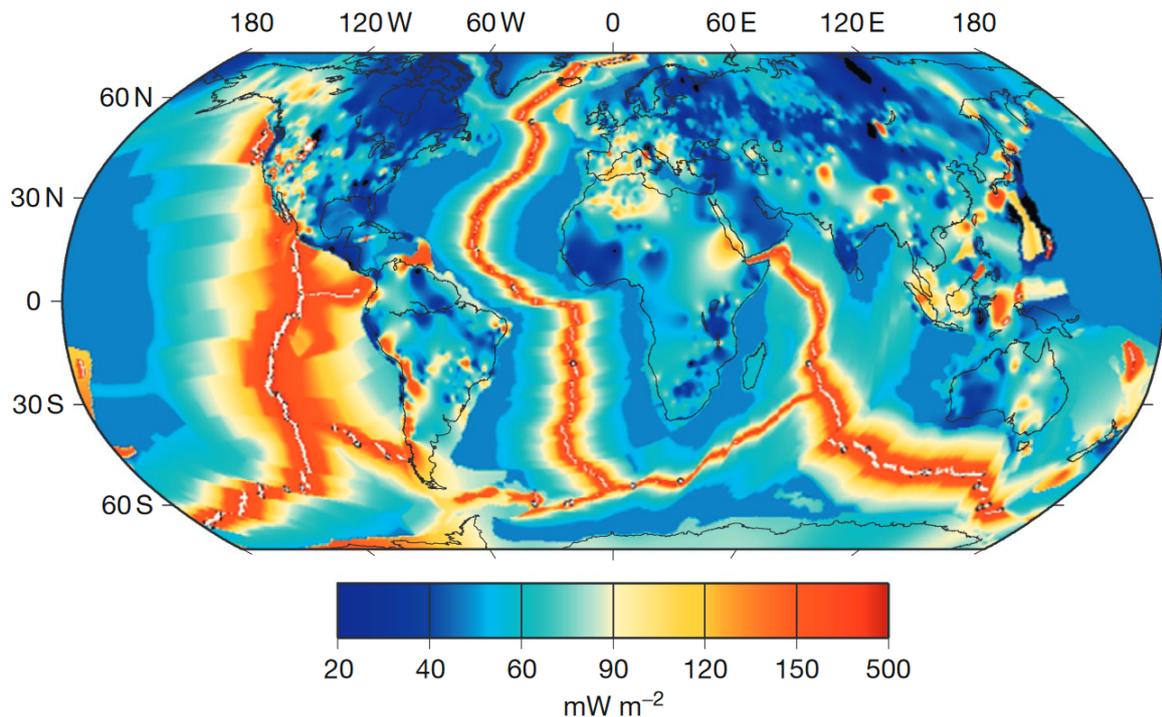


FIGURE 1.3 – Flux de chaleur de la surface terrestre, les flux représentés sur les continents sont basés sur des mesures directes, les flux au niveau des océans sont basés sur les modèles de refroidissement de la lithosphère (Jaupart et al. [2015]).

On note que le flux géothermique varie de quelques dizaines à quelques centaines de milliwatts par mètre carré. Hormis les zones présentant un flux géothermique élevé, qui se situent principalement au niveau des zones de volcanisme intensif (limites des plaques lithosphériques, points chauds et rifts continentaux), le flux géothermique est trop faible pour être utilisé directement. Ces ressources ne présentent un intérêt économique que dans certains contextes géologiques particuliers, auxquels doivent s'ajouter des conditions de surface favorables à l'exploitation.

1.2.3 Le système géothermal

Un système géothermal est caractérisé par la circulation convective d'un fluide caloporteur dans la croûte supérieure du globe. Ces systèmes sont donc basés sur trois éléments : une source de chaleur, un réservoir et un fluide. La source de chaleur peut être

une intrusion magmatique en contexte de volcanisme actif, ou simplement le gradient géothermique. Le réservoir désigne un volume de roches perméables duquel le fluide va extraire de la chaleur. Le fluide géothermal est généralement de l'eau d'origine météorologique, s'infiltrant depuis la surface. La circulation permettant d'extraire de la chaleur dans la croûte est donc une circulation thermo-convective dans un milieu poreux, très souvent fracturé.

Les milieux poreux sont le siège de multiples phénomènes physico-chimiques et de transport. Ils présentent une étonnante diversité de structure (taille des grains, taille des pores), de nature (propriétés intrinsèques des matériaux constitutifs) ou d'échelles spatiales. C'est Henri Darcy, alors ingénieur de la ville de Dijon qui, en 1856, a écrit les fondements de l'hydrodynamique des milieux poreux (Darcy [1856]). Dans son étude, il montre que sous certaines conditions, la vitesse de filtration (ou la densité de flux) \vec{Q} et le gradient de pression $\vec{\nabla}P$ sont liés linéairement. L'équation générale qui s'applique aux écoulements monophasiques de fluide de viscosité μ , newtonien et incompressible dans un milieu poreux et soumis à la gravité \vec{g} :

$$\vec{Q} = -\frac{\overline{\overline{K}}}{\mu} \cdot (\vec{\nabla}P - \rho \vec{g}) \quad (1.1)$$

où $\overline{\overline{K}}$ représente le tenseur de perméabilité. La loi de Darcy permet de décrire l'écoulement. Le rôle du fluide est exprimé par sa viscosité, le rôle du solide est déterminé par sa perméabilité. La perméabilité d'un milieu caractérise finalement sa capacité à être traversé par un fluide (liquide ou gazeux), et est homogène à une surface. La perméabilité ne dépend, a priori, que de la structure du réseau de pores et/ou des fractures du matériau et plus particulièrement de la connectivité de ces différents éléments. C'est une propriété de transport macroscopique exprimant le rapport entre un gradient de pression imposé à un fluide pour traverser le milieu et le débit résultant.

Une perméabilité importante, intéressante pour une exploitation géothermique peut avoir plusieurs origines : (i) elle peut provenir de la formation géologique elle-même, un porosité primaire (sables, laves scoriacées ...), (ii) elle peut être la conséquence d'évènements tectoniques postérieurs, porosité secondaire, en contexte géologique actif, ou encore (iii) provenir du phénomène géothermique lui-même, i.e. l'altération due à la circulation de fluides hydrothermaux peut perméabiliser par dissolution ou imperméabiliser par cristallisation des formations géologiques.

Parmi les trois composantes qui constituent le système géothermal, la source de chaleur est la seule qui n'est pas contrôlable. Lorsque la perméabilité est insuffisante pour une exploitation industrielle mais que les conditions thermiques sont favorables, elle peut être améliorée par l'activation hydraulique des failles et fractures héritées de l'histoire géologique du milieu. Ces fractures et fissures vont générer des chemins préférentiels favorisant la circulation des fluides, qui vont transporter la chaleur dans le milieu

concurrentement avec la conduction dans le solide. Dans le cas où le fluide fait défaut, certaines centrales géothermiques fonctionnent en circuit fermé en réinjectant le fluide préalablement pompé dans le réservoir. Si le système présente une activité hydrothermale suffisamment efficace pour que le gradient thermique y soit supérieur à la normale, le système est potentiellement favorable à une exploitation industrielle.

1.3 Exploitation de la géothermie

La géothermie (du grec "Gê" : Terre et "thermos" : chaleur) est donc basée sur l'exploitation de la chaleur des couches internes de la Terre.

Le concept est de puiser l'énergie thermique contenue dans le sous-sol et de la rendre disponible en surface pour des applications de chauffage ou de production d'électricité.

1.3.1 La géothermie dans l'histoire

Bien avant l'invention de la pompe à chaleur, l'homme exploitait déjà la chaleur produite par la Terre. Les premiers indices décrivant l'utilisation de la géothermie par l'Homme remontent à une période comprise entre 15 000 et 20 000 ans avant notre ère, sur le site de Niisato, au Japon. Depuis des millénaires, les régions volcaniques constituent des pôles d'attraction, du fait de l'existence de sources chaudes, utiles au chauffage, à la cuisson des aliments ou encore simplement pour la baignade. C'est néanmoins pendant l'Antiquité que les grecs et les romains ont véritablement démocratisé le thermalisme. Nombreux sont les indices de l'utilisation de la géothermie ; à Pompéi, il y a plus de 2000 ans, les habitants utilisaient les boues thermominérales à des fins thérapeutiques. Les archives de la ville thermale de Chaudes-Aigues dans le Cantal font mention d'un réseau distribuant l'eau géothermale entre plusieurs habitations au XIV^{ème} siècle.

Si pendant longtemps l'homme s'est contenté d'utiliser la chaleur affleurant naturellement, à partir du XX^{ème} siècle, porté par l'intensification des besoins en énergie, l'intérêt pour les énergies renouvelables s'amplifie. C'est à Larderello (Toscane), en 1904, que la géothermie fût employée pour la production d'énergie à partir de la vapeur s'échappant du sol ; le prince *Conti* alluma symboliquement cinq ampoules. L'année suivante la première centrale expérimentale fût construite.

Aujourd'hui, la géothermie assure 70% de l'énergie consommée en Islande, près de 30% aux Philippines ou encore plus de 20% en Nouvelle-Zélande. Ce développement a évidemment été encouragé par les chocs pétroliers, et donc le besoin pour les États d'avoir une énergie nationale indépendante des soubresauts internationaux.

1.3.2 Exploitation industrielle

Les ressources géothermiques représentent l'énergie thermique extractible à des coûts compétitifs. Il faut plus qu'une anomalie thermique pour considérer un réservoir géothermal. Le réservoir doit être accessible par forage, pour en permettre l'exploitation. Le réservoir doit être suffisamment perméable pour permettre la circulation de fluides. Il doit aussi être hydrauliquement connecté, via des fractures ou des fissures, à des zones de recharge afin que l'eau de pluie puisse s'y infiltrer (même si comme précisé section 1.2.3, certains défauts du réservoir peuvent être contournés).

Il existe plusieurs types d'exploitation de l'énergie géothermique.

(i) La géothermie très basse énergie (températures $< 30^{\circ}\text{C}$) est utilisée pour le chauffage individuel ou la climatisation, via un système de pompe à chaleur. Ce type d'exploitation ne concerne que les premiers mètres de profondeur du sous-sol, et est généralement couplé avec d'autres sources énergétiques (solaire ou biogaz).

(ii) La géothermie basse énergie exploite des températures comprises entre 30°C et 90°C . La chaleur produite est essentiellement dédiée au chauffage de logements, de serres agricoles, de piscines etc. Ce type d'exploitation se développe dans des zones à gradient géothermique normal ou légèrement élevé, et dans des formations géologiques de faibles profondeurs. Les centrales exploitant la géothermie basse température fonctionnent généralement en circuit fermé, i.e. avec réinjection du fluide, et ne desservent que l'environnement proche, le rendement diminuant rapidement avec la distance. Ce type de géothermie est économique à l'heure actuelle en France, qui est la deuxième nation dans ce secteur derrière l'Italie.

(iii) La géothermie moyenne énergie exploite des températures comprises entre 90°C et 150°C . La production est à l'échelle industrielle, et certaines centrales adoptant la technologie du cycle binaire parviennent à produire de façon rentable de l'électricité. Le principe consiste en l'utilisation de l'eau du réservoir géothermal pour chauffer un fluide ayant la propriété de se vaporiser à des températures inférieures à celle de la vaporisation de l'eau (e.g. isobutane, isopentane, ammoniac). Cette technique permet donc de produire de l'électricité à partir de fluides géothermaux à des températures largement inférieures à 150°C , qui est la température à partir de laquelle la géothermie haute énergie est faisable.

(iv) La géothermie haute énergie est elle associée à des sites géologiques particuliers, présentant les caractéristiques d'un système géothermal comme indiqué section 1.2.3. Des forages permettent de décharger les quantités de vapeur remontées du système exploité, qui actionnant des turbines, permettent la production d'électricité.

Ces différents types d'exploitation sont illustrés sur la Fig. 1.4.

Finalement la géothermie est une énergie décarbonée avec un faible impact environ-

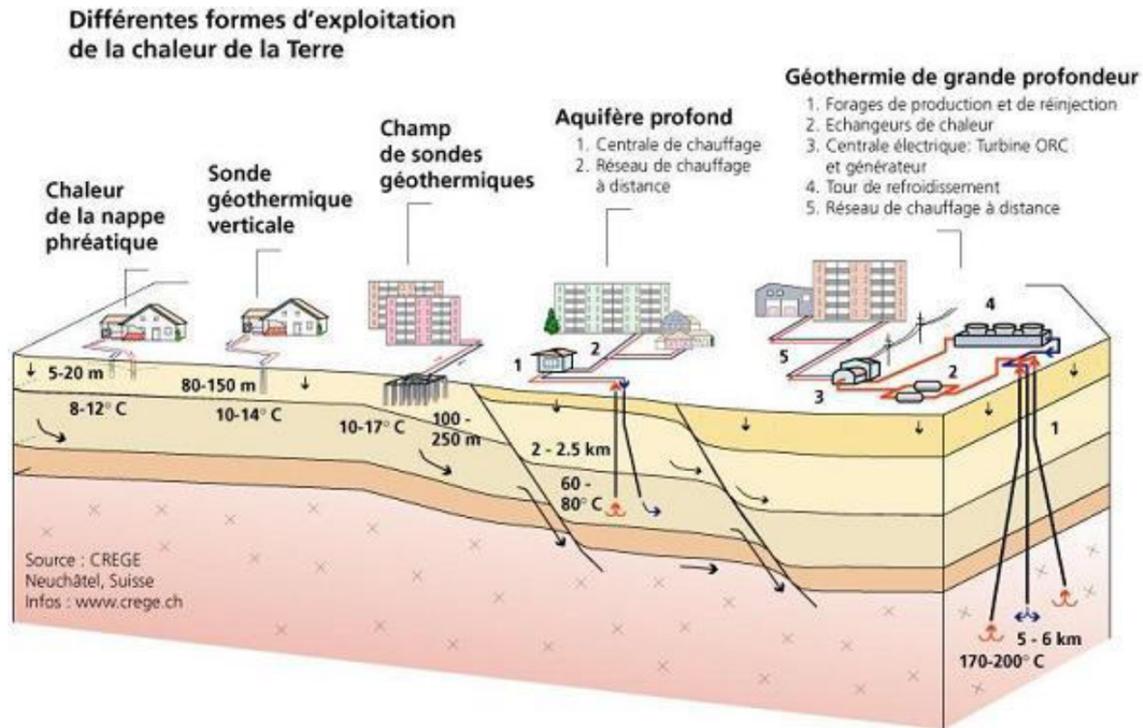


FIGURE 1.4 – Systèmes d'exploitation géothermiques courants, de l'échelle domestique aux échelles urbaines et industrielles. D'après CREGE.

nemental et qui est stable, car indépendante de tout aléa climatique. Elle représente donc un potentiel important. Cependant, à ce jour seuls 6% du potentiel énergétique issu de la géothermie sont exploités. Cette désaffectation s'explique en partie par les coûts importants des forages et les risques géologiques associés à l'incertitude de la phase d'exploration du sous-sol.

1.4 Position et définition du sujet de thèse

1.4.1 La problématique

Les deux problématiques principales liées à la géothermie sont donc (i) la localisation des systèmes géothermaux, et (ii) l'estimation du potentiel énergétique d'un système géothermal. Comme il l'a été précisé, les systèmes les plus prometteurs pour une exploitation industrielle sont les systèmes convectifs, où un fluide véhicule la chaleur. C'est précisément le caractère convectif du système qui rend la distribution des températures en profondeur délicate à appréhender. Parce que les milieux naturels ne sont pas homogènes, généralement fracturés, les zones productives sont fréquemment canalisées dans des zones plus perméables. Il en résulte qu'un forage peut être productif, et qu'un forage voisin, réalisé à 1 km de distance peut ne pas l'être du tout (Chiodini et al. [2007]). L'objectif de ce travail est d'améliorer la compréhension de ces systèmes thermo-convectifs.

1.4.2 La démarche scientifique

Afin d'atteindre cet objectif, les travaux de caractérisation géophysique et de modélisation numérique ont été menés en parallèle.

La prospection géophysique a étudié le système hydrothermal sommital de Stromboli, un système hydrothermal connu e.g. (Finizola et al. [2002, 2003]; Carapezza et al. [2009]) et très instrumenté. Il a été mis en évidence dans plusieurs études que l'extension latérale des zones de remontées et des zones d'infiltration est souvent très limitée, de quelques mètres à quelques centaines de mètres e.g. (Finizola et al. [2002], Bennati et al. [2011]), et correspond généralement à des limites structurales : des zones endommagées. Nous avons donc choisi de travailler à l'échelle d'un système de fracturation (quelques dizaines de mètres). L'originalité de ce projet réside dans la quantité de données et la diversité des paramètres mesurés. J'ai eu la chance de commencer ce travail avec un jeu de données considérable, faisant intervenir des méthodes peu coûteuses et innovantes. Le jeu de données se composait alors de (i) 11 profils de Tomographie de Résistivité Électrique (TRE) (profondeur d'investigation d'une cinquantaine de mètres), (ii) 11 profils de Température (T°) et de Polarisation Spontanée (PS) (mesurés à 2,5 m d'espacement), et (iii) une surveillance des signaux PS et T° sur un profil de 25 couples de capteurs, depuis Mai 2008, couplé à la pluviométrie pour l'année 2009. Au cours de cette thèse, j'ai pu mené deux campagnes de terrain supplémentaires, afin d'augmenter le jeu de données existant de 2 profils en TRE (profondeur d'investigation d'environ 25 m), 2 profils PS et T° à 1 mètre d'espacement ; ainsi que des mesures de perméabilité in-situ à 1 mètre de profondeur, le long du profil monitoré.

C'est parce que la caractérisation géophysique nous montre que les remontées hydrothermales sont concentrées dans des zones endommagées, que la modélisation numérique s'est intéressée aux circulations thermo-convectives dans des milieux poreux fracturés. Chaque fracture est représentée avec ses propres propriétés. Un outil numérique préexistant, déjà capable de résoudre les problèmes d'écoulements en milieux poreux fracturé e.g. (Bogdanov et al. [2003]; Mourzenko et al. [2011]) a été augmenté pour pouvoir résoudre le problème thermique. Le code a dans un premier temps été validé en milieu non fracturé. Les modèles en milieu poreux fracturé ont vocation à quantifier l'influence des paramètres du réseau de fractures sur le flux de chaleur dégagé par le système, mettant ainsi l'accent sur les paramètres de premier ordre. Ce travail de modélisation est resté théorique du fait du temps imparti pour la thèse, mais fournit une base extrêmement solide pour de futures simulations de cas réels.

1.4.3 Organisation du manuscrit

Le **second chapitre** présente les systèmes hydrothermaux volcaniques et s'intéresse plus particulièrement à Stromboli, l'objet d'étude de cette thèse. Après une synthèse géo-

logique du Stromboli, on s'intéressera plus particulièrement au système hydrothermal que nous allons "imager" : une remontée hydrothermale localisée dans la zone de Pizzo Sopra la Fossa.

Le **troisième chapitre** se concentre sur la caractérisation géophysique spatiale du système hydrothermal sommital du volcan Stromboli, à partir des méthodes de polarisation spontanée, de température *in situ* et de tomographie de résistivité électrique. Nous avons choisi de réaliser un modèle 3D des résistivités électriques du sous-sol, afin de localiser les remontées hydrothermales et par là de contraindre spatialement l'étendue du système. Pour cela, nous avons utilisé un code innovant : EResI capable de prendre en compte la topographie dans la résolution du problème inverse. Nous avons donc réalisé un Modèle Numérique de Terrain par photogrammétrie. Ce modèle a été comparé au modèle LiDAR (Lighting Detection And Ranging), acquis seulement quelques mois plus tôt, pour en vérifier la précision. Cette comparaison est insérée sous la forme d'un article soumis à *Annals of Geophysics*.

Le **quatrième chapitre** s'intéresse à l'aspect dynamique de ce système hydrothermal, et aux informations qui pourraient en découler. Plusieurs questions peuvent en effet être posées : le régime convectif est-il stationnaire ? Y a-t-il une différence entre la zone de fracture et les flancs en terme de dynamique du système convectif ? Quelle est l'influence des facteurs externes sur cette dynamique ? Suite au traitement des signaux électriques et thermiques mesurés toutes les 5 minutes pendant plusieurs années le long d'un profil de 25 m de long, j'ai pu mettre en évidence une relation linéaire entre signal thermique et signal électrique. Ces résultats sont introduits sous forme d'article soumis à *Geophysical Research Letters*.

Afin de mieux comprendre les écoulements thermo-convectifs à l'échelle de la zone de fracturation, le **cinquième chapitre** présente les résultats des modèles numériques de convection thermique en milieux poreux fracturés. Les fractures y sont représentées de manière discrète et les équations sont résolues dans la matrice poreuse et dans les fractures séparément en intégrant des termes d'échanges. Cette approche novatrice, dans laquelle chaque fracture est individuellement représentée, permet de quantifier l'effet des propriétés d'un réseau de fractures sur les échanges thermiques au sein du milieu. Les résultats se découpent en deux sous-parties, une première, sous forme d'article en préparation pour *Physical Review E*, présente les résultats pour les réseaux de fractures isotropes. Une seconde partie est vouée aux résultats préliminaires pour des réseaux anisotropes.

Bibliographie

- D. Alfé, M.J. Gillian, and G.D. Price. Thermodynamics from first principles : temperature and composition of the earth core. *Mineralogical Magazine*, 67 :113–123, 2003. [10](#)
- E. Barbier. Geothermal energy technology and current status : an overview. *Renewable and Sustainable Energy reviews*, 6 :3–65, 2002. [12](#)
- L. Bennati, A. Finizola, J.A. Walker, D.L. Lopez, I.C. Higuera-diaz, C. Schütze, F. Barahona, R. Cartagena, V. Conde, R. Funes, and C. Rios. Fluid circulation in a complex volcano-tectonic setting , inferred from self-potential and soil CO₂ flux surveys : The Santa María – Cerro Quemado – Zunil volcanoes and Xela caldera (Northwestern Guatemala). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 199(3-4) :216–229, 2011. [17](#)
- I.I. Bogdanov, V.V. Mourzenko, J.F. Thovert, and P.M. Adler. Effective permeability of fractured porous media in steady state flow. *Water Resources Research*, 39(1) :1–16, 2003. [17](#)
- M.L. Carapezza, T. Ricci, M. Ranaldi, and L. Tarchini. Active degassing structures of Stromboli and variations in diffuse CO₂ output related to the volcanic activity. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 182(3-4) :231–245, 2009. [17](#)
- G. Chiodini, A. Baldini, F. Barberi, M.L. Carapezza, Cardellini C., F. Frondini, D. Granieri, and Ranaldi M. Carbon dioxide degassing at Latera caldera (Italy) : Evidence of geothermal reservoir and evaluation of its potential energy. *Journal of Geophysical Research*, 112 :1–17, 2007. [16](#)
- U.R. Christensen. Thermal Evolution Models for the Earth. *Journal of Geophysical Research*, 90(4) :2995–3007, 1985. [8](#)
- Henry Darcy. *Les fontaines publiques de la ville de Dijon : exposition et application...* Victor Dalmont, 1856. [13](#)
- M.C.I. Fehler. Stress Control of Seismicity Patterns Observed During Hydraulic Fracturing Experiments at the Fenton Hill Hot Dry Rock Geothermal Energy Site , New Mexico. *International Journal of Rock Mechanics Mining Sciences and geochemistry*, 26(3) :211–219, 1989. [8](#)
- A. Finizola, E. Sortino, J.F. Lénat, and Valenza M. Fluid circulation at Stromboli volcano (Aeolian Islands , Italy) from self-potential and CO₂ surveys. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 116 :1–18, 2002. [17](#)
- F. Finizola, A. and Sortino, M. Aubert, and J.F. Lénat. The summit hydrothermal system of Stromboli. New insights from self-potential, temperature, CO₂ and fumarolic fluid

- measurements, with structural and monitoring implications. *Bull Volcano*, 65 :486–504, 2003. doi : 10.1007/s00445-003-0276-z. 17
- Jean-Baptiste Joseph Fourier. Les températures du globe terrestre et des espaces planétaires. *Mémoires de l'Académie Royale des Sciences de l'Institut de France*, 7, 1827. 5
- T.L. Grove and S.W. Parman. Thermal evolution of the Earth as recorded by komatiites. *Earth and Planetary Science Letters*, 219 :173—187, 2004. 8
- C. Jaupart, L. Labrosse, F Lucazeau, and J.C. Mareschal. *Temperatures, Heat and Energy in the mantle of the Earth, In Treatise on Geophysics*. Oxford : Elsevier, 2nd edition edition, 2015. 11, 12
- Lord Kelvin. The age of the earth as an abode fitted for life. *Science*, pages 704–711, 1899. 9
- E.L. Majer, R. Baria, M. Stark, S. Oates, J. Bommer, B. Smith, and H. Asanuma. Induced seismicity associated with Enhanced Geothermal Systems. *Geothermics*, 36 :185–222, 2007. 8
- V. V. Mourzenko, J.F. Thovert, and P.M. Adler. Permeability of isotropic and anisotropic fracture networks, from the percolation threshold to very large densities. *Physical Review E*, 036307(84) :1–20, 2011. 17
- R.K. Pachauri and L.A. Meyer. Changements climatiques 2014 : Rapport de synthèse. contribution des groupes de travail i, ii et iii au cinquième rapport d'évaluation du groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat. Technical report, GIEC, Geneva, Switzerland, October 2014. 5, 6
- W.R. Peltier and G.T. Jarvis. Whole mantle convection and the thermal evolution of the Earth. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 29 :281–304, 1982. 8
- A.E. Ringwood. Some aspects of the thermal evolution of the earth. *Geochemica et Cosmochimica Acta*, 20 :241–259, 1960. 8
- S. Sasaki. Characteristics of microseismic events induced during hydraulic fracturing experiments at the Hijiori hot dry rock geothermal energy site, Yamagata, Japan. *Tectonophysics*, 289 :171–188, 1998. 8
- P. Tans and R. Keeling. Scripps global monitoring division on the global greenhouse gas reference network [www document], 2014. URL <http://www.esrl.noaa.gov/gmd/ccgg/trends>. Accessed :17.10.14. 6
- D.L. Turcotte. On the thermal evolution of the earth. *Earth and Planetary Science Letters*, 48 :53–58, 1980. 8

D.L. Turcotte and G. Schubert. Applications of continuum physics to geological problems.

Geodynamics, page 450, 1982. [11](#)

A. Wegener. The origin of continents and oceans. *London, Methuen*, 1924. [10](#)

Chapitre 2

Les systèmes hydrothermaux : Généralités, présentation du cas d'étude et des premières données disponibles

*« Si les hommes ne dansaient pas
sur les volcans,
je me demande où et quand ils
danseraient ;
l'important est de bien savoir
qu'on a le volcan sous les pieds
afin de goûter son vrai plaisir
d'homme libre. »*

Jacques Perret

Sommaire

2.1 Les systèmes hydrothermaux volcaniques	24
2.1.1 Méthodologies d'études	24
2.1.2 Les systèmes hydrothermaux : Intérêt d'étude	33
2.2 Cas d'étude : Stromboli	35
2.2.1 Stromboli, volcan de l'archipel des îles Eoliennes	35
2.2.2 Évolution du Stromboli	36
2.2.3 L'activité hydrothermale à Stromboli	38
2.3 Zone d'étude : Pizzo sopra la Fossa	41

2.1 Les systèmes hydrothermaux volcaniques

Les systèmes hydrothermaux se concentrent dans les régions du globe où l'on observe un flux thermique important. Ils se situent généralement dans des zones perméables ou fracturées. Les volcans sont donc naturellement le siège du développement de tels systèmes grâce à une importante source de chaleur et à des produits constituant le cône volcanique dont la perméabilité est très variable.

Après une brève introduction sur les méthodes de caractérisation des systèmes hydrothermaux volcaniques et quelques généralités sur l'observation de ceux-ci, nous présenterons plus particulièrement Stromboli, son évolution, ainsi que l'activité hydrothermale mise en évidence par des études antérieures.

2.1.1 Méthodologies d'études

Les systèmes hydrothermaux sont des systèmes thermo-convectifs. Les eaux météoriques pénètrent le milieu et sont réchauffés lors de leur infiltration au contact de la roche, elle-même réchauffée par conduction depuis le système d'alimentation magmatique. Ces fluides réchauffés remontent par contraste de densité.

Il y a trois approches principales pour la caractérisation de ce type de système.

(i) Une approche géologique, via des reconnaissances de terrain qui permettent de mettre en évidence les différentes structures ou produits d'altération liés à l'hydrothermalisme de la zone (Humphris and Tivey [2000]).

(ii) Une approche géochimique, via l'échantillonnage de fluides (sources thermales ou gaz fumerolliens), qui renseignent sur les conditions géothermométriques, l'origine et l'interaction de ces fluides avec leur milieu. Les mesures de concentrations ou de flux en gaz permettent aussi de mettre en évidence les variations de perméabilités du sol, renseignant sur les chemins préférentiels de remontées empruntés par ces fluides (Allard et al. [1994]; Carapezza et al. [2009]; W.F. [1987]; Giggenbach et al. [1990]).

(iii) Une approche géophysique qui comprend plusieurs types de mesures.

(1) La circulation des fluides, qui sont chargés électriquement, induit un signal électrique mesurable via la méthode de **Polarisation Spontanée** (Corwin and Hoover [1979]).

(2) Les fluides qui remontent vers la surface sont anormalement chauds, la **température du sol** peut donc nous permettre de localiser des zones de remontées préférentielles de fluides (Finizola et al. [2003]).

(3) Le fait qu'une eau chargée et chaude circule dans le sol influence fortement la

conductivité électrique du milieu, ce qui est mis en évidence grâce à la **tomographie de résistivité électrique** (Byrdina et al. [2014a]).

2.1.1.1 Polarisation Spontanée

L'utilisation de cette méthode remonte à 1830 où elle permit à Mr. Fox de localiser des veines de sulfure et elle a connu un très fort développement dans les diagraphies différées. Cependant, l'emploi de cette méthode comme outil géophysique de prospection opérationnelle dans les méthodes de surface date des années 1970 (Nourbehecht B. [1963]; Corwin and Hoover [1979]). La méthode de la polarisation spontanée (PS) rend compte des différences de potentiels électriques naturellement présentes dans le sol.

En contexte volcanique, les potentiels PS sont principalement dus aux transferts hydriques souterrains (Nourbehecht B. [1963]; Corwin and Hoover [1979]), à l'exception de zones ultra-minéralisées où d'importants phénomènes chimiques sont en jeu. Ce phénomène, appelé électrofiltration, désigne la production d'un courant électrique par la circulation d'un fluide chargé dans une roche poreuse.

Physiquement, il faut revenir à l'équation de Helmholtz-Smoluchowski (équation 2.1) (von Smoluchowski [1903]), qui affirme que tout écoulement unidimensionnel laminaire dans un capillaire poreux à conductivité de surface négligeable génère une différence de potentiel électrique ΔV aux bornes du capillaire, proportionnelle au gradient de pression ΔP .

$$\frac{\Delta V}{\Delta P} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 \zeta}{\mu \sigma_f} = C_{HS} \quad (2.1)$$

où ΔV et ΔP sont respectivement les différences de potentiel (V) et de pression (Pa) aux bornes du milieu poreux considéré, ζ le potentiel Zêta (V), ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide ($8.854 \cdot 10^{-12}$ F/m), ϵ_r la constante diélectrique relative du fluide qui circule (-), σ_f la conductivité électrique du fluide (S/m), μ la viscosité du fluide (Pa.s) et C_{HS} le coefficient de couplage électrocinétique (V/Pa). Le fait que la surface des minéraux et le fluide qui circule soit tous deux chargés électroniquement entraîne la formation d'une double couche électrique à l'interface solide-liquide. La surface des minéraux est généralement chargée négativement (Aizawa et al. [2008]). Pour conserver la neutralité électrique de l'ensemble, des cations contenus dans le fluide sont adsorbés à la surface du solide. Cette double couche est composée de la couche de Stern, couche "compacte" où les ions sont adsorbés, et la couche diffuse, dite de Gouy-Chapman, où la densité de charge diminue progressivement avec la distance à l'interface (cf. Fig. 2.1).

Lorsque le fluide circule, le déplacement relatif du liquide par rapport à la surface du minéral crée un cisaillement. Il s'agit du plan de glissement où se situe par définition le potentiel ζ . L'entraînement par le fluide des ions présents dans la couche diffuse engendre un courant d'advection, et donc un champ électrique.

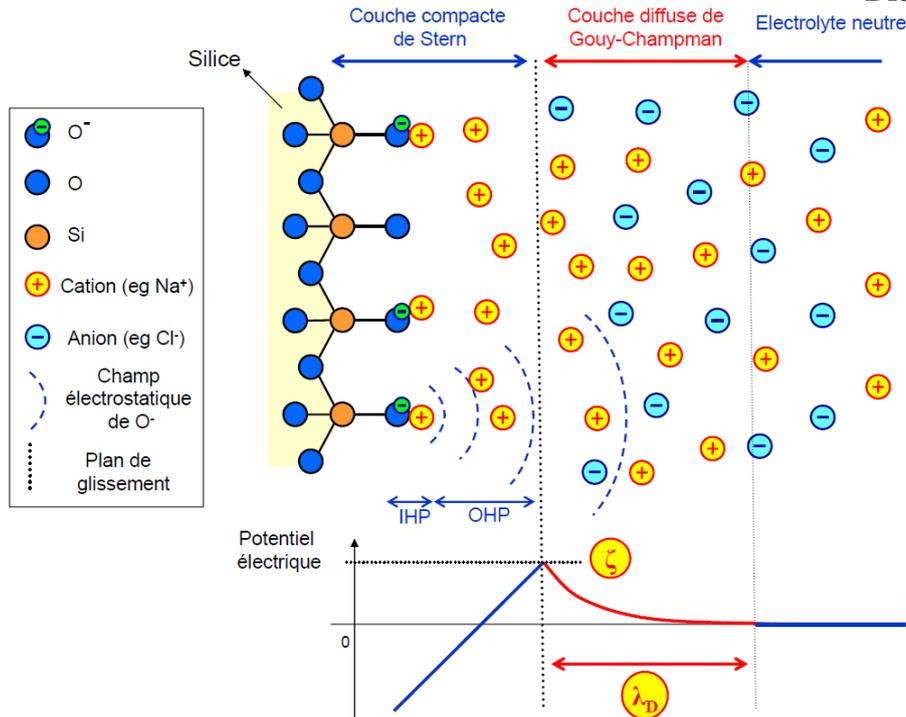


FIGURE 2.1 – (a) Schéma de la distribution ionique de la double couche électrique dans le cas d'une surface minérale en silice; (b) Évolution du potentiel électrique perpendiculairement à l'interface électrolyte/silice, d'après (?).

La mesure de la polarisation spontanée (PS) est très documentée en contexte volcanique e.g. (Fitterman and Corwin [1982]; Ishido et al. [1983]; Zlotnicki and LeMouel [1990]; Finizola et al. [2002]; Bedrosian et al. [2007]). Les anomalies PS présentent des amplitudes très variées, de quelques dizaines de *mV* à plusieurs V (2.3 V sur Kilauea (Zablocki [1976])). Généralement, des *anomalies PS positives* (relativement à la référence!) sont observées au niveau ou à proximité des événements, eux mêmes entourés de larges *anomalies négatives*. C'est en fait la direction de la circulation (infiltration ou remontée de fluide) et le potentiel ζ qui vont déterminer le signe de l'anomalie PS mesurée. En contexte volcanique, les roches présentent majoritairement de potentiels ζ négatifs (Aizawa et al. [2008]). En conséquence, la zone d'*anomalie négative* est assimilée à la zone d'infiltration d'eau météorique, et l'amplitude de l'anomalie est proportionnelle à la profondeur de l'aquifère (Zablocki [1978]). Les *anomalies positives* sont généralement assimilées à l'ascension de fluides hydrothermaux (Ishido [2004]).

Dans une zone géothermale, le fluide va circuler sous l'effet de la convection thermique engendrée par une source de chaleur en profondeur. S'il est couramment admis que l'électrofiltration est la source principale d'anomalie PS positive sur les volcans, d'autres phénomènes pourraient expliquer une partie de l'anomalie mesurée. En effet, l'anomalie PS mesurée est la somme de toutes celles générées dans le sous-sol. En contexte géothermal, l'anomalie peut aussi être d'origine (i) thermoélectrique, c'est-à-dire qu'une diffé-

rence de potentiel électrique apparaît sous l'effet d'une différence de température. Toutefois les coefficients thermoélectriques mesurés dans la littérature sont en moyenne de $0.2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ (Corwin and Hoover [1979]); (ii) électrochimique, dans ce cas ce sont les gradients de concentrations qui induisent des potentiels de diffusion (Darnet [2003]). L'ordre de grandeur est très variable, il dépend essentiellement du pH du fluide (Ishido and Mizutani [1981]) et des propriétés de la roche (Nourbehecht B. [1963]). Des mesures présentées de PS en fonction de la température et de la concentration ionique du fluide montrent néanmoins que ces potentiels restent faibles (inférieur au mV/K pour des concentrations comprises entre 10^{-4}M à 1 M) (Leinov et al. [2010]).

La mesure de PS est facile à mettre en œuvre puisqu'elle ne nécessite que deux électrodes impolarisables, un voltmètre haute impédance et du câble électrique pour relier les deux électrodes de mesures (cf. Fig 2.2). Dans la présente étude nous utilisons des électrodes Cu/CuSO_4 .

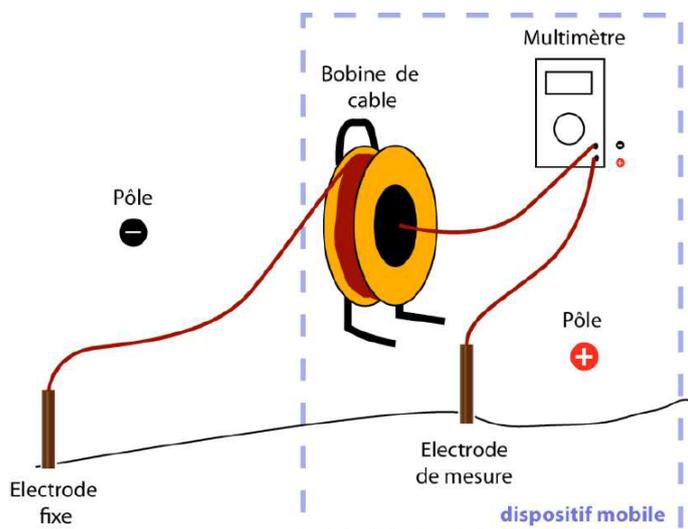


FIGURE 2.2 – Schéma du dispositif de mesure utilisé en polarisation spontanée, d'après (Brothelande [2015]).

Étant dans l'incapacité de mesurer la valeur absolue d'un potentiel électrique, nous mesurons des tensions, ce qui fait de la mesure PS une mesure relative. C'est pourquoi une des électrodes est notée référence, et reste stationnaire, pendant que l'autre électrode sonde tout le profil. C'est aussi la raison pour laquelle un traitement est nécessaire pour comparer des mesures PS avec une position de l'électrode référence différente.

2.1.1.2 Température

Un système hydrothermal se trouve finalement être un échangeur thermique entre la chambre magmatique et la surface. Pour dissiper la chaleur plus efficacement dans le système, un transfert de chaleur convectif se met en place. La convection est à l'origine d'anomalies thermiques mesurées en surface, générées par la quantité d'énergie dissipée

par la chambre magmatique, via une circulation du fluide contenu dans les pores de la roche.

Les manifestations de cette circulation ne sont pas toujours visibles en surface. Les fumerolles sont un exemple de manifestations de ces remontées d'eaux chaudes. S'il n'y a pas de manifestation superficielle de l'activité du système hydrothermal, il est possible que l'eau condense sous la surface. Pour pouvoir déceler les zones de remontées de fluides, il faut donc réaliser des mesures de température dans le sol.

La profondeur de la mesure thermique est conditionnée par l'épaisseur de peau thermique de la roche. L'épaisseur de peau thermique permet de caractériser la profondeur de pénétration d'une variation de température périodique. Elle est définie par l'équation suivante :

$$\delta = \frac{I}{\rho C} \sqrt{\frac{P}{\pi}}$$

avec I [$J.K^{-1}.m^{-2}.s^{-1/2}$] représentant l'inertie thermique de la roche, ρ [$kg.m^{-3}$] la masse volumique, C la capacité calorifique massique [$J.K^{-1}.kg^{-1}$] et P [s] la période. Dans le cas de Stromboli, et pour des roches volcaniques plus généralement, la profondeur de peau pour les variations journalières est d'environ 20 cm ; la profondeur de peau pour les variations saisonnières de température est estimée à 3.5m.

Les mesures sont réalisées manuellement. Il faut donc s'affranchir des variations de températures diurnes pour diminuer la probabilité de générer des artéfacts du fait que toutes les mesures n'auront pas été acquises à la même heure. La profondeur de la mesure thermique a donc été fixée à 30 cm. La mesure de la température est réalisée à l'aide de thermocouples de type K (très stable jusqu'à 300 °C, utilisable sous atmosphère inerte ou oxydante) et d'un thermomètre digital (dont la précision est le dixième de degré Celsius). Le thermocouple est fixé à l'intérieur d'une tige en bois d'environ 50 cm de long et de 10 mm de diamètre. La lecture ne se fait que 10 minutes après le placement du thermocouple dans le sol, un temps suffisant pour que l'équilibre thermique soit atteint. Le temps caractéristique pour atteindre l'équilibre thermique étant fixé par l'équation :

$$t = \frac{D^2}{\kappa}$$

ou D [m] représente la distance et κ [$m^2.s^{-1}$] la diffusivité thermique, et t [s] le temps, il faut au moins 2 minutes pour atteindre l'équilibre thermique.

2.1.1.3 Tomographie de Résistivité Électrique

La Tomographie de Résistivité Électrique (TRE) est une technique de prospection intégratrice et non intrusive, qui consiste en l'injection de courant et la mesure de différences de potentiels associée à cette injection électrique. L'idée est de déterminer la distribution

de la résistivité électrique du sous-sol. La résistivité d'une roche représente sa capacité à s'opposer au passage d'un courant électrique. Cette propriété du sol est sensible à ses paramètres d'état : la nature du sous-sol, sa porosité, son contenu argileux, sa teneur en eau et sa température. Cette sensibilité a fait de la TRE une méthode couramment utilisée en géophysique et notamment pour la détection de fluides hydrothermaux (Bibby et al. [1995]; Zlotnicki et al. [2003]; Finizola et al. [2010]).

Les réponses (ou les questions!) amenées par cette technique de prospection font suite à un important travail de traitement des données. En effet, l'accès aux résistivités réelles implique la résolution d'un problème inverse. Une définition plus opérationnelle du problème inverse est que sa résolution consiste à déterminer des *causes* connaissant des *effets*. Dans le cas de la tomographie électrique, ce traitement consiste à calculer la résistivité électrique ρ (une donnée inaccessible à l'expérience), à partir de la différence de potentiel U (une donnée accessible à l'expérience) et d'un modèle mathématique résolvant le problème direct : $U = G(\rho)$. Ce modèle mathématique est en fait la loi d'Ohm généralisée pour un conducteur linéaire. La résistivité apparente est proportionnelle à la résistance via un facteur géométrique k .

2.1.1.4 Les applications de l'imagerie électrique

L'imagerie électrique commence par susciter l'intérêt de l'industrie minière dans le but d'imager les zones riches en minerais exploitables (White et al. [2001]; Rücker et al. [2006]). Cette méthode est aussi couramment appliquée à l'hydrogéologie (Revil et al. [2012]), pour caractériser des aquifères (Kemna et al. [2002]; Auken et al. [2006]; Brunet et al. [2010]), détecter des intrusions salines (Singha and Gorelick [2005]; Cassiani et al. [2006]) ou encore des polluants (Daily and Ramirez [1995]; DeLima et al. [1995]; Dahlin et al. [2002]; Chambers et al. [2006]). Aussi, cette méthode d'investigation est particulièrement affectée par les archéologues pour son caractère non intrusif (Hesse et al. [1986]; Tonkov and Loke [2006]; Saley et al. [2016]). Enfin, la TRE est utilisée en géologie pour caractériser des structures géologiques complexes (Bedrosian et al. [2012]; Marescot et al. [2003]; Pessel and Gibert [2003]).

La TRE est très répandue en volcanologie. La structure des édifices volcaniques : produits éruptifs variés, dépôt de remaniement, d'altération... implique l'existence de contrastes lithologiques forts, potentiellement mis en évidence par cette technique d'imagerie. Dans notre cas particulier, on veut caractériser un système hydrothermal qui est défini par la circulation de fluides chauds et chargés. La circulation de fluides chauds et chargés électriquement dans le milieu et les dépôts d'altération dus à ces circulations seront clairement mis en évidence sur les modèles TRE, en témoigne la popularité de cette méthode pour contraindre ce type de système (Bibby et al. [1995]; Zlotnicki et al. [2003]; Fi-

nizola et al. [2010]; Fikos et al. [2012]; Byrdina et al. [2014b]; DiNapoli et al. [2011]). Il faut néanmoins noter que les zones de faibles résistivités en contexte volcanique (en subsurface) ne correspondent pas nécessairement à des circulations actuelles de fluides hydrothermaux. En effet, l'altération entraînée par des circulations hydrothermales argilise les roches, et leur confère des résistivités très inférieures à la centaine d' $\Omega.m$ (Bibby et al. [1995]). C'est pourquoi la TRE est souvent associée à d'autres techniques, par exemple thermique ou PS (Finizola et al. [2010]; Byrdina et al. [2014b]) pour certifier du caractère actif des circulations.

2.1.1.5 De la physique à la géophysique

Théoriquement, la TRE est basée sur les équations fondamentales d'Ohm, Ampère, Faraday et enfin Maxwell qui unifia la théorie sous la forme de quatre équations appelées équations de *Maxwell – Lorentz* (équations 2.2). Ces équations permettent de lier les comportements du champ électrique E ($V.m^{-1}$), du champ magnétique H ($A.m^{-1}$), de l'induction électrique D ($C.m^{-2}$), de l'induction magnétique B ($Wb.m^{-2}$) et de la densité de courant J ($A.m^{-2}$) :

$$\nabla \times E + \frac{\delta B}{\delta t} = 0 \quad (2.2a)$$

$$\nabla \times H - \frac{\delta D}{\delta t} = J \quad (2.2b)$$

$$\nabla \cdot J = -\frac{\delta \rho}{\delta t} \quad (2.2c)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (2.2d)$$

Avec ρ représentant la densité volumique de charge électrique, $\nabla \times$ représente l'opérateur rotationnel et $\nabla \cdot$ représente l'opérateur divergence.

Dans le cas de la prospection électrique le courant distribué est alternatif et très basse fréquence. L'approximation est faite, pour simplifier la résolution des équations, que le courant distribué est continu :

$$\nabla \cdot J = 0 \quad (2.3a)$$

$$J = \sigma \cdot E \quad (2.3b)$$

$$E = -\nabla \cdot V \quad (2.3c)$$

et qui amène, pour une unique source de courant, à l'équation suivante :

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla V) = -I_s \delta(\vec{r} - \vec{r}_s) \quad (2.4)$$

où δ représente une distribution de Dirac à trois dimensions, \vec{r} la position d'un point quelconque de l'espace, et \vec{r}_s la position de la source de courant (Fargier [2011]). Cette formule représente l'équation à résoudre dans le but de décrire le champ de potentiel (V) généré par une source de courant (I_s) dans un milieu de conductivité électrique (σ).

Dans le cadre d'une TRE, les mesures s'effectuent grâce à des quadripôles (ABMN) ; un couple d'électrode, A et B, assure l'injection d'un courant, créant ainsi un champ de potentiel, qui est mesuré au travers d'une autre paire d'électrode, dites de mesure : M et N (Fig. 2.3).

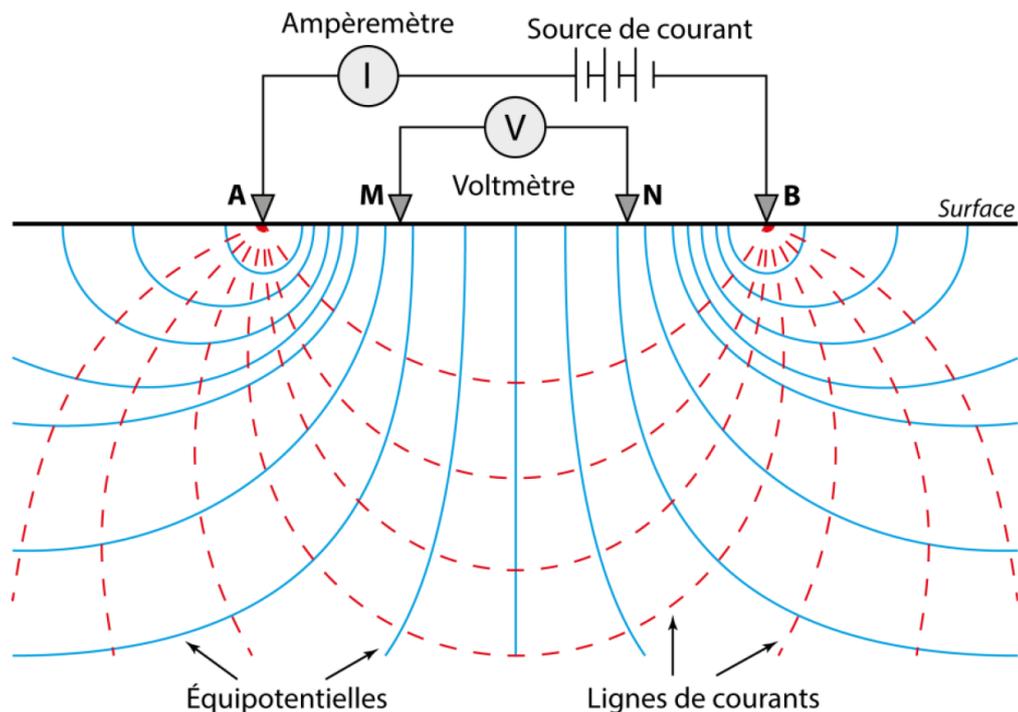


FIGURE 2.3 – Distribution des lignes de courant et équipotentiels dans un sol homogène. A et B correspondent aux électrodes d'injection, et M et N sont les électrodes de mesure, d'après (Portal [2015]).

La différence de potentiel ΔV mesurée entre les électrodes M et N, va être influencée par la présence simultanée des deux sources de courant. Du fait de la linéarité des équations, les réponses de plusieurs sources sont additives. Ainsi, en considérant un demi-espace homogène et isotrope, on obtient :

$$\Delta V = \frac{\rho I}{2\pi} \left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN} \right) \quad (2.5)$$

AM, AN, BM et BN représentent les distances inter-électrodes.

Mais en réalité, le milieu n'est pas homogène... La résistivité mesurée n'est donc pas

la résistivité vraie, mais la résistivité dite apparente ρ_a , d'où :

$$\rho_a = \frac{\Delta V}{I} 2\pi \left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN} \right)^{-1} \quad (2.6)$$

2.1.1.6 Acquisition des données

La prospection TRE nécessite un appareillage précis : un résistivimètre (qui fournit le système d'acquisition, injecte le courant et mesure les tensions), une batterie, des électrodes en acier inoxydable, des câbles reliant les électrodes au système d'acquisition et des bretelles (pour relier les électrodes au câble). L'emploi de cette méthode nécessite un bon contact entre les électrodes et le sol, c'est pourquoi sur les terrains volcaniques résistants nous utilisons un mélange de bentonite et d'eau salée à proximité des électrodes pour améliorer le contact.

Dans cette étude, les profils comptent 64 électrodes. L'ensemble du profil est imagé en utilisant tous les quadripôles présentant le facteur géométrique k du dispositif utilisé. Plusieurs dispositifs peuvent être employés pour l'acquisition des données. On distingue ces différents dispositifs en terme de profondeur d'investigation, de rapport signal/bruit et de résolution. Dans la présente étude, tous les profils ont été acquis en dispositif Wenner α (excellent rapport signal/bruit mais plus faible profondeur d'investigation et résolution) (Loke [2012]) (Fig. 2.4).

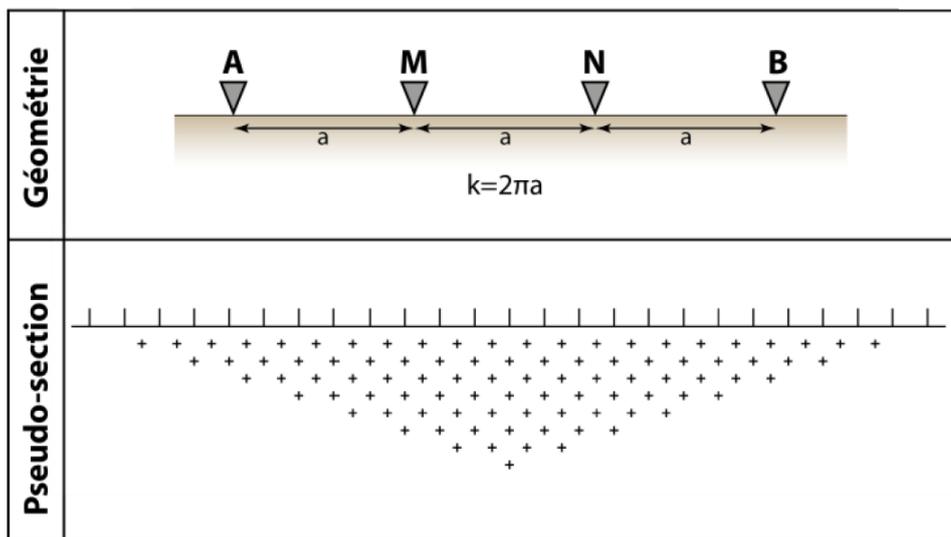


FIGURE 2.4 – Caractéristique géométrique du dispositif *Wenner* α et pseudo-sections représentant le nombre et la position des mesures, d'après (Loke [2012]).

Le choix s'est porté sur ce protocole essentiellement à cause de la nature scoriacée des roches de surface. L'environnement très résistant en sub-surface implique des résistances de contact entre le sol et les électrodes importantes. De plus, ce type d'étude a vocation à imager des roches conductrices à faible profondeur, et la présence de conducteurs a tendance à diminuer fortement les différences de potentiels mesurées. Dans ce

contexte, il est important de choisir un protocole de mesure présentant le meilleur rapport signal/bruit possible.

Il a été mis en évidence dans plusieurs études, que la topographie de l'objet imagé influence fortement les résistivités apparentes mesurées. (Fox et al. [2012]) réalise une étude systématique sur les résistivités apparentes et montre que les topographies convexes (type vallées) induisent de faibles résistivités en leur centre, et des fortes résistivités sur les flancs. De la même manière, en topographie concave (ride ou crête), les résistivités apparentes sont fortes au niveau de la ride, et plus faibles sur les flancs. (Fargier et al. [2014]) présente une étude d'imagerie électrique sur des digues. (Fargier et al. [2014]) montre que la non prise en compte de la topographie de ces objets induit des artéfacts résistants au niveau des crêtes, et des artéfacts conducteurs au niveau des zones à topographie convexe. Ce qui souligne l'importance de tenir compte des effets de la topographie sur le signal mesuré lors de la procédure d'inversion. C'est ce que nous avons choisi de faire en utilisant un code d'inversion nouveau et innovant : EResI (Fargier [2011]).

2.1.2 Les systèmes hydrothermaux : Intérêt d'étude

Les systèmes hydrothermaux volcaniques sont des objets très étudiés pour diverses raisons. Ces systèmes, étant le siège de transfert de fluides et de chaleur en provenance directe des systèmes d'alimentation magmatique, enregistrent généralement les premières perturbations associées à l'activité magmatique de l'édifice volcanique. Par exemple, (Rowe et al. [1992]) suggèrent, avec un jeu de données de surveillance thermique et géochimique obtenu sur des fumerolles du volcan Poás, au Costa Rica, que les anomalies mesurées sont reliées à l'activité des conduits magmatiques superficiels et notamment pour l'épisode magmatique de 1986. De même, (Carapezza et al. [2004]) mettent en évidence une augmentation anormale du flux de CO₂ au niveau des cratères près d'une semaine avant le début de l'explosion paroxysmale ayant eu lieu en Avril 2003 au Stromboli.

De plus, la présence de fluide dans ces zones peut, en cas d'ascension rapide du magma, mener à de violentes éruptions phréato-magmatiques (Thiéry and Mercury [2009]). (Duffell et al. [2003]) proposent que l'éruption qui a eu lieu en Avril 2001 sur le volcan Masaya (Nicaragua) tire son caractère explosif de l'interaction entre fluides hydrothermaux et magmas. En effet, d'après leur modèle, les séismes précédant cette explosion ont pu augmenter la perméabilité des fractures existantes, favorisant ainsi des circulations hydrothermales au plus près du système d'alimentation magmatique et menant à l'explosion phréato-magmatique de 2001.

Les circulations de fluides hydrothermaux jouent aussi un rôle majeur concernant la fragilisation des parties internes des édifices volcaniques. Grâce à une caractérisation géochimique et géophysique des circulations hydrothermales le long de la faille Perni-

cana (Mt Etna), (Siniscalchi et al. [2010]) décrivent la complexité des relations entre zones d'infiltration d'eaux météoriques, zone de remontées de fluides hydrothermaux, variation de perméabilité et topographie. Plus particulièrement, (Siniscalchi et al. [2010]) montrent que des circulations convectives ont lieu au cœur de cette zone endommagée et qu'elles tendent à affaiblir de surcroît la zone, favorisant ainsi des déstabilisations gravitaires. L'étude de ces systèmes présente donc comme intérêt majeur la connaissance de ces zones de plus faible cohésion, à prendre en compte dans l'établissement de cartes d'aléas.

Finalement, un système hydrothermal constitue un des éléments clés dans le comportement d'un volcan. De ce fait, la connaissance de leur géométrie, de leurs propriétés physico-chimiques est essentielle.

Les systèmes hydrothermaux sont généralement identifiables sur le terrain par la présence de fumerolles, de dépôts hydrothermaux, de minéraux d'altération ou encore de sources thermales. Cependant ces manifestations sont observables uniquement à proximité des sources de chaleur tel qu'au voisinage des cratères actifs. A plus grande distance de ces sources de chaleur, la déperdition thermique entraîne la condensation de ces fluides dans le sous-sol. C'est alors que des méthodes géophysiques telles que la tomographie de résistivité électrique peuvent nous permettre de caractériser l'extension latérale de ces systèmes.

De nombreuses études utilisent des méthodes géophysiques permettant de localiser en profondeur les circulations hydrothermales e.g. (Bennati et al. [2011]; Barde-Cabusson et al. [2009]; Byrdina et al. [2014a]). Généralement, ces études mettent en évidence la faible extension latérale de ce type de systèmes, fréquemment concentrés au niveau des limites structurales de l'édifice. Ces limites structurales, par leur histoire géologique, sont des zones fragilisées, fracturées, présentant ainsi des perméabilités plus fortes et favorisant le passage de fluides. Par exemple, sur les 17 km de profil de Polarisation Spontanée réalisé par (Bennati et al. [2011]), l'extension latérale des zones d'infiltration et de remontées de fluides est de l'ordre de la centaine de mètres. Elles sont de l'ordre de la dizaine de mètres au coeur des Champs phlégréens d'après (Byrdina et al. [2014a]), ou à Vulcano d'après (Barde-Cabusson et al. [2009]).

Le volet de caractérisation géophysique de cette thèse s'est intéressé au système hydrothermal sommital du volcan Stromboli et plus précisément une zone de fracture : la limite supérieure de l'effondrement de Rina Grande. Il s'agit d'une remontée hydrothermale active, comme il l'a été mis en évidence par plusieurs études (Finizola et al. [2003, 2006]; Carapezza et al. [2009]), et est instrumentée.

2.2 Cas d'étude : Stromboli

2.2.1 Stromboli, volcan de l'archipel des îles Eoliennes

Le volcan Stromboli appartient à l'archipel des îles Eoliennes, situé dans la mer Tyrrhénienne, à 75 km au nord des côtes siciliennes et à 60 km à l'ouest des côtes calabraises. C'est une île de 12.6 km² représentant la partie émergée d'un édifice volcanique de plus de 3000 m, et culminant à 924 m au-dessus du niveau de la mer.

L'archipel des îles Éoliennes est composé de 7 îles dont seulement deux présentent aujourd'hui une activité volcanique et/ou fumerollienne intense : Stromboli et Vulcano. Le volcanisme de cette zone résulte de la subduction de la plaque africaine sous la plaque eurasiennne, subduction qui induit depuis la fin du Crétacé la fermeture de l'Océan Téthys, dont la mer méditerranée est le reliquat (Santacroce et al. [2003]). Il existe d'autres micro-plaques, micro-bassins océaniques ou micro-continentes associés à cette tectonique complexe. Toutefois, aucune conjecture ne fait l'unanimité au sein de la communauté scientifique à ce jour. C'est en réponse à cet affrontement inter-plaques que l'Italie est le siège, depuis l'Oligocène, d'une importante activité volcanique, dont les îles éoliennes font partie. Le volcanisme lié à cette subduction a démarré il y a 30 millions d'années, en Sardaigne. La mer Tyrrhénienne, où sont situées les îles Éoliennes, est le siège d'une subduction spécifiquement complexe compte tenu de la limite irrégulière des plaques dans cette région : une direction NW-SE coté Italie et E-W coté Sicile, engendrant une limite géométriquement particulière dans la zone Sicile-Calabre (Fig. 2.5).

Depuis 10 millions d'années, un volcanisme de type extensif est né et une croûte océanique s'est mise en place au centre de la mer Tyrrhénienne, débutant au niveau de la marge sarde et se propageant vers l'est, formant les volcans sous-marins Vavilov et Marsili (Savelli and Schreider [1991]). Marsili est un volcan sous-marin encore actif (Sborshchikov et al. [1989]) et les âges radiométriques des échantillons prélevés à son sommet sont inférieurs à 100 000 ans (Savelli [1988]).

Le régime de contrainte auquel est soumis la zone Tyrrhénienne est complexe. Sur quelques centaines de kilomètres la limite entre les plaques tectoniques passe d'une direction E-W (au niveau de la Sicile) à une direction N-S (au niveau de la mer Ionienne), cf. Fig 2.5. L'île de Stromboli est elle-même située à l'intersection de deux zones de failles qui correspondent respectivement aux alignements de Stromboli-Angitola-Catanzaro et de Strombolicchio-Stromboli-Panarea-Lipari (Gabbianelli et al. [1993]). Le Stromboli s'allonge selon un axe NE-SW et présente une symétrie bilatérale selon cet axe (orienté N°41). C'est aussi selon cet axe que sont alignés les événements, c'est la direction préférentielle de nombreux dykes et la direction de la faille principale affectant tout le nord de l'archipel Éolien.

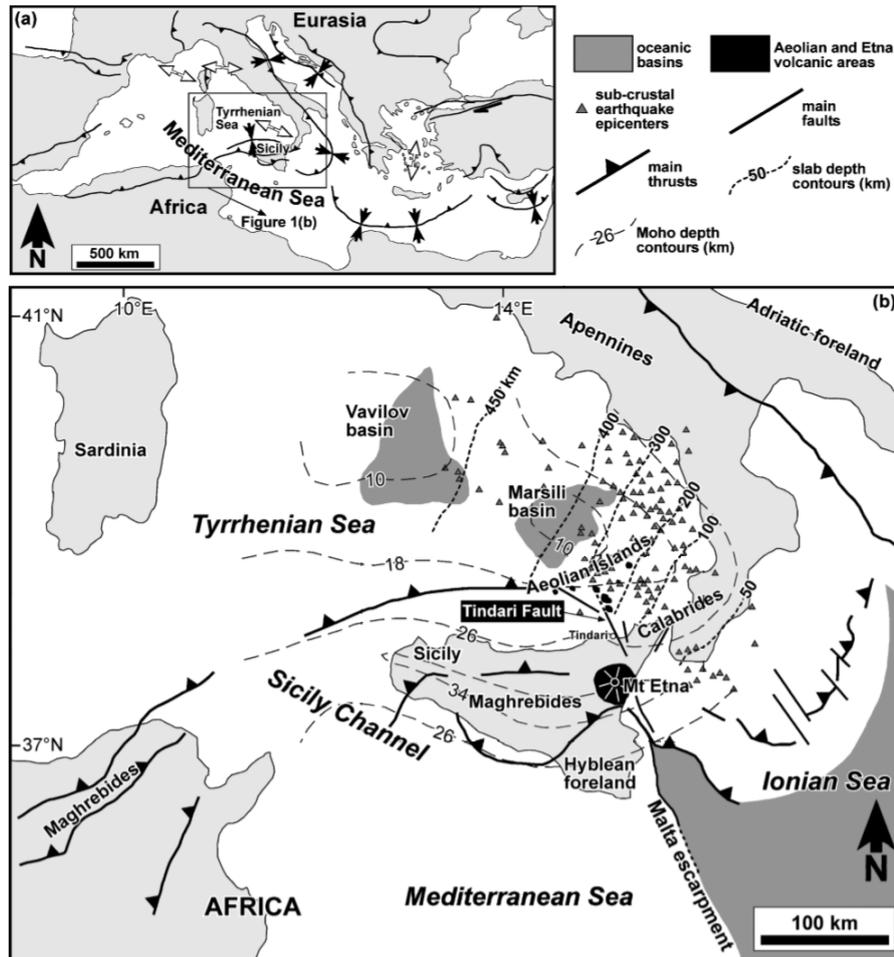


FIGURE 2.5 – (a) Carte tectonique de la région méditerranéenne, présentant les axes majeurs de déformation, les flèches noires indiquent les zones de compression et les flèches blanches les zones d'extension. (b) Carte tectonique de la mer Tyrrhénienne et de ses environs, d'après (Billi et al. [2006]).

2.2.2 Évolution du Stromboli

Le Stromboli est un stratovolcan dont la partie émergée est âgée de moins de 100 000 ans (Gillot and Keller [1993]) mis en place sur une croûte continentale de 18 km d'épaisseur (Morelli et al. [1975]). Les roches affleurant sur l'île de Stromboli sont essentiellement des dépôts pyroclastiques (principalement pour les phases primitives plutôt explosives) et des laves (pour les phases plus récentes, plutôt effusives) (Pasquaré et al. [1993]). Les données pétrologiques, géochimiques et structurales permettent de diviser l'histoire du Stromboli en 7 phases d'activité distinctes et présentées ci-après. Chaque phase se distingue de la suivante par des périodes d'érosion, ou d'effondrements majeurs (Pasquaré et al. [1993]).

(I) PaleoStromboli I (PST I) : de 85 000 ans à 75 000 ans B.P.

Cette phase est caractérisée par des laves et des dépôts pyroclastiques appartenant à une série calco-alkaline riche en potassium. Généralement, ce type de magma est dû à un

mécanisme de cristallisation fractionnée et un taux de fusion partielle compris entre 35% et 55% (Francalanci et al. [1989]). Cette phase est interrompue par l'effondrement de la caldeira de PST I et ces laves sont aujourd'hui visibles uniquement dans les ravines profondément érodées rencontrées dans le secteur Sud-Est de l'île.

(II) PaleoStromboli II (PST II) : de 67 000 à 54 000 ans B.P.

Cette phase est caractérisée par des laves et des dépôts scoriacés. Les laves sont de type calco-alcalines et relativement homogènes en composition (Francalanci et al. [1989]). Ces dépôts comblent l'effondrement de PST I. Cette phase s'achèvera par une période d'inactivité et donc par une surface d'érosion importante.

(III) PaleoStromboli III (PST III) : de 41 000 ans à 36 000 ans B.P.

Le centre d'activité se déplace légèrement vers le NW alors que les coulées de lave et les matériaux pyroclastiques édifient un cône s'élevant à une hauteur de 700 mètres au-dessus du niveau de la mer. Les laves de cette phase d'activité présente une évolution vers une composition type shoshonitique à calco-alcaline riche en potassium (Franca-lanci et al. [1989]). La fin de PST III est marquée par la mise en activité de la période de Scari, visible au Nord-ouest de l'île (Francalanci et al. [2013]).

(IV) Scari : de 34 000 à 26 000 ans B.P.

Le complexe de Scari est principalement visible dans la zone de Scari et au SW de ce lieu où se trouve une séquence, épaisse de plus de 50 mètres, formée par des bombes, des dépôts de type lahar et des matériaux pyroclastiques (tuffs et lapillis).

(V) Vancori : de 26 000 ans à 13 000 ans B.P.

La phase Vancori, affleurant à la cime et sur une grande partie du flanc Est de l'île, est composée essentiellement de laves shoshonitiques à latitiques et de dépôts d'éruptions pyroclastiques. Cette phase est aujourd'hui présente dans la partie Est de l'île. La phase Vancori est aussi marquée par la mise en place d'un vaste cratère sommital, constituant aujourd'hui le point culminant de l'île, à 924m. Cette période s'est terminée par l'effondrement de l'ensemble de la partie W et NW du volcan. Il n'y a plus eu d'explosions pyroclastiques majeures à Stromboli depuis la fin de l'épisode Vancori (Pasquaré et al. [1993]).

(VI) NeoStromboli : de 13 000 ans à 4 000 ans B.P.

Les dépôts de laves de NeoStromboli témoignent d'une phase effusive avec l'apparition d'une série potassique. Ces laves sont enfermées dans la dépression formée par l'effondrement de Vancori. L'effondrement de la Fossetta coupe aussi les laves de NeoStromboli et suggère une réactivation pendant la phase NeoStromboli d'une limite de Vancori. L'évolution de ces laves vers des séries plus potassiques est probablement due à une contamination crustale du magma (Francalanci et al. [1989]). Cette phase d'activité sera

aussi marquée par deux éruptions phréatomagmatiques formant le cratère NeoStromboli et le grand effondrement de la Sciara del Fuoco. La fin de cette phase est marquée par la réapparition de laves de composition calco-alcalines riches en potassium et essentiellement composée de produits pyroclastiques. Ces produits sont reliés à la formation d'un cône à l'intérieur du cratère de la Fossetta, à la cime de la Sciara del Fuoco. Une phase d'activité effusive, remplissant le cratère de la Fossetta de basaltes riches en potassium, affleure sur les falaises formées par la Sciara del Fuoco.

(VII) Recent Stromboli (R.S.) : de 2 400 ans B.P. à aujourd'hui

L'activité actuelle, explosions mineures et effusions de laves shoshonitiques à intervalles réguliers (10-20 minutes), donne son nom au type de volcanisme strombolien (Arrighi et al. [2004]). Il s'agit de jets ou d'explosions de cendres, débris et laves, à plusieurs dizaines voire centaines de mètres au dessus des cratères actifs. C'est la remontée rapide due à l'accumulation de gaz dans les conduits pleins de magma qui cause ce type d'éruptions. Occasionnellement, ces explosions se font plus puissantes, c'est ce que l'on appelle des phases paroxysmales (Burton et al. [2007]; Rosi et al. [2000]). Cette activité explosive est associée à un dégazage permanent : entre 3 200 et 6 300 tonnes par jour d'H₂O, 2 900 à 5 800 tonnes par jour de CO₂ et 400 à 800 tonnes par jour de SO₂ (Allard et al. [1994]).

La Fig.2.6 (Francalanci et al. [2013]) représente les affleurements actuels de chacune de ces phases d'activité.

2.2.3 L'activité hydrothermale à Stromboli

Le Stromboli a fait l'objet de plusieurs études géophysiques, s'intéressant aux circulations de fluide à l'intérieur de l'édifice e.g. (Finizola et al. [2002, 2003, 2006]; Revil et al. [2004]). Comme précisé section 2.1.1, les circulations de fluides dans le sous-sol génèrent des signaux électriques particuliers, dit de polarisation spontanée (PS), mesurables avec une paire d'électrodes. À l'échelle d'un édifice volcanique, les zones relativement froides présentant un aquifère sont généralement caractérisées par des différences de potentiel qui diminuent avec l'altitude. Inversement, les zones de remontées sont caractérisées par des corrélations entre le signal PS et l'altitude (ces aspects seront détaillés au chapitre 3). (Finizola et al. [2002]) présentent une série de profils PS radiaux qui couvrent la totalité de l'édifice depuis la cime du volcan jusqu'au niveau de la mer (cf. Fig 2.7).

Les auteurs montrent la présence d'anomalies négatives de courtes longueurs d'ondes (quelques dizaines de mètres) associées à des limites géologiques. Ceci suggère, comme sur d'autres volcans (Byrdina et al. [2014a]; Barde-Cabusson et al. [2009]) que les zones de circulations préférentielles des fluides sont imposées par la géologie et notamment des zones de fragilité e.g. A1 et A7 (Fig.2.7) correspondent aux limites de la caldeira de **PST III**

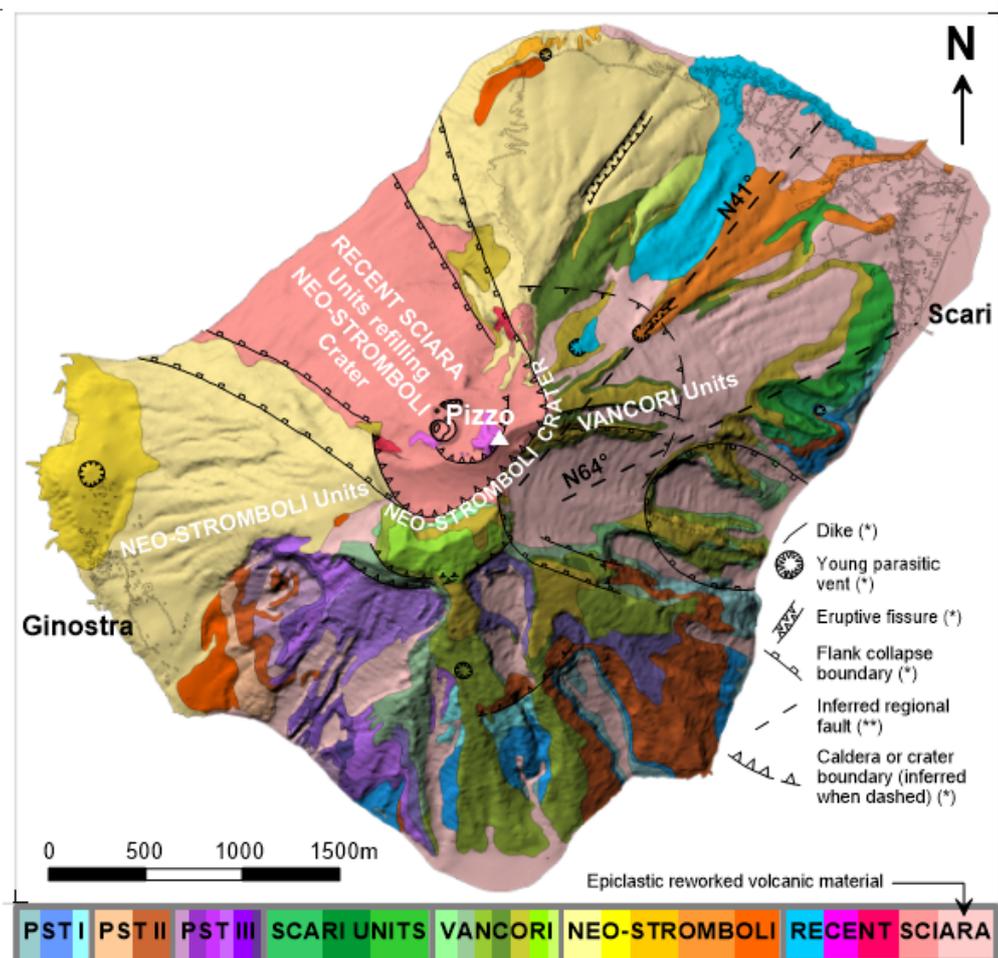


FIGURE 2.6 – Carte géologique de l'île de Stromboli, d'après (Francalanci et al. [2013]).

et **PST I**, respectivement. Ce résultat implique une prise de données avec une résolution importante afin de connaître les limites structurales qui jouent un rôle dans les transferts de fluides.

La cartographie en PS et CO₂ réalisée par (Finizola et al. [2002]) révèle la complexité des circulations de fluides à l'échelle de l'édifice. Cette cartographie met en évidence plusieurs particularités. (i) Le flanc nord est marqué par une large zone d'infiltration. (ii) D'importantes anomalies de CO₂ sont localisées à proximité du niveau de la mer. (iii) Le bruit de la mesure PS est très variable. (iv) Le système hydrothermal sommital n'est pas centré sous les cratères actifs. ce système apparait comme partitionné en plusieurs sous-systèmes, chacun délimité par des limites structurales.

Celui que nous avons choisi d'étudier est une sous-partie du système hydrothermal sommital, localisé sous Pizzo Sopra la Fossa (P sur la Fig. 2.7a). On se concentre particulièrement sur une zone fracturée présentant une activité hydrothermale importante. Cette remontée est située à l'aplomb de la limite supérieure de l'effondrement de Rina Grande.

2.3 Zone d'étude : Pizzo sopra la Fossa

Cette sous-partie du système hydrothermal sommital de Stromboli a été mis en évidence par plusieurs études (e.g. (Finizola et al. [2003]; Revil et al. [2004]; Carapezza et al. [2009])). L'utilisation de méthodes géophysiques est exigée pour la cartographie d'un tel système car il y a peu de manifestations visibles en surface (seulement des figures de condensation et des minéraux d'altération au niveau de la crête). Les vapeurs hydrothermales condensent sous la surface, du fait du refroidissement atmosphérique (Aubert et al. [1984])).

(Finizola et al. [2003]) présentent les résultats de mesures d'anomalies de potentiel spontané, de températures et de concentrations en CO₂ sur toute la zone sommitale de Stromboli, y compris notre zone d'étude : Pizzo Sopra la Fossa (cf. Fig.2.8).

Les cartographies mettent en évidence, comme à l'échelle de l'île, des remontées de fluides concentrées avec de faibles extensions latérales. Le pas d'échantillonnage sur chacun des profils (1 m pour la polarisation spontanée et 2.5 m pour la température et le CO₂) permet de localiser précisément les zones de plus fortes perméabilités. Les cartes (Fig. 2.8) exposent bien la subdivision du système hydrothermal avec des remontées évidentes au niveau de Pizzo Sopra la Fossa et au niveau des cratères actifs, avec au centre, une zone froide : La Fossa.

Des mesures de flux de CO₂ ont aussi été réalisées sur cette zone et attestent aussi d'une zone de perméabilité accrue au niveau de la crête (Carapezza et al. [2009]), cf. Fig. 2.9.

Ces corrélations entre flux de CO₂, température et même résistivité électrique (Finizola et al. [2006]) cf. Fig. 2.10, soutiennent l'hypothèse d'un système hydrothermal actif, présent jusqu'en sub-surface et responsable de la remontée de vapeur et de gaz magmatiques drainés préférentiellement au niveau de la crête.

Cette crête présente une perméabilité supérieure à la perméabilité des flancs, essentiellement composés des dépôts de l'activité actuelle de Stromboli (cendres et débris pyroclastiques). Cette crête est elle-même une limite structurale, elle constitue la limite supérieure de l'effondrement de Rina Grande. Une étude sous-marine montre que les débris de cet effondrement s'étalent sur des dizaines de km au Sud-Est de l'île (Romagnoli et al. [2009]). Cependant, il ne s'agit pas de la seule limite structurale présente sur la zone. Sur le flanc Sud se situe aussi la limite du cratère de Neo-Stromboli qui recoupe les laves de Vancori visibles par l'affleurement de roches massives à l'est de la limite Fig. 2.9.

À l'échelle de l'île, le système hydrothermal est visible sous la forme d'un corps conducteur. Ce système semble s'étendre jusqu'à plus de 500 m de profondeur, comme en témoigne la tomographie de résistivité électrique présentée par (Finizola et al. [2011]), Fig.

CHAPITRE 2. LES SYSTÈMES HYDROTHERMAUX : GÉNÉRALITÉS,
PRÉSENTATION DU CAS D'ÉTUDE ET DES PREMIÈRES DONNÉES
DISPONIBLES

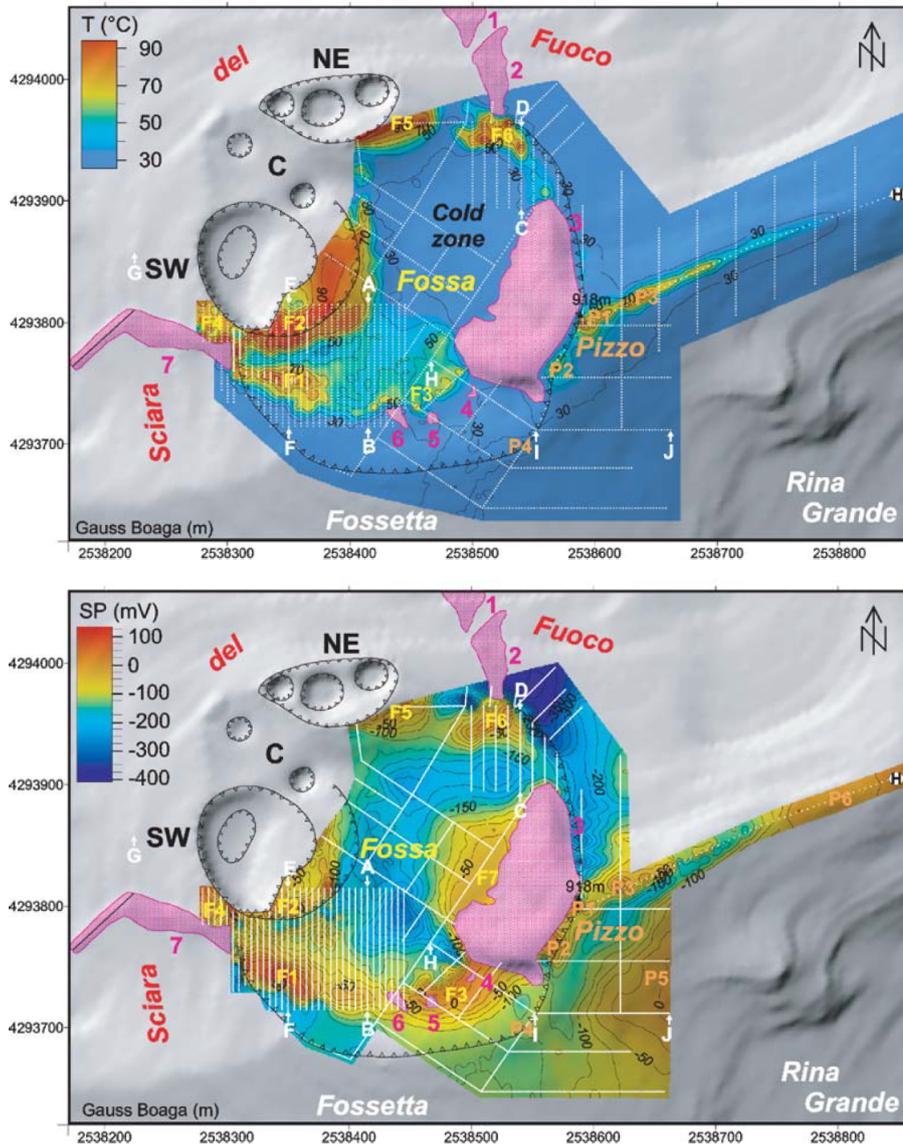


FIGURE 2.8 – (a) Cartographie de la température (°C) à 30 cm de profondeur et (b) de PS (mV) de la zone sommitale de Stromboli. Le figuré rose illustre les zones non prospectées.

2.10.

Dans le cadre de cette étude, on se focalise dans la zone superficielle, i.e. à l'échelle d'une remontée hydrothermale, le long de la limite supérieure de l'effondrement de Rina Grande, au niveau du Pizzo.

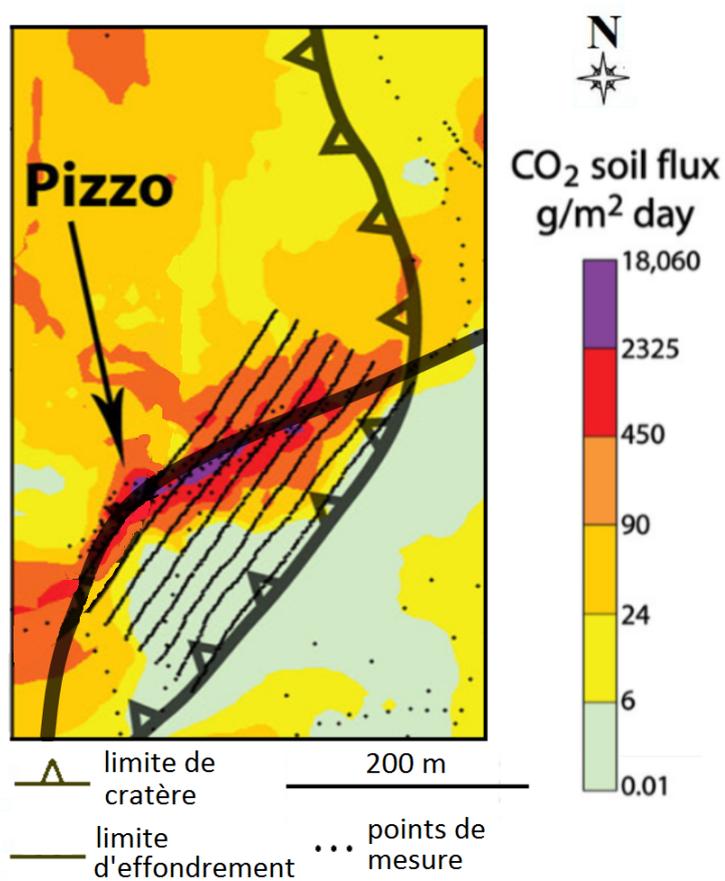


FIGURE 2.9 – Cartographie des flux de CO₂ sur la zone de Pizzo. Les limites de cratères sont représentées, d'après (Carapezza et al. [2009]).

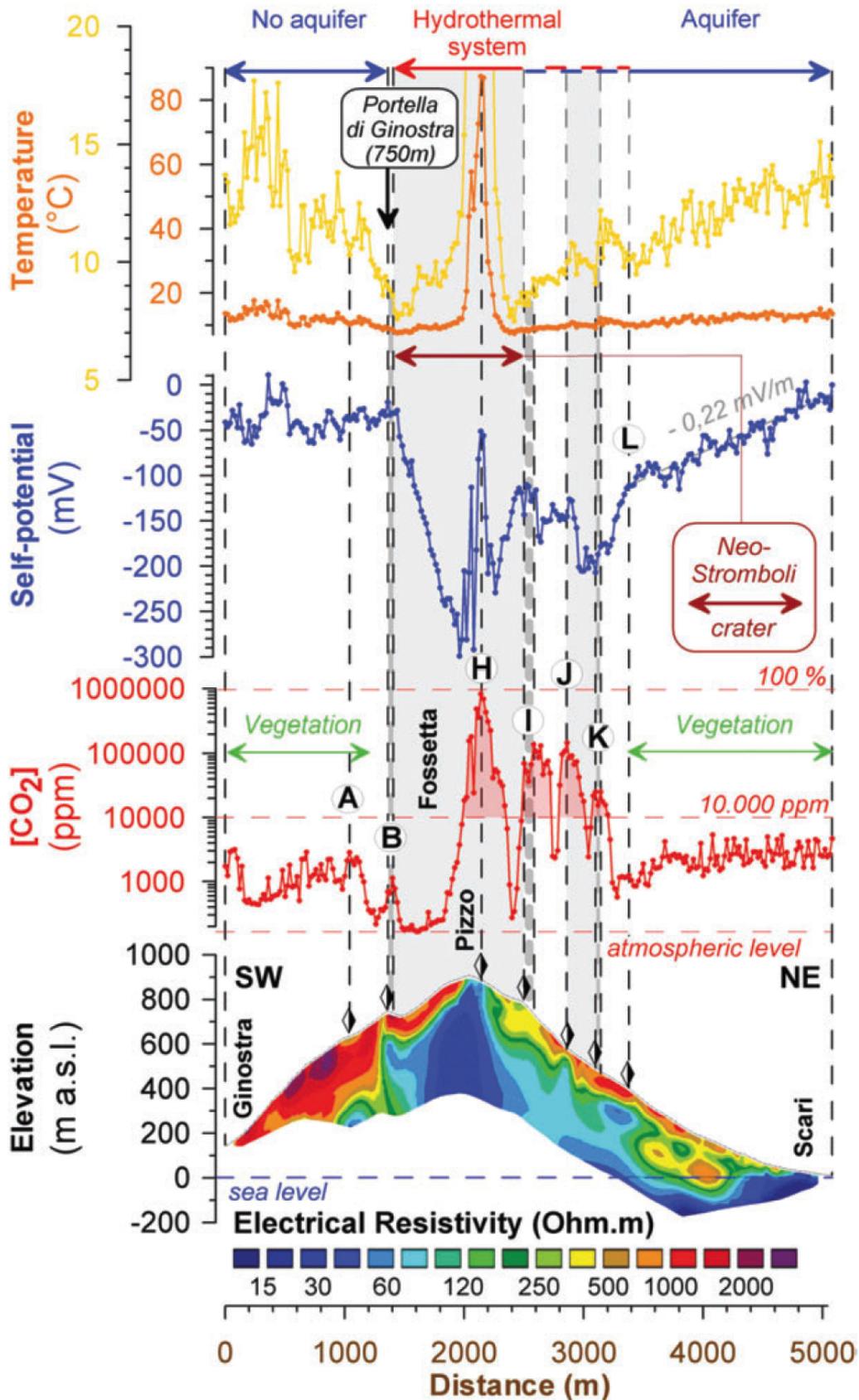


FIGURE 2.10 – Tomographie de résistivité électrique traversant toute l'île de Stromboli, dans la direction NE-SW, en passant par la zone de Pizzo. D'après (Finizola et al. [2011]).

Bibliographie

- K. Aizawa, M. Uyeshima, and K. Nogami. Zeta potential estimation of volcanic rocks on 11 island arc-type volcanoes in Japan : Implication for the generation of local self-potential anomalies. *Journal of Geophysical Research*, 113 :1–9, 2008. [25](#), [26](#)
- P. Allard, J. Carbonnelle, N. Metrich, H. Loyer, and P. Zettwoog. Sulphur output and magma degassing budget of Stromboli volcano. *Nature*, 368(6469) :326–330, mar 1994. [24](#), [38](#)
- S. Arrighi, M. Rosi, J.C. Tanguy, and V. Courtillot. Recent eruptive history of Stromboli (Aeolian Islands, Italy) determined from high-accuracy archeomagnetic dating. *Geophysical Research Letters*, 31(19) :2–5, 2004. [38](#)
- M. Aubert, R. Auby, F Bourley, and Y. Bourley. Contribution à la surveillance de l'activité de l'Etna à partir de l'étude des zones fumerolliennes. *Bull. Vulcanol*, 47 :1039–1050, 1984. [41](#)
- E. Auken, L. Pellerin, and K. Christensen, N.B. and Sorensen. A survey of current trends in near-surface electrical and electromagnetic methods. *Geophysics*, 71 :249–260, 2006. [29](#)
- S. Barde-Cabusson, A. Finizola, A. Revil, T. Ricci, S. Piscitelli, E. Rizzo, B Angeletti, M. Balasco, L. Bennati, S. Byrdina, N. Carzaniga, A. Crespy, F. Di Gangi, J. Morin, A. Perrone, M. Rossi, E. Roulleau, B. Suski, and N. Villeneuve. New geological insights and structural control on fluid circulation in La Fossa cone (Vulcano, Aeolian Islands, Italy). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 185 :231–245, 2009. [34](#), [38](#)
- P.A. Bedrosian, M.J. Unsworth, and M.J.S. Johnston. Hydrothermal circulation at Mount St. Helens determined by self-potential measurements. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 160 :137–146, 2007. [26](#)
- P.A. Bedrosian, B.L. Burton, M.H. Powers, B.J. Minsley, J.D. Phillips, and L.E. Hunter. Geophysical investigations of geology and structure at the Marsis Creek Dam, Truckee, California. *Journal of Applied Geophysics*, 77 :7–20, 2012. [29](#)
- L. Bennati, A. Finizola, J.A. Walker, D.L. Lopez, I.C. Higuera-Diaz, C. Schutze, F. Barahona, R. Cartagena, V. Conde, R. Funes, and C. Rios. Fluid circulation in a complex volcano-tectonic setting, inferred from self-potential and soil CO₂ flux surveys : The Santa Maria-Cerro Quemado-Zunil volcanoes and Xela caldera (Northwestern Guatemala). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 199 :216–229, 2011. [34](#)
- H.M. Bibby, T.G. Caldwell, F.J. Davey, and T.H. Webb. Geophysical evidence on the structure of the Taupo Volcanic Zone and its hydrothermal circulation. *Journal of Volcanology and Geothermal research*, 68 :29–58, 1995. [29](#), [30](#)

- A. Billi, G. Barberi, C. Faccenna, G. Neri, F. Pepe, and A. Sulli. Tectonics and seismicity of the Tindari Fault System, southern Italy : Crustal deformations at the transition between ongoing contractional and extensional domains located above the edge of a subducting slab. *Tectonics*, 25(2) :1–20, 2006. [36](#)
- Elodie Brothelande. *Etude d'une résurgence active dans la caldeira de Siwi (Tanna, Vanuatu) : le système Yenkahe-Yasur*. PhD thesis, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 2015. [27](#)
- P. Brunet, R. Clément, and C. Bouvier. Monitoring soil water content and deficit using Electrical Resistivity Tomography (ERT) - A case study in the Cevennes area, France. *Journal of Hydrology*, 380 :146–153, 2010. [29](#)
- M. Burton, P. Allard, F. Muré, and A. La Spina. Magmatic Gas Composition Reveals the Source Depth of Slug-Driven Strombolian Explosive Activity. *Science*, 317 :227–230, 2007. [38](#)
- S. Byrdina, J. Vandemeulebrouck, C. Cardellini, A. Legaz, C. Camerlynck, G. Chiodini, T. Lebourg, M. Gresse, P. Bascou, G. Motos, A. Carrier, and S. Caliro. Relations between electrical resistivity, carbon dioxide flux and self-potential in the shallow hydrothermal system of Solfatara (Phlegrean Fields, Italy). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 283 :172–182, 2014a. [25](#), [34](#), [38](#)
- S. Byrdina, J. Vandemeulebrouck, C. Cardellini, A. Legaz, C. Camerlynck, G. Chiodini, T. Lebourg, M. Gresse, P. Bascou, G. Motos, A. Carrier, and S. Caliro. Relations between electrical resistivity, carbon dioxide flux and self-potential in the shallow hydrothermal system of Solfatara (Phlegrean Fields, Italy). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 283 :172–182, 2014b. [30](#)
- M.L. Carapezza, S. Inguaggiato, L. Brusca, and M. Longo. Geochemical precursors of the activity of an open-conduit volcano : The stromboli 2002-2003 eruptive events. *Geophysical Research Letters*, 31 :1–4, 2004. [33](#)
- M.L. Carapezza, T. Ricci, M. Ranaldi, and L. Tarchini. Active degassing structures of Stromboli and variations in diffuse CO₂ output related to the volcanic activity. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 182(3–4) :231–245, may 2009. [24](#), [34](#), [41](#), [43](#)
- G. Cassiani, V. Bruno, A. Villa, N. Fusi, and A. Binley. A saline trace test monitored via time-lapse surface electrical resistivity tomography. *Journal of Applied Geophysics*, 59 : 244–259, 2006. [29](#)
- J.E. Chambers, O. Kuras, P.I. Meldrum, R.D. Ogilvy, and J. Hollands. Electrical resistivity tomography applied to geologic, hydrogeologic, and engineering investigations at a former waste-disposal site. *Geophysics*, 71 :231–239, 2006. [29](#)

CHAPITRE 2. LES SYSTÈMES HYDROTHERMAUX : GÉNÉRALITÉS,
PRÉSENTATION DU CAS D'ÉTUDE ET DES PREMIÈRES DONNÉES
DISPONIBLES

- R.F. Corwin and D.B. Hoover. The self-potential method in geothermal exploration. *Geophysics*, 44(2) :226–245, 1979. [24](#), [25](#), [27](#)
- T. Dahlin, C. Bernstone, and M.H. Loke. A 3-D resistivity investigation of a contaminated site at Lernacken, Sweden. *Geophysics*, 67 :1692–1700, 2002. [29](#)
- W. Daily and A. Ramirez. Electrical resistance tomography during in-situ trichloroethylene remediation at the Savannah River site. *Journal of Applied Geophysics*, 33 :239–249, 1995. [29](#)
- Mathieu Darnet. *Caractérisation et suivi de circulations de fluides par la mesure de Potentiels Spontanés (PS)*. PhD thesis, Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2003. [27](#)
- O.A.L. DeLima, H.K. Sato, and M.J. Porsani. Imaging industrial contaminant plumes with resistivity techniques. *Journal of Applied Geophysics*, 34 :93–108, 1995. [29](#)
- R. DiNapoli, R. Martorana, G. Orsi, A. Aiuppa, M. Camarda, S. DeGregorio, E. Gagliano Candela, D. Luzio, N. Messina, G. Pecoraino, M. Bitetto, S. DeVita, and M. Valenza. The structure of a hydrothermal system from an integrated geochemical, geophysical and geological approach : The Ischia Island case study. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 12 :1–25, 2011. [30](#)
- H.J. Duffell, C. Oppenheimer, D.M. Pyle, B. Galle, A.G.S. McGonigle, and M. Burton. Changes in gas composition prior to a minor explosive eruption at Masaya volcano, Nicaragua. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 126 :327–339, 2003. [33](#)
- Y. Fargier, S. Palma Lopes, C. Fauchard, D. François, and P. Côte. DC-Electrical Resistivity Imaging for embankment dike investigation : a 3D extended normalisation approach. *Journal of Applied Geophysics*, 103 :245–256, 2014. [33](#)
- Yannick Fargier. *Développement de l'Imagerie de Résistivité électrique pour la reconnaissance et la surveillance des Ouvrages Hydrauliques en Terre*, Ph.D. thesis, 274 p. PhD thesis, Ecole centrale de Nantes, 2011. [31](#), [33](#)
- I. Fikos, G. Vargemezis, J. Zlotnicki, J.R. Puertollano, P.B. Alanis, R.C. Pigtain, E.U. Villacorte, G.A. Malipot, and Y. Sasai. Electrical resistivity tomography study of Taal volcano hydrothermal system, Philippines. *Bull Volcanol*, 74 :1821–1831, 2012. [30](#)
- A. Finizola, F. Sortino, J.F. Lénat, and M. Valenza. Fluid circulation at Stromboli volcano (Aeolian Islands, Italy) from self-potential and CO₂ surveys. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 116 :1–18, 2002. [26](#), [38](#), [39](#), [40](#)
- A. Finizola, F. Sortino, M. Aubert, and J.F. Lénat. The summit hydrothermal system of Stromboli. New insights from self-potential, temperature, CO₂ and fumarolic fluid measurements, with structural and monitoring implications. *Bull Volcano*, 65 :486–504, 2003. [24](#), [34](#), [38](#), [41](#)

- A. Finizola, A. Revil, E. Rizzo, S. Piscitelli, T. Ricci, J. Morin, B. Angeletti, L. Mocochain, and F. Sortino. Hydrogeological insights at Stromboli volcano (Italy) from geoelectrical, temperature, and CO₂ soil degassing investigations. *Geophysical Research Letters*, 33 (17) :1–4, 2006. [34](#), [38](#), [41](#)
- A. Finizola, T. Ricci, R. Deiana, S. Barde Barde-Cabusson, M. Rossi, N. Praticelli, A. Giocoli, G. Romano, E. Delcher, B. Suski, A. Revil, P. Menny, F. Di Gangi, J. Letort, A. Peltier, V. Villasante-Marcos, G. Douillet, G. Avar, and M. Lelli. Adventive hydrothermal circulation on Stromboli volcano (Aeolian Islands, Italy) revealed by geophysical and geochemical approaches : Implications for general fluid flow models on volcanoes. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 196(1-2) :111–119, 2010. [29](#), [30](#)
- A. Finizola, A. Revil, T. Ricci, E. Delcher, A. Peltier, S. Barde-Cabusson, G. Avar, T. Bailly, L. Bennati, S. Byrdina, J. Colonge, G. Di Gangi, F. Douillet, M. Lupi, J. Letort, and E. Tsang Hin Sun. Hydrogeology of Stromboli volcano, Aeolian Islands (Italy) from the interpretation of resistivity tomograms, self-potential, soil temperature and soil CO₂ concentration measurements. *Geophysical Journal International*, 186 :1078–1094, 2011. [41](#), [44](#)
- D.V. Fitterman and R.F. Corwin. Inversion of self-potential data from the Cerro Prieto geothermal field, Mexico. *Geophysics*, 47 :938–945, 1982. [26](#)
- R.C. Fox, G.W. Hohmann, T.J. Killpack, and L. Rijo. Topographic effects in resistivity and induced polarization surveys. *Geophysics*, 45 :75–93, 2012. [33](#)
- L. Francalanci, P. Manetti, and A. Peccerillo. Volcanological and magmatological evolution of Stromboli volcano (Aeolian Islands) : The roles of fractional crystallization, magma mixing, crustal contamination and source heterogeneity. *Bulletin of Volcanology*, 51 (5) :355–378, 1989. [37](#)
- L. Francalanci, F. Lucchi, J. Keller, G. De Astis, and C. Tranne. Chapter 13 : Eruptive, volcano-tectonic and magmatic history of the Stromboli volcano (north-eastern Aeolian archipelago). *Geological Society, London, Memoirs*, 37(1) :397–471, 2013. [37](#), [38](#), [39](#)
- G. Gabbianelli, C. Romagnoli, P.L. Rossi, and N. Calanchi. Marine geology of the Panarea-Stromboli area (Aeolian Archipelago, Southeastern Tyrrhenian sea). *Acta Vulcanol*, 3 : 11–20, 1993. [35](#)
- W.F. Giggenbach, N. Garcia P., A. Londono C., L. Rodriguez V., N. Rojas G., and M.L. Calvache V. The chemistry of fumarolic vapor and thermal-spring discharges from the Nevado del Ruiz volcanic-magmatic-hydrothermal system, Colombia. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 42 :172–182, 1990. [24](#)

CHAPITRE 2. LES SYSTÈMES HYDROTHERMAUX : GÉNÉRALITÉS,
PRÉSENTATION DU CAS D'ÉTUDE ET DES PREMIÈRES DONNÉES
DISPONIBLES

- P.Y. Gillot and J. Keller. Radiochronological dating of Stromboli. *Acta Vulcanol*, 3 :69–77, 1993. [36](#)
- A. Hesse, A. Jolivet, and A. Tabbagh. New prospects in shallow depth electrical surveying for archaeological and pedological applications. *Geophysics*, 51 :585–594, 1986. [29](#)
- S.E. Humphris and M.K. Tivey. A synthesis of geological and geochemical investigations of the tag hydrothermal field : Insights into fluid-flow and mixing processes in a hydrothermal system. *Special Papers-Geological Society Of America*, pages 213–236, 2000. [24](#)
- T. Ishido. Electrokinetic mechanism for the “ W ” -shaped self-potential profile on volcanoes. *Geophysical Research letters*, 31 :1–5, 2004. [26](#)
- T. Ishido and H. Mizutani. Experimental and Theoretical Basis of Electrokinetic Phenomena in Rock-Water Systems and Its Applications to Geophysics. *Journal of Geophysical Research*, 86 :1763–1775, 1981. [27](#)
- T. Ishido, H. Mizutani, and K. Baba. Streaming potential observations, using geothermal wells and in situ electrokinetic coupling coefficients under high temperature. *Tectonophysics*, 91 :89–104, 1983. [26](#)
- A. Kemna, J. Vanderborght, B. Kulesa, and H. Vereecken. Imaging and characterisation of subsurface solute transport using electrical resistivity tomography (ERT) and equivalent transport models. *Journal of Hydrology*, 267 :125–146, 2002. [29](#)
- E. Leinov, J. Vinogradov, and M.D. Jackson. Salinity dependence of the thermoelectric coupling coefficient in brine - saturated sandstones. *Geophysical Research letters*, 37 : 1–6, 2010. [27](#)
- M.H. Loke. Tutorial : 2-D and 3-D electrical imaging surveys. *Tutorial*, 2012. [32](#)
- L. Marescot, M.H. Loke, D. Chapellier, R. Delaloye, C. Lambiel, and E. Reynard. Assessing reliability of 2D resistivity imaging in mountain permafrost studies using the depth of investigation index method. *Near Surface Geophysics*, 1 :57–67, 2003. [29](#)
- C. Morelli, M. Pisani, and C. Gantar. Geophysical studies in the Aegean Sea and in the Eastern Mediterranean. *Boll. Geofis. teor. appl*, 18(66) :127–167, 1975. [36](#)
- Nourbehecht B. Irreversible thermodynamic effect in homogeneous media and their applications in certain geoelectric problems. *PhD.*, 1963. [25](#), [27](#)
- G. Pasquaré, L. Francalanci, V. H. Garduño-Monroy, and A. Tibaldi. Structure and geologic evolution of the Stromboli volcano, Aeolian Islands, Italy, 1993. [36](#), [37](#)

- M. Pessel and D. Gibert. Multiscale electrical impedance tomography. *Journal of Geophysical Research*, 108, 2003. [29](#)
- Angélie Portal. *Etude Géophysique de la structure interne d'un dome volcanique : le Puy de Dome et son environnement (Chaîne des Puys, France)*. PhD thesis, Université Blaise Pascal, 2015. [31](#)
- A. Revil, A. Finizola, F. Sortino, and M. Ripepe. Geophysical investigations at Stromboli volcano, Italy : Implications for ground water flow and paroxysmal activity. *Geophysical Journal International*, 157(1) :426–440, 2004. doi : 10.1111/j.1365-246X.2004.02181.x. [38](#), [41](#)
- A. Revil, M. Karaoulis, T. Johnson, and A. Kemna. Review : Some low-frequency electrical methods for subsurface characterization and monitoring in hydrogeology. *Hydrogeology Journal*, 20 :617–658, 2012. [29](#)
- C. Romagnoli, D. Casalbore, F. L. Chiocci, and A. Bosman. Offshore evidence of large-scale lateral collapses on the eastern flank of Stromboli, Italy, due to structurally-controlled, bilateral flank instability. *Marine Geology*, 262(1–4) :1–13, jul 2009. [41](#)
- M. Rosi, A. Bertagnini, and P. Landi. Onset of the persistent activity at Stromboli volcano (Italy). *Bulletin of Volcanology*, 62(4-5) :294–300, 2000. [38](#)
- G.L.Jr. Rowe, S.L. Brantley, M. Fernandez, J.F. Fernandez, A. Borgia, and J. Barquero. Fluid-volcano interaction in an active stratovolcano : the crater lake system of Poás volcano, Costa Rica. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 49 :23–51, 1992. [33](#)
- C. Rücker, T. Günter, and K. Spitzer. Three-dimensional modelling and inversion of DC resistivity data incorporating topography - I. Modelling. *Geophysical Journal International*, 166 :495–505, 2006. [29](#)
- A.D. Saley, C. Fauchard, Y. Fargier, R. Antoine, C. Camerlynck, P.F. Thérain, and Pous E. Rediscovery of the roman church of the Abbey of Our Lady of Bec (Le Bec Héllouin, Normandy, France) with geophysical methods. *In prep.*, 2016. [29](#)
- R. Santacroce, R. Cristofolini, L. La Volpe, G. Orsi, and M. Rosi. Italian active volcanoes. *Episodes*, 26(3) :227–234, 2003. [35](#)
- C. Savelli. Late Oligocene to Recent episodes of magmatism in and around the Tyrrhenian Sea : implications for the processes of opening in a young inter-arc basin of intra-orogenic (Mediterranean) type. *Tectonophysics*, 146(1-4) :163–181, 1988. [35](#)
- C. Savelli and A.A. Schreider. The opening processes in the deep Tyrrhenian basins of Marsili and Vavilov, as deduced from magnetic and chronological evidence of their igneous crust. *Tectonophysics*, 190(1) :119–131, 1991. [35](#)

CHAPITRE 2. LES SYSTÈMES HYDROTHERMAUX : GÉNÉRALITÉS,
PRÉSENTATION DU CAS D'ÉTUDE ET DES PREMIÈRES DONNÉES
DISPONIBLES

- I.M. Sborshchikov, C. Savelli, and N. Dukov. Detailed side-sonar survey of summit of Marsili volcano : rifting morphology of an active axial zone of Tyrrhenian sea. *G. Geol.*, 51 : 109–116, 1989. [35](#)
- K. Singha and S.M. Gorelick. Saline tracer visualized with three-dimensional electrical resistivity tomography : field scale spatial moment analysis. *Water Resources Research*, 41 :1–17, 2005. [29](#)
- A. Siniscalchi, S. Tripaldi, M. Neri, S. Giammanco, S. Piscitelli, M. Balasco, B. Behncke, C. Magri, V. Naudet, and E. Rizzo. Insights into fluid circulation across the Pernicana Fault (Mt Etna, Italy) and implications for flank instability. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 193 :137–142, 2010. [34](#)
- R. Thiéry and L. Mercury. Explosive properties of water in volcanic and hydrothermal systems. *Journal of Geophysical Research*, 114 :1–19, 2009. [33](#)
- N. Tonkov and M.H. Loke. A resistivity survey of a burial mound in the 'valley of the Thracian Kings'. *Archaeol. Prospect.*, 13 :129–136, 2006. [29](#)
- M. von Smoluchowski. Contribution à la théorie de l'endosmose électrique et de quelques phénomènes corrélatifs. *Bulletin International de l'Académie des Sciences de Cracovie*, 8 :182–200, 1903. [25](#)
- Giggenbach W.F. Redox processes governing the chemistry of fumarolic gas discharges from White Island, New Zealand. *Applied Geochemistry*, 2 :143–161, 1987. [24](#)
- R.M.S. White, S. Collins, R. Denne, R. Hee, and P. Brown. A new survey design for 3D IP inversion modelling at Copper Hill. *Explor. Geophys.*, 32 :152–155, 2001. [29](#)
- C.J. Zablocki. Mapping thermal anomalies on an active volcano by the self-potential method, Kilauea, Hawaii. *Second Symposium on the Development and use of geothermal resources*, pages 1299–1309, 1976. [26](#)
- C.J. Zablocki. Streaming potentials resulting from the descent of meteoric water. A possible source for Kilauean self-potential anomalies. *Counc.*, 2 :747–748, 1978. [26](#)
- J. Zlotnicki and J.L. LeMouel. Possible electrokinetic origin of large magnetic variations at La Fournaise volcano. *Letters to Nature*, 343 :633–636, 1990. [26](#)
- J. Zlotnicki, Y. Sasai, P. Yvetot, Y. Nishida, M. Uyeshima, F. Fauquet, H. Utada, Y. Takahashi, and G. Donnadieu. Resistivity and self-potential changes associated with volcanic activity : The July 8, 2000 Miyake-jima eruption (Japan). *Earth and Planetary Science Letters*, 205(3-4) :139–154, 2003. [29](#)

Chapitre 3

Imagerie géophysique du système hydrothermal sommital de Stromboli

*« And you measure for wealth by
the things you can hold,
And you measure for love by the
sweet things you've told »*

Sixto Rodriguez

Sommaire

3.1 Modèle Numérique de Terrain	55
3.1.1 Abstract	57
3.1.2 Introduction	57
3.1.3 Data Acquisition	58
3.1.4 Data processing	60
3.1.5 Results and discussion	60
3.1.6 Conclusion	65
3.2 Imagerie du système hydrothermal sommital de Stromboli	66
3.2.1 Procédure d'inversion	67
3.2.2 Mise en évidence des remontées par couplage des différentes méthodes géophysiques	69
3.2.3 Modèles 3D des remontées hydrothermales	70

La remontée hydrothermale située à l'aplomb de la limite supérieure de l'effondrement de Rina Grande est mise en évidence par plusieurs méthodes de prospection géophysiques, non intrusives et peu coûteuses. Afin de constater l'activité actuelle du système hydrothermal et d'en caractériser la géométrie, plusieurs méthodes géophysiques sont utilisées : la Polarisation Spontanée, la température à 30 cm de profondeur et la tomographie de résistivité électrique. Ces techniques de prospection vont nous permettre d'imager le sous-sol, en révélant les zones de circulations, les zones anormalement chaudes et les contrastes de résistivité électrique.

Le présent chapitre s'articule en 2 sous-parties. La première partie, sous forme d'article soumis à *Annals of geophysics*, présente le Modèle Numérique de Terrain de notre zone d'étude, que nous avons choisi de générer par méthode photogrammétrique. La seconde partie s'emploie à constater le caractère actif des circulations et à "imager" en profondeur le système, pour déterminer l'extension du système actif.

3.1 Modèle Numérique de Terrain

La topographie est une donnée capitale dans le traitement et l'inversion des données acquises sur le terrain. Il est donc essentiel d'obtenir des Modèle Numérique de Terrain (M.N.T.) précis des zones investiguées. La précision du M.N.T. dépendra naturellement du pas d'échantillonnage employé lors de l'acquisition des mesures géophysiques. Nous proposons de réaliser par méthode photogrammétrique un M.N.T. du site d'étude.

La photogrammétrie permet de réaliser des cartes altimétriques à partir de photographies orientées différemment. Cette méthode connaît de nos jours un essor colossal, du fait de la facilité d'accès aux ressources de calcul et de capteurs optiques peu onéreux d'excellentes qualité et résolution. L'existence de ce type d'appareillage confère à la méthode photogrammétrique des coûts largement inférieurs aux méthodes lasergrammétriques, et des capacités beaucoup plus étendues, notamment en terme de résolution (résolution qui dépend essentiellement de la qualité des photographies et de la surface au sol représentée par les pixels).

Le modèle photogrammétrique de la zone d'intérêt située à la cime de Stromboli a pu être comparé au M.N.T. LiDAR (acquis 4 mois plus tard), et une publication est proposée sur la comparaison de ces deux modèles. Cette publication rend compte de l'apport considérable de la photogrammétrie en matière de production de M.N.T. Les modèles obtenus avec un LiDAR possèdent effectivement une précision comparable, mais la résolution du modèle photogrammétrique est largement supérieure.

Le M.N.T. a été élaboré grâce à un code open source développé à l'IGN et appelé MicMac (Multi Images Correspondances par Méthodes Automatiques de Corrélation) (Pierrot Deseilligny and Clery [2012]). Par rapport à d'autres logiciels disponibles (PhotoModeler, OpenMVG ou encore PMVS), ce code est plus complexe à utiliser (aucun interface graphique), mais plus précis et présente une plus grande souplesse lors du traitement des données (Bretar et al. [2013]).

Mapping complex terrain : highlighting crucial parameters influencing the photogrammetric DEM quality.

C. Mezon^{1,2}, R. Antoine², C. Fauchard², A. Finizola¹, A.
Normier³, M. Marsella⁴, S.Scifoni⁴, J. Lacogne² and T. Ricci^{5*}

¹*Laboratoire GéoSciences Réunion, Université de la Réunion,
Institut de Physique du Globe de Paris,
Sorbonne Paris Cité, CNRS UMR 7154,
Saint Denis, La Réunion, France.*

²*Centre d'Études et d'Expertises sur les Risques,
l'Environnement, la Mobilité et l'Aménagement,
Laboratoire Régional de Rouen, France.*

³*O.R.A. (Observer Relever Analyser) association - "Wings for science" project,
Maison des associations, Paris, France.*

⁴*Department of Civil, Constructional and Environmental Engineering,
Sapienza University, Rome, Italy and*

⁵*Instituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia, Sezione Roma 1, Rome, Italy*

3.1.1 Abstract

Photogrammetry is tested as a cost-effective tool to generate Digital Elevation Model (DEM) in complex relief areas. A photogrammetric DEM of the Stromboli volcano summit area was built using 39 pictures. A free open-source stereovision software named MicMac rebuilt the 3D geometry of the scene.

To determine the abilities of photogrammetry in terms of resolution and precision, this model is compared to a Light Detection And Ranging (LiDAR) DEM. The DEMs comparison shows that the photogrammetric approach provides higher resolution (up to 100 times) and a good precision (95.7% within 1 m from the LiDAR).

The lighting of the scene influences the resolution of the DEM, but seems not critical for the accuracy of the DEM. Edges effects are pointed out around areas hidden from the aircraft trajectory (especially because of sharp changes in slope). The DEM presents low accuracy in these areas, but not necessarily a bad resolution.

3.1.2 Introduction

All scientific research dealing with the earth's surface require topographic informations such as elevation, slope and roughness. Photogrammetry, as a powerful method that generates depth maps by means of differently oriented images, allows the calculation of coordinates in a 3D space. This method is here applied to DEM generation, on an area of complex relief.

In the last decade, the development of low cost, high quality digital camera and powerful computers have led to a significant improvement of the photogrammetric method for the reconstruction of 3D structures. Since it is evident that the knowledge of the abilities of the method is necessary to its usage, the present study was undertaken for the purpose of improving the comprehension of the parameters influencing his quality, in terms of resolution and accuracy.

For the most part, DEMs have vertical accuracies ranging from 1 to 10 m, depending on the methods used to acquire the data (Bolstad and Stowe [1994]; Hodgson et al. [2003]). Vertical accuracies of 15 cm to 1 m could be obtain with LiDAR (Gomes Pereira and Wicherson [1999]; Hodgson et al. [2003]; Reutebuch et al. [2014]). Generally, the accuracy of these data increases with the density of initial point (Gong et al. [2000]).

Photogrammetry has been compared to others technique, such as Shuttle Radar Topography Mission (SRTM), or interferometric synthetic aperture radar (InSAR) technique for DEM generation (Sefercik [2007]). This particular study highlight that photogrammetry provides better accuracy for open and flat terrain than the others techniques tested. (Gong et al. [2000]) test various factors on the accuracy of the DEMs, such as the sampling interval, inclusion or not of feature points, relief...etc and noticed that generally speaking, the accuracy of DEMs decreases with an increase in relief, even if it could not be the case.

This article propose a comparison of a photogrammetric DEM to the widely used Li-

DAR on an area of complicated relief, LiDAR acting as the reference method. This kind of comparison is rare, because of the cost of the LiDAR acquisition, and exceptional considering the four months between the two acquisitions. After the results of the comparison, a discussion is proposed to reveal some critical parameters, on such complex topography environment, responsible of modifications of the quality (accuracy and resolution) of the photogrammetric model.

3.1.3 Data Acquisition

3.1.3.1 Area of interest

The island of Stromboli is the emergent portion of a submarine stratovolcano which rises from the bottom of the Tyrrhenian Sea to 924 m above sea level. Stromboli is the northernmost island of the Aeolian volcanic arc and the studied area is located in the upper part of the edifice (Figure 3.1a).

Stromboli volcano presents a cone shape with steep slopes. The investigated zone located near the active vents, is vegetation free and exhibits some sharp changes in slopes. This area ($\approx 5.10^5 \text{m}^2$) could be caricatured as two flanks (slopes about 35°), on both sides of a crest, extending in the NE-SW direction. This crest is actually a structural limit, delineating the upper rim of the Rina Grande sector collapse (Figure 3.2a). Another structural limit, located Southward from the crest, is the Neo-Stromboli crater (Figure 3.2a), which represents a lithological boundary. Massive lava flows, characterized by red patina, are located outside (Eastern side) the crater boundary (Figure 3.2a). These red outcrops, displaying sweeping change in slopes, belong to the Vancori period.

The refilling crater area (Western side), also affected by few sector collapses Northwestward, is made of ash and lapilli from the ongoing activity (Francalanci et al. [2013]). The current activity of Stromboli consists of intermittent mild explosions (every 15-20 minutes) and ejects scoriaceous bombs, lapilli, and ash (Ripepe et al. [2001]; Chouet et al. [2003]).

3.1.3.2 Data acquisition

3.1.3.2.1 Photographs acquisition

Pictures were taken in the framework of the non-profit scientific flights operated by the association "Wings For Science" on the 27th January 2012 between 11 h 30 and 12 h, from an ultra-light gyroplane with a hand-held camera (Canon EOS 5D, Mark II). The flight crosses the studied area from the South to the North of the volcanic edifice, at an altitude of about 1150 meters a.s.l., by the East flank (Figure 3.1b). Unlike other aerial systems, gyroplane offers manoeuvrability at low speed, despite any turbulence. Moreover, modifications of the mission planning can be immediately operated for an efficient ob-

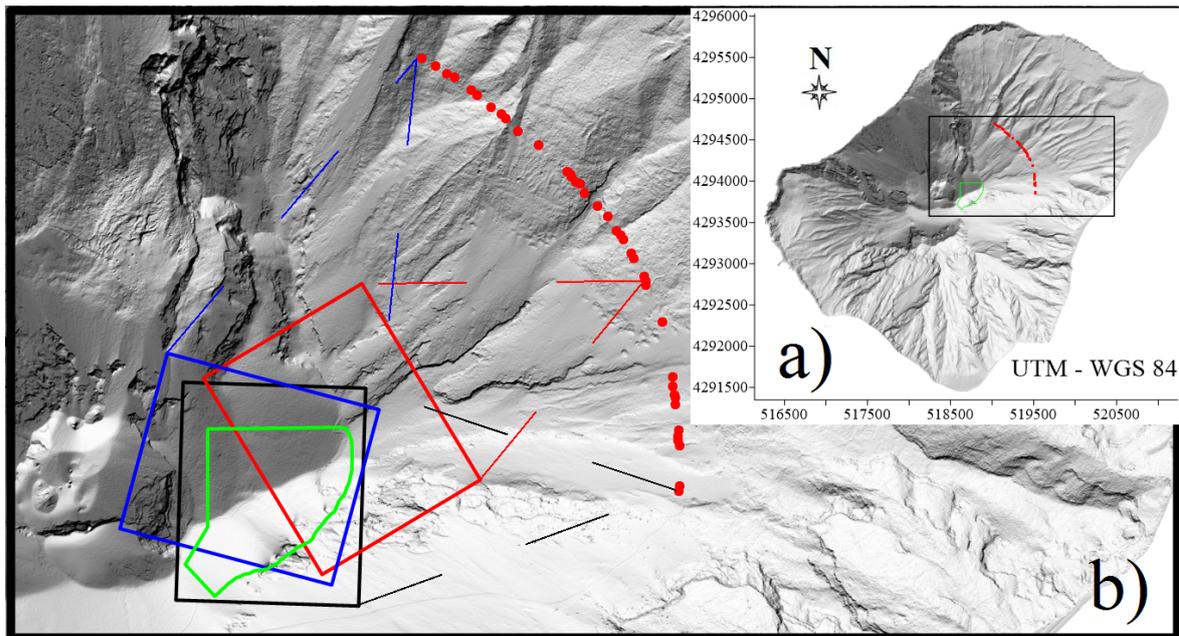


FIGURE 3.1 – a) Shaded relief map of Stromboli volcano obtained by LiDAR. The area surrounded in green fits the studied area. Red dots represent camera's position. b) Zoom over the area of interest : colored rectangles represents the soil surface catch on photographs.

servation.

Photographs taken during an explosion or unfavourable light conditions were removed before photogrammetric processing. Finally, 39 pictures with an average pixel area of 5 cm^2 were selected (focal length : 70 mm, number of pixels : 5616×3744 , sensor size : $23.9 \text{ mm} \times 35.8 \text{ mm}$, exposure time comprised between $1/1000 \text{ s}$ and $1/640 \text{ s}$). As it is shown in the Figure 3.1b, there is a significant overlap between photographs (at least 60%).

Finally, more photographs were chosen to map the North flank, because of the unfavourable lighting conditions (see Figure 3.2a) caused by the shadow of the crest at midday (North flank is visible on 33 photographs whereas the South flank is visible on 19 pictures only).

3.1.3.2.2 Airborne Laser Scanning (ALS) data acquisition

ALS survey was performed on 5th, 6th and 10th May 2012 using an Optech Gemini ALTM sensor based on a fully automated continuous multi-pulse technology that provided very dense and accurate 3D points. The nominal accuracy of the coordinates is ranging between 0.05 and 0.30 m in the horizontal and vertical direction depending on the selected operational parameters. The survey, performed at about 1500 m a.s.l. and adopting a nominal field of view of 50° , collected data at a density up to 12 points/ m^2 along 15 overlapped strips covering the entire island. The ALS sensor was coupled to an high resolution digital camera ADS80-SH82 that acquired images adopted for rendering the surface model and to extract orthophoto maps.

3.1.4 Data processing

3.1.4.1 Photogrammetric treatment

Apero-MicMac (*Aérotriangulation Photogrammétrique Expérimentale Relativement Opérationnelle - Multi-Images Correspondances, Méthodes Automatiques de Corrélation*) is a free, open-source and multi-view stereo software (Pierrot Deseilligny and Clery [2012]) (more informations are available at <http://www.micmac.ign.fr/>) which generates 3D models out of pictures taken from arbitrary positions. Unlike other commercial and open-source photogrammetric softwares, Apero-MicMac is less user-friendly, but its performances are built on strong mathematical development and regular updates, tested in various applications (Bretar et al. [2013]; Fauchard et al. [2013]). The code is also highly adaptable to various acquisition configurations. Three main steps lead to DEM generation : (i) scale-invariant feature transform algorithm (SIFT) (Lowe [2004]) is performed to detect tie points on pairs of photographs; (ii) pictures are oriented one after the other, relatively to a master image and according to the number and distribution of previously detected tie points. At this stage, GPS measurements or ground control points may be taken into account; (iii) an accurate and dense depth map is built with the calculated orientations and then converted into a 3D point cloud by means of an energy minimisation algorithm solved by a multi-scale dynamic programming.

The only camera's parameters needed by MicMac are the focal length and the CCD sensor density in the detection surface.

3.1.4.2 LiDAR treatment

The DEM quality assessment was performed using a validation dataset compounded by previous ALS, in order to evaluate the repeatability on stable areas (man-made structures and rocks), and on a number of GPS control points. This analyses provided an estimate for the average horizontal and vertical accuracy of 0.11 and 0.15 m, respectively.

3.1.5 Results and discussion

The 3D point cloud generated by MicMac (Figure 3.2a) consists of about 9.10^6 points and was georeferenced with three noticeable ground control points. Despite the small amount of GCP for the georeferencing process, the operation was realized on noteworthy points (shelters, pedestrian pathway crossing) (Figure 3.3a). Consequently the order of magnitude of the error made by the georeferencement is in the range of few pixels (pixel size : 2.3 cm). All point cloud characterization were made using Cloud CompareTM, an open-source 3D point cloud and mesh processing software. To calculate the DEM point density (in pts/m²), Cloud CompareTM counts for each point belonging to the cloud, the number of surrounding points included in a sphere whose disc area is 1 m². The point

density of photogrammetric DEM is shown in the Figure 3.2b.

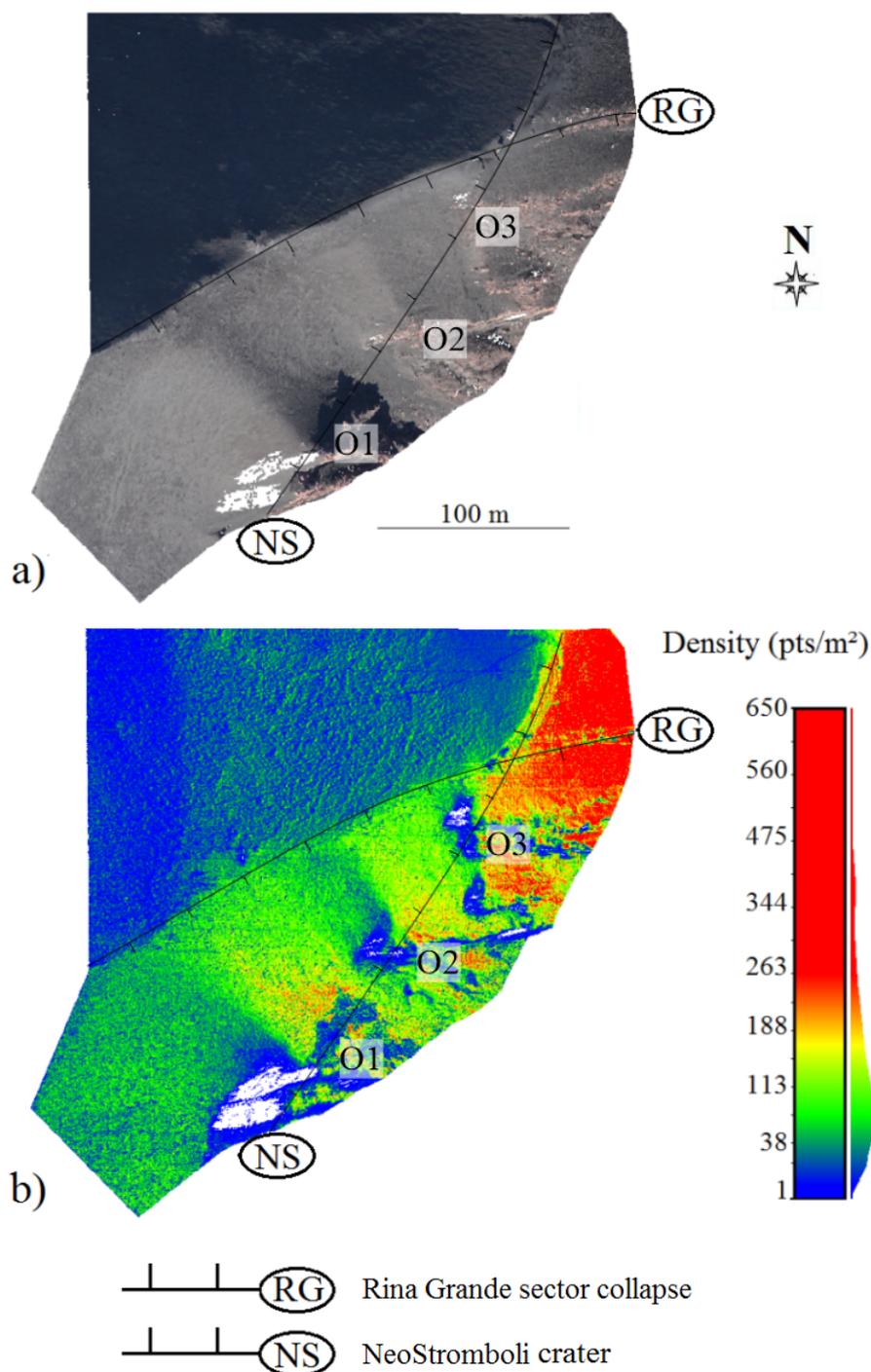


FIGURE 3.2 – a) DEM point cloud after the complete photogrammetric process. The model is made of more than 9 millions of points over a surface of about 5.10^5 m². b) Point density of the photogrammetric DEM. The two main structural boundaries are drawn (the Rina Grande sector collapse and the NeoStromboli crater). The blanked areas correspond to no data areas.

The density map presents a dichotomy between the North flank and the South flank of the crest (Rina Grande sector collapse). The South flank exhibits a wide range of densities, ranging from 0 (blanked areas) to 651 points/m². Blanked areas are exactly located

around the reliefs of Neo-Stromboli outcrops (O1, O2 and O3 in the Figure 3.2). They correspond to hidden surfaces from the aircraft trajectory.

On the other side, the North flank displays a narrower range of densities, ranging from approximately 20 to 100 points/m². The difference of ranges between North and South slopes could depend on (1) the aircraft trajectory, gradually moving away from the studied area producing therefore differences in the pixel size of photographs, or on (2) the shadow generated by the crest on the North flank. The first option seems unlikely to be of primary order, considering the fact that the photographs were taken in burst mode (3 im/s). The second one is more realistic pointing out that the lighting of the scene could be a critical parameter for MicMac processing, making tie points more difficult to find.

In contrast, the density map of the LiDAR DEM (Figure 3.3b) is very homogeneous, with densities ranging from 1 to 8 points/m². The density map of the LiDAR DEM is directly linked to the slope map (Figure 3.3a) : lowest slopes give higher resolution especially on the crest (Rina Grande sector collapse). This correlation is due to the acquisition protocol, the flight altitude being constant, and so independent from the soil slopes.

As clearly shown in Figure 3.2b and 3.3b, the resolution of the photogrammetric DEM can be a hundred times higher than the one of the LiDAR. In turn, the survey was unable to image the entire scene, and blanked areas appear on the photogrammetric DEM, which is not the case with the LiDAR protocol.

To deepen this analysis, a two-stage comparison study was performed by considering the LiDAR DEM as the reference data. First, the $3 \cdot 10^5$ points of LiDAR DEM were meshed according to a Delaunay triangulation tool (Kazhdan and Hoppe [2013]) to be compared with the $9 \cdot 10^6$ points of photogrammetric DEM. We first calculated the mesh to cloud distances to test the LiDAR point cloud triangulation efficiency (more information on distance computation <http://www.geometrictools.com/Documentation/DistancePoint3Triangle3.pdf>). The computation of the signed distances between the LiDAR mesh and the LiDAR point cloud was defined as the length between each point of the LiDAR point cloud to the nearest surface of the LiDAR mesh. The distribution of the signed distances is centered on 0.01 cm and presents a standard deviation of 6.6 cm, so an error lower than the LiDAR precision.

Second, the signed distances between the meshed LiDAR DEM and the point cloud photogrammetric DEM were computed. The signed distances follow a normal distribution centered on 0.06 m with a standard deviation of 0.45 m (Figure 3.4a), meaning that more than 95% of the photogrammetric DEM points are closer than one meter from reference points. This calculation validates the consistency of the photogrammetric method as an accurate and powerful tool for DEM generation.

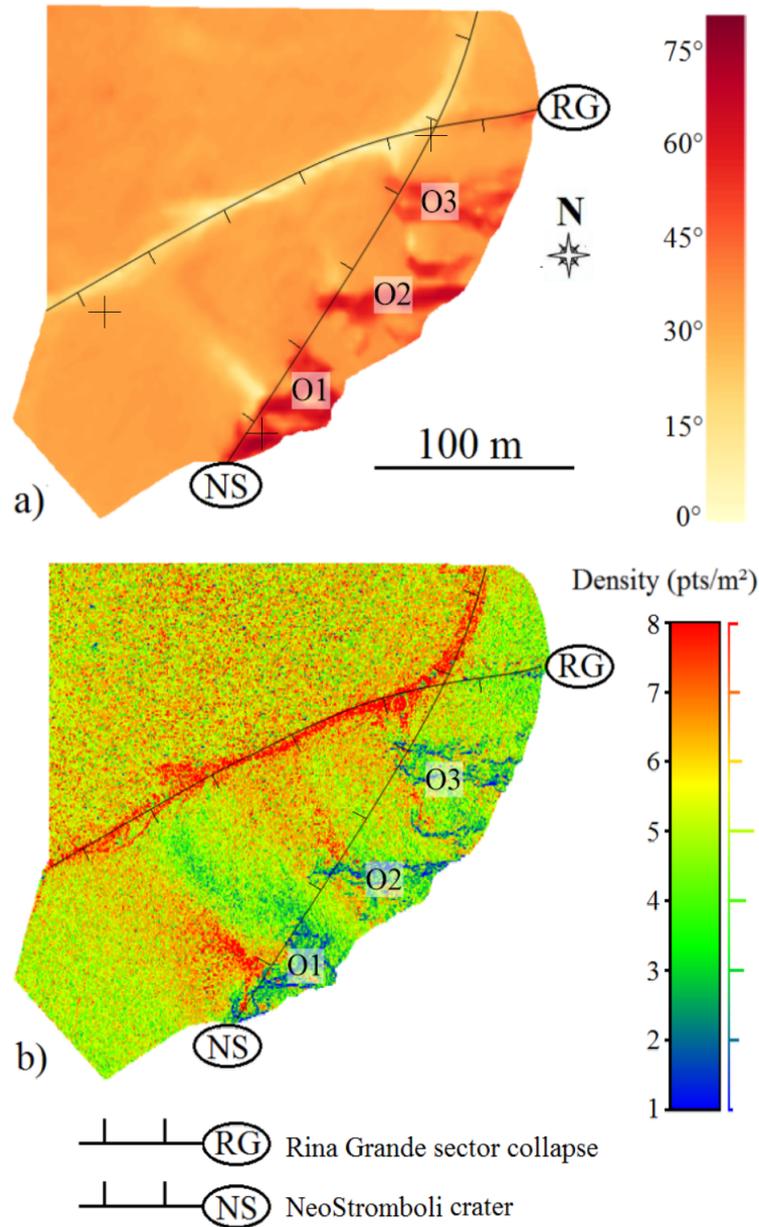


FIGURE 3.3 – a) Slope map of the area of interest calculated from the LiDAR DEM. Black crosses represents GCP positions. b) density map of the LiDAR DEM using the same process that the photogrammetric model.

Nevertheless, there are in the Figure 3.4a, two distinct kinds of anomalies. The first one (A1) is spread out on the Northwestern flank, just near the crest and persists on the Eastern side, giving to this anomaly the shape of a checkerboard. The other ones, presenting higher amplitudes, are located on the Southern flank, around Neo-Stromboli outcrops (O1, O2, O3 in the Figure 3.4a).

The A1 anomaly is characterized by signed distances ranging from 0.3 m to 1.7 m and an important spatial extension. The noticeable appearance of a grid pattern, centered on the Eastern GCP, is known to be due to the approximation done by Aperio-MicMac during the georeferencing procedure (GCPBascule). The UTM kilometric grid used for the geo-

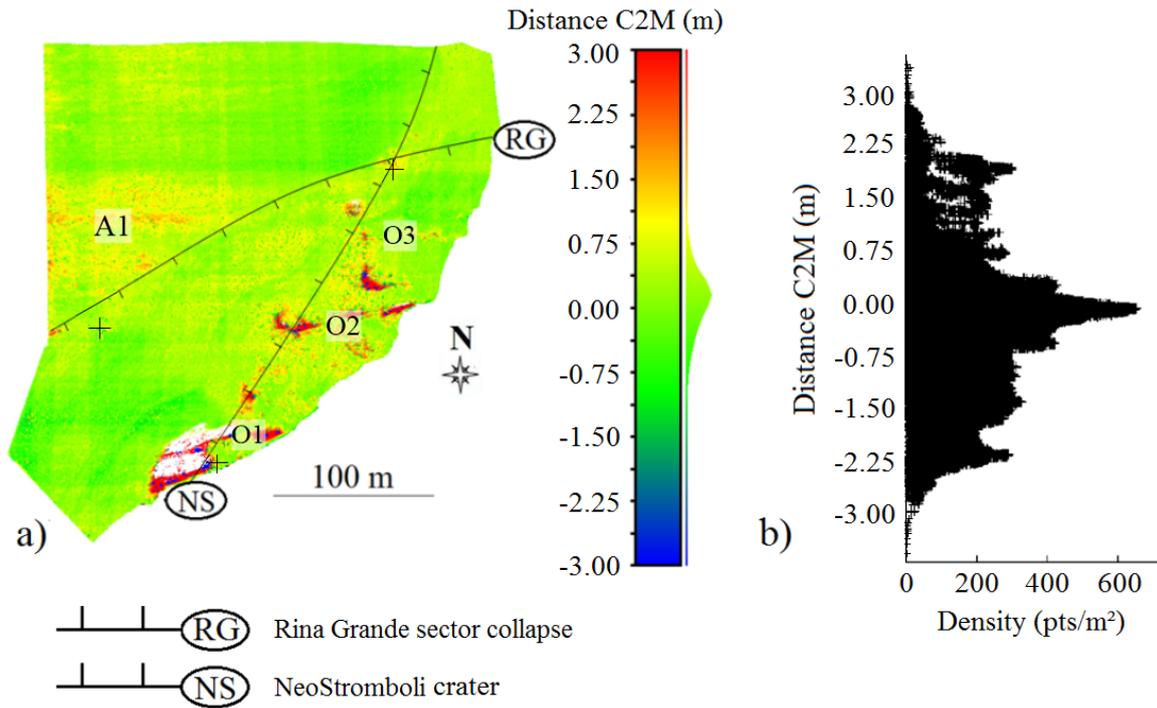


FIGURE 3.4 – a) The map of signed distances between the meshed LiDAR DEM and the photogrammetric point cloud, LiDAR DEM being the reference mesh. Black crosses represents GCP positions. b) Signed distances between the two DEM vs the photogrammetric point density. Correlation coefficient : 0.063

referencement displays large numbers (here around 4294000 in the Y direction) whereas GCPBascule use a 32 bits floating point to encode the coordinates. For coordinates around millions, the least difference that the code can memorise is 0.5 m. Moreover, winter winds blowing in the South-North direction may add to the amplitude of this anomaly. Those winds can remove ashes from the South flank to the North flank. This reshuffle could explain up to 50 cm of accumulation of volcanic ash on the Northern flank, close to the crest (T.Ricci, personal communication). These ashes, as any fine particle located on a slope, could easily be remove with rainfalls, explaining difference in elevation between winter and spring.

The anomalies O1, O2 and O3, observed on the Southern flank are all located around the Neo-Stromboli outcrops. The distance between DEMs could reach 3 m, and sometimes turns from one pixel to the other from 3 m to -3 m. The areas characterized by such distances are mostly located on areas of steep slopes (until 80°). These anomalies might be due to the resolution difference between the two DEMs, and the approximation made by the LiDAR mesh. In fact, when the surface is interpolated from the LiDAR point cloud by three points, there are significantly more points on the photogrammetric DEM to represent the surface. When the slope reaches such values (60-80°), a minor difference in a horizontal direction, leads to a significant difference in the vertical direction, causing this kind of anomaly, positive and negative side by side.

Furthermore, these anomalies are exactly located around blanked areas. There seems

to be an edge effect around the blanked zones of the photogrammetric DEM (Figure 3.2). But regarding to the density map of the photogrammetric DEM (Figure 3.2b), all blanked areas are surrounded by bad resolution ones. This information means that all photogrammetric poorly resolved areas are not equivalent. In fact, the Northern flank exhibits bad resolution, but nevertheless, presents good correlation with the LiDAR DEM. On the other side, each blanked area on the photogrammetric DEM are fringed by areas of bad resolution which correspond to the less precise areas.

This information also explains why there is no correlation between the point density of the photogrammetric DEM, and the map of distances between the two DEMs (Figure 3.4b). This non correlation is of big interest and means that even if MicMac only finds few tie points, they will not necessarily be misplaced. This proves the effectiveness of MicMac and our difficulty to find accuracy indicators of the photogrammetric method.

3.1.6 Conclusion

This work has focused on a static validation of the photogrammetric method in generating high quality DEMs. The photogrammetric model shows a good correspondence with the LiDAR DEM (95.7% of the points are located less than one meter from the LiDAR DEM). In particular two areas present bad correlations and could be explained by the quality of pictures, their ability to image the scene, or by the steepness of the site. Nevertheless, these kind of inconvenients could have been avoided by a better aircraft trajectory or better lighting conditions.

We can not actually determine if the difference in resolution between the north flank and the south flank is directly due to the lighting conditions or to difference in lighting conditions between both flanks. Anyway, the difference in resolution does not substantiate for an equivalent accuracy. A better aircraft trajectory would have allowed to map the whole scene ; and so might prevent blanked areas and inaccurate areas fringing them.

Both methods, LiDAR and photogrammetry presents advantages and inconvenients and seem to be complementary. To built high resolution DEMs, it would be of major interest to combine the two methods, to ensure the precision of the LiDAR technique, with the resolution of the photogrammetric method (Fabris et al. [2010]).

Finally, photogrammetry seems very promising, particularly for his ability to produce ultra densified 3D model. Even if such resolution of the models does not substantiate for an equivalent accuracy, it remains that photogrammetry is a financially viable method to produce high quality DEM especially for low extent inaccessible regions.

3.2 Imagerie du système hydrothermal sommital de Stromboli

Cette étude présente les résultats de mesures TRE issus de 13 profils rectilignes acquis en Mai 2006, Mai 2008 et Mai 2013. En 2006, 8 profils de 64 électrodes ont été acquis avec un résistivimètre ABEM terrameter SAS 4000. Il s'agit de 8 profils parallèles, dont l'espacement inter-profils est de 20 m. L'espacement inter-électrodes est de 5 m, les tomographies de 315 m sont de long. En 2008, 3 profils de 64 électrodes ont été réalisés toujours avec le résistivimètre ABEM terrameter SAS 4000. Ce sont des profils disposés en triangle, dont un longeant la crête (limite supérieure de l'effondrement de Rina Grande), faisant chacun 315 m de long avec un espacement inter-électrodes de 5 m. En 2013, 2 profils de 64 électrodes, perpendiculaires à la crête ont été acquis avec un résistivimètre ABEM terrameter LS. Ce sont des profils parallèles de 126 m de long avec un espacement inter-électrode de 2 m (Fig. 3.5).

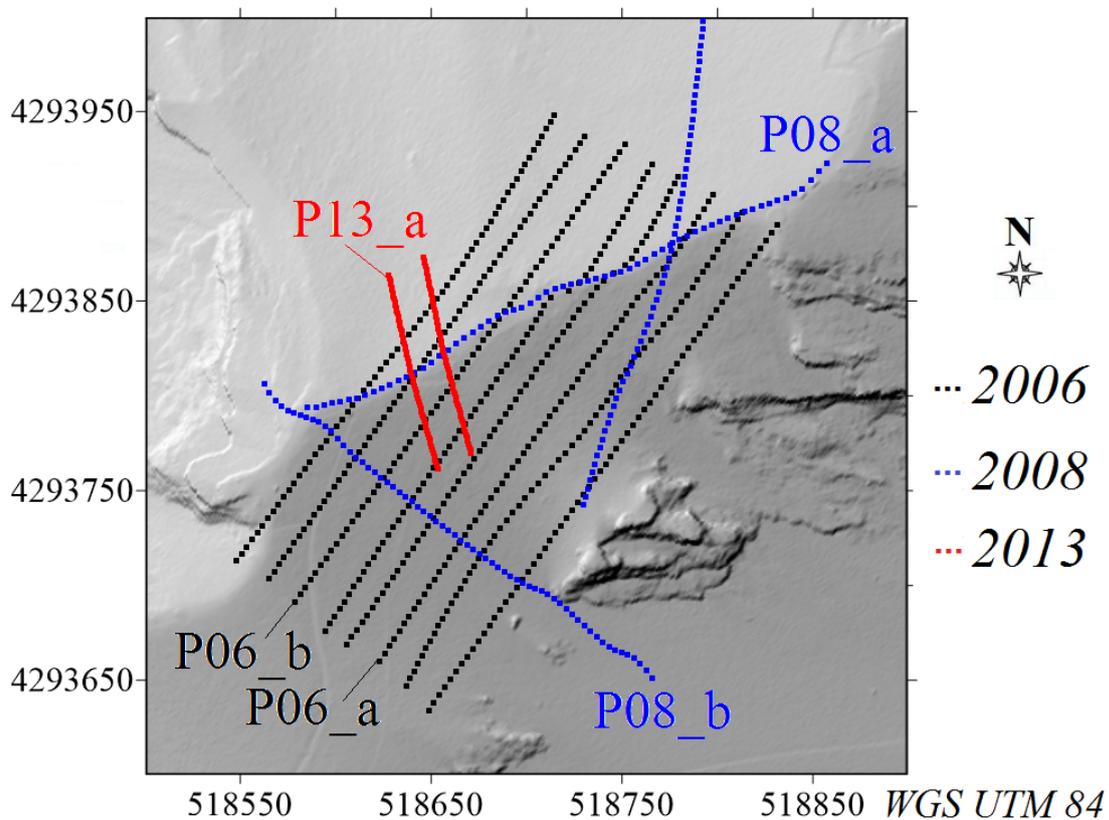


FIGURE 3.5 – Localisation des 13 profils TRE réalisés en 2006, 2008 et 2013.

Dans un premier temps, avant de réaliser les calculs d'inversion, nous avons examiné la qualité des données acquises sur le terrain. Grâce au logiciel X2ipi (Robain and Bobachev [2002]), un logiciel de filtrage de données de tomographie électrique, nous avons pu évincer du jeu de données les mesures susceptibles, car trop bruitées, de perturber la

procédure d'inversion.

Afin de minimiser les conséquences du bruit sur le jeu de données final, il est important que les tensions mesurées sur le terrain soit largement supérieure au bruit de fond. C'est pourquoi toutes les mesures inférieures à 1 mV ont été retirées du jeu de données. Un autre critère a été pris en compte : le facteur d'erreur, qui correspond grossièrement à la répétabilité de la mesure. La résistivité apparente correspondant à chaque donnée est en fait la moyenne de plusieurs mesures (stacks) pour le même quadripôle. Il nous est donc permis de quantifier "l'erreur" sur la mesure, en regardant la variation de résistivité apparente pour des mesures caractérisant exactement la même tranche de sol. Les mesures dont l'erreur était supérieure à 5% ont été retirées.

Finalement, peu de points ont été éliminés du jeu de données, ils représentent en définitive moins de 2% du jeu de données total.

Le logiciel X2ipi propose d'autres types de filtres (ou plus précisément de lissage des jeux de données), et n'ont pas été utilisés dans cette étude. La résolution des problèmes inverses est très dépendante à la fois des erreurs sur les données mais aussi sur les principes numériques de la résolution du problème. En conséquence de quoi, il paraît très difficile de justifier des modifications du jeu de données, tant l'on ne saurait mesurer les impacts de ces modifications, qu'ils soient avantageux ou pernicieux pour les modèles.

Dans cette partie, nous présentons les résultats géophysiques sur la remontée hydrothermale du Pizzo. Dans un premier temps, nous détaillons brièvement la procédure d'inversion. Dans une deuxième partie, par la corroboration des différentes données acquises, nous évaluons le caractère actif du système hydrothermal. Dans un troisième temps nous comparerons les résultats d'inversion de profils par campagne à l'inversion multicampagnes. Finalement, la dernière partie propose le modèle le plus judicieux dans le but de déterminer l'extension spatiale du système hydrothermal actif.

3.2.1 Procédure d'inversion

Les premières applications de la méthode TRE datent du milieu du 20^{ème} siècle, à cette époque les interprétations reposaient sur les résistivités apparentes mesurées. Il a fallu attendre (Tikhonov and Arsenin [1976]) pour présenter une solution au problème inverse, et travailler sur des résistivités interprétées.

L'inversion est une approche mathématique permettant de déduire des paramètres physiques à partir d'observations, ou de déduire des *causes* à partir de l'observation des *effets*. Un phénomène physique obéit à des principes théoriques. L'inversion consiste à redessiner le milieu qui, obéissant à ces lois, fournira le jeu de données mesurées, \mathbf{d}_{mes} . Ces mêmes lois permettent de simuler le-dit phénomène. Dans le cas de la modélisation

directe, on calcule un nouveau jeu de données, \mathbf{d}_{calc} . Cependant le jeu de données mesurées contient du bruit, qui provient simplement de la méthode de mesure.

La réalisation de mesures sur un milieu m^{vrai} peut être symbolisée par l'opérateur F :

$$F(m^{vrai}) = d_{mes} ; F(m^k) = d_{calc} \quad (3.1)$$

Le comportement de l'opérateur F étant non-linéaire, on linéarise le problème via un développement de Taylor du premier ordre :

$$F(m^{k+1}) = F(m^k + \partial m^k) \quad (3.2a)$$

$$F(m^{k+1}) = F(m^k) + \frac{\partial F(m^k)}{\partial m} \cdot \Delta m + \frac{\Delta m^2}{2} \frac{\partial^2 F(m)}{\partial m^2} \quad (3.2b)$$

Où m^{k+1} représente le modèle reconstruit à l'itération $k + 1$, après l'ajout de la perturbation ∂m^k au modèle m^k de l'itération précédente k . Cette relation implique (i) une résolution par itération via le vecteur de perturbation Δm , (ii) l'estimation d'un milieu initial et (iii) la connaissance de la matrice des dérivées de Fréchet (ou matrice de sensibilité) qui représente la variation de potentiel occasionnée par une variation de résistivité. Ce calcul est réalisé pour chacune des mailles du milieu ausculté et est mise à jour à chaque itération. Ainsi, on obtient la principale équation d'inversion :

$$G \Delta m = d_{mes} - F(m) = r \quad (3.3)$$

Le principe entre chaque itération étant de minimiser le résidu r . Ce résidu dans notre cas sera minimisé au sens des moindres carrés, c'est à dire que l'on va minimiser la norme de l'écart entre les données mesurées et les données simulées.

La principale difficulté dans le cas de l'inversion des données TRE est que le problème n'admet pas une solution unique et que la relation entre le modèle et les données est non-linéaire. On dit que le problème est "mal posé". La non-unicité de la solution est renforcée par le caractère expérimental de l'acquisition. La procédure d'acquisition des données implique l'existence de bruit, or l'algorithme va tenter d'expliquer physiquement le bruit, ce qui induit qu'un modèle expliquant parfaitement les données contiendra nécessairement des artefacts.

De plus, numériquement la résolution du problème passe par la minimisation d'une fonction coût (équation 3.3), et rien ne garantit que cette fonction ne présente qu'un seul minimum. En effet, la non-unicité de la solution est induite par l'existence de nombreux minima locaux, ajouté à la non-linéarité du problème, l'espace des solutions se trouve être un espace non convexe. En conséquence, la convergence peut être dans n'importe

quel minima local qui ne sera pas nécessairement le minimum global de cette fonction. Mathématiquement, il a été rigoureusement prouvé que le problème de l'inversion des résistivités électriques présente une solution unique (Kohn and Vogelius [1985]; Sylvester and Uhlmann [1987]), cependant les conditions nécessaires à la reconstruction du profil de résistivité sont inatteignables : les tensions et courants doivent être connus continûment le long des limites du milieu et avec une exacte précision. Or, la TRE explore une zone restreinte, emploie un nombre fini d'électrodes et la précision des mesures est évidemment dictée par l'appareillage utilisé et les conditions de terrain.

3.2.2 Mise en évidence des remontées par couplage des différentes méthodes géophysiques

Comme il a été précisé précédemment, une faible résistivité électrique ne certifie pas la présence d'un système hydrothermal actif (section 2.1.1.4). L'intérêt majeur de travailler avec plusieurs méthodes est de pouvoir comparer les signaux. Sur la Fig. 3.6 sont représentés les signaux thermiques, PS et de TRE sur un profil réalisé en 2013, perpendiculaire à la crête. L'interprétation couplée de ces signaux rend bien compte du bénéfice produit par l'utilisation de plusieurs méthodes. Chaque méthode apporte de l'information, mais aucune d'entre elles ne semble se suffire à elle seule. La thermique rend compte de la présence d'un système hydrothermal actif, avec des températures atteignant les 90°C au niveau de la crête. Cependant, l'information thermique seule rend compte uniquement de la zone où les remontées atteignent quasiment la surface. L'anomalie PS signale l'activité du système sur une zone plus large, et toujours centrée sur la crête. Le fait que la zone anomalique soit plus large, signifie que le signal PS est sensible aux circulations hydrothermales jusqu'à une plus grande profondeur. Enfin, l'imagerie électrique apporte une information en profondeur (ici environ 25 m). Le profil de résistivité nous renseigne sur la géométrie du système en fournissant l'extension latérale du système.

L'activité du système est donc avérée. Étant donné que le jeu de données contient 13 profils, et que le résultat avancé par (Kohn and Vogelius [1985]; Sylvester and Uhlmann [1987]) suggère que l'inversion est améliorée par la quantité de données intégrée sur un même milieu, nous avons réalisé un modèle de résistivité électrique tri-dimensionnel tenant compte de la totalité du jeu de données. Toutefois, ce jeu de données englobe des mesures réalisées lors de trois campagnes différentes. Je propose dans un premier temps de comparer les inversions par campagne et l'inversion simultanée du jeu complet de données, afin de justifier ou non de son interprétation. Dans un second temps le modèle de résistivité le plus adapté est choisi pour définir la géométrie du système hydrothermal.

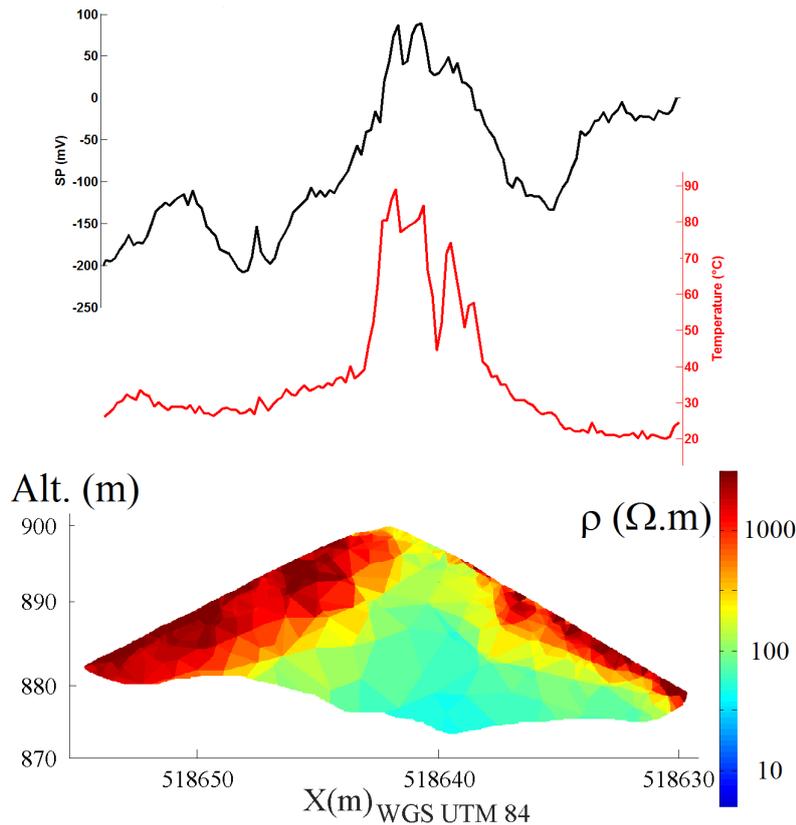


FIGURE 3.6 – Profil P2 acquis en 2013, avec (a) signal en Polarisation Spontanée (mV), (b) signal thermique à 30 cm de profondeur (°C), Modèle de résistivité électrique ($\Omega.m$), erreur RMS : 3.6 %.

3.2.3 Modèles 3D des remontées hydrothermales

Les Figs. 3.7, 3.8, 3.9, 3.10 représentent les comparaisons entre les résultats d'inversion jointe par campagne et l'inversion jointe de toutes les campagnes pour 4 profils, qui sont localisés Fig.3.5.

On remarque sur les Figs. 3.7 et 3.8 un élargissement de la gamme de résistivité. Les structures résistantes approchent les $1000 \Omega.m$ dans le cas de l'inversion de la campagne de 2008, et atteignent les $5000 \Omega.m$ dans le cas de l'inversion simultanée.

Ces deux profils croisent tous les profils réalisés lors de la campagne de 2006. Les croisements (mis en évidence par des pointillés) semblent à l'origine de variations haute-fréquence de la résistivité en sub-surface. Des alternances conducteur/résistant sont présentes le long de ces deux profils. Ces variations sont importantes dans les dix premiers mètres sous la surface et sont compensées par un conducteur très fort (de l'ordre de la dizaine d' $\Omega.m$) plus en profondeur. Ceci doit provenir d'informations contradictoires entre les résistivités apparentes mesurées en 2006 et celles mesurées en 2008.

Effectivement, lorsque l'on regarde les résultats d'inversion de la campagne de 2006 (Figs. 3.9a et 3.10a), on voit que les résistivités de surface sont largement plus grande (500 à $1000 \Omega.m$), que les résistivités de surface sur les profils de 2008, Figs. 3.7 et 3.8 (100 à 500

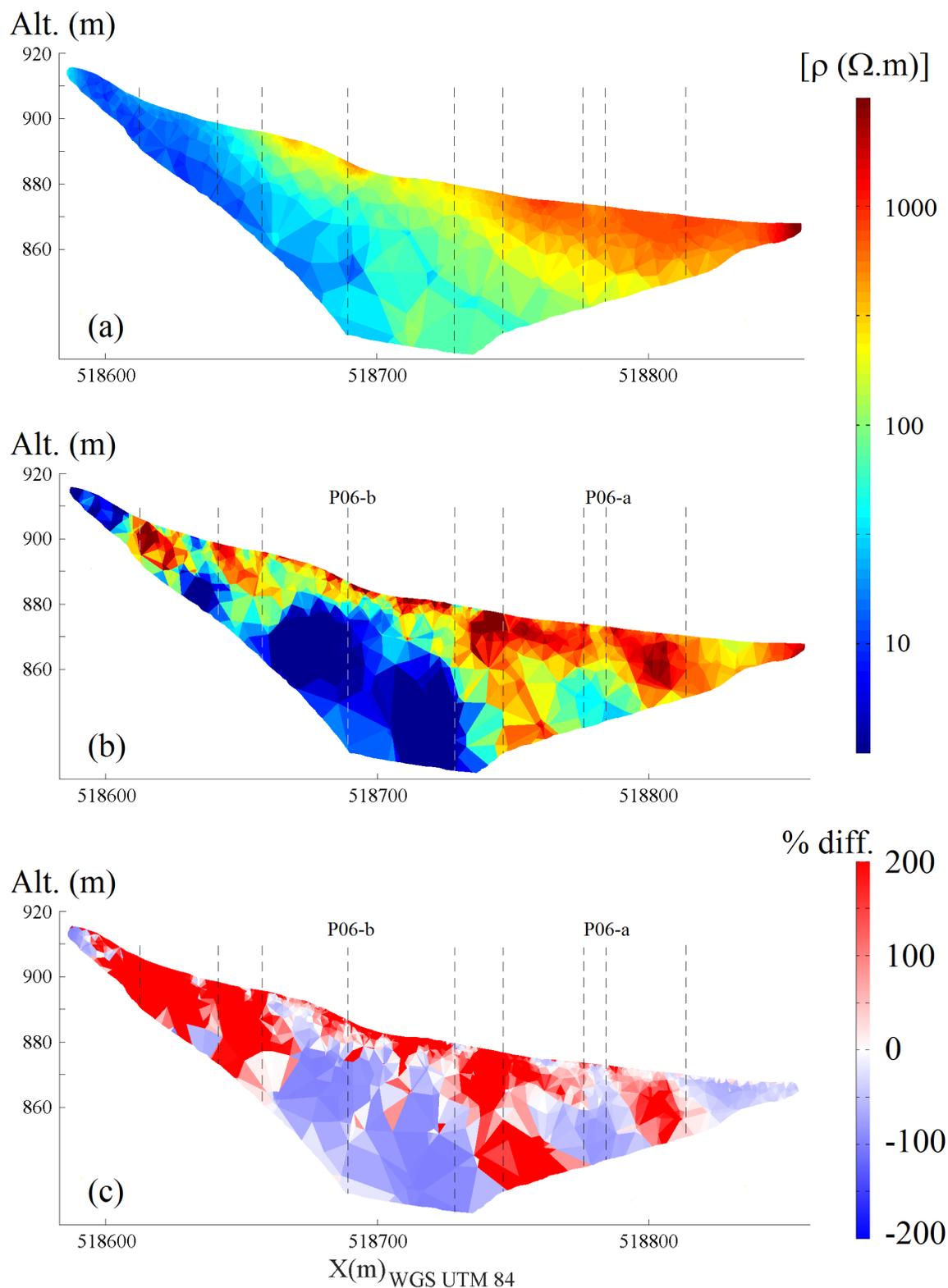


FIGURE 3.7 – (a) Profil (P08-a) du modèle de résistivité de la campagne de 2008. (b) Profil (P08-a) de résistivité du modèle de résistivité de toutes les campagnes jointes. (c) Variation pondérée entre les deux modèles de résistivité, calculée pour chacune des mailles avec la campagne 2008 comme référence. Les lignes en pointillés représentent les croisements avec d'autres profils.

$\Omega.m$).

Ces variations hautes fréquences en sub-surface sont aussi visibles sur les profils de la

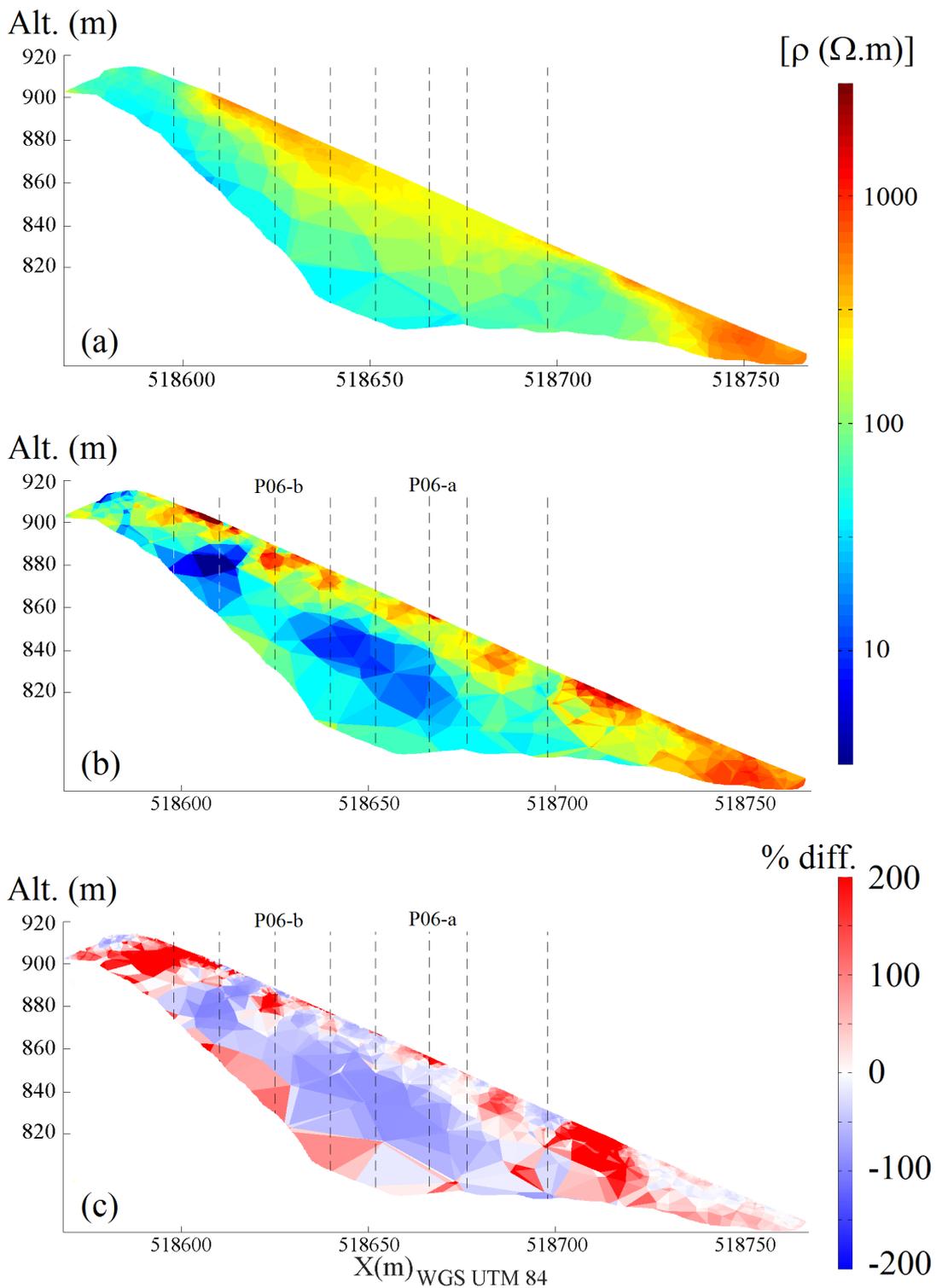


FIGURE 3.8 – (a) Profil (P08-b) du modèle de résistivité de la campagne de 2008. (b) Profil (P08-b) du modèle de résistivité de toutes les campagnes jointes. (c) Variation pondérée entre les deux modèles de résistivité, calculée pour chacune des mailles avec la campagne 2008 comme référence. Les lignes en pointillés représentent les croisements avec d'autres profils.

campagne de 2006, mais moins prononcées (Fig.3.9 et 3.10), il est possible que ces profils présentent moins de croisements avec d'autres campagnes, ou que la campagne de 2006, avec ces 8 tomographies parallèles fournisse une information très dense au niveau de ces

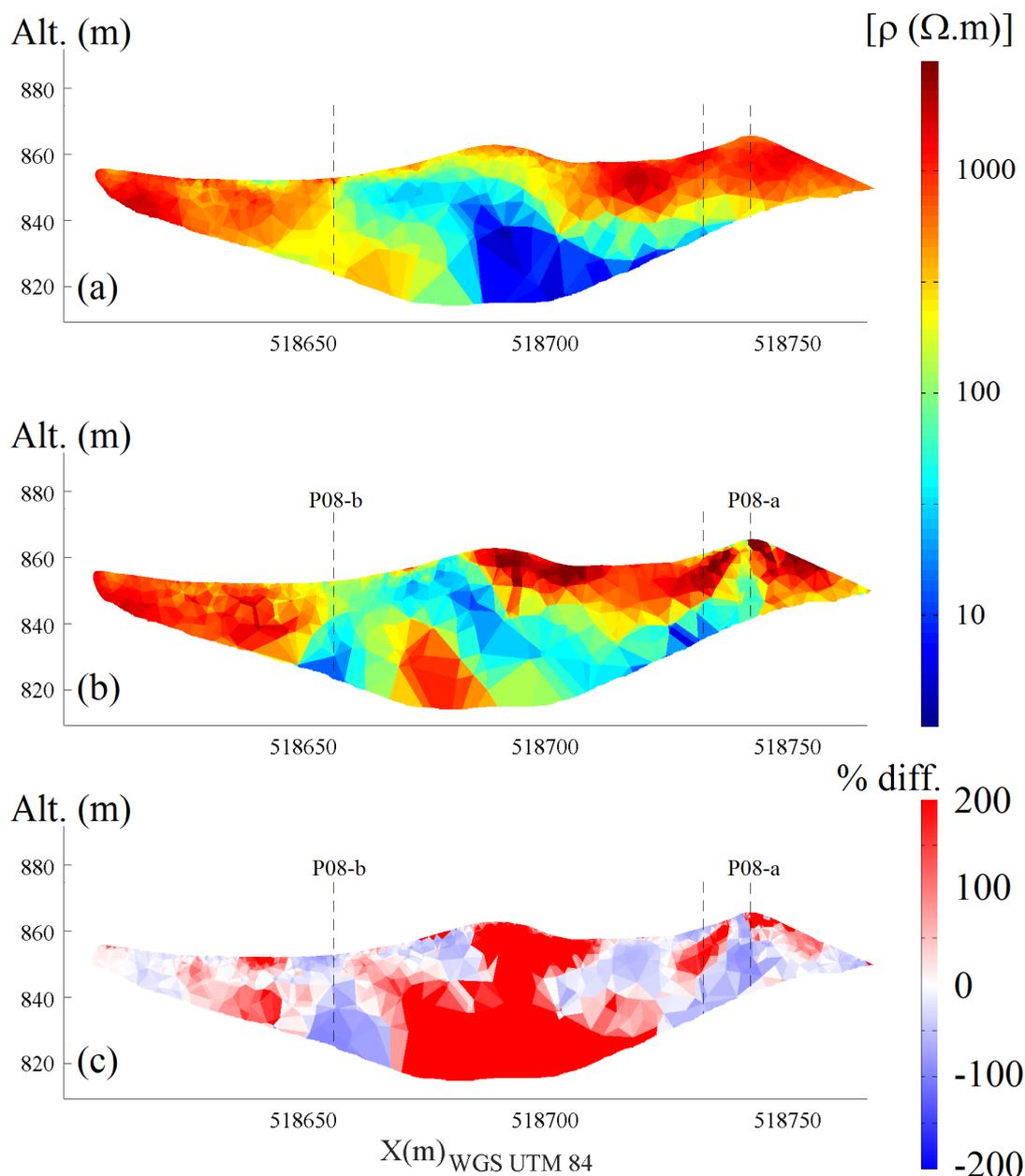


FIGURE 3.9 – (a) Profil (P06-a) du modèle de résistivité de la campagne de 2006. (b) Profil (P06-a) du modèle de résistivité de toutes les campagnes jointes. (c) Variation pondérée entre les deux modèles de résistivité, calculée pour chacune des mailles avec la campagne 2006 comme référence. Les lignes en pointillés représentent les croisements avec d'autres profils.

profils. La comparaison de l'inversion simultanée avec l'inversion de la campagne de 2006 au niveau de P06-b (Fig. 3.9) montre encore une résistivité de surface plus forte. On note aussi l'apparition de deux conducteurs en profondeur au niveau des croisements avec les profils P08-a et P08-b réalisés en 2008. C'est probablement l'apparition du conducteur sous le croisement avec P08-b qui explique l'augmentation de la résistivité du corps résistant profond à l'est de celui-ci.

Le profil P06-b (Fig.3.10) présente les mêmes tendances, les formations résistantes proches de la surface ont vu leur résistivité augmenter dans le modèle d'inversion jointe

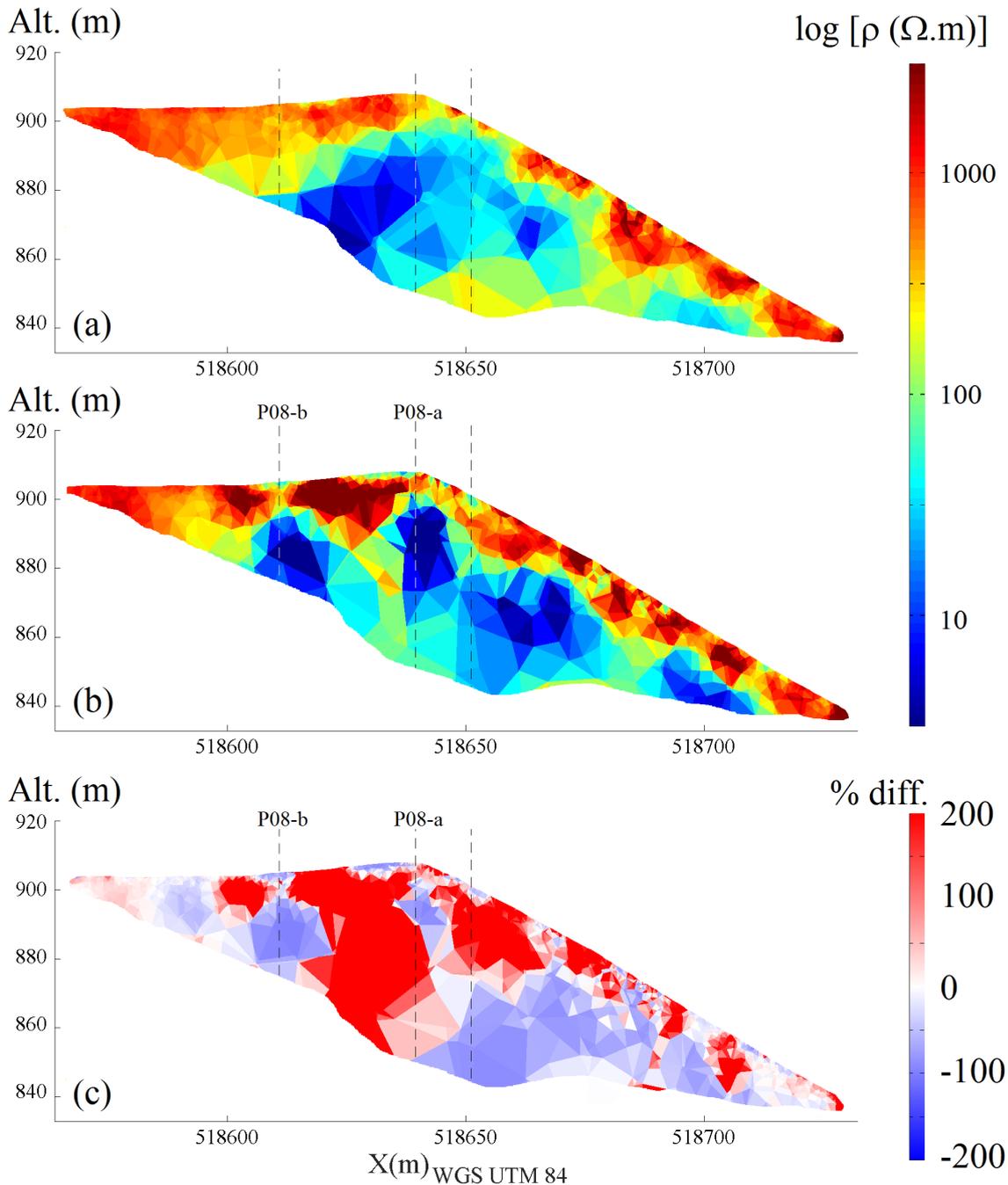


FIGURE 3.10 – (a) Profil (P06-b) du modèle de résistivité de la campagne de 2006. (b) Profil (P06-b) du modèle de résistivité de toutes les campagnes jointes. (c) Variation pondérée entre les deux modèles de résistivité, calculée pour chacune des mailles avec la campagne 2006 comme référence. Les lignes en pointillés représentent les croisements avec d'autres profils.

multi-campagnes (Fig.3.10b). L'augmentation de la résistivité en sub-surface est systématiquement compensée par l'augmentation du caractère conducteur du corps sous-jacent. Ces artefacts, qui sont probablement dus à la compensation d'une structure qui n'existe pas en sub-surface, créent des corps conducteurs sphériques, centrés ou séparés par des croisements avec des profils d'autres campagnes. De même, de petites structures conductrices apparaissent sur le modèle de résistivité multi-campagnes. Elles apparaissent aussi

au niveau des croisements avec des profils d'autres campagnes.

Ces comparaisons entre les inversions jointes par campagne et l'inversion jointe de multi-campagnes montrent qu'il n'est pas anodin d'inverser dans un même modèle des tomographies ayant été acquises à différentes périodes. Il faut noter que ces campagnes, si elles n'ont pas eu lieu la même année, ont néanmoins été acquises au mois de Mai. Il ne nous est pas possible de déterminer ce qui est à l'origine de ces variations, s'il s'agit de la dynamique interne et donc d'un milieu qui a évolué entre les campagnes ou s'il s'agit d'un évènement pluvieux récent qui aurait pu, par exemple, abaisser les résistivités apparentes.

Il faut tout de même souligner le fait que l'inversion jointe de toutes ces campagnes ne change pas fondamentalement la structure globale du milieu. Les contrastes de résistivités sont exacerbés et l'inversion jointe favorise l'apparition de petites structures, résistantes ou conductrices. Ces petites structures ne semblent pas cohérentes avec la géologie du milieu, et ne sont pas imagées par les inversions jointes par campagnes. Les modèles 3D d'inversion par campagne présentent des résultats beaucoup plus lisses, avec des limites entre les corps conducteurs et corps résistants beaucoup plus diffuses que dans les modèles de l'inversion multi-campagnes. Ces résultats semblent plus en adéquation avec les connaissances du milieu.

Il nous paraît donc plus judicieux, à l'échelle où l'on travaille, i.e. à l'échelle de la zone de fractures, de favoriser les modèles d'inversion par campagne, moins à même d'être impactés par les artéfacts de l'inversion jointe de campagnes asynchrones, même si la quantité de données est moindre. La campagne de 2006, regroupant 8 profils traversant la crête est de ce fait la campagne la plus pertinente pour proposer un modèle des remontées hydrothermales présentes au niveau du Pizzo.

La Fig. 3.11 représente le modèle de l'inversion jointe de la campagne de 2006 (erreur RMS : 11.2%). Les deux profils choisis pour représenter le modèle sont perpendiculaires : un longeant la crête et un perpendiculaire à celle-ci. On note que la remontée hydrothermale est tri-dimensionnelle. Elle est centrée sur la crête, et le long de la crête remonte vers le Pizzo. Sur les deux profils représentés, la température *in situ* mesurée à 30 cm de profondeur est aussi représentée Fig. 3.11 b,c et montre une excellente corrélation avec la résistivité électrique du sous-sol. Les zones de remontées (conductrices) imagées par la TRE sont aussi des zones où les températures mesurées sont anormalement chaudes.

Ces profils ont été tracés stratégiquement dans le modèle 3D de résistivité obtenu avec la campagne de 2006. De ce fait, les croisements entre les deux profils représentés Fig. 3.11 et les tomographies acquises en 2006 sont représentés par des pointillés. On note la présence d'artéfacts, sous la forme de variations haute fréquence de la résistivité en

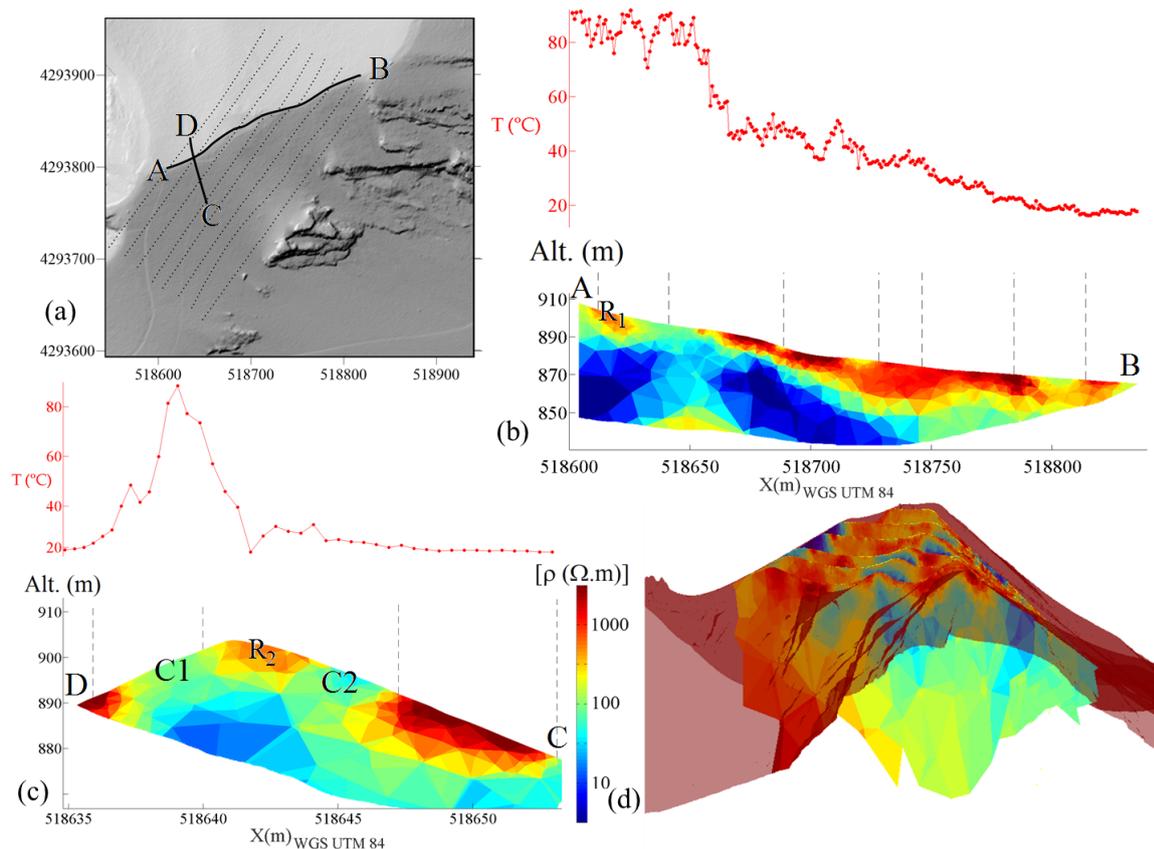


FIGURE 3.11 – (a) Localisation des profils d’acquisition et des profils de résistivité électrique représentés. Profil du modèle de résistivité : (b) au niveau de la crête (A - B), avec un profil de température mesurée *in situ* à 30 cm de profondeur en 2008 ; et (c) perpendiculaire à la crête (C - D), avec un profil de température mesurée *in situ* à 30 cm de profondeur en 2013. (d) Visualisation tri-dimensionnelle du modèle de résistivité de 2006.

sub-surface. Ces artefacts présentent néanmoins des extensions spatiales largement inférieures à l’inversion jointe multi-campagnes.

Le corps résistants R1, situé à proximité du Pizzo semble indiquer que la remontée principale n’est pas située au maximum d’altitude mais plus bas. Ce corps n’était pas mis en évidence par la tomographie réalisée sur la crête en 2008 (Fig. 3.7). Néanmoins, le long du profil D-C (Fig. 3.11c) un corps plus résistant, R2, est aussi situé sur la crête. Ce corps résistant est cerclé par un conducteur (centaine d’ $\Omega.m$), qui se prolonge jusqu’en surface. Le conducteur C1 (Fig. 3.11c) est appuyé par les mesures de températures, ce qui n’est pas le cas de C2. Il faut tout de même préciser que le profil de température C-D a été acquis en Mai 2013, soit 7 ans après l’acquisition des données TRE.

Les remontées semblent bien être délocalisées sur le flanc à proximité du résistant R1. Il est possible, comme en témoigne les mesures de perméabilité présentées en annexe de cette thèse, que ces remontées hydrothermales se décentralisent de la crête à cause de processus de scellage. En effet, les remontées hydrothermales impliquent la cristallisation de minéraux secondaires au niveau des chemins préférentiels de circulation. Ces dépôts

induisent un colmatage de la porosité du milieu, donc une réduction de sa perméabilité. Si la perméabilité décroît, la circulation des fluides peut potentiellement être déviée en sub-surface vers des zones qui seront alors plus perméables que le haut de la zone fracturée.

La TRE nous fournit donc l'image du système hydrothermal. La Fig. 3.12 représente les probabilités cumulées en fonction de la résistivité électrique calculée.

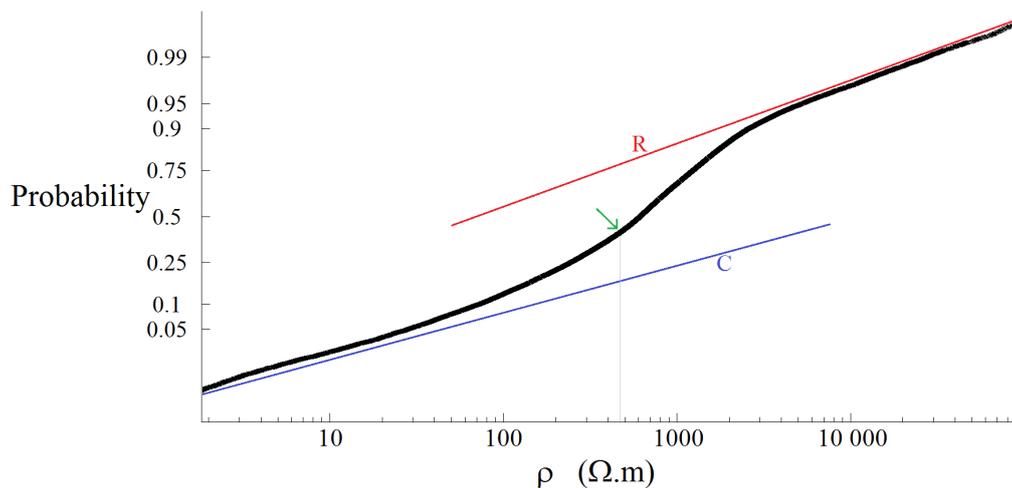


FIGURE 3.12 – Probabilité cumulée en fonction de la résistivité pour l'inversion de 2006.

On distingue parfaitement les deux familles, qui correspondent (R) au corps résistants, soit le milieu volcanique où les pores sont majoritairement remplis d'air, et (C) le corps conducteur, où la porosité est en partie saturée par de l'eau ou de la vapeur d'eau hydrothermale. Ce graphe nous permet d'estimer une résistivité seuil, séparant ces deux familles, et qui est évalué à $450 \Omega.m$. Le modèle de résistivité de 2006 nous apprend que le système hydrothermal remonte au niveau de la crête. Le long de la crête, les remontées sont dirigées vers Pizzo, avec potentiellement un petit corps résistant d'environ 10 m de profondeur qui pourrait être dû à des processus de scellement. Le système hydrothermal s'enfonce en dessous des 50 m de profondeur d'investigation. Les remontées semblent bien être concentrées dans la zone de fracture située au niveau de la limite d'effondrement de Rina Grande. Mais ces remontées hydrothermales sont aussi grandement influencées par la topographie de l'édifice, et témoignent du gradient de résistivité en sub-surface sur le profil longeant la crête (A - B).

En conclusion, l'inversion jointe de données d'une même campagne améliore les résultats. Cependant l'inversion multi-campagnes, impliquant l'amalgame dans un même modèle de données qui n'ont pas été acquises au même moment, semble générer de forts artefacts. En effet, un système hydrothermal actif, où des fluides circulent, est un système dynamique. L'inversion de données asynchrones n'est donc pas viable même si elles ont été acquises à la même période hydrogéologique. Réunir dans un même modèle tout ces

jeux de données c'est finalement fermer l'oeil sur le caractère dynamique de ce type de système. Pour observer le caractère dynamique du système hydrothermal sous Pizzo, un suivi des signaux est nécessaire.

Bibliographie

- P.V. Bolstad and T. Stowe. An evaluation of DEM accuracy : elevation, slope and aspect. *Photogrammetric engineering and remote sensing*, 60(11) :1327–1332, 1994. [57](#)
- F. Bretar, M. Arab-Sedze, J. Champion, M. Pierrot-Deseilligny, E. Heggy, and S. Jacquemoud. An advanced photogrammetric method to measure surface roughness : Application to volcanic terrains in the Piton de la Fournaise, Reunion Island. *Remote Sensing of Environment*, 135 :1–11, 2013. [55](#), [60](#)
- B. Chouet, P. Dawson, T. Ohminato, M. Martini, G. Saccorotti, F. Giudicepietro, G. De Luca, G. Milana, and R. Scarpa. Source mechanisms of explosions at Stromboli Volcano, Italy, determined from moment-tensor inversions of very-long-period data. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 108(B1) :2019, 2003. [58](#)
- M. Fabris, P. Baldi, M. Anzidei, A. Pesci, G. Bortoluzzi, and S. Aliani. High resolution topographic model of Panarea Island by fusion of photogrammetric, lidar and bathymetric digital terrain models. *The Photogrammetric Record*, 25(132) :382–401, 2010. [65](#)
- C. Fauchard, R. Antoine, F. Bretar, J. Lacogne, Y. Fargier, C. Maisonnave, V. Guilbert, P. Marjerie, P.F. Thérain, J.P. Dupont, and M. Pierrot-Deseilligny. Assessment of an ancient bridge combining geophysical and advanced photogrammetric methods : Application to the pont de coq, France. *Journal of Applied Geophysics*, 98 :100–112, 2013. [60](#)
- L. Francalanci, F. Lucchi, J. Keller, G. De Astis, and C. a. Tranne. Chapter 13 Eruptive, volcano-tectonic and magmatic history of the Stromboli volcano (north-eastern Aeolian archipelago). *Geological Society, London, Memoirs*, 37(1) :397–471, 2013. [58](#)
- L.M. Gomes Pereira and R.J. Wicherson. Suitability of laser data for deriving geographical information A case study in the context of management of fluvial zones. *ISPRS Journal of Photogrammetry & Remote Sensing*, 54 :105–114, 1999. [57](#)
- J. Gong, L. Zhilin, H. Zhu, H. Sui, and Y. Zhou. Effects of various factors on the accuracy of DEMs : an extensive experimental investigation. *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, 66 :1113–1117, 2000. [57](#)
- M.E. Hodgson, J.R. Jensen, L. Schmidt, S. Schill, and B. Davis. An evaluation of LIDAR- and IFSAR-derived digital elevation models in leaf-on conditions with USGS Level 1 and Level 2 DEMs. *Remote Sensing of Environment*, 84(2) :295–308, 2003. [57](#)
- M. Kazhdan and H. Hoppe. Screened poisson surface reconstruction. *ACM Transactions on Graphics*, 32(3) :1–13, 2013. [62](#)

- R.V. Kohn and M. Vogelius. Determining conductivity by boundary measurements II. Interior results. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 38 :643–667, 1985. 69
- D.G. Lowe. Distinctive Image Features from Scale-Invariant Keypoints. *International Journal of Computer Vision*, 60(2) :91–110, 2004. 60
- M. Pierrot Deseilligny and I. Clery. Apero, an Open Source Bundle Adjustment Software for Automatic Calibration and Orientation of Set of Images. *Isprs*, XXXVIII-5/ :269–276, 2012. 55, 60
- S.E. Reutebuch, R.J. McGaughey, H.E. Andersen, and W.W. Carson. Accuracy of a high-resolution LiDAR terrain model under a conifer forest canopy. *Canadian Journal of Remote Sensing*, 29 :527–535, 2014. 57
- M. Ripepe, Ciliberto S., and M. Della Schiava. Time constraints for modeling source dynamics of volcanic explosions at Stromboli. *Journal of Geophysical Research*, 106 :8713–8727, 2001. 58
- H. Robain and A. Bobachev. X2IPI Tool box for 2D DC measurements with SYSCAL equipment. *User Manual*, page 25 pp., 2002. 66
- U.G. Sefercik. Comparison of DEM accuracies generated by various methods. *Recent Advances in Space Technologies, 3rd International Conference.*, 2007. 57
- J. Sylvester and G. Uhlmann. A Global Uniqueness Theorem for an Inverse Boundary Value Problem. *Annals of Mathematics*, 125 :153–169, 1987. 69
- A.N. Tikhonov and V.Y. Arsenin. Méthodes de résolution des problèmes mal posés. *Moscou*, 35, 1976. 67

Chapitre 4

Étude de la dynamique du système hydrothermal par surveillance des signaux thermiques et électriques

*« Le temps est l'image mobile
de l'éternité immobile. »*

Platon

Sommaire

4.1	Présentation du jeu de données	82
4.2	Surveillance en Polarisation Spontanée et Température	84
4.2.1	Résumé	84
4.2.2	abstract	86
4.2.3	Introduction	87
4.2.4	Self-Potential sources	87
4.2.5	Dataset	89
4.2.6	Results and Discussion	90
4.2.7	Conclusion	95

4.1 Présentation du jeu de données

Afin de proposer une caractérisation fine de la dynamique du système hydrothermal sommital de Stromboli, cette étude se focalise sur un profil de 25 m de long depuis la crête. Ce jeu de données nous permet de visualiser si la zone fracturée : la crête et les flancs se comportent de la même façon, par rapport aux variations des paramètres externes.

La zone de remontée préférentielle mise en évidence par la prospection géophysique est située au niveau de la crête. De ce fait, nous avons choisi de réaliser ce profil perpendiculairement à cette limite, et de le situer plus particulièrement à l'aplomb d'une anomalie thermique P3 (Finizola et al. [2003]) , cf. Fig.4.1

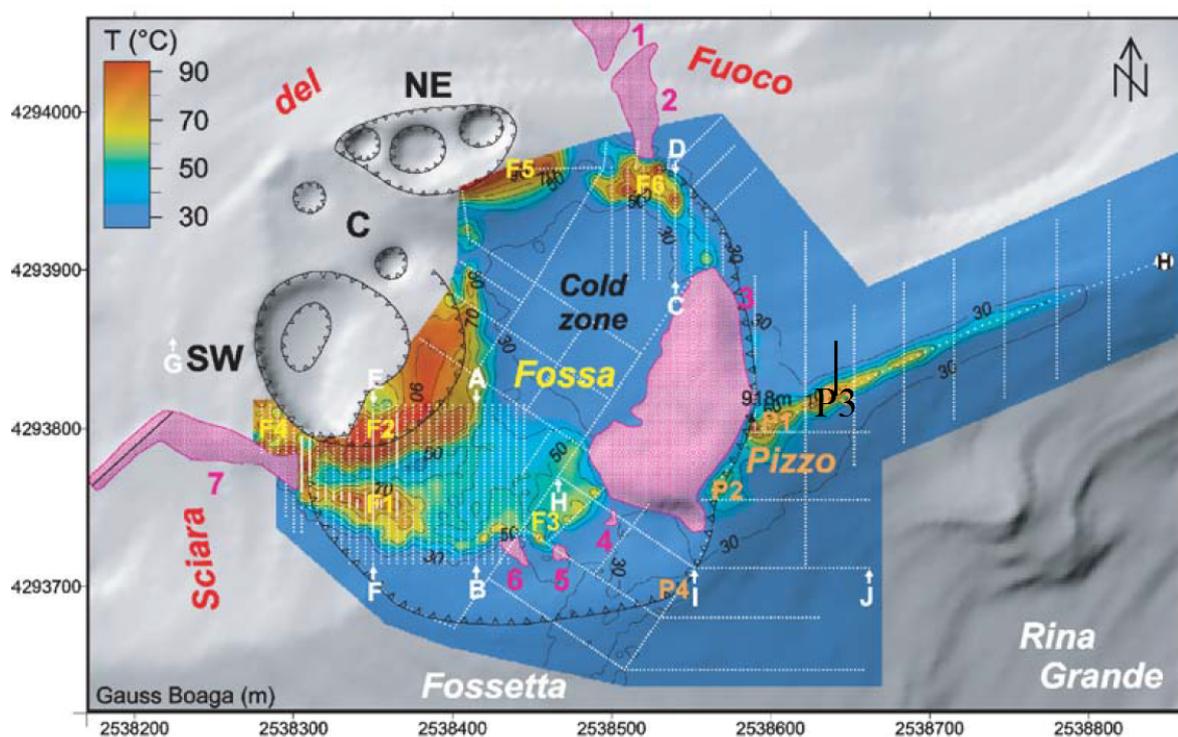


FIGURE 4.1 – Cartographie de la température (°C) à 30 cm de profondeur. L'anomalie P3 relevée par (Finizola et al. [2003]) est pointée, et le profil est représenté en noir.

En Mai 2008, 25 couples de capteurs thermiques et de PS ont été positionnés à 1 m de profondeur le long de ce profil.

Les Figs. 4.2 et 4.3 représentent respectivement les profils de PS et température, à un instant t (ici précisément le 13 Avril 2009 à 13h00). L'espacement entre les capteurs était initialement de 1 mètre, mais après récupération du matériel, 4 couples de capteurs étaient défectueux, et ont été sortis du jeu de données (i.e. situés à 4, 5, 6 et 9 m en dessous de la crête). On remarque que les profils de température et de PS sont très similaires, hormis au niveau de la crête, où l'on note une baisse de l'anomalie PS, alors que la température stagne à 90°C.

Pour chacun de ces capteurs, le signal est enregistré toutes les 5 minutes, via une sta-

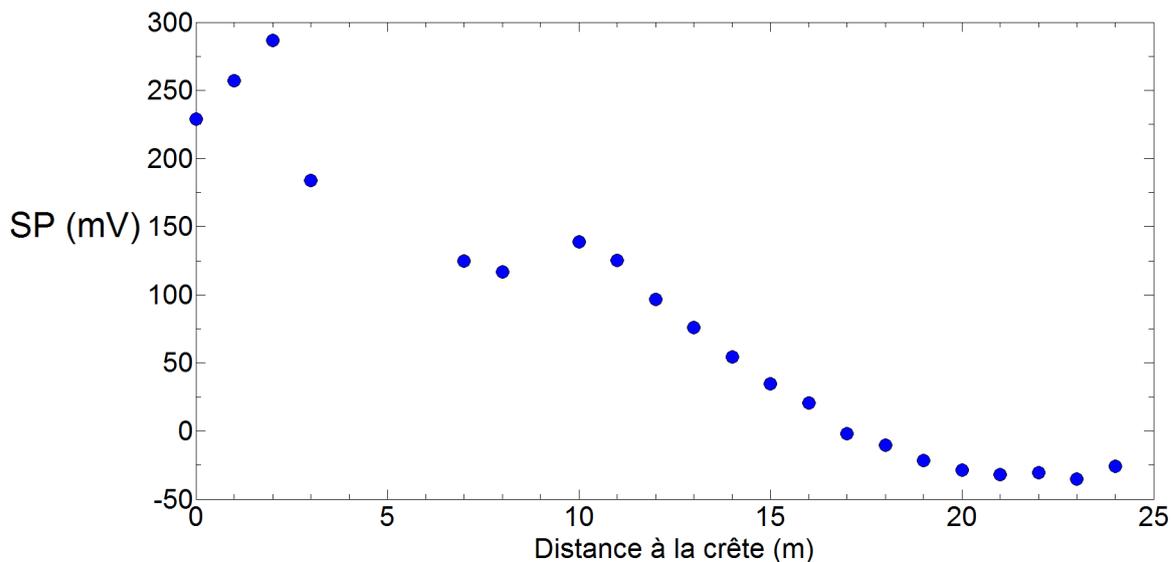


FIGURE 4.2 – Signal de Polarisation Spontanée (mV) à 1 m de profondeur le long du profil monitoré le 13 Avril 2009 à 13h00

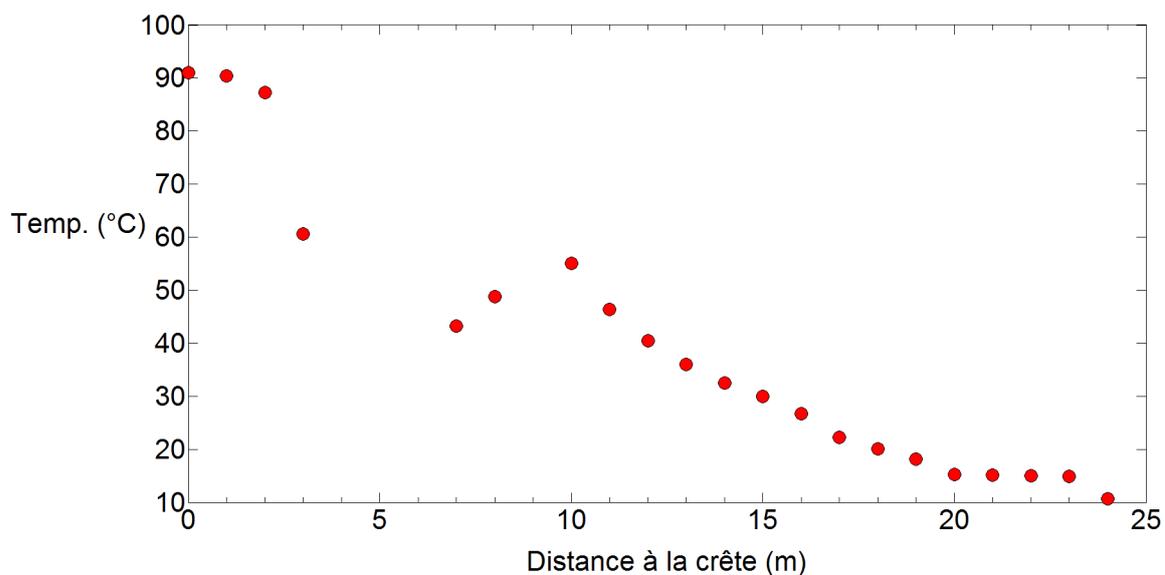


FIGURE 4.3 – Signal thermique (°C) à 1 m de profondeur le long du profil monitoré le 13 Avril 2009 à 13h00

tion de monitoring Campbell Scientific® CR 1000. En Juin 2016, des mesures de perméabilité *in situ* ont été réalisées le long de ce même profil, et seront présentées en annexes de cette thèse.

Ce chapitre, sous la forme d'une publication soumise, propose un modèle conceptuel à l'évolution couplée des signaux thermiques et de polarisation spontanée.

4.2 Surveillance en Polarisation Spontanée et Température

4.2.1 Résumé

Depuis Mai 2008 à Janvier 2012, le système hydrothermal sommital de Stromboli fait l'objet d'une surveillance en signal de Polarisation Spontanée (PS) et de Température (T). Les capteurs sont positionnés à 1 m de profondeur, tous les mètres, sur un profil de 25 mètres de long. Il est disposé perpendiculairement à la crête, caractérisée par une zone de remontée préférentielle des fluides hydrothermaux, mise en évidence par les données de géophysique spatiale (Chapitre 3).

L'analyse des données acquises montrent que l'évolution du signal PS suit des variations saisonnières. Ces variations avaient déjà été mises en évidence par (Malengreau et al. [1994]; Zlotnicki and LeMouel [1990]) sur le Piton de la Fournaise et par (Friedel et al. [2004]) sur le Merapi. Les auteurs avaient conclu à des processus électrocinétiques engendrés par des sources externes, la mesure PS étant une mesure relative. Cependant, notre jeu de données, par la surveillance synchrone des signaux thermiques et PS met en évidence une relation linéaire entre ces deux signaux, avec un coefficient de régression r^2 : $0.95 < r^2 < 0.99$, sur toute l'année 2009. Cette relation linéaire entre température et signal PS avait déjà été mise en évidence par (Friedel et al. [2004]) , sur le Merapi (Indonésie). Les coefficients de régression linéaire sont moins forts dans l'étude de (Friedel et al. [2004]) ($0.7 < r^2 < 0.91$), potentiellement à cause de la pluviométrie, la surveillance de ces signaux ayant eu lieu durant la saison des pluies.

Dans le cas de Stromboli, la relation linéaire liant le signal PS et T ne peut pas être dans sa totalité imputable à un effet thermoélectrique, essentiellement parce que le coefficient liant ces deux signaux subit lui aussi des variations saisonnières.

Nous proposons via cette publication un modèle conceptuel, avec comme source principale de génération de l'anomalie PS l'électrofiltration. Ce modèle prétend que la variation saisonnière de température engendre une variation saisonnière de la couche limite supérieure du système hydrothermal. Le nombre de Rayleigh est proportionnel au gradient de température entre la base et le sommet du système convectif. Nous suggérons que cette variation de température au niveau de la couche limite influence le nombre de Rayleigh du système convectif. D'après ce modèle, la variation saisonnière de PS serait influencée par le changement de dynamique interne, et donc indirectement par la variation saisonnière de température atmosphérique.

Possible electrokinetic origin of a self-potential/Temperature linearity.

C. Mezon^{1,2}, R. Antoine², S. Barde-Cabusson³, E. Delcher¹,
A. Finizola¹, M.L. Carapezza⁴, T. Ricci⁴ and M. Dumont^{1*}

¹*Laboratoire GéoSciences Réunion, Université de la Réunion,
Institut de Physique du Globe de Paris,
Sorbonne Paris Cité, CNRS UMR 7154,
Saint Denis, La Réunion, France.*

²*Centre d'études et d'Expertises sur les Risques,
l'Environnement, la Mobilité et l'Aménagement,
Laboratoire Régional de Rouen, France.*

³*Institute of Earth Science Jaume Almera, ICTJA-CSIC,
Group of Volcanology, SIMGEO (UB-CSIC),
Lluís Sol i Sabarís s/n, 08028 Barcelona, Spain. and*

⁴*Instituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia, Sezione Roma 1, Rome, Italy*

4.2.2 abstract

The cause of the self potential (SP) anomalies in volcanic regions is not clearly understood. It is however admitted, that SP anomaly above hydrothermal systems could lead to hundreds mV amplitudes anomalies, due to thermoelectrical effects, electrofiltration and chemical effects.

We report on SP and temperature observations on a part of the summital hydrothermal system of the Stromboli volcano. 25 couples of SP and T sensors were placed at one meter depth and recorded the signal every five minutes from 2009 to 2012. This study present a linear relationship linking SP and T. This linear relationship could not be entirely due to thermoelectric effects because of the range of the coefficient linking SP and T signals and because of the seasonal variations of this coefficient. We propose that electrofiltration is the main phenomenon linking SP and T above this hydrothermal system, and that the rate of upflowing fluids producing the SP signal is linearly governed by the Rayleigh number of the underlying convective system.

4.2.3 Introduction

Self-potential (SP) signals have been observed within many volcanic and hydrothermal regions (e.g. (Corwin and Hoover [1979]; Massenet and Van Ngoc [1985]; Zlotnicki and LeMouel [1990]; Lewicki et al. [2003]; Hase et al. [2005]; Revil et al. [2008]; Byrdina et al. [2014]; Brothelande et al. [2014])). In many cases, anomalies up to few hundred mV, presenting positive correlation with altitude, are located on active zones while large-scale negative correlation with altitude anomalies characterize the hydrogeological zone, on the mountainsides of volcanoes. These positive anomalies are generally attributed to hydrothermal fluid flows (e.g. (Nourbehecht B. [1963]; Corwin and Hoover [1979]; Zlotnicki and LeMouel [1990]; Michel and Zlotnicki [1998])), and numerical modelling argue for this hypothesis e.g. (Adler et al. [1999]; Ishido [2004]; Adler and Thovet [2010])). Nevertheless others effects such as volcanic activity (Zlotnicki and LeMouel [1990]; Malengreau et al. [1994]; Michel and Zlotnicki [1998]) can be of first order. Chemical and thermal effects could also generate SP signals, but are considered as relatively lower (Nourbehecht B. [1963]; Antraygues and Aubert [1993])).

Monitoring these anomalies on active volcanoes may therefore be a valuable tool to distinguish quantitatively between the different sources of SP and understand the transient phases such as raining events or volcanic activity. (Zlotnicki and LeMouel [1990]) and (Malengreau et al. [1994]) highlighted seasonal variations of the SP signal on La Fournaise volcano, (Friedel et al. [2004]) on Merapi volcano. (Zlotnicki and LeMouel [1990]) and (Malengreau et al. [1994]) proposed electrokinetism as first source of such variations, due to stress variations in the massif in response to internal activity, in addition to thermal inputs. (Friedel et al. [2004]) proposed thermoelectricity supported by streaming potentials, during times of high temperature gradients.

This work is based on one year monitoring of SP, temperature (T) and pluviometry dataset registered on the hydrothermal system of Stromboli volcano, an active volcano belonging to the Aeolian archipelago, 60 km north from the sicilian coasts (Fig.4.4 a). The dataset also highlights seasonal variations of the T and of the SP signal. In this particular case, SP signal variations cannot be due to the internal activity of the volcano. The purpose of this letter is to emphasize the intrinsical relations between fluid flows, temperatures and electrical signals, and to provide a conceptual model explaining the seasonal variations of the SP signal.

4.2.4 Self-Potential sources

When no particular anomalous volcanic activity is detected, SP generation in hydrothermal context is related to the physical properties of the underlying thermally driven convective system. Hence, three main phenomena are responsible of SP anomalies : electrochemical, thermoelectrical and electrokinetic effects which are produced by chemical

gradients, thermal gradients and fluid flows respectively.

4.2.4.1 Electrochemical effects

Electrochemical potentials are generated by a gradient of concentration of chemical species. Indeed, as the transport properties of ions are different especially between anions and cations. Ion diffusion induced by the concentration gradient lead to an unequal distribution of electrical charges, and hence an electrical potential gradient. In geothermal contexts, the amplitude of SP anomalies due to electrochemical effects are usually low (few tens of mV (Nourbehecht B. [1963]), except in areas with metallic conductors (e.g. pyrite, magnetite, copper sulfate, graphite), where anomalies can reach hundreds of mV (Darnet [2003]; Sato and Mooney [1960]).

4.2.4.2 Thermoelectric effects

The thermoelectric effect refers to an electrical potential gradient generated by a temperature gradient. This conversion is called the Seebeck effect. Theoretically, when the temperature increases, thermal agitation of the ions contained in the pore volume increases. Hence, there are more collisions between ions in the heated part of the sample leading to an unequal distribution of the ions velocity. Moreover, since the chemical potential of ions depends on the temperature (Marshall and Madden [1959]; Revil et al. [1999]), a separation of charge appears resulting in a macroscopic electrical potential gradient. Laboratory experiments have been reported by several studies, e.g. (Marshall and Madden [1959]; Rosanne et al. [2006]; Leinov et al. [2010]; Revil et al. [2013, 2016]). The thermoelectrical coefficients measured in laboratories vary between $-0.71 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ and $1.4 \text{ mV}/^\circ\text{C}$, with a mean value of $0.2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ (Zlotnicki and Nishida [2003]), depending on the salinity of the fluid and the grain size of the porous medium (Leinov et al. [2010]; Revil et al. [2016]).

4.2.4.3 Electrokinetic effects

Electrokinetism is the physical process which generates an electrical potential gradient from a fluid circulation. This potential difference results on the contact between solid and fluid phases, both charged. In geothermal context, the solid phase is often negatively charged. Hence, according to the Stern model, part of the positive charges included in the fluid phase are adsorbed on the solid surface, and diffusely spread out in the solution. Thus a charge separation occurs. The fixed part of the electrical double layer (Smoluchowski [1903]; Grahame [1947]) is called the Stern layer and the diffuse layer is called the Gouy diffuse layer. When there is a relative motion between the solid and the fluid phase, a part of the diffuse layer is sheared off. The plane at which such shearing appears is called the slipping plane, with a potential defined as as the ζ potential. The motion of

the outer ions of the electrical diffuse layer induces a convection current I' given as

$$I' = -G \frac{\epsilon \zeta}{\nu} \Delta P \quad (4.1)$$

with ΔP is the pressure difference driving the flow, ϵ is the dielectric constant of the fluid, ν is the viscosity of the fluid, G is a geometrical factor and ζ the zeta potential.

These mechanisms are thus influencing the SP signal measured on the field. The monitoring profile was located on the summit hydrothermal system of Stromboli volcano. The dataset is analysed to determine the first order mechanism of SP generation on this particular system.

4.2.5 Dataset

The studied hydrothermal system is located at 900 m a.s.l (Fig.4.4 b). It has already been emphasized in several studies (Finizola et al. [2002, 2003]; Carapezza et al. [2009]). The crest, being a structural limit, namely the upper rim of Rina Grande sector collapse, has been identified as a main feature of hydrothermal activity at the surface (Finizola et al. [2003]; Carapezza et al. [2009]). The monitoring profile was thus positioned perpendicular to the crest, starting from a temperature maximum (P3 in (Finizola et al. [2003])).

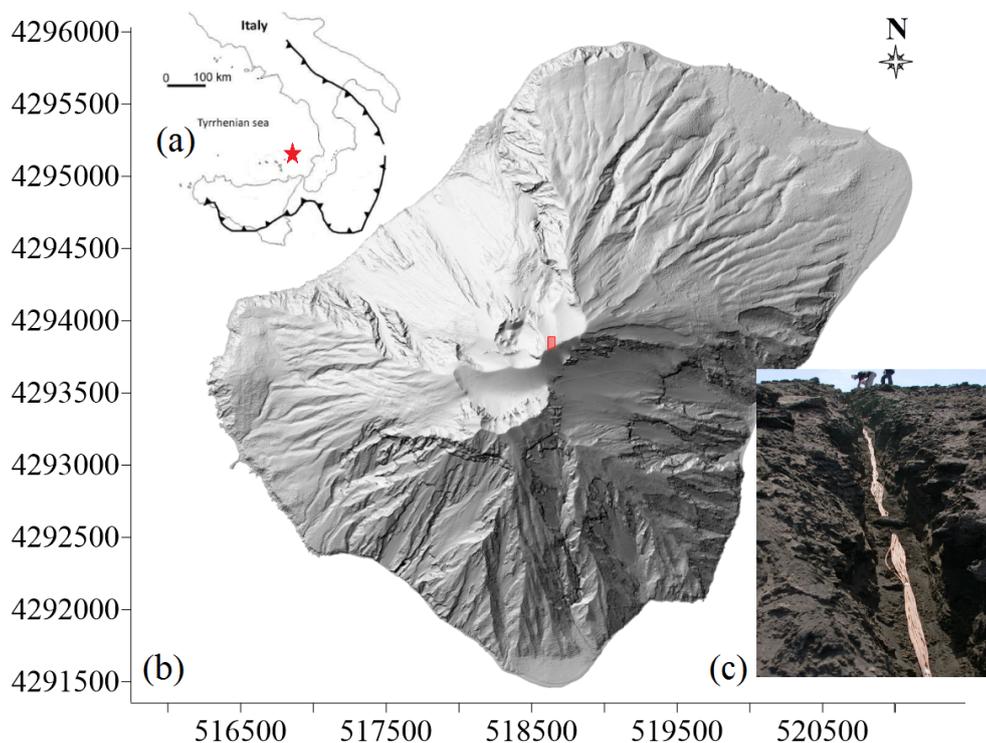


FIGURE 4.4 – (a) Location of Stromboli Island. (b) Shaded map relief of Stromboli volcano, DEM resolution 5 x 5 m (Marsella et al. [2012]). The studied area is surrounded in red (not at scale). (c) Photograph of the monitoring profile (25 m long), sensors are located at one meter depth and the reference electrode is located 8 m downward the first and lowermost sensor.

In may 2008, after digging a trench, 25 couples of SP and T sensors were placed at one meter depth along a straight profile, perpendicular to the crest on the northern flank (Fig. 4.4 c). The spacing between each couples of sensors is 1 m. Hence, the 25th couple of sensors is located on the crest, and the 1st is located 24 m downward. Four couples of sensors were removed from the dataset after the recovery of the apparatus because of technical problems, hence the work is based on 21 couples of T and SP sensors. SP is measured with Copper/Copper sulfate non-polarizing electrodes (temperature effect on this type of electrodes is less than 0.9 mV/°C, (Corwin and Hoover [1979]), (Revil et al. [2016])), and T is measured with thermocouples (K type). The contact between SP electrodes and the soil was improved by adding bentonite. The reference electrode is located 32 m down the crest. A Campbell Scientific® datalogger (CR1000) is recording since May 2008, every five minutes SP and T signals, thanks to multiplexors (AM25T and AM16-32). Except some periods of battery failure, the dataset is composed by 3 years of continuous SP and T signals.

4.2.6 Results and Discussion

Fig. 4.5 shows the SP and T signal variations of the 18th sensor from January 2009 to January 2012.

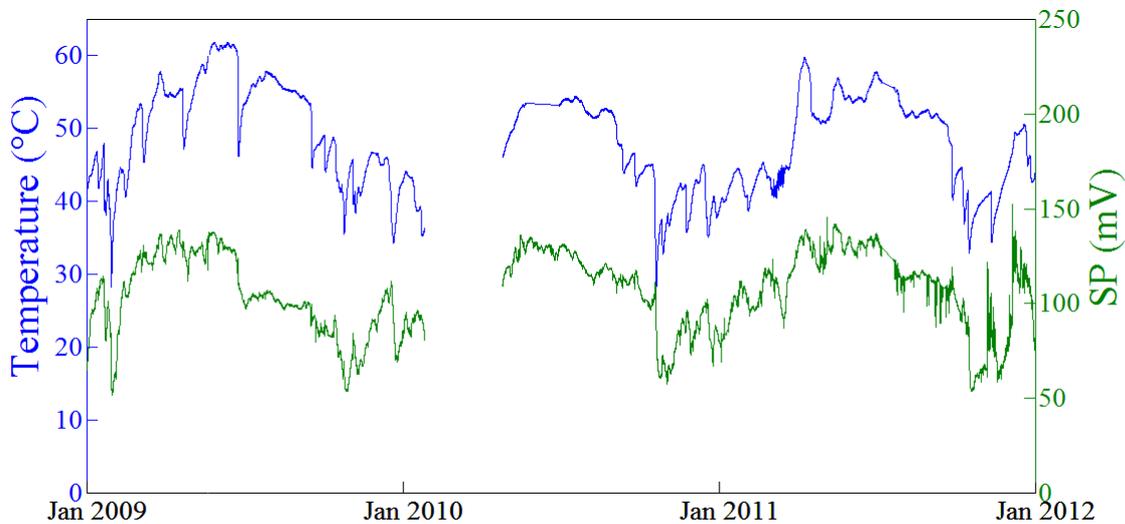


FIGURE 4.5 – Evolution of Self-potential and Temperature signals for the 18th couple of sensors from January 2009 to January 2012.

As one can observe, the SP signal follows seasonal variations, as well as T. This observation is true for each sensor. As mentioned before, seasonal variations of electrical signals had already been emphasized on Piton de la Fournaise (La Réunion Island) (Zlotnicki and LeMouel [1990]; Malengreau et al. [1994]) and electrokinetism due to volcanic activity was determined as source of such signals. The current volcanic activity of Stromboli consists of intermittent mild explosions (every 15-20 minutes) and ejection of scoriaceous bombs,

lapilli and ash (Ripepe et al. [2001]). It is therefore doubtful that variation of volcanic activity could induce such seasonal variation of the SP signal, during three straight years.

Since the SP variations are related to the T variations, and that these two signals might be influenced by the pluviometry, which is available only for 2009; the following analysis is focused on this particular period. The SP signal as a function of the T signal of each sensors is plotted in Fig. 4.6, at two different moments, namely the February 21st 2009 at 14h25 G.M.T. and the August 29th 2009 at 5h40 G.M.T. A linear relationship links all the T and the SP, except for sensors 25 and 24, located on the crest and 1 m downslope respectively. These two couples of sensors indeed behave differently from the others. During a recent field work, we noticed that especially these two sensors were located in areas highly mineralized, because of hydrothermal precipitations. Hence, we suggest that their position in an area with an effective electrical conductivity probably much higher than the others sensors could explain this difference in SP signal.

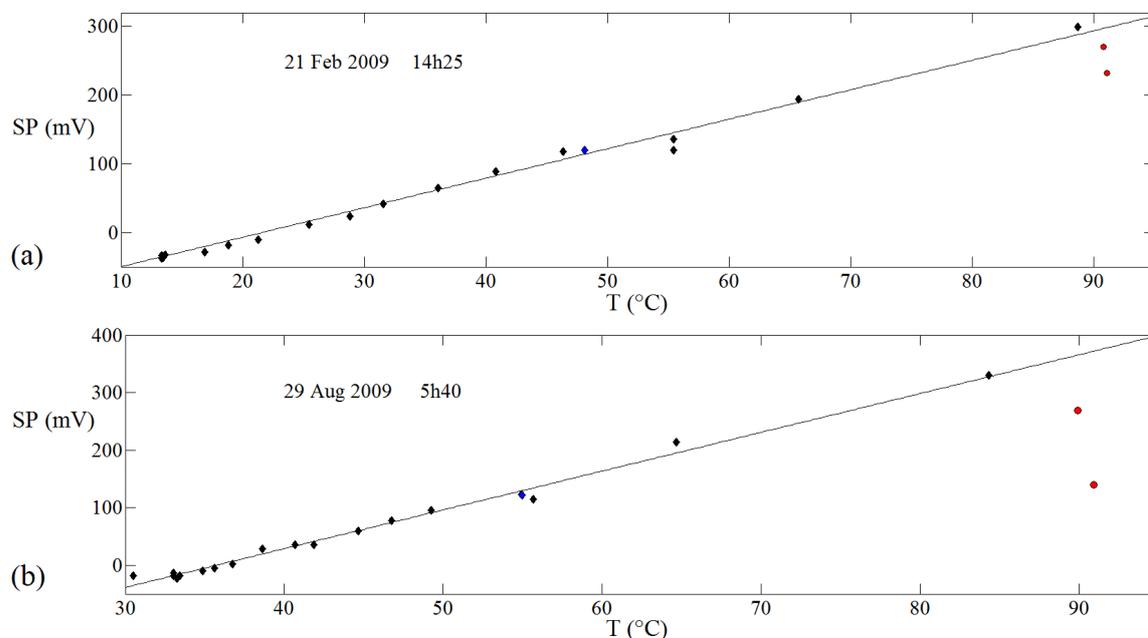


FIGURE 4.6 – Self-Potential as a function of Temperature on the February 21th 2009 at 14h25 (a) and on the August 29th 2009 at 5h40 (b). Each dot represent one sensor, the 18th sensor is depicted in blue. Sensors 24 and 25, located on the crest and always out of the 'line' are depicted by red dots.

This obvious correlation seems first associated to a thermoelectrical effect (see Section 4.2.4.2). Nevertheless, it is absolutely not common in literature to measure 300 mV of SP due to thermoelectric effect, especially when the spatial extension of the measurements is 25 m. As the relationship linking SP and T is available at every timescale, Fig. 4.7a represent the coefficient linking the SP and T signals (in mV/°C) over the year 2009.

First, as observed in Fig. 4.7a, the coefficient of the SP-T relationship varies between 3.41 and 7.07 mV/°C, noticeably out of the measured thermoelectric coefficient in laboratory (see Section 4.2.4.2). Second, this coefficient follows seasonal variations, with higher coefficient in summer, and lower coefficient in winter. Third, the regression coefficient of

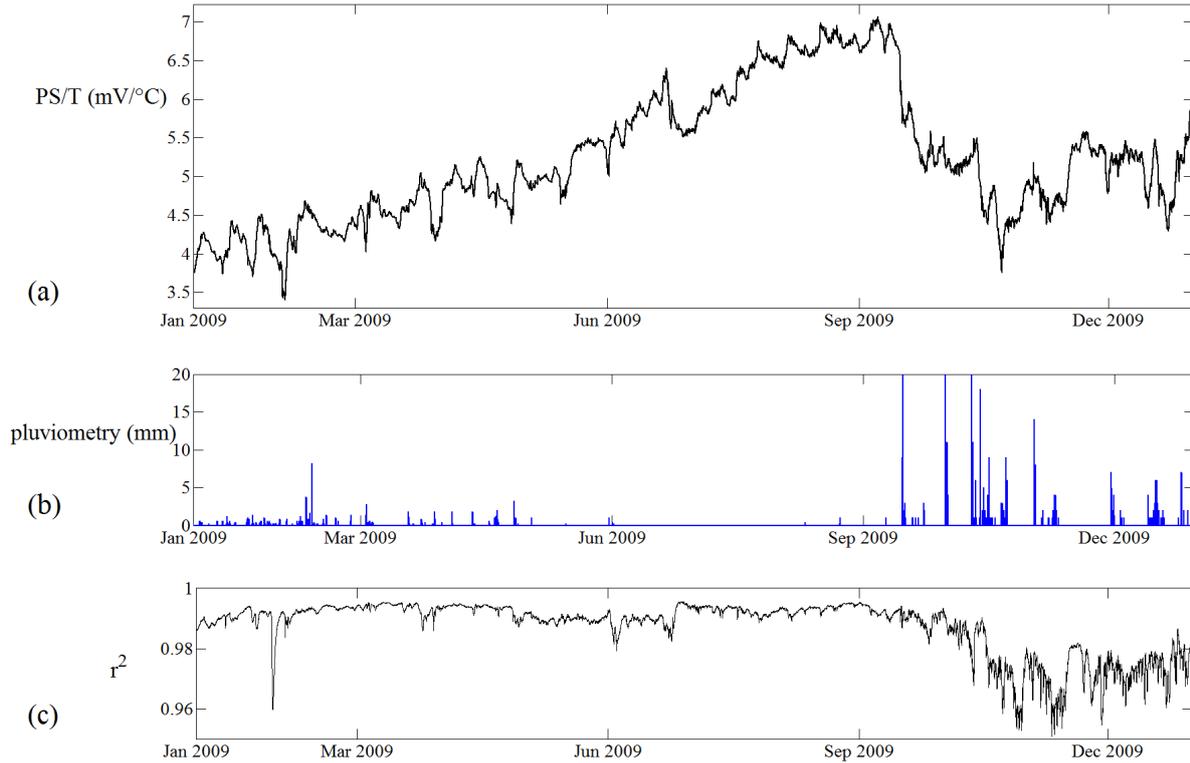


FIGURE 4.7 – Coefficient of the linear relationship between SP and T (a), pluviometry (b), and correlation coefficient for couple of sensors 1 to 23 (c) during 2009.

the relation between SP and T is plotted as a function of time for the year 2009 and comprised between 0.951 and 0.996 with a mean value of 0.987 (see Fig. 4.7). Note, that the weakest value of the correlation coefficient correspond to rainfalls. Fourth, the correlation coefficient is sensitive to another frequency, 17 days. We have no clues about this last observation, inducing variations of about 0.5 mV/°C. Rainfalls seem to impact in a crucial way the correlation between SP and T, inducing strong decreases of the coefficient. Nevertheless, the influence of the pluviometry on the SP/T relation is short-term impact, as one can notice in Fig. 4.5.

Let us consider, that the main source of such relation between SP and T signals is of thermoelectrical order. Then, seasonal variations of the coefficient could be due to a difference in saturation degree of the soil, as most part of rainfalls occurring in wintertime. (Antraygues and Aubert [1993]) present experimental measurements of SP, showing that 80% difference in water content can generate at maximum a 30 mV potential difference (without electrokinetic effect). Hence, the difference in saturation rate is doubtful to explain the seasonal variation of the SP/T coefficient (see Fig. 4.5). Nevertheless, the occurrence of raining events in wintertime changes the conductivity of the pore water, reducing the salinity by adding hyposaline water in the porous medium. (Leinov et al. [2010]) report measurements of the thermoelectric coefficient as a function of the water salinity. The salinity dependance of the thermoelectric coefficient is indeed of major importance, varying from 0.370 mV/°C at low salinity to 0.055 mV/°C at high salinity. However, as one

can notice, the range of thermoelectric coefficient is largely lower than the one registered at Stromboli. Moreover, as the difference in salinity is due to the rain, winter presents lower salinity than summer. Hence, since the variations observed at Stromboli varying from 3.41 mV/°C in winter to 7.07 mv/°C in summer, a variation of the thermoelectric coefficient due to the mere change in salinity of the pore water is not acceptable.

Although our data are not consistent with the thermoelectric mechanism, we could not deny that temperature variations are intrinsically linked to SP variations, since no external or internal mechanism to our knowledge can explain such seasonal variations of the SP signal. In fact, isotherms have to be correlated to electrical equipotentials by another mechanism than the thermoelectrical effect. Considering the amplitude of SP anomalies, we therefore think we are observing an electrokinetic phenomenon.

As mentioned before, the electrokinetism is the potential difference produced by fluid circulation in the porous medium. The main source of fluid circulation above a volcanic hydrothermal system is the thermal convection, ruled by the Rayleigh number

$$Ra = \frac{\alpha_F \rho_0^2 c_F g \Delta T K H}{\mu \lambda_m} \quad (4.2)$$

where α_F is the thermal coefficient of volume expansion of the fluid, ρ_0 is the reference for the fluid density, c_F is the specific heat capacity of the fluid, g is the acceleration due to gravity, ΔT is the temperature difference between the top and the bottom of the system, K is the medium permeability, H is the height of the system, μ is the dynamic viscosity of the fluid and λ_m is the thermal conductivity of the medium. Ra represents the ratio between buoyancy forces and viscous forces, hence the strenght of the convection.

Since one can observe water condensation at the surface, especially on the crest, which is the main upflowing area (Carapezza et al. [2009]; Finizola et al. [2003]), the surface can be considered as the top of the system. Hence, the temperature at the surface, which varies seasonally, imply that the Ra varies accordingly (temperature at the bottom of the hydrothermal system, being influenced by the shallow magmatic feeding system (i.e. conduits) is obviously not influenced by seasonal variations of temperature). In accordance with such hypothesis, during the winter, Ra increases as ΔT is increased. Therefore, the velocity of fluids is increased, and moreover the lateral extension of the upflowing plume is narrower (Schubert and Straus [1979]; Cherkaoui and Wilcock [1999]). Fig. 4.8 represent a schematic vision of the phenomenon.

As the current is generated by the upflowing fluids, and assuming that the medium is quite homogeneous, electrical equipotentials are distributed in the direction normal to the flow. In the case of Stromboli's summit hydrothermal system, as the flow is quite vertical and located under the crest, we assume that electrical equipotentials should follow topography (isoaltitudes). For a given topography, the lateral extension of the upflowing plume is governed by Ra . This means that in the case of a lateral reducing of the upflowing

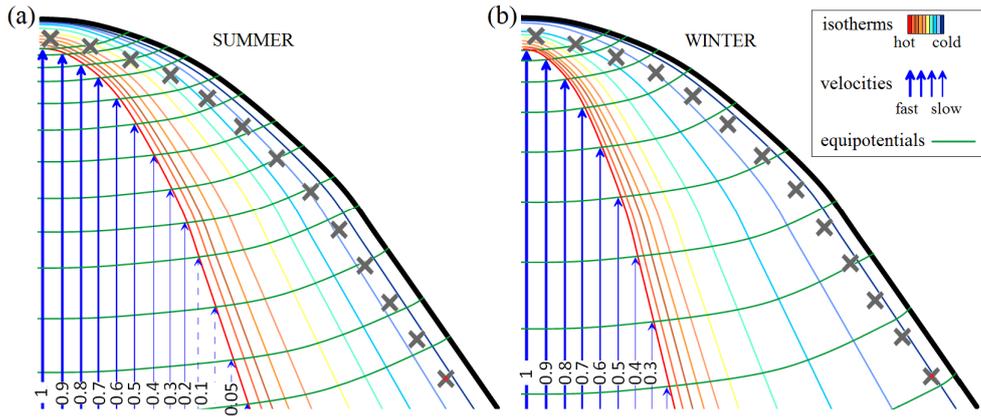


FIGURE 4.8 – Vertical cross sections of the hydrothermal system displaying isotherms (colored lines), fluid vertical velocities (blue arrows) and electrical equipotentials (green lines). Sensors are depicted with grey crosses, and the reference electrode is displayed by the red dot, (a) during the summer, (b) during the winter.

plume, electrical equipotentials become less concentrated at the surface (Fig. 4.8).

Also isotherms are dependant of Ra . Isotherms are correlated with isovelocities (or stream function), and evolves with Ra in the same way, as the isotherms and the stream functions calculated at one particular point in the system are proportional to the sinus and the squared cosinus respectively (Lapwood [1948]). This means that isotherms and isovelocities are tangent in the plume axis and progressively spread. Thus, isotherms are distributed in the direction sub-normal to the electrical equipotentials (except close to the bottom boundary). Like isovelocities, isotherms are concentrated around the plume, and less concentrated in the diffusive part. Note that this phenomenon is enhanced by the cooler winter temperature. For the sake of clarity, Fig. 4.8 represents vertical velocities disconnected from the isotherms (which is obviously not physical), but the equipotentials cross both of them. We propose that the mechanism of convection hence explain the linearity between isotherms and equipotentials, therefore explaining the relation between temperatures and streaming potentials.

Nevertheless, considering this hypothesis, Ra is higher during the winter and should therefore produce higher SP signal, which is not what one can observe in Fig. 4.7. This could easily be explained by the measurement protocol. As shown in Fig. 4.4 and schematized in Fig. 4.8, sensors are static and are thus registering the signals with the same spatial spacing, but the reference electrode, located 31 m down the crest, is not far enough to not be influenced by the underlying hydrothermal system. Since electrical equipotentials are dispersing with the increase in convection strength, the potential difference for the same spatial spacing at the surface becomes lower.

Our hypothesis suggests that convection is enhanced during the winter, and that the decrease in SP signal is due to the position of the reference electrode. This hypothesis should be verified by mean of numerical modeling, but mostly by using the same measurement protocol with a reference electrode located out of the hydrothermal system.

4.2.7 Conclusion

Parameters controlling SP anomalies in active volcanic areas are not fully understood. The main reason is that many phenomena influence the SP signal, and that the resulting signal is the addition of all of them. This letter proposes a conceptual model illustrating that temperatures and self-potentials can be linearly linked without thermoelectrical effect. Although electrokinetism is here thought to be the main mechanism at the source of such SP annual variation, the total SP signal is definitely the sum of electrokinetism and other effects. Finally numerical modeling of this phenomenon should be achieved to establish if the change in temperature at the surface and the diffusion of electrical equipotentials could help to estimate the Rayleigh number of the convective system.

Bibliographie

- P.M. Adler and J.F. Thovert. Under the Volcano : Unsaturated Flow and Induced Variations of Electromagnetic and Gravitational Fields. *Transport in porous media*, 83 :219–232, 2010. [87](#)
- P.M. Adler, J.L. LeMouel, and J. Zlotnicki. Electrokinetic and magnetic fields generated by flow through a fractured zone : a sensitivity study for La Fournaise volcano. *Geophysical Research letters*, 26(6) :795–798, 1999. [87](#)
- P. Antraygues and M. Aubert. Self potential generated by two-phase flow in a porous medium : Experimental study and volcanological applications. *Journal of Geophysical research*, 98(93) :22273–22281, 1993. [87](#), [92](#)
- E. Brothelande, A. Finizola, A. Peltier, E. Delcher, J. Komorowski, F. DiGangi, G. Borgogno, M. Passarella, C. Trovato, and Y. Legendre. Fluid circulation pattern inside La Soufrière volcano (Guadeloupe) inferred from combined electrical resistivity tomography , self-potential, soil temperature and diffuse degassing measurements. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 288 :105–122, 2014. [87](#)
- S. Byrdina, J. Vandemeulebrouck, C. Cardellini, A. Legaz, C. Camerlynck, G. Chiodini, T. Lebourg, M. Gresse, P. Bascou, G. Motos, A. Carrier, and S. Caliro. Relations between electrical resistivity, carbon dioxide flux , and self-potential in the shallow hydrothermal system of Solfatara (Phlegrean Fields, Italy). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 283 :172–182, 2014. [87](#)
- M.L. Carapezza, T. Ricci, M. Ranaldi, and L. Tarchini. Active degassing structures of Stromboli and variations in diffuse CO₂ output related to the volcanic activity. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 182(3-4) :231–245, 2009. [89](#), [93](#)
- A.S.M. Cherkaoui and W.S.D. Wilcock. Characteristics of high Rayleigh number two-dimensional convection in an open-top porous layer heated from below. *Journal of fluid mechanics*, 394 :241–260, 1999. [93](#)
- R.F. Corwin and D.B. Hoover. The self-potential method in geothermal exploration. *Geophysics*, 44(2) :226–245, 1979. [87](#), [90](#)
- Mathieu Darnet. *Caractérisation et suivi de circulations de fluides par la mesure de Potentiels Spontanés (PS)*. PhD thesis, Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2003. [88](#)
- A. Finizola, F. Sortino, J.F. Lénat, and M. Valenza. Fluid circulation at Stromboli volcano (Aeolian Islands, Italy) from self-potential and CO₂ surveys. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 116 :1–18, 2002. [89](#)

- A. Finizola, F. Sortino, M. Aubert, and Lénat J.F. The summit hydrothermal system of Stromboli. New insights from self-potential, temperature, CO₂ and fumarolic fluid measurements, with structural and monitoring implications. *Bull Volcano*, 65 :486–504, 2003. [82](#), [89](#), [93](#)
- S. Friedel, S. Byrdina, F. Jacobs, and M. Zimmer. Self-potential and ground temperature at Merapi volcano prior to its crisis in the rainy season of 2000–2001. *Journal of Volcanology and Geothermal research*, 134 :149–168, 2004. [84](#), [87](#)
- D.C. Grahame. The electrical double layer and the theory of electrocapillarity. *Chemical Reviews*, 41(3) :441–501, 1947. [88](#)
- H. Hase, T. Hashimoto, S. Sakanaka, W. Kanda, and Y. Tanaka. Hydrothermal system beneath Aso volcanoes inferred from self-potential mapping and resistivity structure. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 143 :259–277, 2005. [87](#)
- T. Ishido. Electrokinetic mechanism for the "W"-shaped self-potential profile on volcanoes. *Geophysical Research letters*, 31 :1–5, 2004. [87](#)
- E.R. Lapwood. Convection of a fluid in a porous medium. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 44(October) :508–521, 1948. [94](#)
- E. Leinov, J. Vinogradov, and M.D. Jackson. Salinity dependence of the thermoelectric coupling coefficient in brine - saturated sandstones. *Geophysical Research letters*, 37 : 1–6, 2010. [88](#), [92](#)
- J.L. Lewicki, C. Connor, K. St-Amand, J. Stix, and W. Spinner. Self-potential, soil CO₂ flux, and temperature on Masaya volcano, Nicaragua. *Geophysical Research letters*, 30(15) : 2–5, 2003. [87](#)
- B. Malengreau, J.F. Lénat, and A. Bonneville. Cartography and temporal observation of self-potential (SP) anomalies at Piton de la Fournaise. *Bull. Soc. géol. France*, 165(3) : 221–232, 1994. [84](#), [87](#), [90](#)
- M. Marsella, P. Baldi, M. Coltelli, and M. Fabris. The morphological evolution of the Sciara del Fuoco since 1868 : reconstructing the effusive activity at Stromboli volcano. *Bull. Volcanol.*, 74 :231–248, 2012. [89](#)
- D.J. Marshall and T.R. Madden. Induced polarization, a study of its causes. *Geophysics*, 23 (4) :790–816, 1959. [88](#)
- F. Massenet and P. Van Ngoc. Mapping and surveillance of active fissure zones on a volcano by the self-potential method, Etna, Sicily. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 24 :315–338, 1985. [87](#)

- S. Michel and J. Zlotnicki. Self Potential and magnetic surveying of La Fournaise volcano (Réunion Island) : Correlations with faulting, fluid circulation, and eruption. *Journal of Geophysical research*, 103 :17845–17857, 1998. [87](#)
- Nourbehecht B. Irreversible thermodynamic effect in homogeneous media and their applications in certain geoelectric problems. *PhD.*, 1963. [87](#), [88](#)
- A. Revil, P. Pezard, and P.W.J. Glover. Streaming potential in porous media. I Theory of the zeta-potential. *Journal of Geophysical research*, 104(B9) :20021–20031, 1999. [88](#)
- A. Revil, A. Finizola, S. Piscitelli, E. Rizzo, T. Ricci, A. Crespy, B. Angeletti, M. Balasco, S. Barde-Cabusson, L. Bennati, A. Boleve, S. Byrdina, N. Carzaniga, F. DiGangi, J. Morin, A. Perrone, M. Rossi, E. Roulleau, and B. Suski. Inner structure of La Fossa di Vulcano (Vulcano Island, southern Tyrrhenian Sea, Italy) revealed by high-resolution electric resistivity tomography coupled with self-potential, temperature, and CO₂ diffuse degassing measurements. *Journal of Geophysical research*, 113 :1–21, 2008. [87](#)
- A. Revil, M. Karaoulis, S. Srivastava, and S. Byrdina. Thermoelectric self-potential and resistivity data localize the burning front of underground coal fires. *Geophysics*, 78(5) : 259–273, 2013. [88](#)
- A. Revil, C.D. Meyer, and Q. Niu. a Laboratory Investigation of the thermoelectric effect. *Geophysics*, 81, 2016. [88](#), [90](#)
- M. Ripepe, S. Ciliberto, and M. Della Schiava. Time constraints for modeling source dynamics of volcanic explosions at Stromboli. *Journal of Geophysical Research*, 106 :8713–8727, 2001. [91](#)
- M. Rosanne, M. Paszkuta, and P.M. Adler. Thermodynamical transport of electrolytes in compact clays. *Journal of Colloid and Interface Science*, 299 :797–805, 2006. [88](#)
- M. Sato and H.M. Mooney. The electrochemical mechanism of sulfide self-potentials. *Geophysics*, 25 :226–249, 1960. [88](#)
- G. Schubert and J.M. Straus. Three-dimensional and multicellular steady and unsteady convection in fluid-saturated porous media at high Rayleigh numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 94(1) :25–38, 1979. [93](#)
- M. Smoluchowski. Ion accumulation in the electrical double layer. *Krauk. Anz.*, 182, 1903. [88](#)
- J. Zlotnicki and J.L. LeMouel. Possible electrokinetic origin of large magnetic variations at La Fournaise volcano. *Letters to Nature*, 343 :633–636, 1990. [84](#), [87](#), [90](#)
- J. Zlotnicki and Y. Nishida. Review on morphological insights of Self-Potential. *Surveys in geophysics*, 24 :291–338, 2003. [88](#)

Chapitre 5

Modélisation numérique des circulations thermo-convectives

*« The physics is theoretical,
but the fun is real. »*

The Big Bang Theory

Sommaire

5.1 Cas de la fracturation isotrope	102
5.1.1 Résumé	102
5.1.2 Abstract	104
5.1.3 Introduction	105
5.1.4 General	107
5.1.5 Convection in homogeneous porous media	114
5.1.6 Thermal convection in fractured porous media	120
5.1.7 Discussion	130
5.1.8 Conclusion and perspectives	135
5.2 Cas de la fracturation anisotrope	137
5.2.1 Génération d'un réseau de fracture anisotrope	137
5.2.2 Influence du paramètre de Fisher, κ	139
5.2.3 Influence de la densité de fracture	142
5.2.4 Existence de propriétés équivalentes en milieu fracturé anisotrope	146
5.3 Conclusions	147

La géophysique statique ayant montré que les remontées préférentielles de fluides sont focalisées au niveau des limites structurales, nous avons cherché à modéliser les écoulements dans les zones fracturés. La modélisation numérique se veut être en mesure de prédire les conséquences d'une action donnée. Dans notre cas, la modélisation permet de quantifier selon les caractéristiques du milieu et les contraintes thermiques auxquelles celui-ci est soumis, l'énergie dégagée par le milieu. Cette étude à l'échelle du milieu fracturé nous permet de quantifier l'influence des paramètres du réseau de fractures sur le flux de chaleur dégagé en surface, à savoir : densité de fracture, transmissivité des fractures et orientation préférentielle des fractures.

Fracture est un terme général, utilisé pour décrire une discontinuité et qui désigne plus particulièrement une rupture. Cette cassure est en fait la réponse d'un solide à une contrainte mécanique, qui lorsque celle-ci devient trop forte, va se relaxer. Selon l'état de contrainte du solide et ses propriétés, ces phénomènes conduisent à une grande variété de morphologie et de taille des fractures, et c'est l'histoire géologique de la zone qui détermine l'organisation de la fracturation. Bien que les fractures soient souvent colmatées par différents débris (par exemple des précipitations minérales lorsqu'un fluide chargé circule dans la fracture), leur perméabilité est généralement largement supérieure à celle de la roche. Elles influencent donc grandement les propriétés macroscopiques de la roche, notamment lorsque l'on s'intéresse aux écoulements de fluides intersticiels, en leur fournissant des chemins préférentiels de circulation.

La modélisation choisie, et qui se veut la plus représentative est la description à fractures discrètes, où chaque fracture est représentée avec ses propres propriétés. Les fractures étant finalement des discontinuités dans la masse rocheuse, elles sont caractérisées par le fait que leur ouverture (qui représente la distance entre les deux surfaces qui limitent la fracture) est négligeable par rapport à leur extension latérale. De ce fait, à l'échelle du milieu fracturé, elle peuvent être considérées comme des plans, qui vont être définis par (i) la position de leur centre et (ii) un vecteur normal. Dans cette étude, le réseau de fracture est construit selon des bases statistiques, dans un milieu poreux tridimensionnel. Les fractures sont modélisées par des hexagones plans positionnés et orientés de manière aléatoire dans le milieu poreux dans le cas d'une fracturation isotrope ; et orientés de manière préférentielle selon une distribution de Fisher dans le cas d'une fracturation anisotrope.

Une étude théorique visant à comprendre l'effet de certains paramètres du réseau de fractures sur le transfert thermo-convectif dans le milieu a été réalisée. L'étude se focalise sur des réseaux de fracture dont la taille et l'ouverture sont uniformes. Ce chapitre est scindé en deux sous-parties. La première, sous forme d'article en préparation pour *Physical Review E*, présente l'étendue des résultats obtenus pour des réseaux de fractures isotropes. La seconde partie répertorie les résultats préliminaires pour deux types de ré-

seaux avec une fracturation anisotrope, des réseaux horizontaux et des réseaux verticaux.

5.1 Cas de la fracturation isotrope

5.1.1 Résumé

Des modèles de convection thermique naturelle sont réalisés dans des milieux poreux fracturés tri-dimensionnels et saturé d'un fluide monophasique. Les fractures y sont introduites de manière discrète, elles sont représentés par des polygones plans et sont distribués normalement dans le milieu. On suppose que l'écoulement du fluide est régit par la loi de Darcy, sous sa forme 3D dans le milieu poreux, et sous sa forme 2D dans les fractures en incluant des termes d'échanges entre les fractures et la matrice poreuse.

Dans un premier temps j'ai réalisé des comparaisons en milieu poreux non fracturé avec les résultats de (Straus and Schubert [1979]; Schubert and Straus [1979]; Cherkaoui and Wilcock [1999]), afin de vérifier que le régime convectif démarre pour la valeur théorique du nombre de Rayleigh (Ra) de $4\pi^2$ dans le cas d'une convection bi-dimensionnelle. Les comparaisons ont été réalisés pour des régimes convectifs bi-dimensionnels et tri-dimensionnels jusqu'à $Ra = 300$. Dans un second temps, j'ai réalisé des modèles en milieu fracturé isotropiquement, en boîtes fermées, pour des Ra compris entre $4\pi^2$ et 150. L'influence des paramètres tels que l'ouverture des fractures (la transmissivité de fracture) et la densité de fracture sur la chaleur dégagée par le système poreux fracturé ont été quantifiés.

La perméabilité effective des milieux poreux fracturés a été calculée systématiquement en résolvant le problème de l'écoulement à l'état stationnaire (Bogdanov et al. [2003b]). Ce calcul nous permet de comparer les flux de chaleur dégagé par le milieu fracturé et le milieu poreux présentant les mêmes propriétés macroscopiques. Les résultats montrent que l'approche effective n'est pas toujours efficace pour juger de la quantité d'énergie libérée par un système fracturé, et que l'erreur réalisée par l'approche homogène dépend essentiellement de la densité de fracture. Cette étude met cependant en évidence l'existence de propriétés équivalentes, qui pour chacun des réseaux individuellement, permettent de calculer l'énergie évacuée par le système fracturé.

Thermal convection in a 3-D fractured porous media : influence of fracture network parameters and comparison to homogeneous approach.

C. Mezon^{1,3,4}, V.V. Mourzenko², J.F. Thovert², R. Antoine³, F. Fontaine⁴, A. Finizola⁴ and P.M.Adler^{1*}

¹*UPMC Métis. Boîte 105, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05*

²*Institut Pprime - CNRS, SP2MI, BP 30179, 86962 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France*

³*CEREMA, Dter. Normandie Centre, Laboratoire de Rouen, Groupe Sciences de la Terre, Le Grand Quevilly, France and*

⁴*Laboratoire GéoSciences Réunion, Université de la Réunion, Institut de Physique du Globe de Paris, Sorbonne Paris Cité, CNRS UMR 7154, Saint Denis, La Réunion, France.*

5.1.2 Abstract

In the crust, fractures/faults can provide preferential pathways for fluid flow or act as barriers preventing the flow across these structures. In hydrothermal systems (usually found in fractured rock masses), these discontinuities may play a critical role on various scales, controlling fluid flows and heat transfer.

The thermal convection is numerically computed in 3D fluid saturated isotropically fractured porous media. Fractures are inserted as 2D convex polygons, which are randomly located. The fluid is assumed to satisfy 2D and 3D Darcy's law in the fractures and in the porous medium, respectively; exchanges take place between these two structures. Checks were performed on an unfractured porous medium and convection starts at the theoretical value of Rayleigh number, namely $4\pi^2$ for 2D convection, and benchmarks were made for up to $Ra = 300$. All fractured media were studied for Rayleigh numbers up to 150 in cubic boxes with closed-top conditions. The influence of parameters such as the fracture aperture (or fracture transmissivity) and the fracture density on the heat released by the whole system is studied. Then, the effective permeability of each fractured medium is calculated; this makes possible the comparison between all fractured media and homogeneous media with the same macroscopic properties.

Three major results could be derived from this study. First, the heat increase released by the system as a function of fracture transmissivity and fracture density is determined. Second, results show that the effective approach is not always valid, and that the mismatch between the full calculations and the effective medium approach depends on the fracture density in a crucial way. Third, the study also reveals that equivalent properties could be deduced from these computations in order to estimate the heat released by a fractured system from an homogeneous approach.

5.1.3 Introduction

For many years, the simulation of fluid flow and heat transfer in natural media has attracted the attention of many geoscientists and mathematicians. The process of thermal convection in a porous medium is the driving mechanism in many geophysical situations where heat is transferred to the earth's surface from an energy source deep below ground. As a matter of fact, most geothermal reservoirs are fractured, and the fluid, even if stored in the porous matrix, tends to flow through the easiest paths, i.e. the fractures. Since an adequate description of the reservoir is obviously necessary, the present study was undertaken to improve the understanding and quantification of the influence of the fracture network parameters on the heat released by the whole system.

The first analytical approach for the flow problem in fractured media was proposed by (Pollard [1959]; Pirson and Pirson [1961]). Their method used orthogonal fracture networks, with parallelepipedic blocks of porous media. The matrix blocks act as sources which feed the fractures with fluid, while fluid only circulates in the fractures. This kind of models was further developed by (Warren and Root [1963]) and (Odeh [1965]).

A completely different approach appeared in (Barenblatt et al. [1960]; Barenblatt [1960]), who introduced the double-porosity model. This model describes the fracture network and the porous matrix as two overlapping and communicating continua. The fluid flows through the two systems separately and transfer takes place between them. Since then, these approaches have been thoroughly investigated (e.g. (Huyakorn et al. [1983]; Arbogast [1987]; Lewis and Ghafouri [1997])). The main problem of such methods is their continuous character, assuming that effective properties are valid. Therefore, this method is suitable on large scales, but it cannot describe singular features or small scale heterogeneous media.

In a third approach, each fracture is individually modeled and the networks are generated on the basis of statistical distributions. Such two-dimensional models were first introduced by (Long et al. [1982]), with fractures inserted as line elements embedded in an impermeable matrix. The transmissivity of each fracture is related to the aperture of the fracture according to the cubic law. This work was followed by (Kolditz [1995]), for three-dimensional fractured networks embedded in an impermeable matrix.

Meanwhile, the increasing threat of a worldwide energy crisis which had begun in the 70's, has stimulated research in renewable energies, such as geothermal energy. Since the 90's, three-dimensional simulations made possible the modeling of natural geothermal reservoirs.

Such simulations have been intensively performed (O'Sullivan et al. [2001]) and references therein, from the convection into a vertical fractured slot bound between conductive walls in the geothermal reservoir of Soultz-sous-Forêts (France) (Bataillé et al. [2007]), to the simulation of fluid flow and heat transfer in faulted hydrothermal systems of the Seferihisar-Balcova area (Turkey) (Magri et al. [2010]). (Cacace et al. [2013]) assessed the

heat transfer with a time efficient software and applied it to the Mauerstetten fractured carbonate reservoir from the South German Molasse Basin.

From a theoretical point of view, (Simms and Garven [2004]) examined the role of normal faults in thermal convection considering a basin made of low-permeability sediments. They showed that fault zones alter the geometry and the flow rates of the convection cells by constraining the locations of the up- and down-flow zones as well as restraining the aspect ratio of the convection cells. Moreover, the presence of faults was found to favor thermal convection in basins presenting Rayleigh numbers below the critical value if unfractured. (Blocher et al. [2010]) simulated two sub-horizontal geological layers including two sub-vertical faults that cross both layers; they addressed the fluid flow and heat transfer for an horizontal temperature gradient, considering four different permeabilities (two for the faults and two for the geological layers). Numerical simulations of three-dimensional media were undertaken by (Cherubini et al. [2013]) to quantify the effects of transmissivity of a single fault embedded in a permeable matrix, in terms of fluid flow and heat transfer. (Cherubini et al. [2013]) focused on simulating the coupled fluid dynamics and resulting temperature field in a model where discrete fractures are superimposed on a continuous volume representing the porous matrix (using the procedure proposed by (Kolditz et al. [2012])); they showed that the permeability contrast between the fault and the matrix should be strong ($> 10^2$) for the faults to influence the pressure and temperature fields.

The present work is also based on a three-dimensional discrete description of the fracture network and of the embedding matrix. Isotropically fractured networks are modeled, and the matrix is permeable. The first objective of this paper is to provide quantitative information about the influence of the network parameters such as the dimensionless fracture transmissivity and the dimensionless fracture density on the heat released by the whole system. The second objective is to assess the validity of an homogeneous approach.

In section 5.1.4, the main definitions and the governing equations are provided. In section 5.1.5, the code is validated by benchmarks made for homogeneous porous media; a review of the literature pertaining to thermal convection in homogeneous media is given and the results of benchmarking are provided. In section 5.1.6, the influence of the network parameters is studied. The effective permeability is calculated for each network, as previously proposed by (Bogdanov et al. [2003a]). The results in fractured media and porous media with the same macroscopic properties are compared. The validity of the homogeneous approach is discussed in section 5.1.7. Finally, some concluding remarks end this paper and propose some extensions to this work.

5.1.4 General

5.1.4.1 Theoretical framework

In the present work, convective heat transfer in fractured porous media is addressed, by direct numerical simulations of discrete fracture models, as illustrated in Fig.5.1. The porous matrix is regarded as a continuous material, with effective properties. Fractures are viewed as two-dimensional objects and the flow along them is described by a two-dimensional form of Darcy's law. This section provides the governing equations.

5.1.4.1.1 Flow equations

The following equations are written in a quasi-steady approximation, whereby it is assumed that the (very slow) variations of the medium properties and those of the fluid can be neglected. Since the Boussinesq approximation is used, the density of the fluid is supposed to be constant except in the body force term. No phase change occurs and the porous medium is fully saturated by the fluid.

On the Darcy scale, flow is governed by

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} = 0 \quad (5.1a)$$

$$\bar{\mathbf{v}} = -\frac{K}{\mu} (\nabla P - \rho_F \mathbf{g}) \quad (5.1b)$$

where (5.1a) is the mass conservation equation and (5.1b) Darcy's law; P [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}$] is the pressure, $\bar{\mathbf{v}}$ [LT^{-1}] the mean seepage velocity, ρ_F [ML^{-3}] the fluid density, μ [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-1}$] the viscosity, \mathbf{g} [LT^{-2}] the gravity acceleration, and K [L^2] the permeability of the porous medium.

Similar equations are used in the fractures (Bogdanov et al. [2003a,b])

$$\nabla_S \cdot \mathbf{q} + [\bar{\mathbf{v}}] \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (5.2a)$$

$$\mathbf{q} = -\frac{1}{\mu} \sigma_f (\nabla_S P - \rho_F \mathbf{g} (1 - n_z^2)^{1/2}) \quad (5.2b)$$

where (5.2a) is a mass conservation equation including fluid exchanges with the embedding matrix and (5.2b) the two-dimensional form of Darcy's law. Here, ∇_S denotes the two-dimensional gradient operator in the fracture plane, σ_f [L^3] the fracture transmissivity, \mathbf{q} [L^2T^{-1}] the flow rate per unit width (integral of flow velocity over the fracture height), \mathbf{n} the unit normal vector to the fracture and $[x]$ the difference between a quantity x evaluated on the $+\mathbf{n}$ and $-\mathbf{n}$ sides of the fracture. Pressure is regarded as constant across the fracture aperture, and equal to the pressure in the matrix on either side. Flow conti-

nuity at the fracture/matrix interfaces is built in equation (5.2a) through the exchange term.

5.1.4.1.2 Energy equations

For the same practical reasons, a quasi-steady approximation is applied whereby the transfer equations are written by regarding the medium properties as constant, except from the fluid density in the body force term.

The energy flux consists of advective and conductive terms

$$\mathbf{j} = \bar{\mathbf{v}}\rho_F h_F^* - \lambda_m \nabla T \quad (5.3)$$

where \mathbf{j} [MT^{-3}] is the energy flux density, h_F^* [L^2T^{-2}] the specific enthalpy of the fluid, λ_m [$\text{MLT}^{-3}\text{K}^{-1}$] the effective conductivity of porous medium, and T [K] the temperature of the fluid saturated porous medium. The energy balance equation in the matrix reads (Cheng [1978])

$$\frac{\partial}{\partial t} [\varepsilon\rho_F h_F^* + (1 - \varepsilon)\rho_s h_s^*] + \nabla \cdot \mathbf{j} - \left(\frac{\partial P}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}}\nabla P \right) = 0, \quad (5.4)$$

where ε is the medium porosity, ρ_s [ML^{-3}] the solid matrix density and h_s^* [L^2T^{-2}] the specific enthalpy of the solid phase; the last term corresponds to a compression work. Substituting equation (5.3) into (5.4) and neglecting the compression work yield

$$\frac{\partial}{\partial t} [\varepsilon\rho_F h_F^* + (1 - \varepsilon)\rho_s h_s^*] + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{v}}\rho_F h_F^*) - \nabla \cdot (\lambda_m \nabla T) = 0 \quad (5.5)$$

As we consider a local thermal equilibrium on the scale of the porous matrix micro-structure and of the fracture aperture, the temperature T_f is regarded as constant across the fracture aperture, and equal to T in the matrix on either side. Again, the energy flux involves advective and conductive contributions

$$\mathbf{J} = \mathbf{q}\rho_F h_{Ff}^* - \Lambda \nabla_S T_f \quad (5.6)$$

where \mathbf{J} [LMT^{-3}] is the energy flux per unit width (integrated over the fracture aperture), Λ [$\text{ML}^2\text{T}^{-3}\text{K}^{-1}$] the fracture thermal transmissivity, h_{Ff}^* [L^2T^{-2}] the specific enthalpy of the fluid in the fracture, and T_f [K] the temperature of the fluid in the fracture. The energy balance reads

$$\frac{\partial (b\rho_F h_{Ff}^*)}{\partial t} + \nabla_S \cdot \mathbf{J} + [\mathbf{j}] \cdot \mathbf{n} - \left(b \frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{q}\nabla_S P \right) = 0 \quad (5.7)$$

Here, b [L] is the fracture aperture. The third term is the difference between the energy fluxes described by (5.3) evaluated on $+\mathbf{n}$ and $-\mathbf{n}$ sides of the fracture; the last term corresponds to the compression work term as in equation (5.4). Substituting (5.6) into (5.7) and neglecting the compression work yield the equation (Shikaze et al. [1998]; Sudicky

and McLaren [1992])

$$\frac{\partial(b\rho_F h_{Ff}^*)}{\partial t} + \nabla_S \cdot (\mathbf{q}\rho_F h_{Ff}^*) - \nabla_S \cdot (\Lambda \nabla_S T_f) + [\bar{\mathbf{v}}\rho_F h_F^* - \lambda_m \nabla T] \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (5.8)$$

The energy flux continuity at the fracture/matrix interfaces is taken into account in equation (5.8) through the exchange term $[\mathbf{j}] \cdot \mathbf{n}$.

5.1.4.1.3 Constitutive equations

The fluid and solid phase enthalpies are linear functions of the temperature

$$h_F^* = c_F T, \quad h_S^* = c_S T \quad (5.9)$$

where c_s [$L^2 T^{-2} K^{-1}$] is the specific heat capacity of the the solid phase.

The fluid density is assumed to vary linearly with temperature

$$\rho_F = \rho_0 [1 - \alpha_F (T - T_0)] \quad (5.10)$$

Here, α_F is the coefficient of thermal volume expansion of the fluid and T_0 is the corresponding reference value. According to the Boussinesq approximation, the variations of the fluid density are taken into account in the gravity terms in equations (5.1b) and (5.2b) only.

All other material or transport parameters of the fluid and porous matrix are considered as constant. However, their variations with temperature can be easily integrated in the present model in the quasi-static approximation.

The effective thermal conductivity λ_m of the porous medium depends on the thermal conductivities of the fluid λ_F and of the solid phase λ_S and on the porous matrix structure. It can be approximated as (Nield and Bejan [2013])

$$\lambda_m = \varepsilon \lambda_F + (1 - \varepsilon) \lambda_S \quad (5.11)$$

The fracture thermal transmissivity Λ , depends on λ_F and on the geometrical characteristics of the fractures (Adler et al. [2012]). Λ is approximated as

$$\Lambda = b \lambda_F \quad (5.12)$$

The fracture hydraulic transmissivity σ_f is evaluated by the classical Poiseuille law

$$\sigma_f = \frac{b^3}{12} \quad (5.13)$$

When the matrix characteristics are uniform, equation (5.5) after substituting (5.9) and

(5.10) can be transformed into an equation for the temperature in the matrix

$$\sigma \frac{\partial T}{\partial t} + \tilde{\mathbf{v}} \cdot \nabla T = \alpha \nabla^2 T \quad (5.14a)$$

$$\sigma = \frac{\varepsilon \rho_0 c_F + (1 - \varepsilon) \rho_s c_s}{\rho_0 c_F}, \quad \alpha = \frac{\lambda_m}{\rho_0 c_F} \quad (5.14b)$$

Similarly, the equation for T in fractures can be written as

$$b \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{q} \cdot \nabla_S T - [\alpha \nabla T] \cdot \mathbf{n} = b \alpha_f \nabla_S^2 T \quad (5.15a)$$

$$\alpha_f = \frac{\Lambda}{b \rho_0 c_F} \quad (5.15b)$$

5.1.4.1.4 Boundary and initial conditions

Consider a bounded three-dimensional volume $L \times W \times H$ of porous fractured medium heated from below (Fig.5.1).

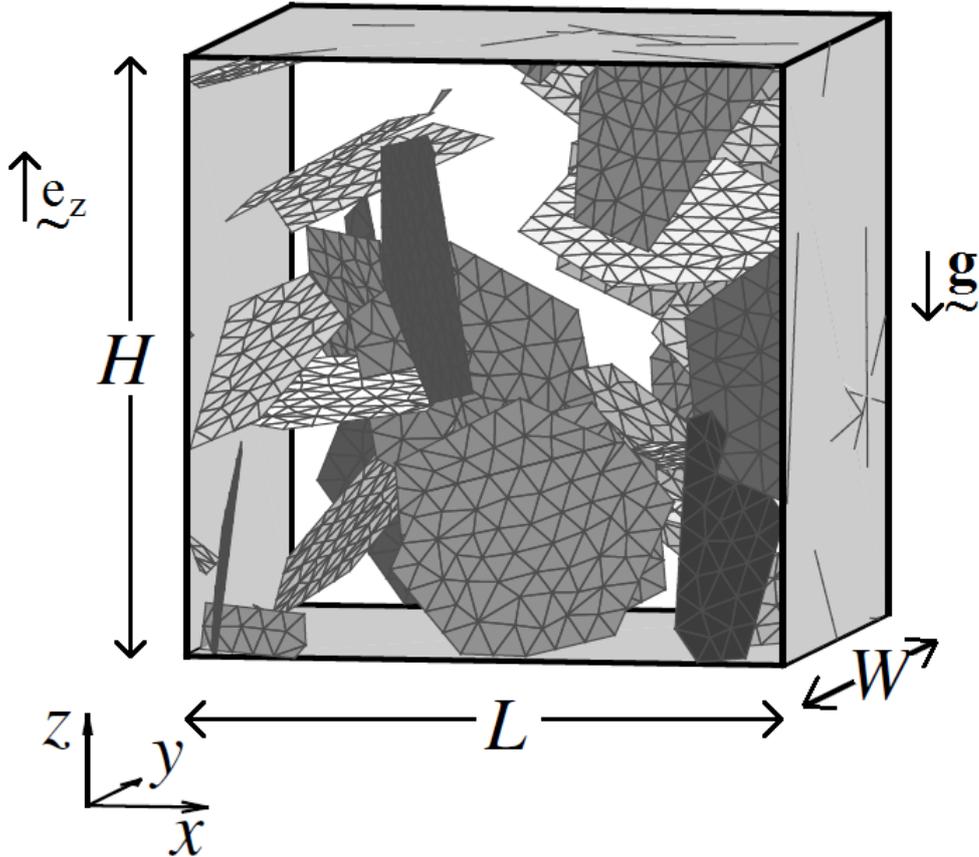


FIGURE 5.1 – Illustration of an isotropic 3D fracture network composed of hexagonal fractures. The colors are used to distinguish the various hexagons and carry no further information.

The vertical boundaries of dimensions $W \times H$ and $L \times H$ are assumed adiabatic and impermeable

$$x = 0, L: \bar{v}_x = 0, \quad q_x = 0; \quad j_x = 0, \quad J_x = 0 \quad (5.16a)$$

$$y = 0, W: \bar{v}_y = 0, \quad q_y = 0; \quad j_y = 0, \quad J_y = 0 \quad (5.16b)$$

The bottom of the box $z = 0$ is always impermeable while the top $z = H$ could be impermeable or permeable. In open-top cases, a constant pressure P_0 is imposed, while in closed-top cases a no-flow boundary condition is used. Open-top and closed-top problems are investigated in homogeneous porous media, although in fractured porous media, only closed top conditions are tested. A constant temperature T_0 is imposed at the top of the box; the temperature at the bottom is fixed at $T_0 + \Delta T$. Therefore,

$$z = 0: \bar{v}_z = 0, \quad q_z = 0; \quad T = T_0 + \Delta T \quad (5.17a)$$

$$z = H: \bar{v}_z = 0, \quad q_z = 0, \quad \text{or } P = P_0; \quad T = T_0 \quad (5.17b)$$

In most cases, simulations start from an homogeneous temperature field and an immobile fluid

$$t = 0: \bar{\mathbf{v}} = 0, \quad \mathbf{q} = 0, \quad T = T_0 \quad (5.18)$$

However, in some cases, especially for high Rayleigh number values, other initial conditions can be used.

5.1.4.1.5 Dimensionless formulation

In order to reformulate the problem in dimensionless variables, consider the reference state, with uniform conduction from the bottom to the top of the system without fractures when the fluid is immobile. This elementary solution denoted by the subscript 'r' can be written as

$$\bar{\mathbf{v}}_r = 0, \quad \rho_{Fr} = \rho_0 \left[1 - \alpha_F \Delta T \left(1 - \frac{z}{H} \right) \right] \quad (5.19a)$$

$$T_r = T_0 + \Delta T \left(1 - \frac{z}{H} \right), \quad P_r = P_0 + \rho_0 g (H - z) \left[1 - \frac{1}{2} \alpha_F \Delta T \left(1 - \frac{z}{H} \right) \right] \quad (5.19b)$$

Introduce the dimensionless variables

$$x = Hx', \quad \nabla = \frac{1}{H} \nabla', \quad t = \frac{\sigma \rho_0 c_F H^2}{\lambda_m} t', \quad (5.20a)$$

$$\bar{\mathbf{v}} = \frac{\lambda_m}{\rho_0 c_F H} \bar{\mathbf{v}}', \quad \mu = \mu_0 \mu' \quad (5.20b)$$

$$T = T_r + \Delta T T', \quad P = P_r + \frac{\mu_0 \lambda_m}{\rho_0 c_F K} P' \quad (5.20c)$$

Equations for the matrix (5.1a, 5.1b, 5.5) can be rewritten in dimensionless form as

$$\nabla' \cdot \bar{\mathbf{v}}' = 0, \quad \bar{\mathbf{v}}' = -\nabla' P' + \text{Ra} T' \mathbf{e}_z \quad (5.21a)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t'} - v'_z + \nabla' \cdot (\bar{\mathbf{v}}' T') = \nabla'^2 T' \quad (5.21b)$$

where \mathbf{e}_z is the unit vector along the z -direction and oriented upwards (see Fig.5.1) and $\mu' = 1$. The Rayleigh Number Ra is defined as

$$Ra = \frac{\alpha_F \rho_0^2 c_{Fg} \Delta T K H}{\mu_0 \lambda_m} \quad (5.22)$$

In order to write dimensionless equations for fractures (5.2a, 5.2b, 5.8), the following dimensionless parameters are used

$$\sigma'_f = \frac{\sigma_f}{KR}, \quad \omega' = \frac{b}{\sigma R}, \quad \Lambda' = \frac{\Lambda}{\lambda_m R}, \quad R' = \frac{R}{H} \quad (5.23a)$$

together with the relation

$$\mathbf{q} = \frac{\lambda_m R}{\rho_0 c_{FH}} \mathbf{q}' \quad (5.23b)$$

where R is a characteristic fracture lateral size. Therefore, in the fractures,

$$\nabla'_S \cdot \mathbf{q}' + \frac{1}{R'} [\bar{\mathbf{v}}'] \cdot \mathbf{n} = 0, \quad \mathbf{q}' = \sigma'_f (-\nabla'_S P' + Ra T' \mathbf{e}_z (1 - n_z^2)^{1/2}) \quad (5.24a)$$

$$\omega' \frac{\partial T'}{\partial t'} - q'_z (1 - n_z^2)^{1/2} + \nabla'_S \cdot (\mathbf{q}' T') - \Lambda' \nabla'^2_S T' + \frac{1}{R'} [\bar{\mathbf{v}}' T' - \nabla' T'] \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (5.24b)$$

Boundary conditions (5.16a)–(5.17) become

$$x' = 0, L': \quad \bar{v}'_x = 0, \quad q'_x = 0; \quad j'_x = 0, \quad J'_x = 0 \quad (5.25a)$$

$$y' = 0, W': \quad \bar{v}'_y = 0, \quad q'_y = 0; \quad j'_y = 0, \quad J'_y = 0 \quad (5.25b)$$

$$z' = 0: \quad \bar{v}'_z = 0, \quad q'_z = 0; \quad T' = 1 \quad (5.25c)$$

$$z' = 1: \quad \bar{v}'_z = 0, \quad q'_z = 0, \quad \text{or } P' = 0; \quad T' = 0 \quad (5.25d)$$

where $L' = L/H$ and $W' = W/H$.

In order to characterize the heat transfer through the system, the Nusselt number is introduced. The heat flux through the bottom surface $z = 0$ is

$$Q_T = \int_0^L dx \int_0^W dy j_z \Big|_{z=0} + \sum_{fr \cap \{z=0\}} \int_{fr} dl J_z \Big|_{z=0} \quad (5.26)$$

where the last term is the sum over all intersections of the bottom plane $\{z=0\}$ with fractures; the integral runs over the whole length of each intersection line. According to (5.17), Q_T can be written as

$$Q_T = -\lambda_m \int_0^L dx \int_0^W dy \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} - \Lambda \sum_{fr \cap z=0} \int_{fr} dl \frac{\partial T_f}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (5.27)$$

For pure conduction without fracture (5.19), the heat flux Q_T is

$$Q_{Tr} = \lambda_m \frac{\Delta T}{H} WL \quad (5.28)$$

The Nusselt number is defined as the ratio between Q_T and Q_{Tr}

$$Nu = \frac{Q_T H}{\lambda_m WL \Delta T} \quad (5.29)$$

5.1.4.2 Numerical solution

The method of finite volumes is applied to solve the flow and energy balance equations. In order to obtain a discretised form of the governing equations, a numerical grid is created. This grid is adapted to the particular geometry of the fractured porous medium.

5.1.4.2.1 Fracture generation and meshing

Fractures are inserted in the porous matrix according to the procedure detailed by (Huseby et al. [1997]). The fractures are modeled as plane polygons inscribed in circles of radius R . The centers of these polygons are uniformly distributed in space, and their normals are isotropically distributed; fractures are hexagons of a given size and characterized by a unique fracture aperture. They are characterized by the network density ρ , equal to the number of fracture centers per unit volume. It can be expressed in the dimensionless form

$$\rho' = \rho V_{ex}, \quad \text{with} \quad V_{ex} = \frac{1}{2} AP \quad (5.30)$$

where A is the fracture area, P its perimeter and V_{ex} the excluded volume. The dimensionless density ρ' is also equal to the average number of intersections per fracture. (Huseby et al. [1997]) and (Koudina et al. [1998]) have shown that ρ' controls most of the topological and hydraulic properties of the network.

Since the fractures intersect randomly, the most natural discretisation method is an unstructured triangulation. Each fracture is tessellated by triangles. Triangulation starts from fracture edges and fractures intersections, and fractures are triangulated according to an advancing front technique, i.e. fractures contours and fractures intersections are discretized first and progressively the rest of the fracture surface is triangulated, adding a third point to an existing segment, at a distance δ not exceeding the predefined discretization length δ_M (see (Koudina et al. [1998])).

When the fracture network is totally triangulated, the space between the fractures remains to be meshed. As for fractures, the most natural discretisation method is to mesh by a set of unstructured tetrahedra with the maximal prescribed mesh spacing δ_M . First, the space between the fractures and sample borders is covered by tetrahedra, simply by adding a fourth point to an existing segment, at a distance δ not exceeding the predefined discretization length δ_M . Then, the space between the fractures and sample borders is covered by tetrahedra, simply by adding a fourth point to an existing segment, at a distance δ not exceeding the predefined discretization length δ_M . Then, the space between the fractures and sample borders is covered by tetrahedra, simply by adding a fourth point to an existing segment, at a distance δ not exceeding the predefined discretization length δ_M . Then, the space between the fractures and sample borders is covered by tetrahedra, simply by adding a fourth point to an existing segment, at a distance δ not exceeding the predefined discretization length δ_M .

closer node. Progressively, the whole medium is meshed. The flow and energy balance equations are discretized by using this numerical mesh. Fracture and matrix attributes such as aperture, transmissivity, porosity, permeability are defined on a surface or volume element basis.

5.1.4.2.2 Finite volume formulation

The finite volume method is used in order to discretize the flow and energy balance equations (5.1a–5.8). The unknowns (pressure and temperature) are determined at the nodes of the tetrahedral mesh. The control volumes are built around these nodes. The control volume Ω_i around the node i is simply one fourth of the volume of each incident tetrahedron. Similarly to (Vujevic et al. [2014]), nodes in fractures are considered as centers of common control volumes for the fracture and for a neighbour portion of the porous matrix; due to this approach an explicit evaluation of exchange terms in (5.23b) is not necessary.

A balance equation about unknown pressures is a linear algebraic equation that is solved by an ordinary conjugate gradient method, in order to give the pressure field from which the velocity of the fluid in each surface or volume element will be deduced. The discretised forms of the energy balance equations are also obtained by using the finite volume method. The velocity \bar{v} is known from the flow solution, and again, the temperature gradient is regarded as piece-wise uniform over the volume elements. Hence, discretized energy balance equation yields ultimately to a linear equation between unknown temperatures at the neighboring nodes.

Recall first that a quasi-steady approximation is applied, whereby ρ_F is regarded as constant during a time step and equal to the value at the beginning of the time step. The same applies for the flow velocities which appear in the energy balance equation. Since flow is modified only as a consequence of the changes in the material properties, its variations are ignored during the solution of the latter. The flow problem is solved at the beginning of the time step. The energy balance equations are solved next. A time implicit, first order discretization is applied. If the convective transport is described by a simple upwind model, the problem can be solved directly by a bi-conjugate gradient method. However, this method generates numerical diffusion. A variant of the flux-corrected method proposed by (Kuzmin and Turek [2004]) for multidimensional transport problems on unstructured grids is used in this work. With the Flux limiting scheme the problem is non linear and it has to be solved iteratively.

5.1.5 Convection in homogeneous porous media

The main features of thermal convection in a homogeneous porous medium are briefly recalled in order to provide a reference for the discussion of the convection in fractured porous systems. Moreover, simulations have been performed for such homogeneous po-

rous media in order to validate the numerical approach used in this study.

This section is divided into three parts. The first reviews the literature pertaining to thermal convection in homogeneous porous media. The second part is a detailed analysis of the establishment of convection in a thin squared vertical layer of porous medium. Finally, the third part is the comparison of our results for stable steady-state two-dimensional and three-dimensional convection for Ra up to 300.

5.1.5.1 Literature review

When the structural properties of a medium, defined in an elementary representative volume (REV), do not vary in space, the porous medium is said homogeneous on a macroscale.

The problem of thermal convection in an homogeneous isotropic porous medium has been theoretically and experimentally studied since the 40's. The first studied configurations are the closed box and the infinite slab of porous medium, uniformly heated from below. The onset of a convective movement in such systems was studied analytically by (Horton and Rogers [1945]; Lapwood [1948]). If the Rayleigh number is below a critical value Ra_c , the heat transfer is purely conductive and it is characterized by the Nusselt number, $Nu = 1$. Hence, Ra_c represents the minimal value when one can observe vertical fluid motion in the porous medium. When Ra is larger than Ra_c , convection appears.

The theoretical values for the onset of convection are $Ra_c = 4\pi^2$ in closed-top conditions, and to 27.10 in open-top conditions (Lapwood [1948]; Nield [1968]). These theoretical analyses were followed by experimental studies (Morrison [1947]; Morrison et al. [1949]; Wooding [1957]) and others, and the first numerical solutions did not appear before the mid 60s (Elder [1966]; Nield [1968]).

Generally, the convection in porous medium is a 3D process. However, when Ra is not too large, the flow is two-dimensional (Straus [1974]). When one component of the fluid velocity is negligible, one can simplify the analysis and consider a 2D convection problem. 2D convection in a porous layer of infinite extent is considered in (Straus [1974]). It has been shown that when Ra increases, the system follows a series of transitions between 2D convection patterns, from steady structures, to periodic patterns, quasi-periodic ones, and, finally, to chaotic behavior. If Ra is small, there are always stable convective patterns, and when $Ra > 380$, stable unicellular regimes do not exist (Straus [1974]). But steady-state convection can be stable for Ra higher than 380 for a pluri-cellular convection. The convection regime is stabilized by a reduction of the lateral extension of the convection cells (Combarous and Bories [1974]). A Galerkin approach is applied in (Schubert and Straus [1979]) in order to study the stability of multicellular convection patterns in square domains; they found that unicellular regimes are stable up to $Ra \sim 300$ –320, that two-cellular solutions become unstable for Ra between 650 and 700, and that triple-cell flows loose their stability when Ra exceeds the interval 800–1000. The evolution of the Nusselt

number as a function of the Rayleigh number and of the aspect ratio of the convection cell in an horizontal porous slab is given by (Combaroun and Bories [1974]).

In 3D confined systems, stable convective regimes are observed for $4\pi^2 < Ra < 240-300$; above these values only transient regimes exist (Nield and Bejan [2013]). 3D convection in cubic boxes is studied numerically in (Straus and Schubert [1979]); they observed that 2D convection flows have larger Nu than 3D convection flows for Ra up to ~ 97 and that two-dimensional cells can develop as well as 3D steady patterns, depending on the initial conditions without any particular physical preference to either one. A sequence of transitions between flow regimes is discussed in (Kimura et al. [1989]); at $Ra = 550$, the system evolves from a symmetric steady convection regime to a non-symmetric one; for $Ra > 575$, the flow becomes oscillatory with a single frequency; then, the flow becomes quasi-periodic for Ra larger than 650–680; up to $Ra \sim 725$ a single frequency exists, beyond the regime becomes again quasi-periodic.

The interested reader could also refer to (Nield and Bejan [2013]) and references therein for more substantial information.

5.1.5.2 Reference case

One of the simplest situations consists of an homogeneous porous medium fully saturated by a single fluid. Vertical walls are impermeable and adiabatic. Horizontal walls are impermeable and their temperature is kept constant over the simulation. The temperature difference ΔT between the top and the bottom of the box is adjusted in such a way that convection can occur. The simulation is started with an uniform temperature field, and the temperature of the medium is equal to the temperature at the top of the box. The tolerances imposed for the flow and the energy balance are $\eta = 10^{-9}$ and $\xi = 10^{-3}$, respectively.

As mentioned before, since most studies address the two-dimensional problem, these solutions are approximated by strongly reducing the width W of each box (Fig.5.1). The isotherms do not depend on y .

Simulations for the reference case are performed for $Ra = 50$. Table 5.1 provides the corresponding physical parameters.

Unstructured tetrahedral grids with discretizations $\delta_M = 0.5$ m, 0.33 m, 0.25 m and 0.17 m are used for the numerical solutions. Depending on the level of spatial resolution, the time step t_{step} is determined. Thus, the temperature field cannot change significantly over one time increment. Namely, if α is the thermal diffusivity of the medium (see Eq. 5.14b), the conductive time is $\tau_{cond} = \delta_M^2 / \alpha$. The advective time at this scale is $\tau_{adv} = \delta_M / v_{max}$. Hence, for every simulation, t_{step} is chosen as the minimum of $(\tau_{adv}, \tau_{cond})$. In the present case, $\tau_{adv} = 1.3 \cdot 10^7$ s, $\tau_{cond} = 4.2 \cdot 10^5$ s; hence, t_{step} is equal to τ_{cond} .

TABLEAU 5.1 – Physical parameters for the simulations in an homogeneous porous medium (reference case).

Density of the porous material	ρ_S	$3 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$
Density of the fluid	ρ_0	10^3 kg.m^{-3}
Thermal conductivity of the fluid	λ_F	$0.6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Thermal conductivity of the porous material	λ_S	$3.5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Effective thermal conductivity of the porous medium $\epsilon\lambda_F + (1 - \epsilon)\lambda_S$	λ_m	$2.6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Porosity of the porous material	ϵ	0.3
Permeability of the porous material	K	$2 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$
Temperature difference	ΔT	76.2 K
Viscosity of the fluid	μ_0	10^{-3} Pa.s
Specific heat of the porous material	c_S	$0.9 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Specific heat of the fluid	c_F	$4.2 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Thermal expansion coefficient	α_F	$2.07 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$
Gravitational constant	g	9.81 m.s^{-2}
Box size	H	10 m

Fig.5.2 shows the evolution of the temperature field in a two-dimensional box. Ra is slightly larger than the critical value $4\pi^2$, which explains the establishment of a conductive pattern of temperature distribution in a first stage (Fig.5.2b). Then, the conductive field of temperature is destabilized (Fig.5.2c). Finally, the system reaches a convective steady-state (Fig.5.2d). The cellular motion of the fluid is indicated by arrows displayed in Fig.5.2 d. It has been observed that the destabilization velocity depends on the grid resolution (Fig.??).

The evolution of the system is supposed to end when the output flux at the bottom and at the top of the box are equal (with five significant digits), after the onset of convection. Then, the simulation is stopped when this flux is constant over a period of time, at least equal to $t_{Hc} = H^2/\alpha$.

5.1.5.3 Comparison with previous studies

This work only addresses stable steady-convection and does not consider transient regimes.

In order to obtain accurate results, the mesh size needs to be chosen as a function of Ra . A sufficiently high level of mesh refinement is necessary in order to avoid oscillations that can be generated in areas with steep temperature gradients. Therefore, the discretization length depends on Ra and on the required accuracy.

Numerically, it has been observed that the smaller is δ_M , the weaker is Nu (Fig.5.3a).

Therefore, using the data for various δ_M , Nu_{ref} is calculated as the extrapolation of Nu for $\delta_M \rightarrow 0$. Fig.5.3b, that displays $\Delta Nu = |Nu - Nu_{ref}|/Nu_{ref}$ as a function of the Ra , illustrates the convergence of Nu with discretization level and the fact that the larger Ra the

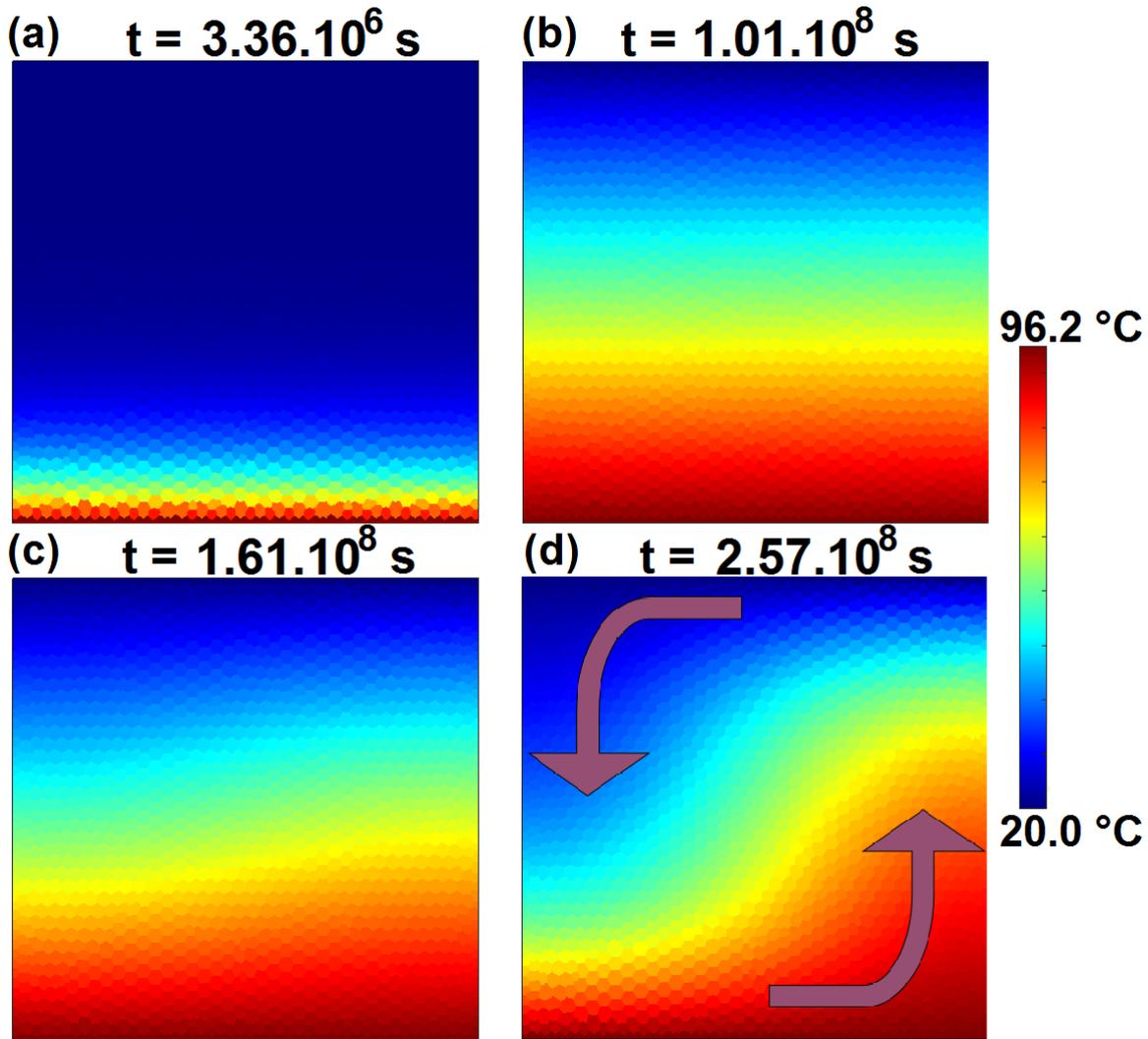


FIGURE 5.2 – Evolution of the temperature field for a vertical cross section in a pseudo two-dimensional box ($10 \times 10 \times 0.25$). $Ra = 50$, $\delta_M = 16.7$ cm. (a) The simulation starts from an homogeneous temperature field. (b) A conductive temperature field is established. (c) Because of the over-critical Ra , the conductive temperature field is destabilized, (d) Steady state 2D convection for $Ra = 50$.

finer the mesh should be in order to obtain the same level of precision in the numerical results.

First, the convection behavior is studied in order to find the conditions when the fluid starts to circulate. It is found that the numerical value of the critical Rayleigh number Ra_c in closed-top conditions ranges between 39.41 and 39.67, values that correctly match the theoretical value of $4\pi^2$. Then, in order to obtain steady-state convection patterns of various intensity, Ra is varied from Ra_c to $Ra = 300$.

As it is discussed in section 5.1.5.1, steady-state convection can be stable for several types of two-dimensional flow patterns, namely one-cell regime, two-cell ones and three-cell convection (Straus and Schubert [1979]). In some cases, in order to obtain a particular flow pattern, one has to start from a non-uniform initial state or to increase progressively the temperature. For example, when $Ra = 100$, after an instantaneous and symmetric

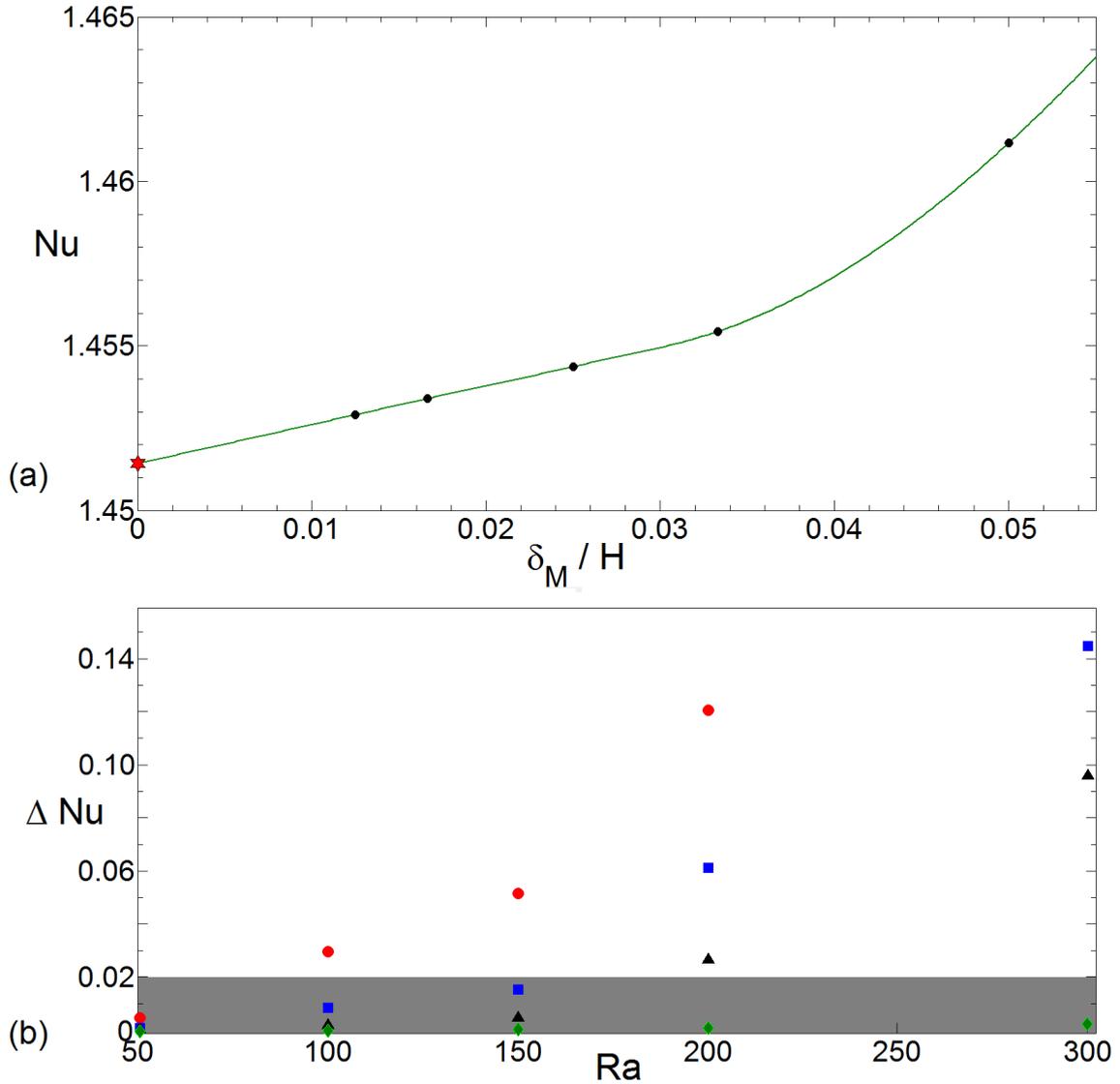


FIGURE 5.3 – (a) The Nusselt number as a function of the ratio between the mesh size δ_M and the height H of the box. Simulations were run for $Ra = 50$. Black dots corresponds to simulations, and the red star to the extrapolated value Nu_{ref} , respectively. (b) The deviation $\Delta Nu = |Nu - Nu_{ref}|/Nu_{ref}$ between our simulations for various δ_M , and the extrapolated Nu_{ref} . Data are for : $\delta_M = 0.5$ m (red dots), $\delta_M = 0.33$ m (blue squares), $\delta_M = 0.25$ m (black triangles) and $\delta_M = 0.17$ m (green diamonds). The grey area corresponds to errors weaker than 2 %.

heating, the system spontaneously evolves to a two-cell convection, with $Nu \simeq 2.14$. Nevertheless, when unusual initial conditions are imposed, namely perturbations causing a non symmetric distribution of the temperature field at $\tau = 0$, a stable steady-state one-cell convection is achieved, with $Nu \simeq 2.64$.

Our results for Ra up to 300 obtained for closed-top conditions are compared to the numerical data published by (Straus and Schubert [1979]) and (Cherkaoui and Wilcock [1999]) in Table II for one-cell and two-cell convection. In open-top conditions, Ra_c ranges between 26.79 and 27.12, which is in agreement with the theoretical prediction 27.10 derived by (Lapwood [1948]; Nield [1968]). Results of the numerical simulations of 3D circula-

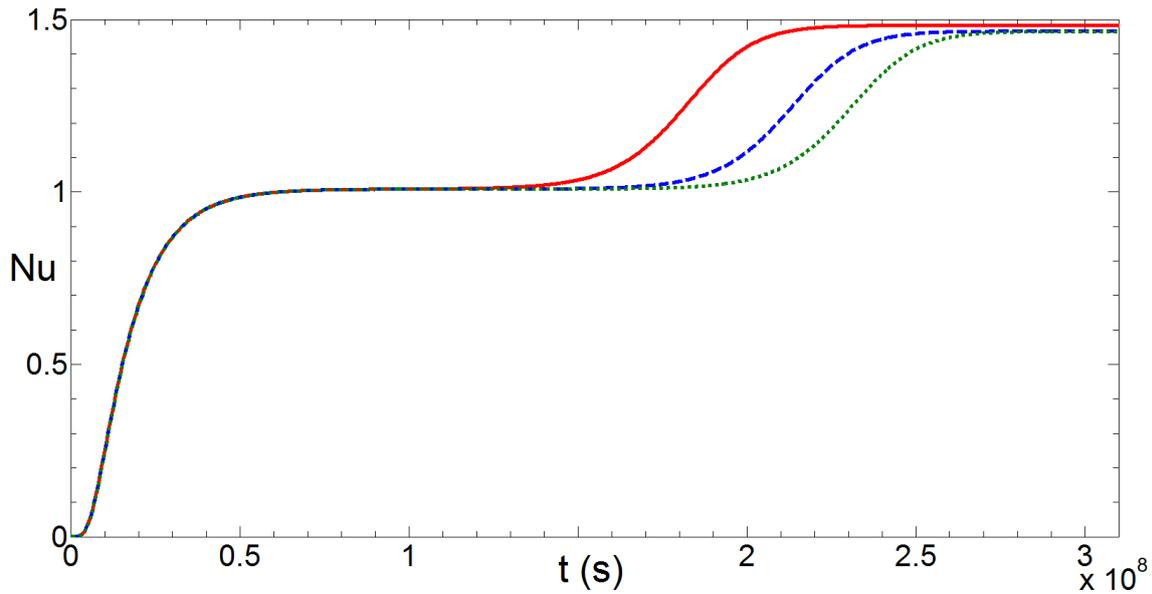


FIGURE 5.4 – The Nusselt number as a function of time for $Ra = 50$ in a square box of side $H = 10$ m. Data are for : $\delta_M = 0.33$ m (red solid line), $\delta_M = 0.25$ m (blue dashed line) and $\delta_M = 0.17$ m (green dotted line).

tions in cubic boxes are shown in Table III. Comparison with (Straus and Schubert [1979]) shows that the agreement is quite satisfactory.

Note that only one form of three-dimensional circulation is stable in our realizations, and that the very same was previously highlighted by (Straus and Schubert [1979]). Two upflowing plumes are located along two opposite edges of the cube, and two downflowing plumes are located along the two other edges. Isotherms present an axial symmetry with respect to the vertical axis passing through the center of the box. This circulation is highly dependent on initial conditions. At least for Ra up to 300, if the heating is instantaneous and distributed over an horizontal plane, the steady-state convection in a cubic box of homogeneous porous medium is two-dimensional (i.e. isotherms are perfectly horizontal along the x - or y -direction).

Since the numerically obtained Nusselt numbers compare well with those of (Straus and Schubert [1979]) and (Cherkaoui and Wilcock [1999]), current numerical approach is assumed to provide accurate solutions to the closed-top problem for Ra up to 300.

5.1.6 Thermal convection in fractured porous media

In this section, the influence of a fracture network on the magnitude of thermal convection is studied. The magnitude of the convection depends obviously on the Rayleigh number in the matrix, Ra_m , and of the characteristics of the fracture network. Nevertheless, some artificial parameters, without physical meaning, are influencing the results ; such as the ratios δ_M/R and H/R , δ_M being the grid resolution, the radius R of the circumscribed circle to the fracture and the H size of the cubic box.

TABLEAU 5.2 – The Nusselt number for 2-D steady-state convection in closed-top conditions for the current study, and (Straus and Schubert [1979]) and (Cherkaoui and Wilcock [1999]). The numerical data are the extrapolated Nusselt values for $\delta_M \rightarrow 0$. Two-cell convection is indicated by an asterix; other values are for unicellular convection.

Ra	Nu		
	this study	Straus and Schubert [1979]	Cherkaoui and Wilcock [1999]
50	1.451	–	1.450
100	2.643	2.651	2.647
100	2.14*	–	–
150	3.315	3.320	3.324
150	3.251*	3.245*	–
200	3.805	3.808	3.801
200	3.992*	3.986*	–
300	4.512	4.510	4.519
300	5.024*	5.005*	–

TABLEAU 5.3 – The Nusselt number for 3-D steady-state convection in closed-top conditions for the current study (data are extrapolations of Nu for $\delta_M \rightarrow 0$) and (Straus and Schubert [1979]).

Ra	Nu	
	this study	Straus and Schubert [1979]
100	2.646	–
200	4.377	4.41
300	5.38	5.43

According to simulations in homogeneous porous media (see section 5.1.5.3), the precision of the results improves with decreasing δ_M . It has been numerically observed that the same is verified for fracture networks. For most simulations considered in this section, $\delta_M = R/6$ is chosen, $H/R = 5$, with $R = 2$ m. This is a trade-off between computation time and Ra range, implying the exclusion of all computations where $Ra > 160$ ($\approx Nu > 4$ for three-dimensional flow patterns). For the same practical reasons, the maximum values of ρ' and σ' are 10; $\rho' > 10$ implies large computation time, and $\sigma' > 10$ implies grid resolution superior to the δ_M used in this study to provide accurate results.

The definitions of dimensionless hydraulic transmissivity σ' , and the dimensionless thermal transmissivity Λ' , (see 5.12, 5.13, 5.23a) imply that they are related by mean of $b' = b/R$ as

$$\sigma' = b' \frac{K_{fr}}{K} = \frac{b'^3 \cdot R^2}{12K}, \quad \Lambda' = b' \frac{\lambda_F}{\lambda_m}, \quad \text{with } K_{fr} = \frac{b^2}{12} \quad (5.31)$$

Since fractures are fully saturated with water, their thermal conductivity is equal to λ_F , which is close to the thermal conductivity of the porous matrix λ_m . Considering that fractures are open conduits with very small apertures, the dimensionless thermal transmissivity of fractures Λ' is very small ($3.95 \cdot 10^{-5} \leq \Lambda' \leq 6.30 \cdot 10^{-4}$), although σ' could be important ($0.1 \leq \sigma' \leq 10$), meaning that the contribution of fractures is mostly convective. In this study, the transverse resistance of fractures is not considered and the corres-

ponding terms are not included in the mathematical model. When their conductivities decrease, the fractures stop to act at all, without becoming insulating barriers neither for the flow, nor for the conduction. Moreover, since the fracture volume is superimposed to the matrix volume and is not substituted, the slight insulating thermal conductivity of fractures cannot influence the final results. Hence, the influence of fractures on the heat released by the fractured system is considered as due to σ' and ρ' .

Fig.5.5 displays Nu as a function of Ra_m , for four different fracture networks with various ρ' and σ' . The Nusselt number for stable steady-state three-dimensional convection in cubic boxes of porous media is also plotted. The heat transfer in fractured porous media is enhanced relative to that in homogeneous porous media for the same boundary conditions due to the presence of fractures. The output flux characterized by Nu strongly depends on the structural and hydraulic properties σ' and ρ' of the networks.

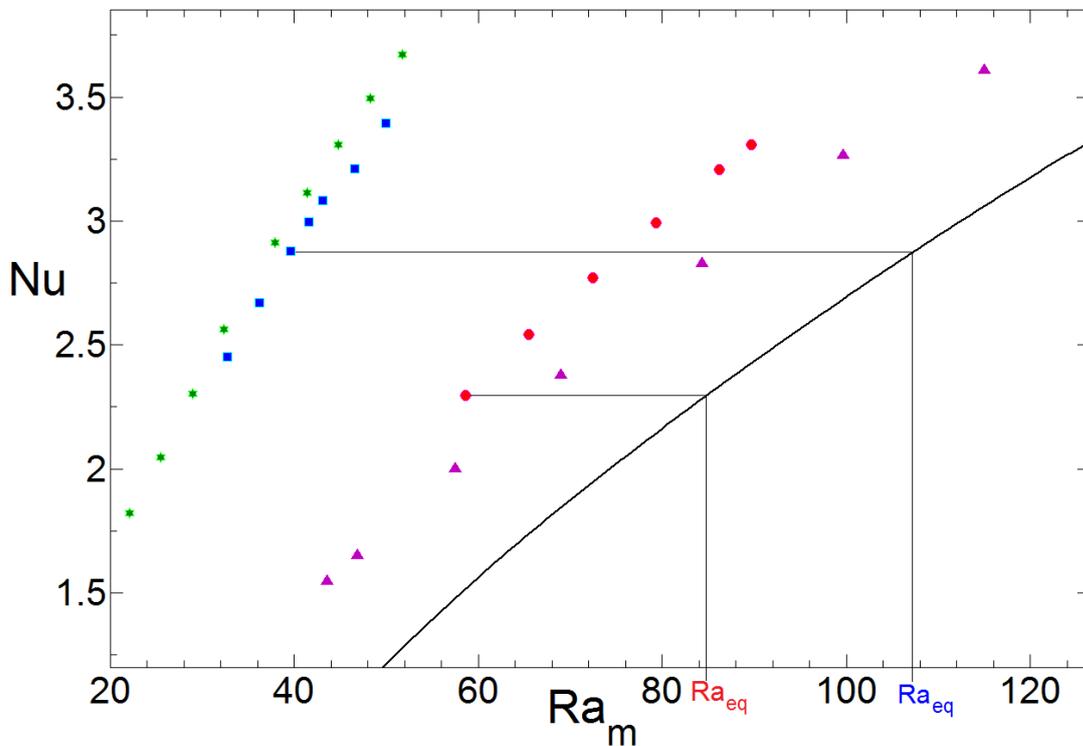


FIGURE 5.5 – The Nusselt number as a function of the matrix Rayleigh number Ra_m . The solid line is for three-dimensional convection in an homogeneous porous medium. Dots represent computations for four different networks $\rho'=2$ $\sigma'=1$ (purple triangles), $\rho'=3$ $\sigma'=5$ (green stars), $\rho'=4$ $\sigma'=1$ (red dots) and $\rho'=7$ $\sigma'=2$ (blue squares). An equivalent Rayleigh number Ra_{eq} is defined as the Rayleigh number for which the porous medium releases the same thermal flux.

Fig.5.5 shows that the trend of each network is smooth with Ra_m and might be similar to the trend of the homogeneous porous medium.

This section is divided into three parts. The two first ones address the influence of the dimensionless transmissivity and the dimensionless density of fractures on the heat re-

leased by an isotropically fractured system. The third part discusses the calculation of the effective permeability of a fractured medium and compares the output fluxes generated by the discrete fractured approach and the associated effective porous approach.

5.1.6.1 Influence of the dimensionless fracture transmissivity

The influence of σ' on the natural thermal convection in a cubic box is illustrated by vertical cross sections of steady-state temperature fields (Fig.5.6). The temperature fields illustrate the influence of three different dimensionless fracture transmissivities for the same fracture network $\rho' = 4$ and the same Rayleigh number in the matrix $Ra_m = 41.5$.

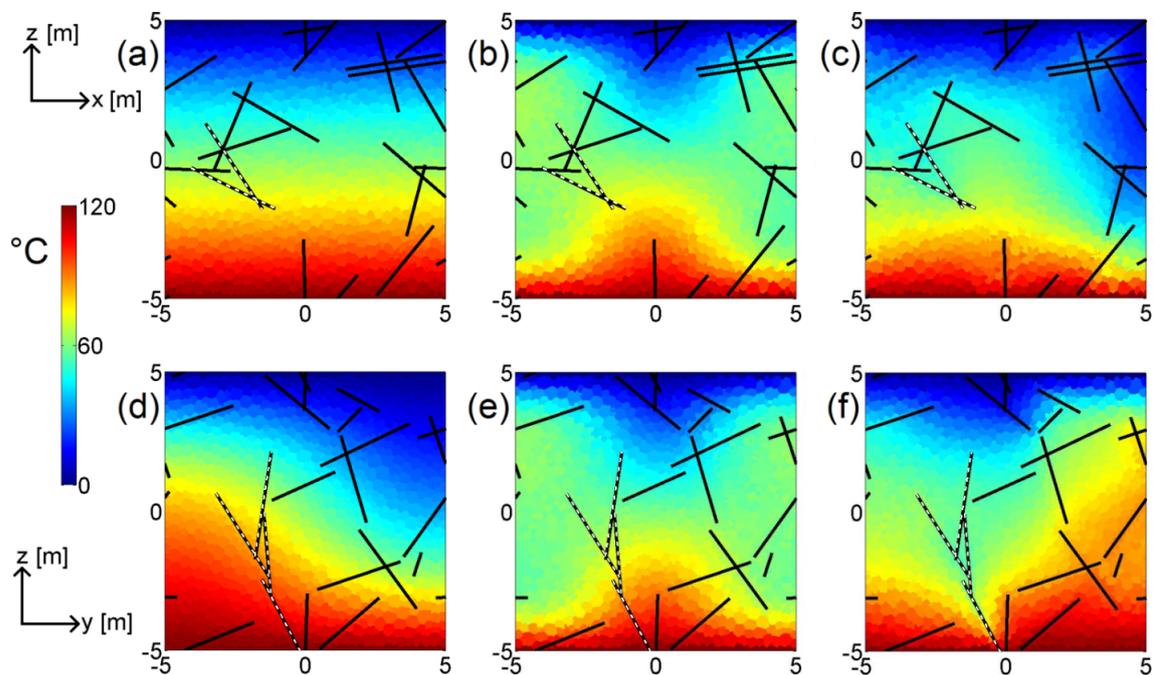


FIGURE 5.6 – The temperature field in two orthogonal vertical cross sections at steady state for three different dimensionless fracture transmissivities : $\sigma' = 0.1$ (a,d), 1 (b,e) and 5 (c,f). Data are for : $\rho' = 4$ and $Ra_m = 41.5$.

In accordance with Rayleigh's theory, if Ra is larger than Ra_c , convection occurs and at least one convection cell is formed (Straus and Schubert [1979]). As noticed in section 5.1.5, for an instantaneous and horizontally distributed heating from below, the steady state convection in a homogeneous porous medium is two-dimensional, at least for $Ra < 300$. If the medium is fractured, this is no longer true since the medium is not homogeneous anymore. However, for small fracture conductivities (e.g. $\sigma' = 0.1$ in Figs.5.6a,d), the convection patterns have a pronounced two-dimensional structure, with perfectly horizontal isotherms along the x -direction. In that case, fractures do not significantly perturb the medium and the temperature field at steady-state indeed presents a pronounced two-dimensional structure. Moreover, this two-dimensional structure is characterized by a mean x -component of the velocity one order of magnitude lower than in the y - and

z -components.

The temperature fields shown for $\sigma' = 1$ and 5 in Figs.5.6b-f correspond to three-dimensional convective regimes. For $\sigma' = 1$ (Figs.5.6b,e), the temperature field at steady-state presents a symmetry around the z -axis passing through the center of the box, which reminds three-dimensional convection in a cubic box of homogeneous porous medium (see section 5.1.5.3). For larger σ' (Figs.5.6c,f), the configuration of the temperature field at steady-state is highly influenced by the location of the fractures.

Obviously, the flow patterns in a given fractured network vary with the fracture transmissivity. For example, consider the fractures with white dashes in Fig.5.6. As one can notice by comparing the temperature field surrounding these fractures, some upflowing fractures turn into downflowing when their transmissivity is increased.

The variations of the output flux, which characterize the increase in intensity of the convective heat transfer, is illustrated in Fig.5.7, where Nu as a function of σ' , for $Ra_m = 41.5$ and four individual networks with densities $\rho' = 1, 4$ and 8.

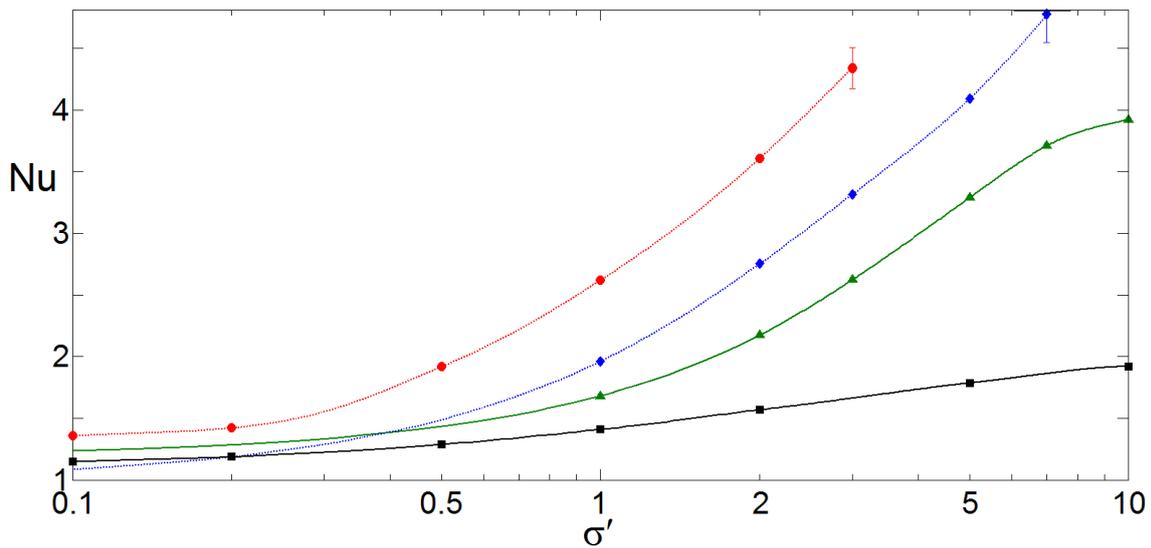


FIGURE 5.7 – The Nusselt number as a function of the dimensionless fracture transmissivity σ' for four individual networks of dimensionless density $\rho' = 8$ (red circles), 4 (blue diamonds and green triangles) and 1 (black squares); $Ra_m = 41.5$. Solid and dashed lines fit networks which seem to be upper bounded or not, respectively.

The trend of Nu as a function of σ' depends on the fracture networks. Data for $Nu > 4$ are obtained with a relatively low precision $\geq 2\%$, hence an error bar is depicted in Fig.5.7. As seen in Fig.5.7, two different behaviors are depicted for σ' varying from 0.1 to 10. In networks with small densities (e.g. $\rho' = 1$), Nu seems bounded from above, which is not true for large density networks (e.g. $\rho' = 8$). For moderate density networks such as $\rho' = 4$, both trends are observed. A similar behavior was observed for permeability of a fracture network as a function of σ' (Adler et al. [2012]). Namely, when the fracture network does not percolate, the fluid has to flow through the porous matrix. Therefore, an increase in σ' has a limited effect on the effective permeability. In the opposite case, when the network

percolates, the effective permeability of the medium increases proportionally to σ' .

One can suppose that a similar mechanism determines the convective behavior of fractured media. If the permeability of the matrix is fixed, and the fracture network does not percolate, increasing the permeability of the fractures improves convection in a limited way, because the fluid has to flow through the matrix. Nevertheless, the concept of percolation for thermal convection in closed boxes is different from the percolation threshold for the flow, because the fluid follows the pattern of the convection cell. Hence, the percolation threshold can be seen as a critical density when a cluster of connected fractures forms along the convection cell.

These behaviors are not verified for σ' superior to 10 because a better discretization is necessary.

5.1.6.2 Influence of the dimensionless fracture density ρ'

The influence of ρ' on the natural thermal convection in a cubic box is illustrated by steady-state temperature fields (Fig.5.8), obtained for various ρ' and fixed values of $Ra_m = 41.5$, $\sigma' = 1$.

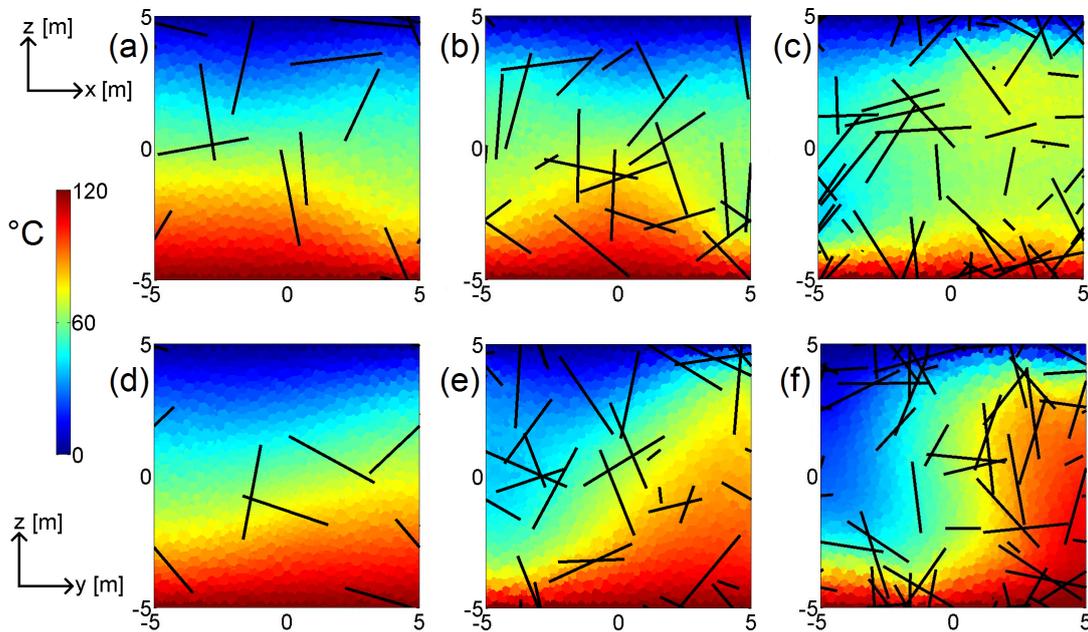


FIGURE 5.8 – The temperature field in two perpendicular vertical cross sections at steady state for $\rho' = 2$ (a,d), 6 (b,e) and 10 (c,f). Data are for $\sigma' = 1$ and $Ra_m = 41.5$.

As seen in Fig.5.8, variations of ρ' induce structural transition of the convective circulation.

For a low density fracture network (Figs.5.8a,d), which does not percolate, the observed convection does not differ significantly from homogeneous porous media. The slope

of the isotherms along the x - and y -directions is small. When ρ' is increased, the structure of the convection changes (Figs.5.8b,e). The convection patterns present inclined isotherms along the y -direction, and a central upflowing plume is visible along the $x z$ -plane. In the dense fracture network displayed in Figs.5.8c,f, the flow patterns are almost two-dimensional, with a well-defined upflowing plume along the $y z$ -plane, and with quite flat isotherms along the $x z$ -plane. One can see that a strong difference in convection strength differentiates low and high density networks, since the lateral extension of the upflowing plume is thinner when ρ' is increased.

The increase in intensity of the convective heat transfer due to the increase in fracture density implies an increase in the output flux. As shown in Fig.5.9 where Nu is displayed as a function of ρ' , for a fixed Ra_m and two different fracture transmissivities, namely $\sigma' = 1$ and 2.

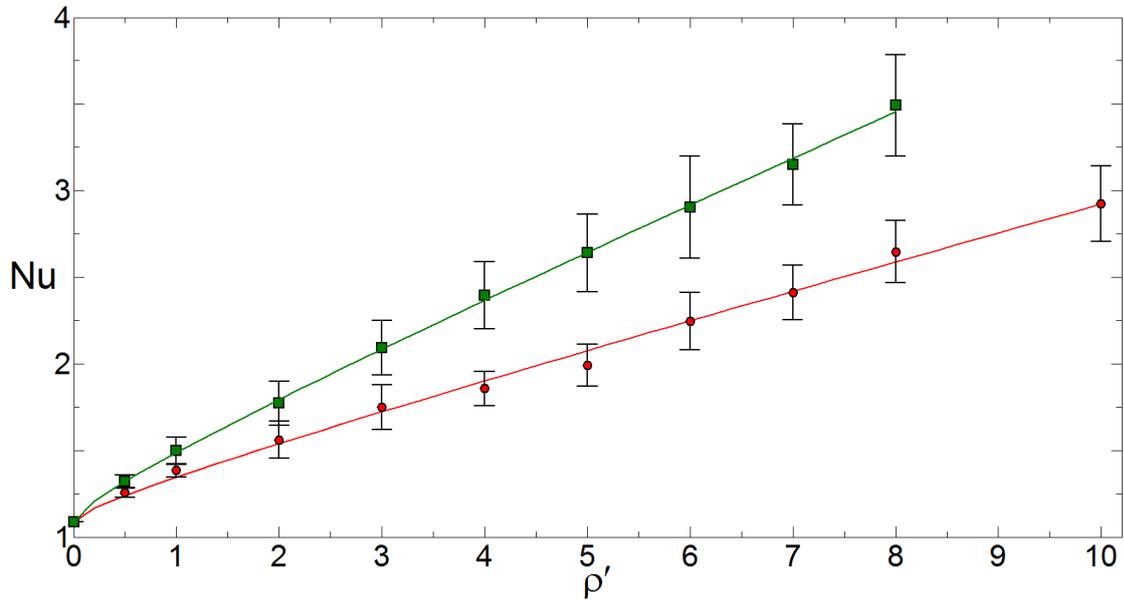


FIGURE 5.9 – The Nusselt number as a function of the dimensionless density of fractures ρ' for : $\sigma' = 1$ (red dots) and $\sigma' = 2$ (green squares) and $Ra_m = 41.5$. Dots represents the statistical average over 18 different networks with the same ρ' . Error bars represent the standard deviations. Solid lines are for the best quadratic fits (5.32a, 5.32b).

The data are statistical means over 18 different networks. The standard deviations increase with increasing ρ' , they are approximately equal to $0.2 Nu$.

In the no fracture limit, $\rho' = 0$, $Nu = Nu_{mat} = 1.087$. Adding this data, quadratic fits for the two transmissivities plotted in Fig.5.9 yield

$$Nu = Nu_{mat}(1 + 0.1487\sqrt{\rho'} + 0.2196\rho') \quad \text{for } \sigma' = 2, \quad r = 0.999 \quad (5.32a)$$

$$Nu = Nu_{mat}(1 + 0.0996\sqrt{\rho'} + 0.1372\rho') \quad \text{for } \sigma' = 1, \quad r = 0.998 \quad (5.32b)$$

where r is the regression coefficient.

5.1.6.3 Convection in fractured porous media and in the effective homogeneous porous media

In this section, the heat released by the fractured porous medium is compared to the heat released by an homogeneous porous medium with the same effective macroscopic properties. The results obtained with the fractured porous medium are denoted by the subscript FPM while results obtained with the corresponding homogeneous porous medium are denoted by the subscript HPM.

5.1.6.3.1 Computation of the effective properties of fractured porous media

The influence of fractures on the effective properties of the whole medium depends on their density and of their thermal and hydraulic transmissivities. In this study, the presence of fractures increases the macroscopic permeability, as fractures present a higher permeability than the porous matrix, but does not change the thermal conductivity of the medium, as stated at the beginning of Section 5.1.6.1). Therefore, the effective thermal conductivity of the fractured medium is the thermal conductivity λ_m of the porous matrix.

To obtain the effective macroscopic permeability, the procedure described in (Bogdanov et al. [2003a]) is followed. First, for each sample of fractured porous medium, a pressure drop is imposed between two opposite boundaries while the other boundaries are kept impervious. Then, the average fluid velocity is calculated without considering the heat transfer. The relation between this velocity and the imposed pressure gradient is used in order to evaluate the sample permeability via the macroscopic Darcy's law. Simulations are done along the three spatial directions and the effective permeability of the isotropic fractured porous medium K_{eff} is the mean of the three diagonal values. Once K_{eff} is computed for a given network, fractures are removed, and the permeability of the matrix is replaced by K_{eff} . Then, simulations of convection in this effective medium are performed for the same boundary conditions as for the fractured medium.

5.1.6.3.2 Output thermal flux

The following results are obtained for fractured media when ρ' varies from 0.5 to 10 and σ' from 0.1 to 10. The Rayleigh number Ra_m is changed by varying ΔT . The interval of variations of ΔT is chosen so that the effective Rayleigh number $Ra_{eff} = \alpha_F \rho_0^2 c_{FG} \Delta T K_{eff} H / \mu_0 \lambda_m$ does not exceed 150. Fig.5.10 shows the Nusselt number obtained in FPM as a function of Ra_{eff} compared to the theoretical values of Nu for two- and three-dimensional convection in HPM.

This graph should be compared with that in Fig.5.5 where Nu is given as a function of Ra_m for some networks. It can be seen that in a first approximation the data are well

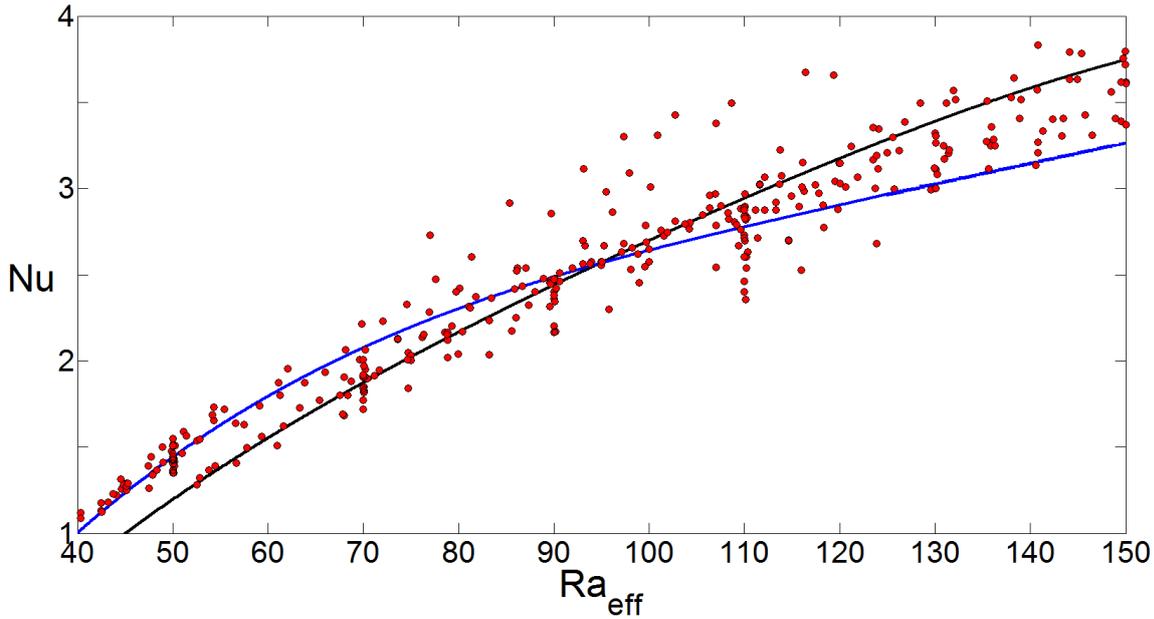


FIGURE 5.10 – The Nusselt number as a function of $Ra_{eff} = \alpha_F \rho_0^2 c_F g \Delta T K_{eff} H / \mu_0 \lambda_m$. Red dots represent Nu with the FPM approach for $0.1 \leq \sigma' \leq 10$, $0.5 \leq \rho' \leq 10$ and $12 \leq Ra_m \leq 138$. Blue and black solid lines stands for two- and three-dimensional convection in HPM, respectively.

gathered when Ra_{eff} is used instead of Ra_m and they are close to Nu for homogeneous porous media. However, some scatter can be observed as well as particular trends, which are going to be analysed.

As discussed in Section 5.1.6.1 and demonstrated in Fig.5.6, a stable convective flow in fractured porous media can be almost two-dimensional or three-dimensional under the same thermal conditions, depending on the characteristics of the fractured network. In an homogeneous porous medium, the convection pattern can also be two- or three-dimensional, depending on the initial conditions or on the imposed boundary conditions. These patterns correspond to different Nusselt numbers; hence, the results for the FPM have to be compared to the results in HPM with a similar flow pattern. In order to select the simulations in FPM which should be compared with two-dimensional convection in HPM and separate them from simulations which should be compared to three-dimensional convection in HPM, the volume average of the absolute value of the fluid velocities along the x - and y -directions are calculated. When these velocities are significantly different (about one order of magnitude and more), the convection in FPM is said to be two-dimensional.

Fig.5.11 represents Nu_{HPM} as a function of Nu_{FPM} , with the same effective permeability.

The comparison takes into account the structure of the convection which is either two-dimensional convection or three-dimensional. Fig.5.11 shows that the effective approach is not always in agreement with the discrete fracture approach and significant differences in Nu can be observed. It is useful to analyze separately two- and three-dimensional flow patterns in FPM because they demonstrate different tendencies.

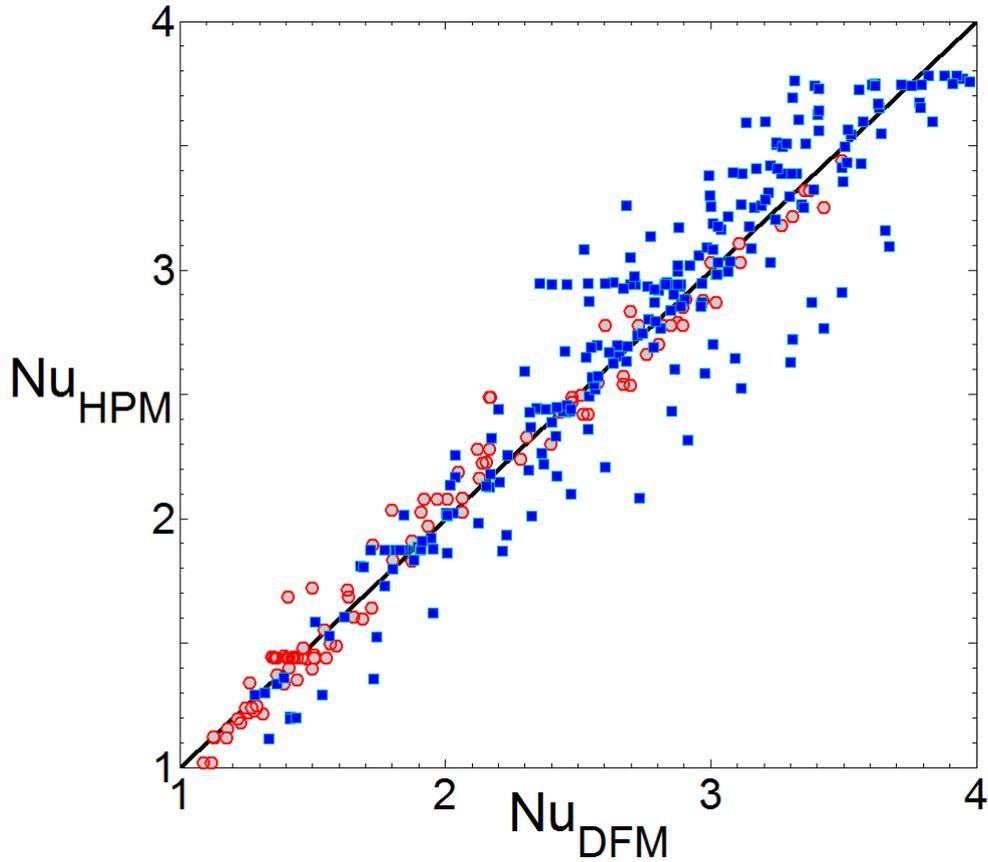


FIGURE 5.11 – The Nusselt number Nu_{HPM} computed in an homogeneous porous medium vs the Nusselt number Nu_{DFM} computed in the discrete fracture medium, both presenting the same effective permeability. Data are for : two-dimensional convection (red dots), three-dimensional convection (blue squares). One dot represents one realization, and the first bisector is shown. Data are for $7 < Ra_m < 139$, $0.5 < \rho' < 10$ and $0.1 < \sigma' < 10$.

Two-dimensional convection patterns present three different trends. The first regime concerns weak $Nu < 1.4$, when Ra_{eff} is close to Ra_c . In this case, HPM tends to underestimate the output flux of the FPM; therefore fractures, when they are explicitly present in the numerical model, are more influential than expected. For $1.4 \leq Nu \leq 2.7$, the two-dimensional convection in HPM tends to overestimate the output flux, and to underestimate it for $Nu \geq 2.7$. This change is probably due to the fact that two-dimensional convection in cubic boxes transfers more heat than three-dimensional convection for $Ra \leq 97$ (Schubert and Straus [1979]), corresponding to $Nu \approx 2.7$ (see the curves in Fig. 5.11). Since the medium is not homogeneous, convection cannot be perfectly two-dimensional. In our simulations, the velocity along the horizontal axes never vanishes, and the two-dimensional patterns are characterized by a large velocity difference between the x - and y -directions. Hence, the convection patterns in FPM are rather close to a hybrid structure between two- and three-dimensional convections, leading to an overestimation by HPM for $Nu \leq 2.7$ and underestimation for $Nu \geq 2.7$. It is observed that the ratio between velocities along the y - and x -directions does not vary significantly when Ra increases, since velocities along all directions increase.

The comparison between HPM and FPM for three-dimensional flow patterns is less intuitive as no obvious trend appears. For $Nu \leq 1.5$, HPM systematically underestimates the output flux generated by FPM; again the influence of fractures is larger than expected when Ra_{eff} is weak. When Nu is increased, no obvious trend is seen, HPM can overestimate or underestimate the heat released by FPM. Among 239 simulations in FPM compared to three-dimensional convection in HPM, 124 simulations exhibit an overestimation of HPM. As it can be seen in Figs.5.10-5.11, some data points are perfectly aligned, with $Nu_{HPM} = 1.44, 1.87, 2.94, 3.75$ and correspond to simulations with $Ra_{eff} = 50, 70, 110$ and 150, respectively. These simulations are relative to networks with various ρ' and various σ' . The fact that these dots are not superimposed and that Nu_{FPM} varies from one network to another, means that the applicability of the HPM depends on the network parameters.

5.1.7 Discussion

5.1.7.1 Validity of the homogeneous approach

As it has been demonstrated in section 5.1.6, some predictions of HPM based on K_{eff} provide the same macroscopic heat transfer as in the corresponding FPM; nevertheless, for several networks, HPM provides contrasts with FPM larger than 25%. Let us analyse the error of HPM as functions of the parameters tested in this study, namely the network density ρ' and the transmissivity σ' of the fractures.

Fig.5.12 represents the same data as is Fig.5.11, but the value of ρ' is indicated.

Fig.5.12a shows that the effective approach is in agreement with the discrete fractured approach for very low fracture densities, i.e. $\rho' \leq 2$. Note that these networks are not percolating. The deviation of Nu_{HPM} from Nu_{FPM} for low density fracture network is seen to increase with increasing Ra . Figs.5.12b and c display results for $3 \leq \rho' \leq 7$, these densities obviously present the largest deviations, up to 29% between HPM and FPM. Then, Fig.5.12d, representing large density networks with $\rho' \geq 8$ exhibits lower deviations. In this latter case, HPM predictions become more precise as the heterogeneity of the fractured porous medium decreases.

The fact that HPM is more precise for low and for dense fracture networks is in accordance with physical intuition. The percolation threshold in isotropic networks is close to $\rho' = 2.31$ (Adler et al. [2012]). In fractured networks with low densities, where few fractures actually intersect without forming a percolating network, the influence of fractures is only due to local disturbances in the flow field around each fracture and Nu can be approximated by its value in a homogeneous medium, within 6% (for Ra_{eff} up to 110). On the other hand, dense fracture networks are similar to homogeneous media. Perturbations of the flow field are still localized in small domains, but are distributed over the whole medium. This last result was already emphasized by (Long et al. [1982]), for two-dimensional

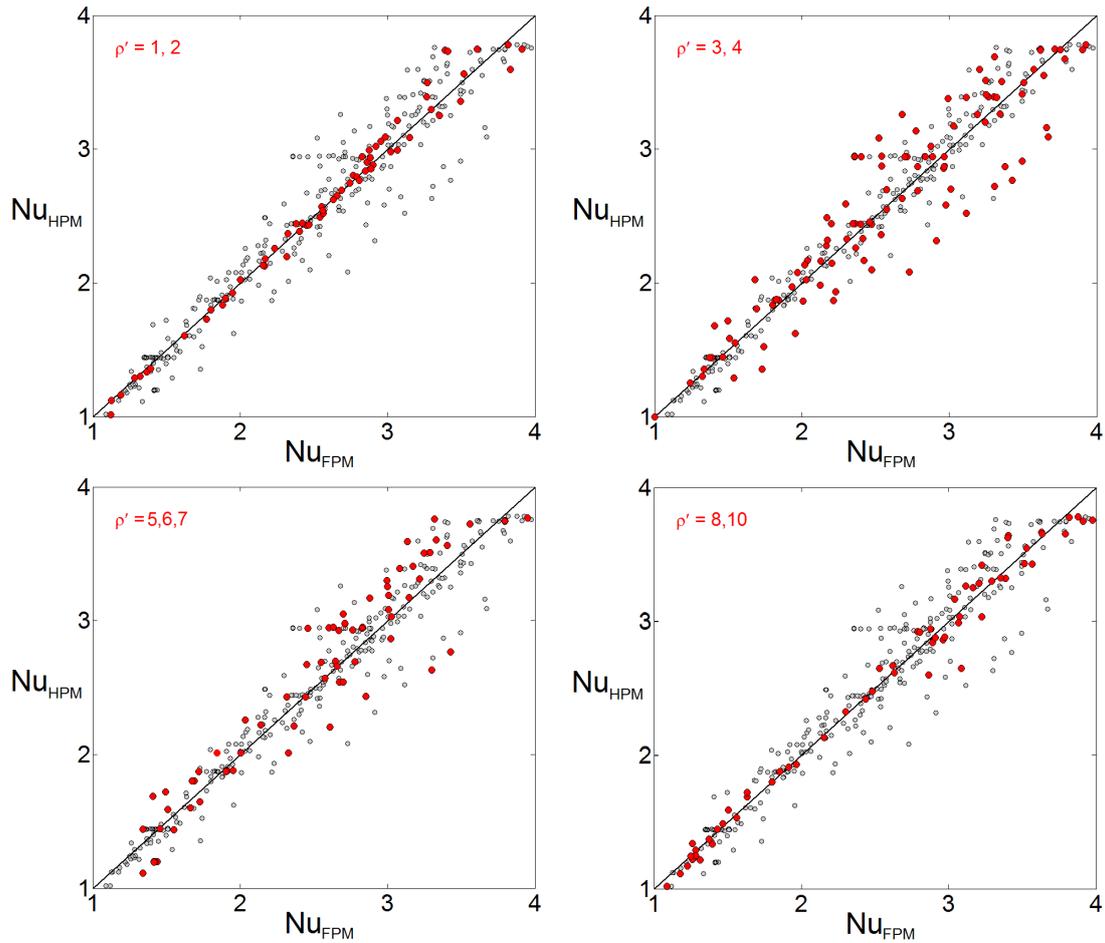


FIGURE 5.12 – The Nusselt number Nu_{HPM} computed in an homogeneous porous medium as a function of the Nusselt number Nu_{DFM} computed in the discrete fracture medium with the same effective permeability. One dot represents one realization, and the first bisector is added for clarity. Red dots stand for $\rho' = 1, 2$ (a), $\rho' = 3, 4$ (b), $\rho' = 5, 6, 7$ (c), $\rho' = 8, 10$ (d).

fractured media. For low and dense fractured networks, the heat released by the fractured porous medium is close to the one released by an homogeneous medium presenting the same macroscopic properties within 10%, at least for Ra_{eff} up to 150.

Networks exhibiting the largest deviations between HPM and FPM, are percolating networks with moderate ρ' . For percolating networks, the error made by the effective approach diminishes with increasing ρ' .

Let us now consider the effect of the dimensionless transmissivity or aperture of fractures. It was already emphasized by (Long et al. [1982]) that fractured systems with uniform aperture behave more like homogeneous media than distributed aperture systems. Nevertheless, even when fractures present the same transmissivity, the value of this transmissivity is a parameter influencing the validity of the homogenization. This is illustrated in Fig.5.13 which presents the deviation ΔNu between the HPM and FPM approaches for one network with $\rho' = 4$.

The deviation between the two approaches is seen to increase with the aperture b' ,

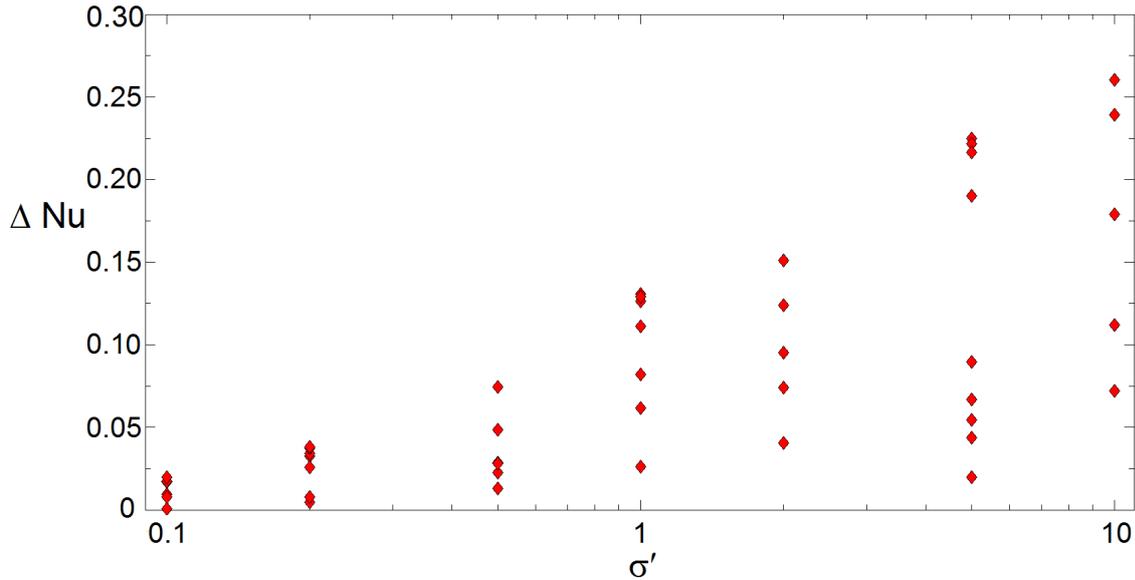


FIGURE 5.13 – The deviation $\Delta Nu = |Nu_{DFM} - Nu_{HPM}| / Nu_{DFM}$ between fractured and homogeneous porous media with the same effective permeability as a function of the dimensionless transmissivity of fractures σ' for a density $\rho' = 4$ and $12 < Ra_m < 138$. Each data point corresponds to one realization.

and thus with σ' . Increasing σ' implies a relative reduction of the contribution of the matrix to the flow. Therefore, with increasing σ' , the temperature field deviates from the stable three-dimensional convection structure in cubic homogeneous porous materials, and this effect depends on the fracture location.

These geometrical effects explain the occurrence of the largest deviations between homogeneous and heterogeneous approaches for moderate fracture densities. Nevertheless, it should be noted that the large range of ρ' ($2 \leq \rho' \leq 8$) inducing potentially inaccurate predictions from HPM, is dependent of the L/R ratio. Therefore, the well known finite size effect may play a role. As shown in (Bogdanov et al. [2003a]), the higher is L/R, the sharper is the percolation transition and the smaller the finite size effect in fractured systems. For example the theoretical value of the percolation threshold is close to 2.3 (Adler et al. [2012]). However, the probability of percolation P_p is $0 < P_p < 1$ for $1.3 < \rho' < 3.7$ when $L/R = 4$, and for $2 < \rho' < 2.5$ when $L/R = 20$. This study, because of limitations on computation time is performed with $L/R = 5$; hence, the transition zone is large.

To summarize, the effective approach gives good results when it provides a good estimation of the heat released by the fractured system. This happens when the fractured network does not impact the flow patterns. Since only isotropic networks are studied, two cases meet this requirement. The first one is a non percolating fracture network, where only few fractures disturb the convective patterns. The second one is a large density fracture network, since the influence of fractures on convective flow patterns decreases with decreasing fracture spacing (Vujevic et al. [2014]). Whatever ρ' , HPM gives better results with decreasing transmissivity. The impact of some geometrical effects are provided in

(Vujevic et al. [2014]) for simplified regular fractured networks.

5.1.7.2 On the existence of equivalent properties

As shown in section 5.1.6, a large effective permeability of a fractured network does not necessarily imply a large heat transfer in a fractured porous medium.

Fig.5.5 displays Nu as a function of Ra_m for various networks. The evolution of Nu with increasing Ra_m is smooth and data are aligned along curves similar to the one of homogeneous porous media. Note that the trends of networks $\rho' = 3, \sigma' = 5$ and $\rho' = 7, \sigma' = 2$ are very similar, even if these networks are morphologically different, with different effective permeabilities ($K'_{eff} = K_{eff}/K = 2.25$ and 3.02 , respectively).

Based on this correspondence, an equivalent Rayleigh number Ra_{eq} is defined by taking the projection of the value of Nu in the fractured porous medium on the curve of the homogeneous medium as illustrated in Fig.5.5. Ra_{eq} is the value of Ra in HPM releasing the same heat as the FPM approach.

Ra_{eq} is plotted as a function of Ra_{eff} (see section 5.1.6.3) in Fig.5.14, which shows that these two dimensionless quantities are linearly related.

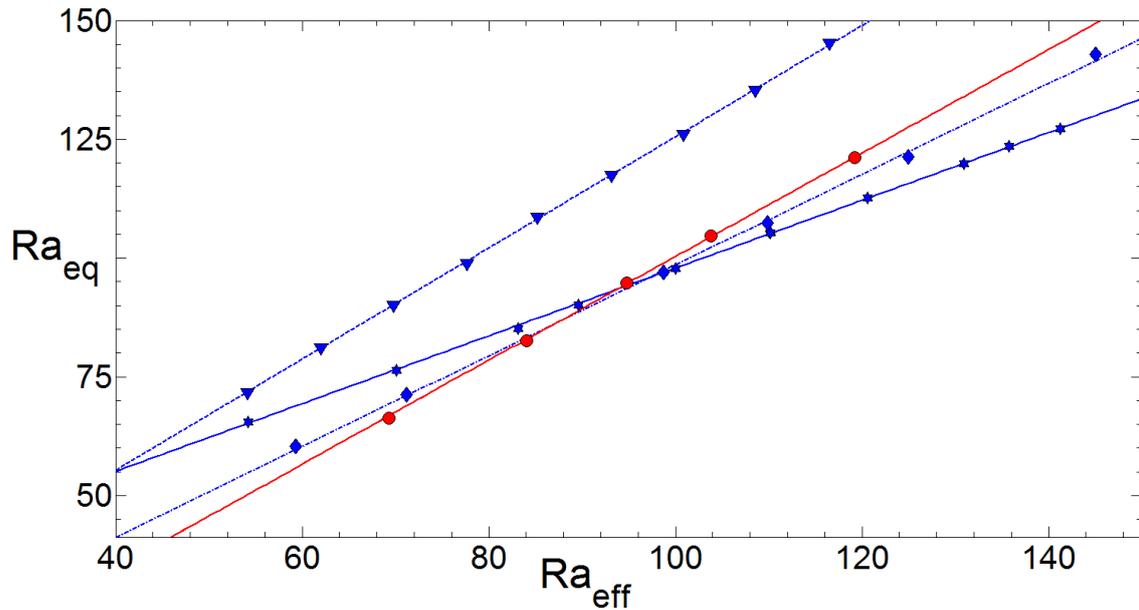


FIGURE 5.14 – The equivalent Rayleigh number Ra_{eq} as a function of the effective Rayleigh number Ra_{eff} for four individual fracture networks. Data are for : $\rho'=1, \sigma'=5$ (red circles) ; $\rho'=3, \sigma'=5$ (blue triangles) ; $\rho'=4, \sigma'=1$ (blue diamonds) ; $\rho'=8, \sigma'=1$ (blue stars).

Only four different networks are presented here for the sake of clarity, but computations were made on 41 different networks ($1 \leq \rho' \leq 10$ and $0.1 \leq \sigma' \leq 10$) and the mean regression coefficient is equal to 0.998.

Since a linear relationship links Ra_{eq} and Ra_{eff} , the equivalent properties depend on the fracture network, but not on Ra_m . This means that the heat released by a known fractured system could be possibly deduced from an homogeneous approach. The linear

relationship can be analysed further,

$$Ra_{eq} = aRa_{eff} + B \quad (5.33)$$

where a and B are fitted for each individual network. These coefficients are displayed in Fig.5.15a for all the networks. They are seen to be correlated and aligned along the curve $a = 1 - B/100$, with a regression coefficient of $r^2 = 0.991$ for non percolating networks and $r^2 = 0.881$ for percolating networks. Thus, Fig.5.15a suggests the approximate relation

$$(Ra_{eq} - 100) = a(Ra_{eff} - 100) \quad (5.34)$$

where a still depends on the network realization. In particular, (5.34) is satisfied when $Ra_{eq} = Ra_{eff} = 100$. As shown in Fig.5.14, this solution is approximately verified for non-percolating and some percolating networks. This value is very close to $Ra \simeq 97$, for which two-dimensional and three-dimensional convections release the same energy (Straus and Schubert [1979]). Hence, it is not surprising that this solution is verified for networks inducing weak deformations of the flow patterns, such as non-percolating networks and fracture networks with weak transmissivities.

Figs.5.15 b and c display a as a function of ρ' and b' , respectively; a does not seem to be correlated to ρ' and b' . Only for very weak transmissivities, a close to 1, i.e. $Ra_{eff} \approx Ra_{eq}$, but actually, only few such networks were tested and this trend may not be verified for larger sets.

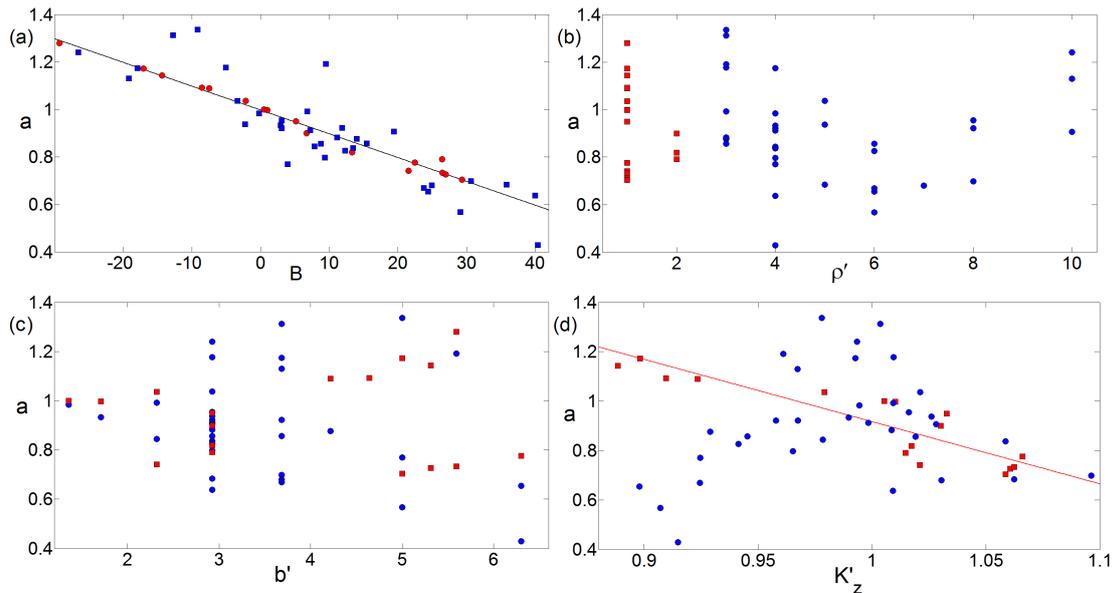


FIGURE 5.15 – The linear relation (5.34). (a) a as a function of B , (b) a as a function of ρ' , (c) a as a function of b' and (d) a as a function of $K'_z = 2K_z/(K_x + K_y)$. The solid line in (a) is $a = 1 - b/100$ and in (d) $a = 3.4 - 2.5K'_z$. Red dots and blue squares represent non-percolating and percolating networks, respectively.

Another parameter is analysed, in order to check anisotropic effects

$$K'_z = \frac{2K_{eff,z}}{K_{eff,x} + K_{eff,y}} \quad (5.35)$$

where $K_{eff,x}$, $K_{eff,y}$ and $K_{eff,z}$ are the effective permeabilities calculated by imposing a pressure drop along the x -, y - and z -axe, respectively. a is displayed in Fig.5.15d as a function of K'_z . Some correlation between a and K'_z can be observed for non-percolating networks, namely, $a > 1$ for the networks with a slight horizontal anisotropy ($K'_z < 1$), and $a < 1$ for the networks with a slight vertical anisotropy ($K'_z > 1$). According to (5.34), for $Ra_{eff} < 100$, when $a > 1$, $Ra_{eq} < Ra_{eff}$ and the effective medium approach underestimates the output thermal flux; these networks induce two-dimensional convection patterns. Moreover, when $a < 1$, then $Ra_{eq} > Ra_{eff}$, and the effective medium approach overestimates the output flux; the flow pattern is three-dimensional. Therefore, it seems that non-percolating networks with a slight horizontal anisotropy of the flow favour two-dimensional convection while non percolating networks with a slight vertical anisotropy of the flow promote three-dimensional convection. For percolating networks, no trend between K'_z and a appears.

To conclude, the relationship between Ra_{eff} and Ra_{eq} makes possible the modeling of the heat transfer in a fractured reservoir by an homogeneous approach. Unfortunately, results are not sufficient to propose a way to characterize the equivalent properties of the fractured medium.

5.1.8 Conclusion and perspectives

The influence of the parameters characterizing a fractured network, embedded in a permeable fully saturated porous matrix, has been investigated by a direct approach which takes into account the real geometry of the fractured network and the distribution of the physical properties. This study is limited to closed-top cubic boxes, but other boundary conditions can be easily included in the numerical model. The results provide a quantitative estimate of the heat released by the medium, when the density of fractures, and their transmissivity is varied. Empirical expressions are proposed to determine the Nusselt number as a function of the dimensionless properties of the fractured network, and the Rayleigh number in the matrix.

The comparison of the heat transfer in a fractured medium and in an homogeneous medium with the same effective properties shows that predictions based on the effective permeability are satisfactory only for a limited range of networks parameters. Indeed, this effective permeability give good results for the thermally driven convective flow only for networks presenting low or large densities of fractures. For moderately fractured networks, with large fracture transmissivities, this study shows that equivalent properties, namely an equivalent Rayleigh number, exist and govern the heat released by the fractu-

red system. The equivalent properties are linked to the effective permeability of the fractured porous medium. However, the parameters that allow to determine the equivalent properties are not still completely understood. The results indicate that these parameters are linked to the particular characteristics of individual geometry of the fracture network. This study is restricted to isotropic networks, and anisotropic networks are currently investigated.

5.2 Cas de la fracturation anisotrope

Comme mentionné précédemment, naturellement la fracturation est la conséquence d'une contrainte mécanique exercée sur la roche. De ce fait, les fractures, véritables marqueurs de la déformation d'une couche géologique, sont généralement organisées en famille, systèmes ou réseaux. Il arrive que ces familles de fractures s'arrangent selon des directions préférentielles. Considérant des fractures conductrices, i.e. dont la perméabilité est largement supérieure à celle de la matrice environnante, les conséquences d'une anisotropie de la fracturation sur les circulations de fluides sont considérables.

Ce sous-chapitre s'intéresse particulièrement à l'effet de deux types de fracturation anisotrope, une fracturation verticale et une fracturation horizontale. Nous étudierons l'effet de la densité de fractures et de la dispersion autour de la direction préférentielle de fracturation, notamment sur l'énergie dégagée par le système, et sur la structure du régime convectif.

Dans l'optique d'évaluer l'influence de l'anisotropie, ces résultats seront comparés aux résultats obtenus en réseaux isotropes. Les fractures étant définies par la position de leur centre, et un vecteur normal, nous avons choisi de conserver les mêmes centres de fractures que dans les réseaux isotropes précédemment étudiés, et de ne faire varier que l'orientation préférentielle des fractures.

5.2.1 Génération d'un réseau de fracture anisotrope

Le réseau de fracture est généré comme décrit en détail par (Huseby et al. [1997]). Succinctement, le réseau est composé de fractures de même taille (inscrit dans un cercle de rayon R). Les centres des fractures sont distribués de manière uniforme dans le milieu. L'anisotropie du réseau est produite par la distribution des vecteurs normaux au plan des fractures, qui suivent une distribution de Fisher. Une distribution de Fisher s'apparente à une distribution gaussienne mais sur une surface sphérique. Un vecteur normal au plan de fracture, \mathbf{n} , étant défini par deux angles, θ et ϕ , il peut être représenté par un point à la surface d'une sphère (cf. Fig. 5.16). Une distribution de Fisher peut être définie par :

$$f(\theta, \phi) = \frac{\kappa}{4\pi \sinh \kappa} \cdot \sin \theta e^{(\kappa \cos \theta)} \quad (5.36)$$

où θ et ϕ sont compris entre 0 et 2π . Les vecteurs normaux aux plans de fractures sont donc orientés par rapport à l'axe z , et κ représente le paramètre de Fisher. Comme présenté Fig. 5.16, plus κ est grand moins la variabilité autour de la direction préférentielle est prononcée. Un réseau isotrope s'apparente donc à $\kappa = 0$.

Il est à noter que la position des centres des fractures étant conservée entre les réseaux isotropes et anisotropes, le nombre de fractures est inchangé et ce dans une matrice po-

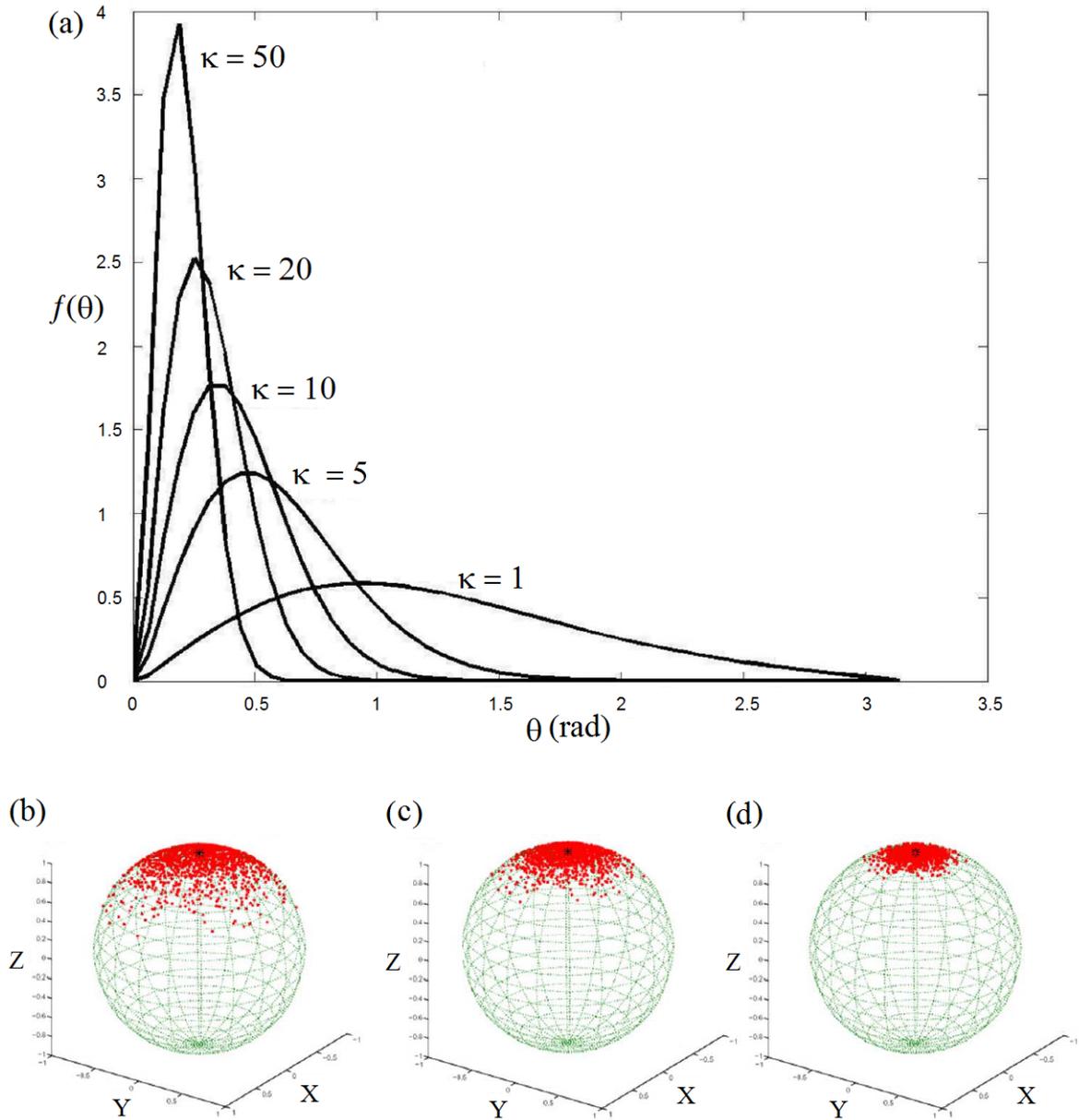


FIGURE 5.16 – Densité de probabilité de θ pour des paramètres de Fisher de $\kappa = 1, 5, 10, 20$ et 50 (a). Distribution des vecteurs normaux sur une sphère unitaire pour $\kappa = 10$ (b), 20 (c) et 50 (d). Chaque point représente un vecteur.

reuse présentant le même volume. De ce fait, si la notion de ρ' , densité adimensionnée de fracture, représente la connectivité du réseau de fractures au sein d'un système fracturé isotrope, ce n'est plus le cas dans un système anisotrope. En effet, la probabilité que deux fractures s'intersectent dépend de l'orientation relative des fractures. C'est pourquoi nous utiliserons ρ , qui représente dans cette partie de l'étude une densité volumique de fractures et qui est équivalent à ρ' dans le cas où $\kappa = 0$. La connectivité du réseau anisotrope fracturé peut néanmoins être calculée, selon la formule proposée par (Mourzenko et al. [2011]) :

$$\rho' = \frac{1}{2} A P \phi(\kappa) \rho \quad (5.37)$$

avec

$$\phi = \frac{2}{\sinh^2 \kappa} [I_0(2\kappa) - \frac{1}{\kappa} I_1(2\kappa)] \quad (5.38)$$

Où I_0 et I_1 sont les fonction de Bessel de première espèce (qui sont solutions de l'équation de Laplace en coordonnées cylindriques), A et P représente respectivement l'aire et le périmètre des fractures, κ le paramètre de Fisher et ρ la densité volumique de fracture.

Les résultats présentés ci-après, présentent les mêmes ratio H/R , δ_M/R que dans l'étude des réseaux de fractures isotropes, i.e. $H/R = 5$ et $\delta_M/R = 6$. Aussi, chaque comparaison entre réseaux isotropes et réseaux anisotropes sont réalisés pour des transmissivités de fractures et des Ra_m équivalents.

5.2.2 Influence du paramètre de Fisher, κ

Dans un premier temps, nous avons testé l'influence de κ , le paramètre de Fisher, définissant la dispersion de l'orientation des fractures autour de la direction préférentielle. L'influence de κ a été mesuré sur deux types de réseaux anisotropes, $\rho = 3$ et $\rho = 10$, tous deux verticaux.

5.2.2.1 Anisotropie et structure de la convection

Les figures 5.17 et 5.18 représentent des coupes verticales des champs de température à l'état stationnaire pour des réseaux particuliers présentant $\rho = 3$ (Fig. 5.17) et $\rho = 10$ (Fig. 5.18) et différents κ . Toutes les simulations ont été initiés avec une perturbation sinusoïdale du champ de température à $t = 0$ s favorisant le développement d'une convection tri-dimensionnelle.

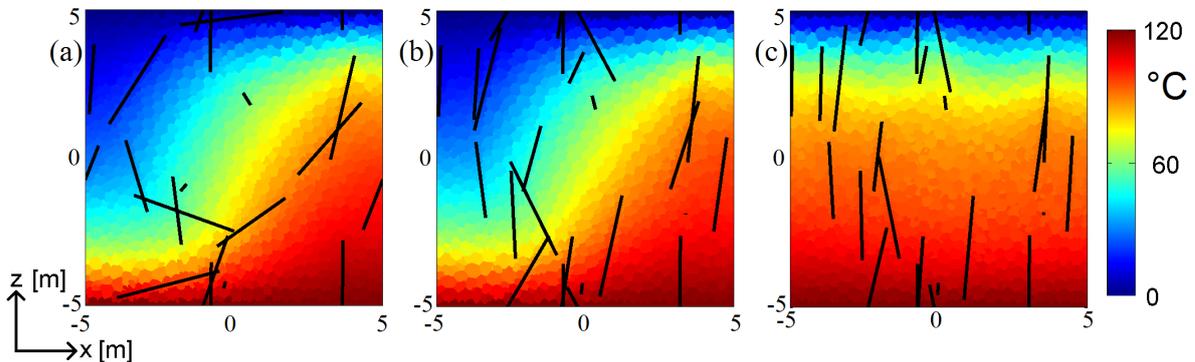


FIGURE 5.17 – Champs de température à l'état stationnaire dans des plans verticaux. $\rho = 3$, $\sigma = 1$, $Ra_m = 41.5$; (a) $\kappa = 2$, (b) $\kappa = 10$ et (c) $\kappa = 20$.

Les plans choisis pour la représentation sont des plans perpendiculaires à la direction préférentielle, on voit donc clairement la verticalisation des fractures avec l'augmentation de κ ainsi que la perte de connectivité associée.

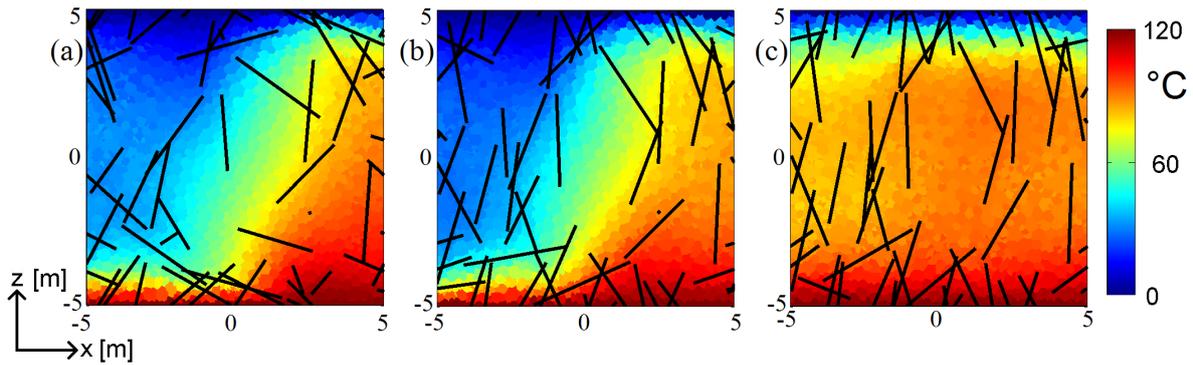


FIGURE 5.18 – Champs de température à l'état stationnaire dans des plans verticaux. $\rho = 10$, $\sigma = 1$, $Ra_m = 41.5$; (a) $\kappa = 1$, (b) $\kappa = 3$ et (c) $\kappa = 5$.

La verticalisation du réseau peut induire une transition structurale de la convection, passant d'une structure tri-dimensionnelle pour les faibles κ à une structure bi-dimensionnelle lorsque κ augmente. C'est pourquoi dans les figures 5.17 c et 5.18 c le champ de température présente des isothermes horizontaux. Le plan de visualisation est simplement situé dans l'axe du panache montant. De la même manière que pour les réseaux isotropes, le caractère bi-dimensionnel de la convection se traduit à l'état stationnaire par des vitesses largement plus faibles dans une direction horizontale que dans les deux autres directions (généralement un ordre de grandeur).

On note que ce changement structural de la convection advient malgré la perturbation sinusoïdale appliquée à $t = 0$ s. Au delà d'un certain κ , qui varie selon les réseaux, la convection évolue vers un régime convectif bi-dimensionnel.

Pour les réseaux isotropes, la convection bidimensionnelle était marquée pour les faibles Ra_{eq} , et pour quelques réseaux caractérisés par des ρ' faibles (≤ 2) ou très grand (≥ 8). Cependant, cette bi-dimensionnalisation de la structure de la convection n'a été vérifiée que dans des boîtes cubiques, qui favorisent très probablement ce type de convection. Ce résultat signifie néanmoins, que pour des milieux suffisamment anisotrope (κ grand), une modélisation 2D, beaucoup moins couteuse en temps de calcul peut rendre compte du champ de température du milieu 3D.

5.2.2.2 Anisotropie et flux de chaleur

Comme il l'a été présenté dans la section 5.1, la structure de la convection influe sur le flux de chaleur dégagé par le système. Une convection de structure bi-dimensionnelle et une convection de structure tri-dimensionnelle ne dégageront pas la même énergie pour le même Ra . De ce fait, afin de comparer judicieusement l'efficacité de la convection dans le milieu anisotrope et dans le milieu isotrope, l'évaluation de la convection est réalisée à l'aide du Ra_{eq} , tel que définit section 5.1. Ce Ra_{eq} est déterminé via le Nu de la simulation, et la structure de la convection, comme étant le Ra qui évacuerait la même énergie en milieu homogène. Comme il l'est présenté sur la Fig. 5.19, certaines simulations avec une fracturation horizontale présentent une convection à deux cellules, ce qui n'est jamais

observé dans nos simulations présentant une anisotropie verticale.

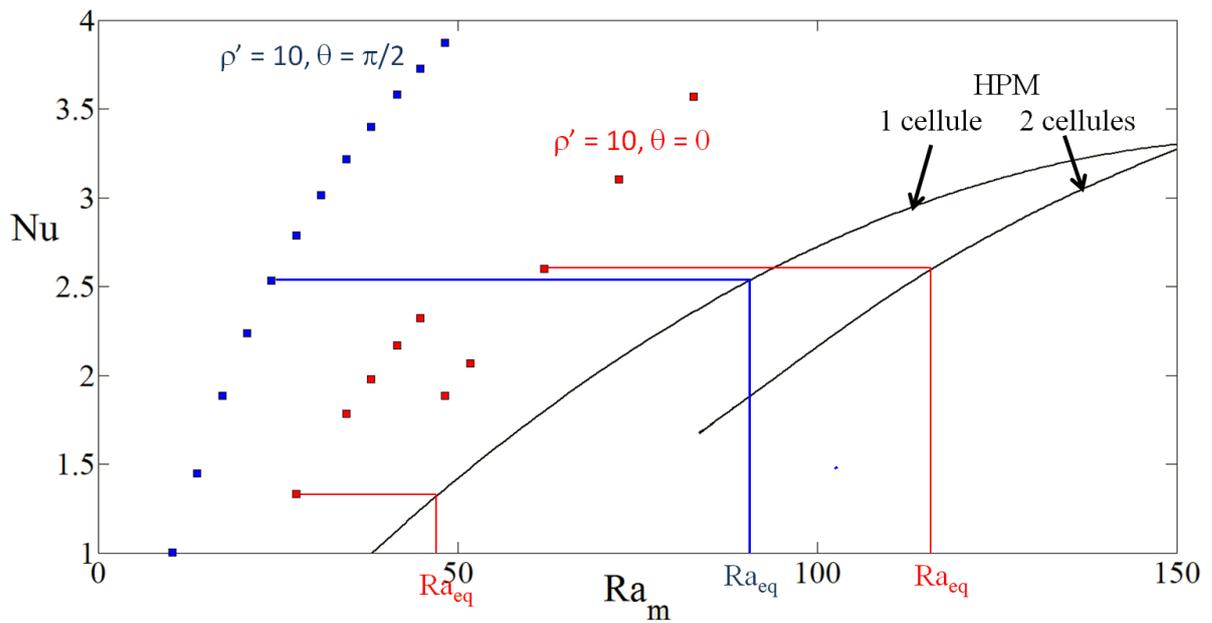


FIGURE 5.19 – Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh dans la matrice poreuse. Les courbes correspondent au milieu poreux homogène, les convection uni-cellulaire et bi-cellulaire sont pointées. Les simulations réalisées en milieu fracturé avec $\rho = 10$, $\kappa = 50$ et $\theta = \pi/2$ sont représentées par des carrés bleus, les simulations pour $\rho = 10$, $\kappa = 50$ et $\theta = 0$ sont représentées par des carrés rouges. Le nombre de Rayleigh équivalent, Ra_{eq} , est défini comme le Ra pour lequel le milieu poreux homogène dégage la même quantité de chaleur.

Afin d'évaluer l'influence de κ sur le flux de chaleur dégagé par le système fracturé, la Fig.5.20 représente la comparaison entre les Ra_{eq} des milieux anisotropes et isotropes en fonction de κ .

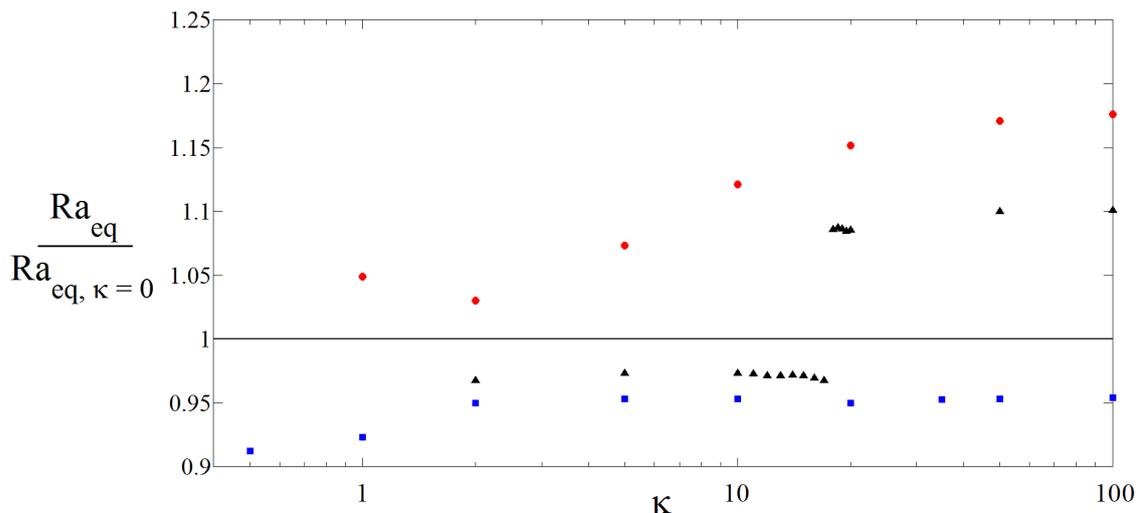


FIGURE 5.20 – Ratio entre le Ra_{eq} du milieu anisotrope et du milieu isotrope en fonction de κ pour 3 réseaux $\rho = 3$ différents.

Trois réseaux $\rho = 3$ sont représentés Fig.5.20 et décrivent les trois comportements observés sur tous les réseaux testés (21 au total).

Le premier comportement, représenté par les cercles rouges sur la Fig.5.20, est un réseau pour lequel la transition vers une structure convective bi-dimensionnelle apparaît pour $\kappa = 1$. On observe une légère baisse de Ra_{eq} pour $\kappa = 2$, qui peut être interprétée comme une perte de connectivité, le réseau n'étant plus percolant dans toutes les directions. En augmentant κ , le Ra_{eq} croît et semble être majoré, la différence entre $Ra_{eq,\kappa=50}$ et $Ra_{eq,\kappa=100}$ étant de 1.3%.

Le deuxième comportement, représenté par les triangles noirs sur la Fig.5.20, est un réseau pour lequel la transition vers une structure convective bi-dimensionnelle apparaît pour des κ plus importants. Dans ce cas, le Ra_{eq} franchit un palier. Lorsque la structure de la cellule convective change, la convection est largement intensifiée.

Le troisième comportement, représenté par des carrés bleus sur la Fig.5.20, est un réseau pour lequel la structure de la convection reste tri-dimensionnelle en augmentant κ au moins jusqu'à 100. Dans ce cas précisément, la convection tri-dimensionnelle du réseau anisotrope est moins efficace que celle du réseau isotrope. Cependant, d'autres réseaux anisotropes, où la convection tri-dimensionnelle reste stable, ne présente pas cette tendance, et le Ra_{eq} pour des κ importants est supérieur au $Ra_{eq,\kappa=0}$ (Fig.5.24).

Ces résultats semblent montrer qu'il existe un seuil de transition structurale de la convection, c'est à dire que pour chaque réseau testé, au delà d'un κ_c la convection est toujours bi-dimensionnelle. A titre d'exemple, pour les réseaux présentés Fig.5.17 et Fig. 5.18, les κ_c sont de $\kappa = 18$ et $\kappa = 4$, respectivement.

Finalement ces résultats induisent deux choses : la première est que si le Ra_{eq} du milieu anisotrope est inférieur au Ra_{eq} du milieu isotrope, alors nécessairement la structure tri-dimensionnelle de la convection est conservée dans le milieu anisotrope. La perte de connectivité sur l'ensemble de la cellule convective génère une perte d'efficacité de la convection. La deuxième déduction, est que la structure de la convection dépend de la géométrie du réseau, et notamment de la position des centres des fractures. En effet, il existe un seuil : κ_c pour lequel la convection devient bi-dimensionnelle, et pour tout $\kappa \geq \kappa_c$ la structure de la convection sera bi-dimensionnelle. Ce κ_c varie entre 1 et 17 pour $\rho = 3$, entre 1 et 19 pour $\rho = 10$, signifiant que κ_c est probablement plus dépendant de la position des centres des fractures que de la densité volumique de fracturation.

5.2.3 Influence de la densité de fracture

Dans un second temps, nous avons testé l'influence de ρ . La densité de fracturation dans des réseaux de fractures isotropes influe de manière considérable la structure de la convection et l'énergie libérée par le système comme présenté dans la section 5.1. Cependant, l'influence de la densité de fracturation dépend de l'orientation relative des frac-

tures constituant le réseau. Dans cette section, seul $\rho = \rho'_{\kappa=0}$ varie ; $\sigma' = 1$ pour toutes les fractures, $\kappa = 50$ et $Ra_m = 41.5$. Les simulations sont lancées avec une perturbation sinusoïdale, favorisant le développement d'une convection tri-dimensionnelle.

5.2.3.1 Structure de la convection

L'influence de la densité de fracture dans des réseaux anisotropes peut être illustrée par des coupes verticales du champ de température à l'état stationnaire. Des réseaux présentant différents ρ , $\kappa = 50$, $\theta = 0$ sont représentés sur les Figs. 5.22 ; et $\theta = \pi/2$ Figs. 5.21.

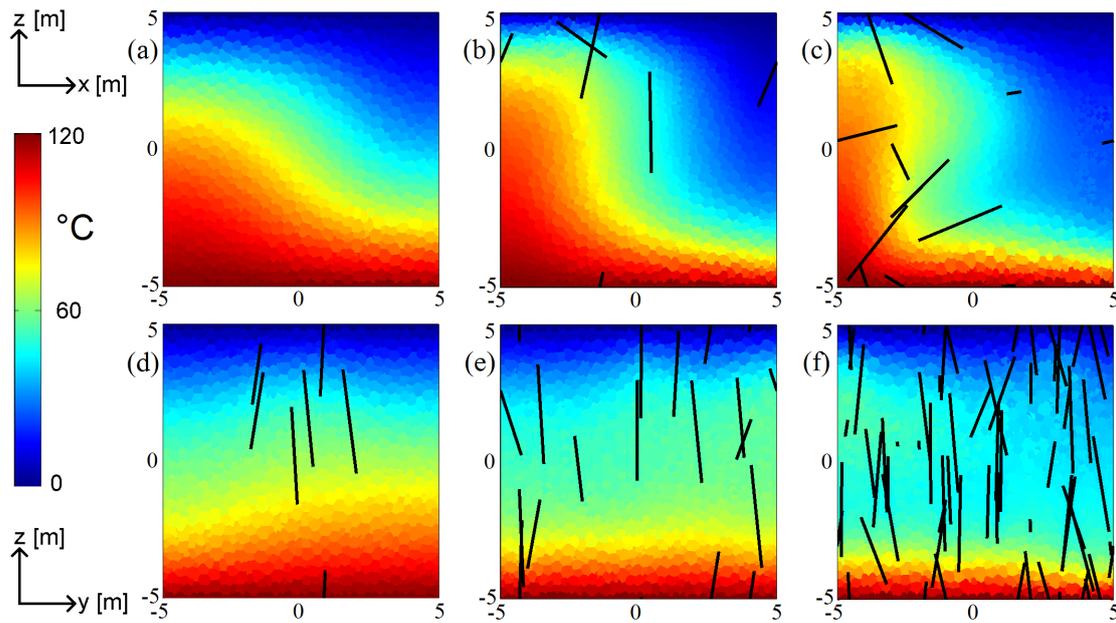


FIGURE 5.21 – Coupes verticales du champ de température à l'état stationnaire pour $\rho = 1$, $\sigma' = 1$, $Ra_m = 41.5$; (a,d) réseau isotrope ; (b,e) réseau horizontal, $\kappa = 50$; (c,f) réseau vertical, $\kappa = 50$.

On relève que pour $\kappa = 50$, tous les réseaux horizontaux et 68% des réseaux verticaux présente à l'état stationnaire des structures bi-dimensionnelles.

Ce comportement est logique : l'anisotropie (élevée, $\kappa = 50$) du réseau de fractures accentue la vitesse des fluides dans deux directions uniquement, x, y pour les réseaux horizontaux et x, z pour les réseaux verticaux. Cependant, il est à noter que l'évolution vers un régime convectif bi-dimensionnel est plus prononcé pour les faibles ρ (80% pour $\rho = 1$ et $\rho = 3$), que pour les forts ρ (50% pour $\rho = 5$ et $\rho = 10$). Ce qui pourrait être dû aux Ra_{eq} , qui sont plus faibles lorsque ρ est petit. En effet nous avons vu avec les cas isotropes que les petits Ra_{eq} favorisent les convections bi-dimensionnelles (le Ra_c de la convection tri-dimensionnelle étant situé autour de 45, et pas de $4\pi^2$ comme la convection bi-dimensionnelle (Schubert and Straus [1979])).

La comparaison des champs de température à l'état stationnaire pour les fracturations horizontales (Fig. 5.22) montre que la densité de fracture, lorsque celle-ci tend à inhiber la convection, a peu d'impacts sur la convection en terme d'amplitude et de structure.

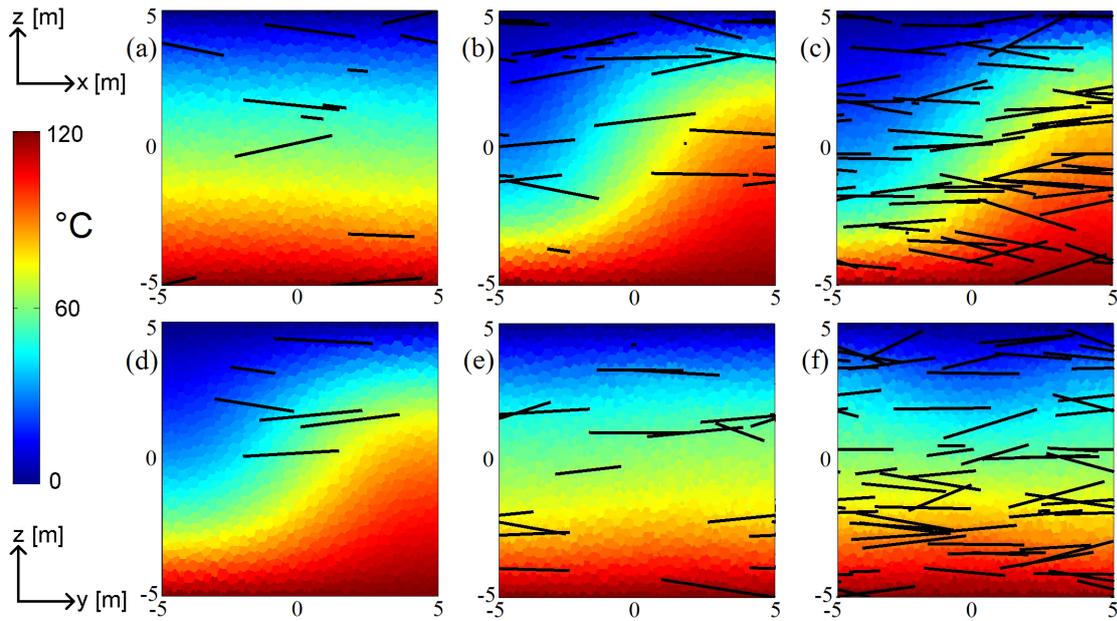


FIGURE 5.22 – Coupes verticales du champ de température à l'état stationnaire pour $\rho = 3$, $\sigma' = 1$, $Ra_m = 41.5$; (a,d) réseau isotrope ; (b,e) réseau horizontal, $\kappa = 50$; (c,f) réseau vertical, $\kappa = 50$.

En effet, il n'y a pas d'importantes différences, notamment d'affinement du panache en augmentant ρ , ce qui était le cas en réseaux isotropes et pour la fracturation verticale (Fig.5.21). En témoigne les Nu des différentes simulations, qui varient entre 1.21 et 1.35 pour $\rho = 1$, $Ra_m = 41.5$; entre 1.46 et 1.71 pour $\rho = 3$ et $Ra_m = 41.5$ et entre 1.51 et 2.14 pour $\rho = 10$ et $Ra_m = 41.5$. La variation de l'efficacité de la convection semble donc plus faible pour les réseaux horizontaux que verticaux.

5.2.3.2 Flux de chaleur

La Fig. 5.23 représente l'influence de la densité de fractures, selon que la direction préférentielle de fracturation soit horizontale ou verticale.

Comme l'intuition le prédit, un réseau de fracturation horizontal a tendance à atténuer la convection par rapport à un réseau de fractures isotrope. Lorsque l'anisotropie du réseau de fracture est orientée horizontalement, la vitesse est accrue dans cette même direction, au détriment de la vitesse verticale. Le comportement des réseaux horizontaux peut être approximé par une loi linéaire, en fonction de ρ :

$$Ra_{\kappa=50} = Ra_{\kappa=0}(1 - 0.043 \cdot \rho) \quad (5.39)$$

Ce qui signifie que pour $\kappa = 50$ la convection dans un milieu où la fracturation est préférentiellement horizontale est d'autant plus atténuée par rapport à une fracturation isotrope, que le milieu est fracturé.

Si la tendance est évidente pour les réseaux horizontaux, elle l'est beaucoup moins

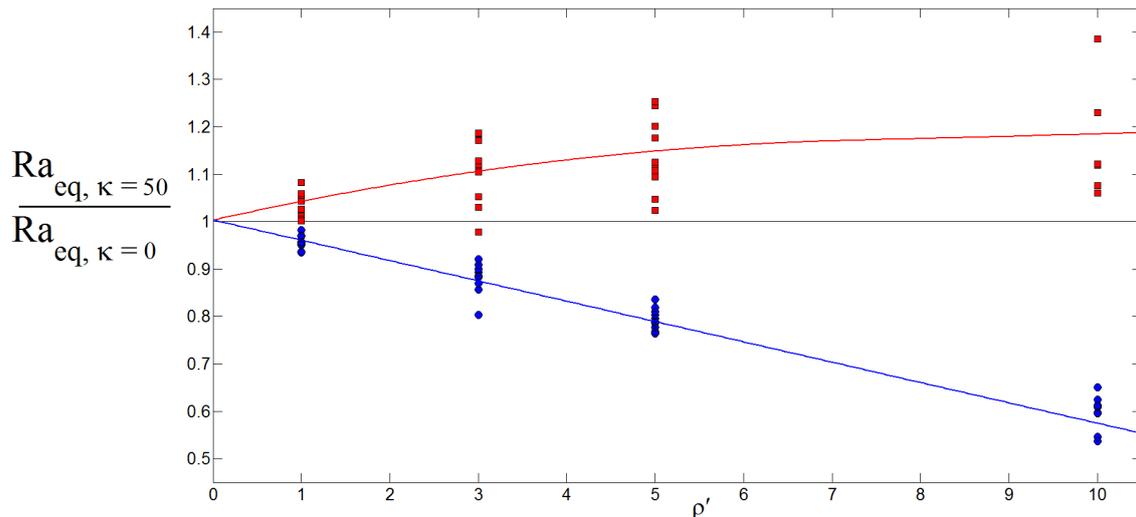


FIGURE 5.23 – Ratio entre le Ra_{eq} du milieu anisotrope ($\kappa = 50$) et du milieu isotrope en fonction de ρ . Les carrés rouges représentent les réseaux verticaux et les cercles bleus les réseaux horizontaux. 10 réseaux pour chaque ρ sont représentés.

pour la fracturation verticale. Comme illustré sur la Fig. 5.23, la tendance est beaucoup plus dispersée pour les réseaux verticaux. Les variations en terme d'efficacité de la convection varie entre 1.3% et 8.2% pour $\rho = 1$ et 6% à 39% pour $\rho = 10$.

Afin de comprendre pourquoi le comportement des réseaux verticaux est moins prévisible que celui des réseaux horizontaux, la Fig. 5.24 représente le rapport entre le Ra_{eq} du milieu anisotrope ($\kappa = 50$) et du milieu isotrope en fonction de ρ en distinguant les structures convectives bi-dimensionnelles et tri-dimensionnelles à l'état stationnaire.

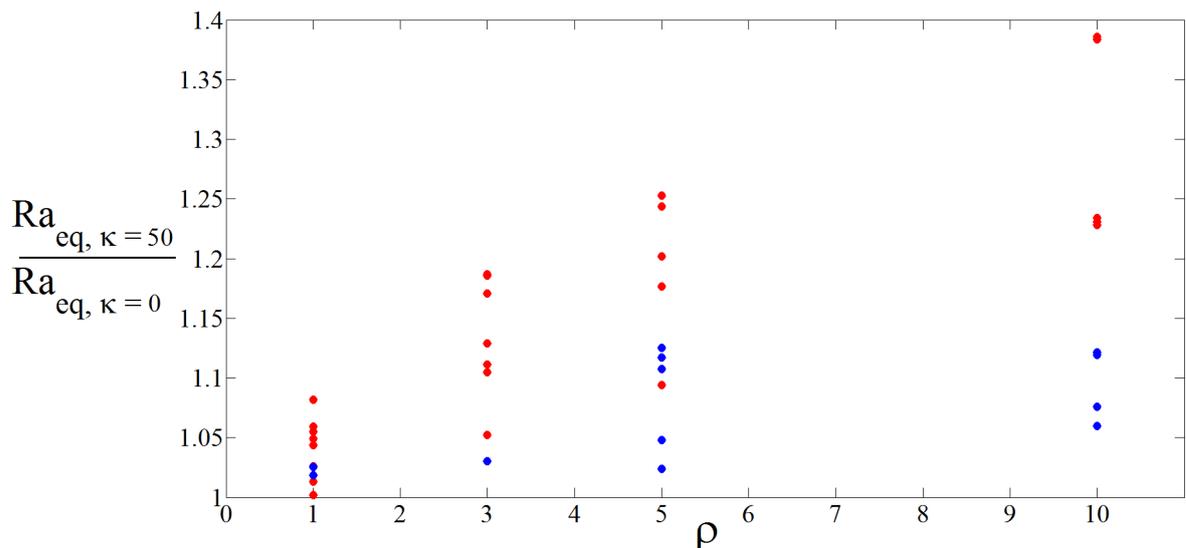


FIGURE 5.24 – Ratio entre le Ra_{eq} du milieu anisotrope ($\kappa = 50$) et du milieu isotrope en fonction de ρ . Les cercles rouges et bleus représentent les réseaux présentant à l'état stationnaire une structure convective bi-dimensionnelle, et tri-dimensionnelle, respectivement.

On remarque que l'influence de l'anisotropie du réseau de fracture est largement dé-

pendante de la structure de la convection. En effet, pour la gamme de ρ testée, on note que les structures bi-dimensionnelles ont tendance à améliorer la convection plus gravement comparativement aux structures tri-dimensionnelles.

Pour comprendre ce résultat, on peut se référer aux champs de vitesses adimensionnés pour ces deux types de structures convectives, présenté Fig.5.25. Pour une structure convective tri-dimensionnelle (Fig.5.25a), le champ de vitesse est parallèle à la fracturation uniquement au niveau des angles de la boîte. En s'éloignant des coins, la direction du fluide n'est plus parallèle à la fracturation. De ce fait, la verticalité du réseau de fracture n'améliore que très peu la convection, le fluide étant obligé de circuler dans la matrice. Dans le cas d'une structure convective bi-dimensionnelle (Fig.5.25b), le champ de vitesse est en tout point de la boîte, parallèle à la fracturation. Ce qui se traduit physiquement par une amélioration considérable de la vitesse moyenne des fluides, et donc de l'efficacité de la convection.

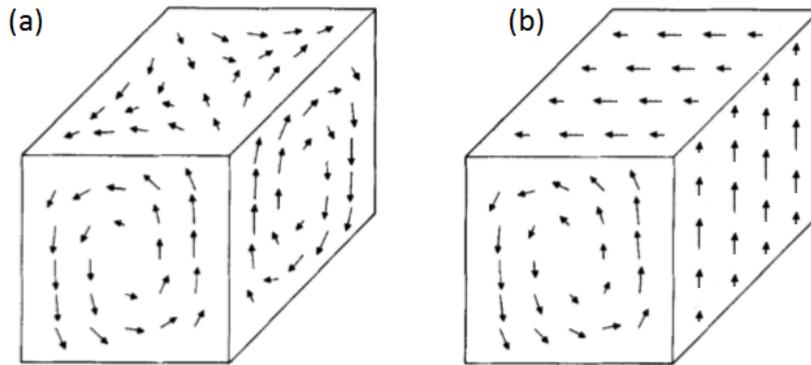


FIGURE 5.25 – Vue perspective des vitesses adimensionnées sur les faces d'une boîte cubique pour (a) une structure convective tri-dimensionnelle et (b) une structure convective bi-dimensionnelle. D'après (Schubert and Straus [1979]).

Finalement la convection est améliorée considérablement lorsque la fracturation fournit au fluide un chemin préférentiel sur toute la cellule de convection, inhibant son besoin de passer par la matrice poreuse. Ce résultat avait déjà été mis en évidence pour les réseaux de fractures isotropes.

5.2.4 Existence de propriétés équivalentes en milieu fracturé anisotrope

Les résultats présentés dans la section 5.1, concernant les réseaux de fractures isotropes, mettent en évidence un lien linéaire entre le Ra_{eq} et le Ra_m ou le Ra_{eff} . Cette linéarité nous permet d'envisager, pour un réseau de fracturation connu, l'énergie libérée par un système avec une approche homogène. Il est capital, étant donné que la fracturation dans les milieux naturels est souvent anisotrope, de contrôler si le caractère linéaire de cette relation est vérifié aussi pour les réseaux anisotropes. La fig.5.26 représente le Ra_{eq} en fonction du Ra_m pour les deux réseaux présentés Fig.5.19 et un réseau $\rho = 3$, $\sigma' = 1$, $\theta = \pi/2$, $\kappa = 50$.

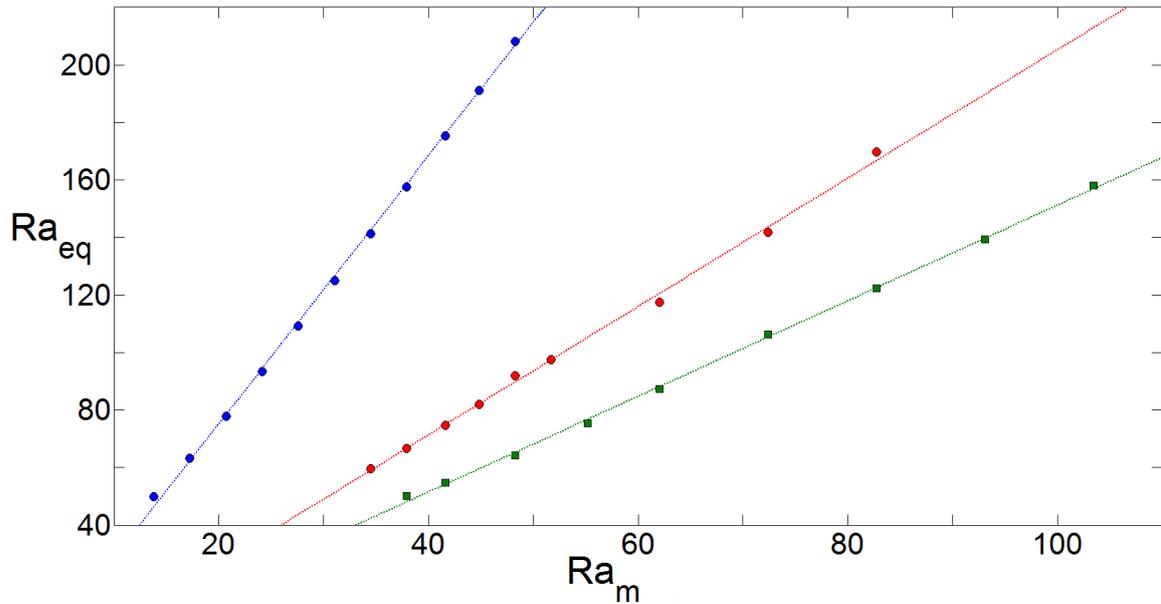


FIGURE 5.26 – Ra_{eq} en fonction de Ra_m pour trois réseaux de fracturation anisotropes différents. Les ronds bleus, rouges et les carrés verts représentent des réseaux de $\rho = 10$, $\sigma' = 1$, $\kappa = 50$ et $\theta = \pi/2$; $\rho = 10$, $\sigma' = 1$, $\kappa = 50$ et $\theta = 0$ et $\rho = 3$, $\sigma' = 1$, $\kappa = 50$ et $\theta = \pi/2$, respectivement

On constate que la linéarité est conservée entre le Ra_{eq} et le Ra_m , au moins pour la gamme de Ra testés, et malgré des changements de la structure de la convection. En effet, le réseau $\rho = 10$, $\sigma' = 1$, $\kappa = 50$ et $\theta = 0$, symbolisé Fig.5.26 par des cercles rouges, est un réseau pour lequel la structure convective en augmentant le Ra_m devient bi-cellulaire (cf. Fig.5.19). Les coefficients de régression linéaire pour les réseaux de $\rho = 10$, $\sigma' = 1$, $\kappa = 50$ et $\theta = \pi/2$; $\rho = 10$, $\sigma' = 1$, $\kappa = 50$ et $\theta = 0$ et $\rho = 3$, $\sigma' = 1$, $\kappa = 50$ et $\theta = \pi/2$ sont de 1, 0.999 et 0.996, respectivement.

5.3 Conclusions

L'outil de modélisation numérique présenté dans ce chapitre est très robuste. Il permet amplement, connaissant les caractéristiques d'un réseau de fractures, de calculer l'énergie libérée par le milieu. Cependant, il est assez compliqué d'acquérir toutes ces données sur le terrain, à savoir la position des fractures, leur tailles respectives et leur transmissivités.

Les cas théoriques testés mettent en évidence des résultats intéressants. La perméabilité effective, découlant de la résolution du problème d'écoulement dans le milieu poreux fracturé, n'est pas forcément judicieuse lorsqu'il s'agit de caractériser un régime convectif. Cette perméabilité peut être utilisée dans le cas de milieux présentant une faible fracturation, ou à l'inverse une fracturation très dense. Cependant, l'étude met en évidence l'existence d'un nombre de Rayleigh équivalent. En d'autres termes, à un coefficient près qui dépend du réseau de fractures, on peut déterminer la chaleur évacuée par le milieu via une approche homogène. L'étude montre que ce coefficient n'est pas une fonction de

la densité de fracture ou de leur transmissivité, ce coefficient semble propre à la géométrie du réseau. En comparant les champs de température à l'état stationnaire de réseaux pour lesquels l'approche effective est tolérable et des réseaux pour lesquels elle ne l'est pas, on se rend compte de l'importance de la structure de la convection (Fig.5.27).

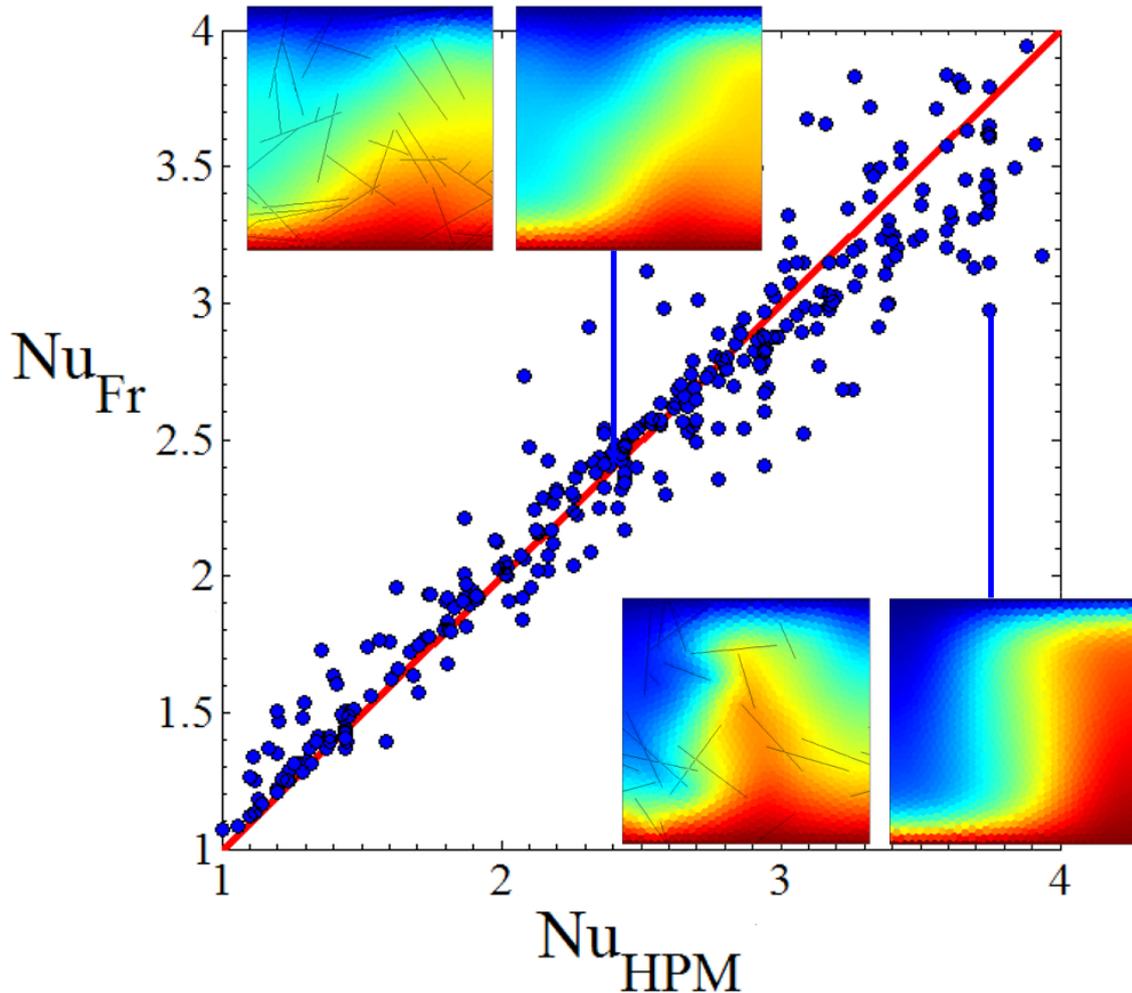


FIGURE 5.27 – Nombre de Nusselt dans le milieu poreux homogène en fonction du Nombre de Nusselt dans le milieu poreux fracturé pour des milieux présentant la même perméabilité effective. En haut une coupe verticale du champ de température à l'état stationnaire d'un réseau dont l'approche effective est précise ($\rho_f = 6$; $\sigma_f = 0.5$), en bas les champs de température dans le cas où l'approche effective n'est pas précise ($\rho_f = 4$; $\sigma_f = 2$).

Comme ce que montre l'étude des cas anisotropes, lorsque la structure de la convection est trop éloignée du milieu homogène, la perméabilité effective ne rend pas compte de l'écoulement thermo-convectif dans le milieu poreux fracturé. À l'inverse, si le réseau de fracture, par la faible transmissivité des fractures qui le composent, ou par sa densité de fracturation, permet la mise en place à l'état stationnaire d'un champ de température proche de celui en milieu homogène, alors cette perméabilité effective pourra rendre compte à 10% près de l'énergie libérée par le système.

Finalement, cette étude théorique nous informe que si il n'est pas possible d'obte-

nir toutes les informations relatives au système fracturé, on peut tenter de caractériser le nombre de Rayleigh équivalent, qui nous permettra de quantifier l'énergie dégagée par le système. Alors, l'inconnue sera la forme des remontées, que le milieu homogène ne pourra clairement pas positionner, mais que l'on peut tenter de caractériser par méthodes géophysiques.

Bibliographie

- P.M. Adler, J.F. Thovert, and V.V. Mourzenko. *Fractured Porous Media*. Oxford University Press., 2012. [109](#), [124](#), [130](#), [132](#)
- T. Arbogast. The double porosity model for single phase flow in naturally fractured reservoirs. Technical report, University of Minnesota, Institute for Mathematics and its Applications, 1987. [105](#)
- G.I. Barenblatt. On finiteness conditions in the mechanics of continuous media. Static problems of the theory of elasticity. *PMM*, 24 :316–322, 1960. [105](#)
- G.I. Barenblatt, I.P. Zheltov, and I.N. Kochina. Basic concepts in the theory of seepage of homogeneous liquids in fissured rocks. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 24(5) :1286–1303, 1960. [105](#)
- A. Bataillé, P. Genthon, M. Rabinowicz, and B. Fritz. Modeling the coupling between free and forced convection in a vertical permeable slot : Implications for the heat production of an Enhanced Geothermal System. *Geothermics*, 35 :654–682, 2007. [105](#)
- M.G. Blocher, M. Cacace, B. Lewerenz, and G. Zimmermann. Three dimensional modeling of fractured and faulted reservoirs : Framework and implementation. *Chemie der Erde*, 70(S3) :145–153, 2010. [106](#)
- I.I. Bogdanov, V.V. Mourzenko, J.F. Thovert, and P.M. Adler. Effective permeability of fractured porous media in steady state flow. *Water Resources Research*, 39(1) :1–16, 2003a. [106](#), [107](#), [127](#), [132](#)
- I.I. Bogdanov, V.V. Mourzenko, J.F. Thovert, and P.M. Adler. Two-phase flow through fractured porous media. *Physical Review E*, 68(026703) :1–24, 2003b. [102](#), [107](#)
- M. Cacace, G. Blocher, N. Watanabe, I. Moeck, N. Borsing, M. Scheck-wenderoth, O. Kolditz, and E. Huenges. Modelling of fractured carbonate reservoirs : outline of a novel technique via a case study from the Molasse Basin, southern Bavaria, Germany. *Environ. Earth Sciences*, special issue :3585–3602, 2013. [105](#)
- P. Cheng. Heat Transfer in Geothermal Systems. *Advances in heat transfer*, 14, 1978. [108](#)
- A.S.M. Cherkaoui and W.S.D. Wilcock. Characteristics of high Rayleigh number two-dimensional convection in an open-top porous layer heated from below. *Journal of fluid mechanics*, 394 :241–260, 1999. [102](#), [119](#), [120](#), [121](#)
- Y. Cherubini, M. Cacace, M.G. Blocher, and M. Scheck-wenderoth. Impact of single inclined faults on the fluid flow and heat transport : results from 3-D finite element simulations. *Environ. Earth Sciences*, special issue :3603–3618, 2013. [106](#)

- M. Combarrous and S. Bories. Modélisation de la convection naturelle au seuil d'une couche poreuse horizontale à l'aide d'un coefficient de transfert solide-fluide. *International journal of heat and mass transfer*, 17 :505–515, 1974. [115](#), [116](#)
- J.W. Elder. Transient convection in a porous medium. *Journal of Fluid Mechanics*, 27 : 609–623, 1966. [115](#)
- C.W. Horton and Jr F.T. Rogers. Convection currents in a porous medium. *Journal of Applied Physics*, 16 :367–370, 1945. [115](#)
- O. Huseby, J.F. Thovert, and P.M. Adler. Geometry and topology of fracture systems. *Journal of Physics A : Mathematical and General*, 30(5) :1415–1444, 1997. [113](#), [137](#)
- P. Huyakorn, B.H. Lester, and W. Mercer. An Efficient Finite Element Technique for Modeling Transport in Fractured 1. Single Species Transport. *Water resources research*, 19(3) : 841–854, 1983. [105](#)
- S. Kimura, G. Schubert, and J.M. Straus. Time-dependent convection in a fluid-saturated porous cube heated from below. *Journal of Fluid Mechanics*, 207 :153–189, 1989. [116](#)
- O. Kolditz. Modelling flow and heat transfer in fractured rocks : conceptual model of a 3D deterministic fracture network. *Geothermics*, 24(3) :451–470, 1995. [105](#)
- O Kolditz, S. Bauer, L. Bilke, N. Bottcher, J.O. Delfs, T. Fischer, U.J. Gorke, T. Kalbacher, and Et Al. OpenGeoSys : an open-source initiative for numerical simulation of thermo-hydro-mechanical / chemical (THM / C) processes in porous media. *Environ. Earth Sciences*, Special issue :589–599, 2012. [106](#)
- N. Koudina, R. Garcia Gonzalez, and J.F. Thovert. Permeability of three-dimensional fracture networks. *Physical Review E.*, 57(4) :4466–4479, 1998. [113](#)
- D. Kuzmin and S. Turek. High-resolution FEM-TVD schemes based on a fully multidimensional flux limiter. *Journal of Computational Physics*, 198 :131–158, 2004. [114](#)
- E R Lapwood. Mathematical Proceedings of the Cambridge Cambridge Philosophical Society : Convection of a fluid in a porous medium. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 44(October) :508–521, 1948. [115](#), [119](#)
- R.W. Lewis and H.R. Ghafouri. A novel finite element double porosity model for multiphase flow through deformable fractured porous media. *International journal for numerical and analytical methods in geomechanics*, 21 :789–816, 1997. [105](#)
- J.C.S. Long, J.S. Remer, C.R. Wilson, and P.A. Witherspoon. Porous media equivalents for networks of discontinuous fractures. *Water Resources Research*, 18(3) :645–658, 1982. [105](#), [130](#), [131](#)

- F. Magri, T. Akar, U. Gemici, and A. Pekdeger. Deep geothermal groundwater flow in the Seferihisar – Balcova area, Turkey : results from transient numerical simulations of coupled fluid flow and heat transport processes. *Geofluids*, 10 :388–405, 2010. [105](#)
- H.L. Morrison. Preliminary measurements relative to the onset of thermal convection currents in unconsolidated sands. *Journal of Applied Physics*, 18 :849–850, 1947. [115](#)
- H.L. Morrison, Jr F.T. Rogers, and C.W. Horton. Convection Currents in Porous Media : II. Observation of conditions at Onset of Convection. *Journal of Applied Physics*, 44 : 508–521, 1949. [115](#)
- V.V. Mourzenko, J.F. Thovert, and P.M. Adler. Permeability of isotropic and anisotropic fracture networks, from the percolation threshold to very large densities. *Physical Review E*, 84 :1–20, 2011. [138](#)
- D.A. Nield. Onset of thermohaline convection in a porous medium. *Water resources research*, 4(3) :553–560, 1968. [115](#), [119](#)
- D.A. Nield and A. Bejan. Heat Transfer Through a Porous Medium. In *Convection in porous media*, chapter II. Heat transfer through a porous medium, pages 31–46. Springer Science and Business Media, 4th edition, 2013. [109](#), [116](#)
- A.S. Odeh. Unsteady-state behavior of naturally fractured reservoirs. *Society of petroleum engineers*, 5, 1965. [105](#)
- M.J. O’Sullivan, K. Pruess, and M.J. Lippmann. State of the art of geothermal reservoir simulation. *Geothermics*, 30 :395–429, 2001. [105](#)
- R.S. Pirson and S.J. Pirson. An extension of the Pollard analysis method of well pressure build-up and drawdown tests. *Society of petroleum engineers*, 1961. [105](#)
- P. Pollard. Evaluation of acid treatments from pressure build-up analysis. *Society of petroleum engineers*, 1959. [105](#)
- G. Schubert and J.M. Straus. Three-dimensional and multicellular steady and unsteady convection in fluid-saturated porous media at high Rayleigh numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 94(1) :25–38, 1979. [102](#), [115](#), [129](#), [143](#), [146](#)
- S.G. Shikaze, E.A. Sudicky, and F.W. Schwartz. Density-dependent solute transport in discretely-fractured geologic media : is prediction possible? *Journal of Contaminant Hydrology*, 34 :273–291, 1998. [108](#)
- M.A. Simms and G. Garven. Thermal convection in faulted extensional sedimentary basins : theoretical results from finite-element modeling. *Geofluids*, 4 :109–130, 2004. [106](#)

- J.M. Straus. Large amplitude convection in porous media. *Journal of Fluid Mechanics*, 64 : 51–63, 1974. [115](#)
- J.M. Straus and G. Schubert. Three-dimensional convection in a cubic box of fluid-saturated porous material. *Journal of Fluid Mechanics*, 91(1) :155–165, 1979. [102](#), [116](#), [118](#), [119](#), [120](#), [121](#), [123](#), [134](#)
- E.A. Sudicky and R.G. McLaren. The Laplace transform Galerkin Technique for Large-Scale Simulation of Mass Transport in Discretely Fractured Porous Formations. *Water Resources Research*, 28(2) :499–514, 1992. [108](#)
- K. Vujevic, T. Graf, C.T. Simmons, and A.D. Werner. Impact of fracture network geometry on free convective flow patterns. *Advances in Water Resources*, 71 :65–80, 2014. [114](#), [132](#), [133](#)
- J.E. Warren and P.J. Root. The behavior of naturally fractured reservoirs. *Society of petroleum engineers*, 3, 1963. [105](#)
- R.A. Wooding. Steady state free thermal convection of liquid in a saturated permeable medium. *Journal of Fluid Mechanics*, 2(03) :273–285, 1957. [115](#)

Chapitre 6

Conclusions et Perspectives

*« Cherche encore, jusqu'au bout de
la Terre, jusqu'au bout de la mer ;
jusqu'au bout de l'ennui et jusqu'à
l'infini, cherche encore »*

La Chanson du Dimanche

Sommaire

6.1 Géophysique statique	156
6.2 La géophysique comme outil de suivi	158
6.3 Modélisation numérique	160

Ce travail de thèse a cherché à améliorer la compréhension des systèmes hydrothermaux. J'ai entrepris cette étude en menant en parallèle le traitement des données géophysiques et des travaux de modélisation numérique. Cette démarche imbriquée m'a permis de mettre en évidence de nombreux résultats et d'entrevoir nombre de perspectives. Il a permis d'intégrer les conclusions de l'approche numériques dans l'approche géophysique. Malheureusement, le temps imparti par cette thèse ne m'aura pas permis de modéliser la remontée hydrothermale située au niveau de Pizzo Sopra la Fossa, à la cime du volcan Stromboli.

6.1 Géophysique statique

Afin d'obtenir une image en profondeur du système hydrothermal, nous avons choisi de réaliser des modèles de résistivité électrique du sous-sol. La topographie a été prise en compte dans l'inversion de données électriques grâce à un Modèle Numérique de Terrain obtenu par photogrammétrie, ultra haute résolution (centimétrique à décimétrique), et présentant une précision comparable à celle du LiDAR.

Le jeu de données couvrant la zone d'étude a été acquis lors de plusieurs campagnes de terrain. L'inversion multi-campagnes du jeu de données a été comparée aux inversions indépendantes de chacune des campagnes de mesures, afin d'en vérifier la pertinence. Les comparaisons montrent que l'inversion multi-campagne perturbe la résolution du problème et génère des artefacts, essentiellement sur les dix premiers mètres sous la surface. Il est probable que l'amalgame de données divergentes soit la cause des artefacts présents sur les modèles. Le modèle le plus pertinent reste donc le modèle de résistivité de la campagne de 2006, conjuguant 8 profils électriques sur la zone d'intérêt.

Nous avons imaginé une optimisation de la procédure d'inversion afin de créer un modèle de résistivité intégrant la totalité du jeu de données. L'idée principale est que si l'inversion multi-campagnes ne fonctionne pas, le milieu a potentiellement évolué entre les campagnes, un événement pluvieux qui pourrait avoir eu des conséquences radicales sur les résistivités apparentes mesurées. Il faut donc créer une procédure autorisant une évolution du milieu entre chaque campagne. Cette procédure est en cours de création. Le principe est de réaliser trois inversions, en cascade. L'idée est d'utiliser le modèle inverse de la première campagne de mesure comme modèle initial pour l'inversion de la seconde campagne. Cette procédure permettrait, en cas d'évolution du milieu, de favoriser les données de la campagne la plus récente, et de ne pas amalgamer, au niveau des croisements de profils des résistivités apparentes divergentes.

La subtilité de cette procédure d'inversion passe par l'intégration dans l'inversion d'un indice de confiance calculée pour chacun des paramètres d'inversion (chaque maille de calcul) et pour chacune des campagnes d'acquisition. Afin d'éviter de perdre de l'information à chaque nouvelle inversion, il faut créer le maillage complet dès la première ité-

ration. Cet indice de confiance serait intégré via le damping factor, λ . Ce paramètre, appliqué à la fonction objectif, permet de contraindre l'évolution des résistivités entre deux itérations successives. Un indice de confiance appliqué à λ que l'on a choisi de contraindre spécifiquement à partir d'un calcul de DOI (Depth of Investigation, (Oldenburg and Li [1999])). Le DOI est un critère de qualité qui détermine les zones mal contraintes par un jeu de données.

$$\text{DOI}(x, y, z) = \left| \frac{m_1^{inv}(x, y, z) - m_2^{inv}(x, y, z)}{(\text{DOI}_{max})(m_1^{ref}(x, y, z) - m_2^{ref}(x, y, z))} \right| \quad (6.1)$$

où $m_1^{inv}(x, y, z)$ et $m_2^{inv}(x, y, z)$ représente les modèles après inversion pour des milieux initiaux $m_1^{ref}(x, y, z)$ et $m_2^{ref}(x, y, z)$ respectivement.

Ce calcul nous donne pour chaque paramètre d'inversion la variation de résistivité induite par deux modèles initiaux différents, il décrit donc grossièrement la dépendance du modèle final au modèle initial. L'idée derrière ce calcul est le fait que si les données contraignent correctement le milieu, peu importe le modèle initial, après quelques itérations l'algorithme convergera vers la même résistivité interprétées. *A contrario*, si la résistivité finale dépend plus du modèle initial que du jeu de données, alors la résistivité de ce paramètre d'inversion est mal contrainte par les données mesurées. Cela permettrait (i) de ne pas générer d'artéfacts par l'amalgame de données divergentes, et (ii) de conserver la taille du jeu de données initial. Des cas synthétiques ont été réalisés avec cette procédure en cascade. Cette procédure présente aussi l'avantage d'un temps de calcul moindre, les jeux de données à inverser étant moins conséquent (campagnes par campagnes) et le milieu initial plus proche du milieu final, ce qui favorise une convergence rapide des résultats. Cette procédure une fois achevée sera testée sur le jeu de données du Stromboli présenté dans cette thèse, pour constater si elle peut mieux répondre que l'inversion simultanée de campagne asynchrones à l'imagerie du système hydrothermal.

D'un point de vue prospectif, toutes les campagnes présentées dans cette thèse ont été acquises en dispositif Wenner α , dont la principale qualité est le rapport signal / bruit, mais le principal défaut en est la faible profondeur d'investigation. Il pourrait être intéressant d'associer d'autres types de protocoles, notamment le dispositif pôle-dipôle, qui permettrait de doubler quasiment la profondeur d'investigation, via le positionnement d'une électrode à l'infini. Ce protocole a déjà été testé en contexte volcanique, notamment sur l'Etna en Juillet 2015 (Finizola et al. [2016]), et les résultats sont très encourageants.

6.2 La géophysique comme outil de suivi

La surveillance des signaux PS et thermique le long d'un profil appartenant à la zone d'étude nous permet d'appréhender le caractère dynamique de ce type de système. Les variations saisonnières des signaux montrent que des paramètres externes en l'occurrence les variations saisonnières de température, ont des conséquences drastiques sur les signaux mesurés en surface, et ce malgré le caractère relatif de la mesure PS. Le jeu de données présenté dans cette thèse montre que le signal PS peut varier du simple au double entre l'été et l'hiver. Cela suggère que l'utilisation de profils PS à un instant t ne peut être que qualitative, au moins pour des systèmes convectifs proches de la surface.

Les variations saisonnières du signal PS pourraient, comme nous le supposons dans le Chapitre 4, mettre en évidence les variations de l'activité convective causées par les variations de température en surface. Ce point mérite largement d'être modélisé et quantifié numériquement. On peut aussi imaginer de changer de dispositif, par exemple avec le positionnement d'une électrode référence hors du système actif, pour en vérifier la véracité. Si le modèle conceptuel proposé dans le Chapitre 4 s'avère vrai, des modèles *a minima* théoriques des échanges thermo-convectifs avec calcul de la PS associée pourraient nous indiquer s'il est possible de remonter au Ra équivalent, Ra_{eq} , du milieu. Effectivement, connaissant la dispersion des équipotentielles générée par un ΔT connu entre l'été et l'hiver, nous pourrions potentiellement remonter à la vigueur de la convection, en faisant l'hypothèse que le régime convectif ne change pas de structure, hypothèse qui reste à vérifier.

La surveillance des signaux PS et thermiques au-dessus du système hydrothermal du Stromboli laisse aussi entrevoir des perspectives très prometteuses. En effet, dans le jeu de données d'autres phénomènes méritent notre attention.

(i) La deuxième fréquence qui apparaît sur la représentation de l'évolution du coefficient liant le signal PS et thermique, Chapitre 4, n'a pas été rigoureusement expliquée. Ces oscillations ne présentent pas une période parfaitement définie, les périodes entre deux pics oscillent entre 14 et 27 jours. L'amplitude de ces pics est aussi plus importante l'hiver que l'été. Ces deux arguments jouent plutôt en faveur d'un phénomène interne au système convectif, plutôt que de l'influence d'un nouveau paramètre externe.

(ii) Si les signaux PS et thermiques sont quasi-parfaitement corrélés à basse fréquence, les signaux sont anti-corrélés à des échelles de temps plus petites. La Fig. 6.1a représente l'évolution annuelle des signaux PS et thermique du capteur N° 16. La Fig. 6.1b représente un zoom sur un évènement pluvieux. L'anti-corrélation est flagrante, le signal PS commence par diminuer, de manière quelque peu chaotique mais la tendance est là, alors que le signal thermique a tendance à augmenter légèrement. C'est au moment précis où

la température se met à baisser que le signal PS augmente. Ensuite le signal PS re-diminue, quelques heures avant la remontée de la température. La première augmentation de température est aussi visible sur tous les capteurs, mais l'amplitude varie grandement, du dixième de °C jusqu'à 19.5 °C au niveau du capteur 22. Cette anti-corrélation est visible sur de nombreux événements pluvieux et tous les capteurs, exceptés les 24 et 25 situés sur la crête. Pour ces deux capteurs les variations de températures sont trop faibles pour pouvoir être interprétées ($\pm 0.5^\circ\text{C}$ max).

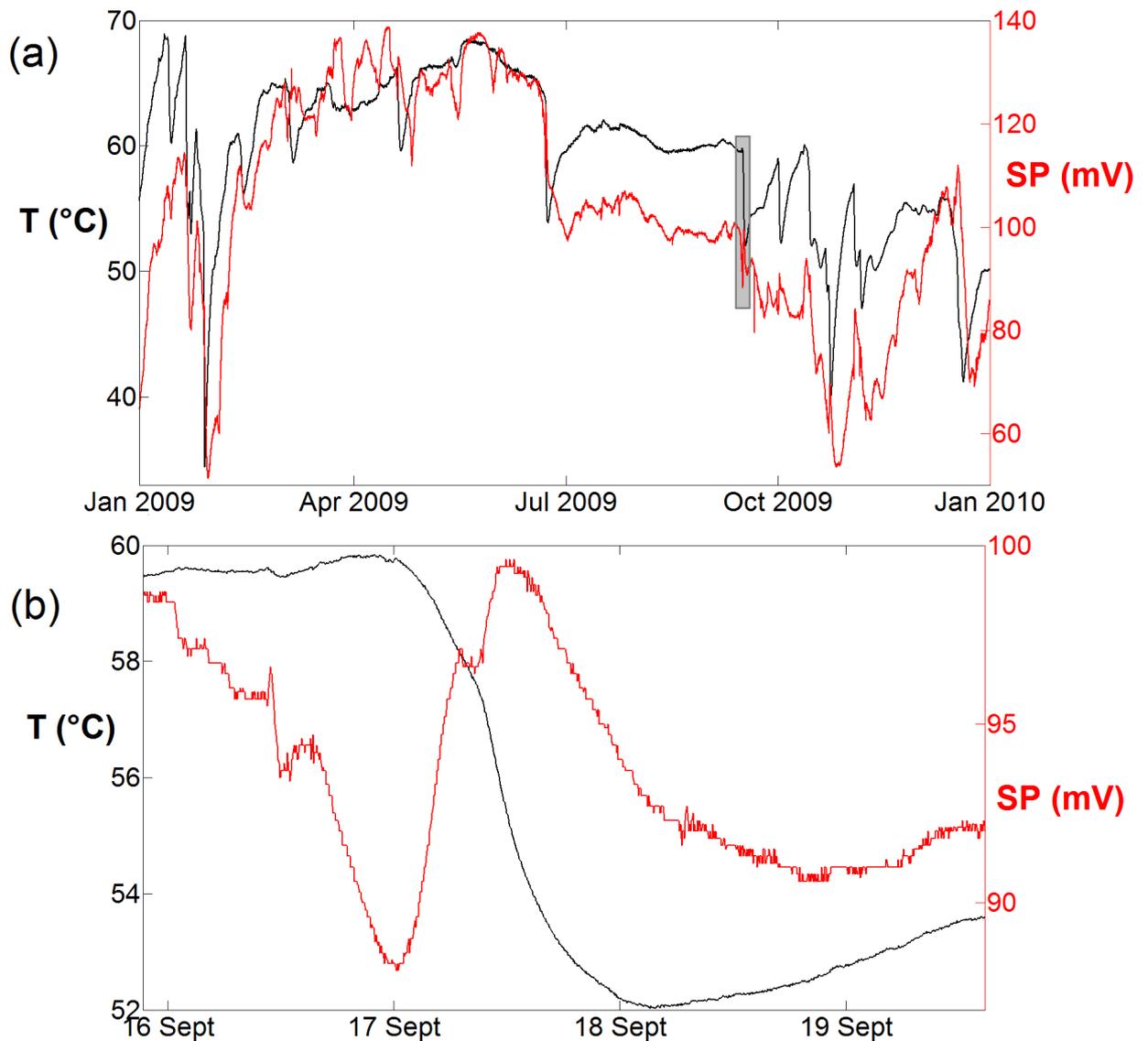


FIGURE 6.1 – (a) Évolution des signaux PS et thermique pour le capteur 16, le rectangle grisé représente la période de zoom représentée en (b).

Cette anti-corrélation des signaux haute fréquence explique vraisemblablement pourquoi le coefficient de régression entre signaux PS et T est moins fort l'hiver, lorsque les événements pluvieux sont fréquents. Cette observation a déjà été mise en évidence par (Friedel et al. [2004]) sur le Merapi.

(iii) Le chapitre 4 met en évidence une relation linéaire, liant PS et température. Cette relation ne peut pas, comme il l'est présenté, être entièrement imputable à un mécanisme thermoélectrique. Cependant, il serait intéressant de savoir quel part du signal est attribuable à l'effet thermoélectrique et quel part est due à un effet électrocinétique. Pour cela, il serait intéressant de réaliser des expérimentations où l'on mesure le signal PS généré par l'écoulement d'un fluide, à la même vitesse, mais dans un cas le fluide serait froid (pas d'effet thermoélectrique) et dans un second temps ce fluide serait chauffé (avec un effet thermoélectrique). L'effet thermoélectrique correspondrait alors à la différence de ces deux signaux PS.

6.3 Modélisation numérique

Les modèles numériques de transfert de chaleur convectif dans des milieux poreux fracturés tiennent compte des propriétés de chaque fracture, les fractures y étant insérées comme des objets plans. Le chapitre 5 montre une partie des capacités du code à résoudre le problème de l'écoulement et le problème thermique pour des densités et des transmissivités de fractures importantes. L'étude propose des formules empiriques liant nombre de Nusselt (Nu) et nombre de Rayleigh (Ra) dans la matrice poreuse en fonction des propriétés du réseau de fractures. Elle montre aussi que l'utilisation des propriétés effectives du réseau de fractures n'est pas toujours judicieuse, notamment pour les réseaux modérément fracturés.

Les résultats de la modélisation mettent aussi l'accent sur une nouvelle version de la notion de percolation. En effet, lorsque l'on traite uniquement le problème de l'écoulement, la notion de percolation se réfère à un cluster de fractures traversant d'une paroi à une autre la boîte. Lorsque l'on traite un système convectif, la notion de percolation se réfère alors à un cluster de fractures qui fait le tour de la cellule convective. Ce résultat est confirmé par l'étude de cas en milieu fracturé anisotrope. Ceci suggère que la percolation d'un réseau de fractures et la structure de la convection sont interdépendantes. Finalement, des régimes bi-dimensionaux ou tri-dimensionaux de diverses formes peuvent se mettre en place selon la géométrie du réseau de fractures. Ces aspects géométriques sont très importants, car ils vont "modéliser" la forme de la cellule convective. Cela pourrait expliquer qu'il est possible de déterminer un Ra équivalent. La nature du réseau aurait tendance à déformer la structure de la convection selon la disposition des fractures. La structure de la cellule va être conservée si on augmente le Ra dans la matrice (le ΔT), comme en milieu homogène, où on affine un panache existant.

De la même manière, en milieu anisotrope, on note que l'accentuation du caractère anisotrope du réseau modifie l'énergie dégagée par le système. L'énergie libérée est amplifiée lorsque la fracturation est verticalisée, et à l'inverse atténuée lorsque la fracturation s'horizontalise. Cependant l'effet de l'anisotropie devient crucial lorsque celui-ci change la structure de la convection, i.e. la bi-dimensionnalise. Dans ce cas, une anisotropie verti-

cale du réseau peut majorer les flux de chaleur jusqu'à 40% pour des densités importantes ($\rho=10$).

Par ailleurs, l'existence de Ra_{eq} souligne un autre moyen d'apprécier l'énergie libérée par un système hydrothermal. En effet, pour modéliser les transferts de chaleur thermoconvectifs d'un système hydrothermal, cette étude montre qu'il existe deux moyens. (i) Connaître la position, la taille et la transmissivité de chacune des fractures du système étudié, et ainsi générer numériquement le milieu "vrai" pour en calculer l'énergie dégagée. (ii) Connaître Ra_{eq} , qui nous permet d'évaluer, via une approche homogène (gain de temps de calcul), l'énergie libérée par le milieu. Cette approche nécessite cependant de localiser sur le terrain les zones de remontées hydrothermales, car l'approche numérique homogène ne pourra pas fournir cette information. Les techniques géophysiques présentées dans cette thèse permettent de localiser les remontées et donc de compléter l'information livrée par la modélisation numérique.

Finalement, la modélisation des transferts convectifs en milieux poreux fracturés nous laisse imaginer nombre d'améliorations en vue de représenter des systèmes naturels.

(i) Pour caractériser un système comme Stromboli, comme pour beaucoup d'autres systèmes hydrothermaux, il faut être capable de modéliser des écoulements diphasiques. Le problème de l'écoulement de deux fluides immiscibles dans un milieu poreux fracturé est un problème déjà modélisé (Bogdanov et al. [2003]). L'écoulement de chaque phase suit une loi de Darcy, et on introduit le concept de perméabilité relative (Marle [1981]; Bear and Bachmat [1991]; Dullien [1992]). La perméabilité est calculée pour chacune des phases et celle-ci dépend du degré de saturation.

(ii) Des mesures de perméabilités *in situ* ont aussi été réalisées pendant cette thèse et sont présentées en Annexe. Les mesures mettent en évidence l'effet des processus de dissolution - cristallisation dans le colmatage d'une partie de la porosité. Ces précipitations sont, on l'imagine, préjudiciable pour l'écoulement. Il paraît donc intéressant d'introduire dans ces codes des lois d'interactions chimiques suffisamment réalistes et compatibles avec les temps de calculs nécessités par une simulation, afin de préciser les zones de précipitation des minéraux néoformés ainsi que leur rétroaction sur le champ de vitesse dans la fracture.

(iii) Il semble aussi important de prendre en compte la topographie dans la modélisation de circulation hydrothermale en milieu volcanique. C'est un aspect absolument primordial lors de la modélisation future de cas réel. L'effet de la topographie a été mis

en évidence, d'un point de vue numérique, par exemple avec les modèles de (Ross et al. [1997]) et son étude sur l'enfouissement de déchets radioactifs sur le site de Yucca Mountain. Il modélise l'écoulement d'un fluide monophasique, en l'occurrence un gaz, au coeur du Yucca Mountain, avec une hétérogénéité majeure de faible perméabilité entre le dépôt radioactif et la surface. Ces modèles tiennent compte de la topographie, de différentes températures du dépôt radioactif et de différents contrastes de perméabilité entre le massif et cette hétérogénéité qui confine le déchet radioactif. Ses modèles montrent que quelque soit l'écart de température, le contraste de perméabilité entre la matrice et la couche scellante doit être gigantesque pour obliger le fluide à s'échapper hors des hauts topographiques. En fait, la couche doit être quasi-imperméable au fluide pour le détourner et l'empêcher de remonter vers la crête.

Bibliographie

- J. Bear and Y. Bachmat. Introduction to Modeling of Transport Phenomena in Porous Media. *Kluwer, Dordrecht*, 1991. [161](#)
- I.I. Bogdanov, V.V. Mourzenko, J.F. Thovert, and P.M. Adler. Two-phase flow through fractured porous media. *Physical Review E*, 68(026703) :1–24, 2003. [161](#)
- F.A.L. Dullien. Porous Media. Fluid Transport and Pore Structure. *Academic Press, San Diego*, 1992. [161](#)
- A. Finizola, T. Ricci, R. Antoine, E. Delcher, A. Peltier, M. Neri, and ETNA ERT Team. The summit part of Mount Etna revealed by High Resolution DC Electrical Resistivity Tomography coupled with complementary geophysical and soil gas techniques. *Poster presentation - EGU 2016*, 2016. [157](#)
- S. Friedel, S. Byrdina, F. Jacobs, and M. Zimmer. Self-potential and ground temperature at Merapi volcano prior to its crisis in the rainy season of 2000–2001. *Journal of Volcanology and Geothermal research*, 134 :149–168, 2004. [159](#)
- C.M. Marle. Multiphase flows in Porous Media. *Technip, Paris*, 1981. [161](#)
- D.W. Oldenburg and Y. Li. Estimating depth of investigation in DC resistivity and IP surveys. *Geophysics*, 64 :403–416, 1999. [157](#)
- B. Ross, S. Amter, and N. Lu. Numerical Studies of Rock-Gas Flow in Yucca Mountain. Technical report, Sandia National Laboratories, System Performance Assessment Division, 1997. [162](#)

Annexe A

Annexes

A.1 Mesures de perméabilité

A.1.1 Mesures *in situ* de perméabilité

La perméabilité des roches est un paramètre crucial régissant les écoulements de fluide dans les milieux poreux hétérogènes. C'est également l'un des paramètres du système les plus difficiles à caractériser sur le terrain du fait des problèmes d'hétérogénéité, d'échelle, et aussi du grand éventail des perméabilités qui apparaissent naturellement, même dans des environnements géologiques restreints. Les perméabilités observées en contexte volcanique peuvent varier de plusieurs ordres de grandeurs, selon la nature du sol, scories, cendres, lave massives...

La mesure de perméabilité *in situ*, par rapport à une mesure de perméabilité en laboratoire, présente l'avantage d'intégrer un volume de roche plus représentatif du site, et de réduire le problème de remaniement.

La perméabilité d'un sol représente sa capacité à être traversé par un fluide. Elle dépend essentiellement de la connectivité des pores, fissures et fractures du milieu. La perméabilité, comme il l'a été expliqué section I, exprime selon la loi de Darcy le rapport entre un gradient de pression imposé à un fluide pour traverser un milieu poreux, et le débit en résultant. C'est donc précisément la loi de Darcy qui est utilisée pour mesurer cette propriété du sol.

Le RADON-JOK, appareil utilisé pour réaliser ces mesures, est un perméamètre à air. Le principe repose sur la succion d'air contenu dans le sol à pression constante et connue. Une sonde est positionnée dans le sol, à la profondeur désirée, avec à l'extrémité un tip (une pointe) pour faciliter l'insertion de la sonde dans le sol, et éviter trop de remaniement. La sonde est ensuite désobstruée du tip, et une pression négative est exercée par un

poids à l'autre extrémité de la sonde. Le volume d'air absorbé par la sonde est fixe (2000 cm³). La viscosité du fluide est calculée selon la formule de Sutherland [Crane, 1988] et donc corrigée de la température (aussi mesurée sur le terrain). C'est donc en mesurant le temps nécessaire à l'absorption du volume d'air requis que nous pouvons calculer selon l'équation de Darcy la perméabilité du sol. Le RADON-JOK est présenté sur la Fig. A.1.

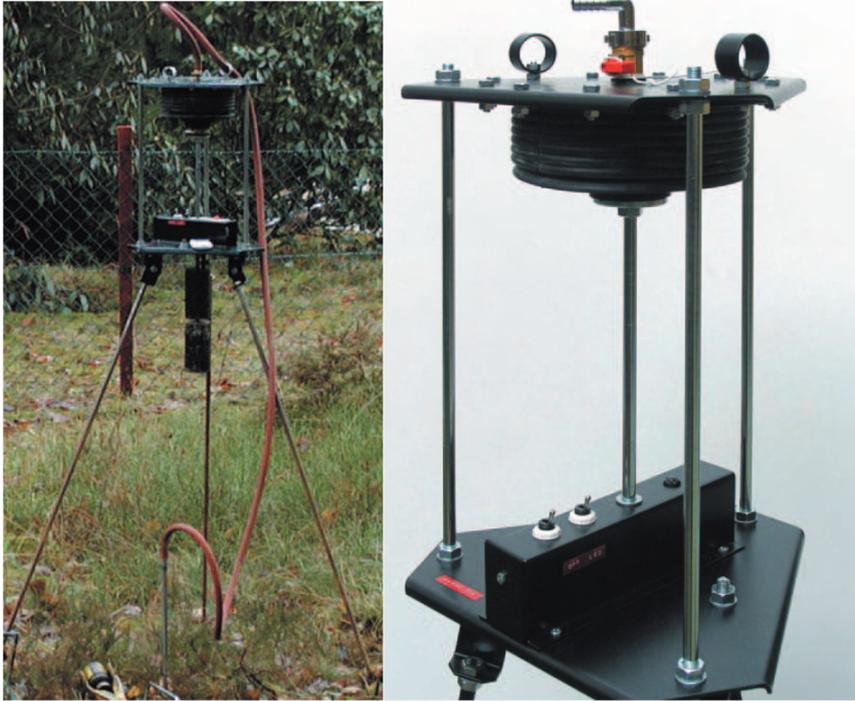


FIGURE A.1 – Photographies du RADON-JOK, perméamètre à air.

L'appareil mesure des perméabilités comprises entre 10^{-11} m² et 10^{-14} m². La limite supérieure est déterminée par la résistance de l'équipement lui-même ; cela correspond à un temps de mesure de 6 s et une perméabilité de $\approx 2 \cdot 10^{-11}$ m². La limite inférieure est elle plutôt déterminée par le temps que les utilisateurs peuvent accorder à la mesure de perméabilité. Une perméabilité de 10^{-14} m² correspond à un temps de mesure d'environ 3600 s.

A.1.2 Résultats

Le profil de perméabilité mesurée avec le RADON-JOK à 1 mètre de profondeur est présenté sur la Fig.A.2. Les mesures ont été effectuées tous les 25 cm sur 3 m à partir de la crête, puis le pas d'échantillonnage est tombé à 50 cm sur les 8 m suivants. Des mesures supplémentaires ont été réalisées à 15, 18 et 21 m sous la crête.

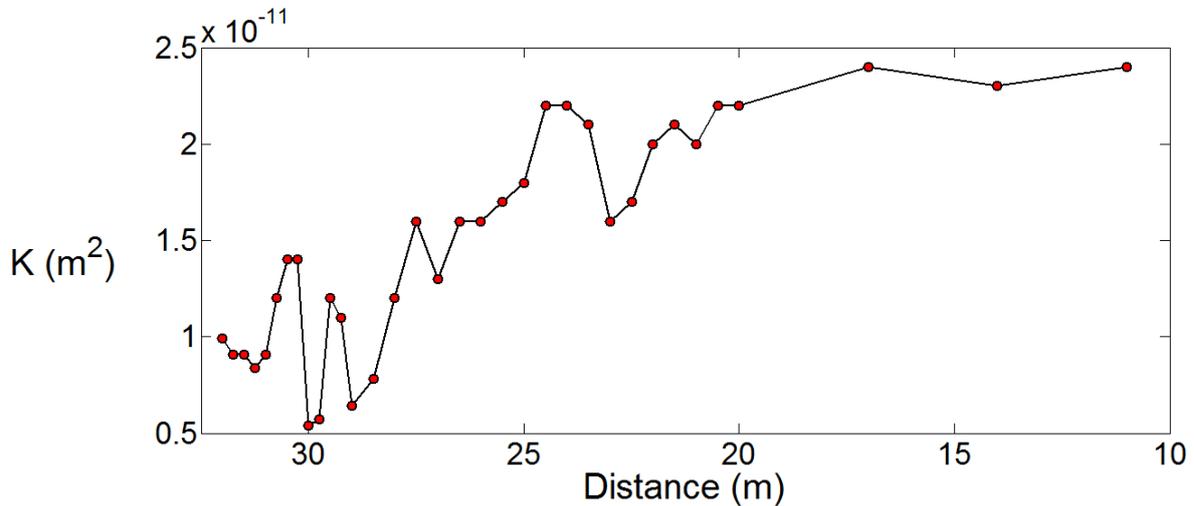


FIGURE A.2 – Profil de perméabilité *in situ* (m²) à 1 m de profondeur.

On constate que les valeurs de perméabilités sont très proches de la limite supérieure déterminée par la résistance de l'appareil. Les temps mesurés sont donc très courts, de l'ordre de la dizaine de secondes sur les flancs, et de l'ordre de la minute sur la crête. En conséquence, les résultats discutés ne prétendent pas permettre l'obtention de valeurs absolues de la perméabilité, mais permettent néanmoins de donner un ordre de grandeur, et de caractériser de manière relative cette propriété du sol.

Les mesures montrent une évolution anti-corrélée avec la topographie. C'est à dire que les perméabilités mesurées à 1 m de profondeur au niveau de la crête sont plus faibles que celles mesurées sur les flancs. Or, les autres techniques de prospection géophysique nous certifient que la zone de remontée préférentielle est située sur la crête. Cette zone préférentielle avait aussi été mise en évidence par des mesures de flux de CO₂ [Carapezza *et al.* 2009].

Si la crête est la zone préférentielle de remontée des fluides, c'est une zone de circulation massive de fluide. Un fluide présent dans une roche réagit à son contact ce qui favorise l'apparition d'altérations particulières. Ces minéraux d'altération se forment dans les pores de la roche, et vont donc colmater une partie de la porosité, réduisant ainsi la perméabilité moyenne du sol. En témoigne la Fig.A.3 où sont présentées des photographies de la tranchée, creusée après les mesures de perméabilité.

On voit nettement la zone d'altération positionnée juste sous la surface au niveau de

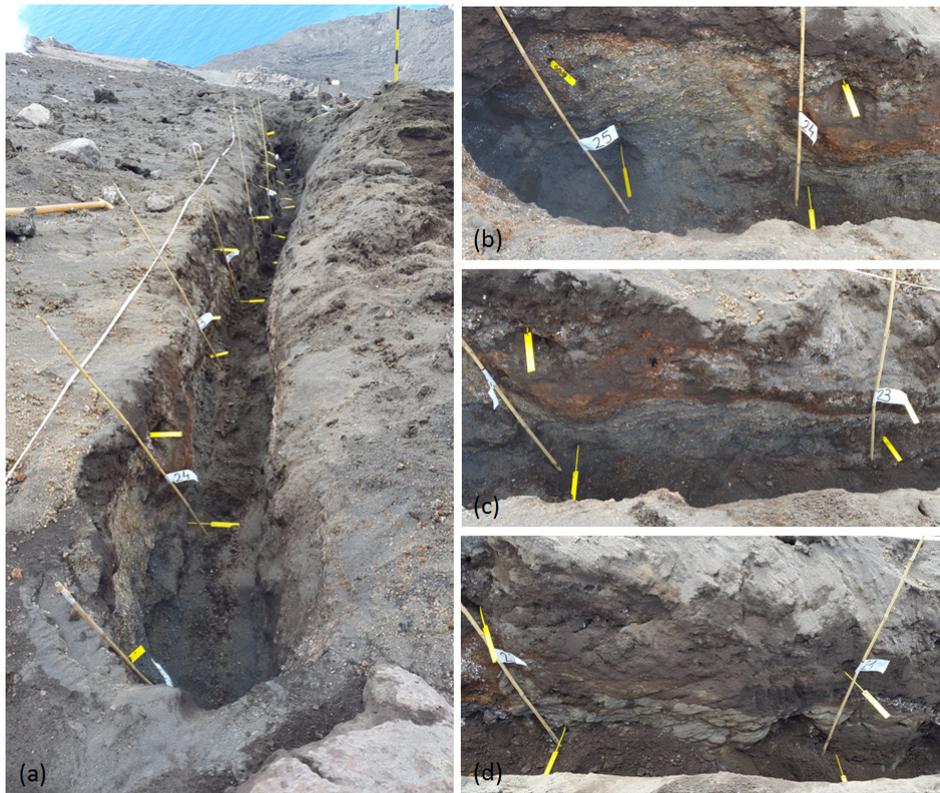


FIGURE A.3 – (a) Photo de la tranchée (1 m de profondeur) creusée après les mesures de perméabilité in-situ. Photos de la coupe verticale située au niveau des capteurs 25-24 (b) ; 24-23 (c) et 22-21(d).

la crête, et progressivement, ce front d'altération s'enfonce en s'éloignant de la crête. Les éléments chimiques contenus dans le fluide ont tendance à se déposer à la surface des minéraux constituant la roche. Les précipitations ont été échantillonnées sur le terrain et sont en cours d'analyse au laboratoire de l'université Roma III.

Cette modification minéralogique générée par des mécanismes de dissolution - cristallisation entraîne une modification de la géométrie des structures, lesquelles permettent l'écoulement des fluides. De ce fait, les paramètres physiques régissant l'écoulement : perméabilités, degré de connectivité des fissures, porosité connectée vont changer. La quantification de telles modifications peut être estimée par des expérimentations ponctuelles et caractéristiques de la roche à un instant t mais leurs évolutions dans le temps et dans l'espace sont par contre difficiles à observer sinon par répétition de ce type de profils.

LETTRE D'ENGAGEMENT DE NON-PLAGIAT

Je, soussigné(e) **Mezon Cécile**,
en ma qualité de doctorant(e) de l'Université de La Réunion, déclare être conscient(e) que le plagiat est un acte délictueux passible de sanctions disciplinaires. Aussi, dans le respect de la propriété intellectuelle et du droit d'auteur, je m'engage à systématiquement citer mes sources, quelle qu'en soit la forme (textes, images, audiovisuel, internet), dans le cadre de la rédaction de ma thèse et de toute autre production scientifique, sachant que l'établissement est susceptible de soumettre le texte de ma thèse à un logiciel anti-plagiat.

Fait à **Saint Denis** le : **13/12/2016**

Signature :



VALIDATION

Extrait du Règlement intérieur de l'Université de La Réunion
(validé par le Conseil d'Administration en date du 11 décembre 2014)

Article 9. Protection de la propriété intellectuelle – Faux et usage de faux, contrefaçon, plagiat

L'utilisation des ressources informatiques de l'Université implique le respect de ses droits de propriété intellectuelle ainsi que ceux de ses partenaires et plus généralement, de tous tiers titulaires de tels droits.

En conséquence, chaque utilisateur doit :

- utiliser les logiciels dans les conditions de licences souscrites ;
- ne pas reproduire, copier, diffuser, modifier ou utiliser des logiciels, bases de données, pages Web, textes, images, photographies ou autres créations protégées par le droit d'auteur ou un droit privatif, sans avoir obtenu préalablement l'autorisation des titulaires de ces droits.

La contrefaçon et le faux

Conformément aux dispositions du code de la propriété intellectuelle, toute représentation ou reproduction intégrale ou partielle d'une œuvre de l'esprit faite sans le consentement de son auteur est illicite et constitue un délit pénal.

L'article 444-1 du code pénal dispose : « Constitue un faux toute altération frauduleuse de la vérité, de nature à causer un préjudice et accomplie par quelque moyen que ce soit, dans un écrit ou tout autre support d'expression de la pensée qui a pour objet ou qui peut avoir pour effet d'établir la preuve d'un droit ou d'un fait ayant des conséquences juridiques ».

L'article L335_3 du code de la propriété intellectuelle précise que : « Est également un délit de contrefaçon toute reproduction, représentation ou diffusion, par quelque moyen que ce soit, d'une œuvre de l'esprit en violation des droits de l'auteur, tels qu'ils sont définis et réglementés par la loi. Est également un délit de contrefaçon la violation de l'un des droits de l'auteur d'un logiciel (...) ».

Le plagiat est constitué par la copie, totale ou partielle d'un travail réalisé par autrui, lorsque la source empruntée n'est pas citée, quel que soit le moyen utilisé. Le plagiat constitue une violation du droit d'auteur (au sens des articles L 335-2 et L 335-3 du code de la propriété intellectuelle). Il peut être assimilé à un délit de contrefaçon. C'est aussi une faute disciplinaire, susceptible d'entraîner une sanction.

Les sources et les références utilisées dans le cadre des travaux (préparations, devoirs, mémoires, thèses, rapports de stage...) doivent être clairement citées. Des citations intégrales peuvent figurer dans les documents rendus, si elles sont assorties de leur référence (nom d'auteur, publication, date, éditeur...) et identifiées comme telles par des guillemets ou des italiques.

Les délits de contrefaçon, de plagiat et d'usage de faux peuvent donner lieu à une sanction disciplinaire indépendante de la mise en œuvre de poursuites pénales.