

# THESE

présentée pour l'obtention du grade de

*Docteur de l'Université Louis Pasteur – Strasbourg I  
(Spécialité Géophysique)*

Par

Mathieu DARNET

Caractérisation et suivi de circulations de fluides par  
la mesure de Potentiels Spontanés (PS)

Soutenue publiquement le 24 novembre 2003

---

---

## Membres du jury :

*Directeur de thèse :* Pr. Guy Marquis, *Université Louis Pasteur, Strasbourg*

*Rapporteurs :* Pr. Yves Bernabé, *Université Louis Pasteur, Strasbourg*  
Pr. Maria Zamora, *Institut de Physique du Globe de Paris*  
Pr. Dominique Gibert, *Géosciences Rennes*

*Examineur :* Dr. Stephen J. Oates, *Shell SIEP, La Haye*

*Invités :* Dr. Jean Pierre Delhomme, *Schlumberger, Clamart, Paris*  
Dr. André Gérard, *GEIE Heat Mining, Soultz-sous-Forêts*



"LE COMMENCEMENT DE TOUTES LES SCIENCES,  
C'EST L'ÉTONNEMENT DE CE QUE LES CHOSSES  
SONT CE QU'ELLES SONT."

*Aristote*



# Remerciements

Je tiens tout d'abord exprimer toute ma gratitude à *Guy Marquis*, mon directeur de thèse, pour avoir initié ce travail. Je le remercie de m'avoir conduit sur ces chemins un peu « exotiques » de la géophysique mais oh combien passionnants. Je lui suis très reconnaissant pour les nombreuses heures que nous avons passées ensemble à émettre des hypothèses plus farfelues les unes que les autres. Je le remercie enfin pour toute la patience dont il a fait preuve, pour sa gentillesse à corriger mes imperfections dans la langue de Shakespeare et last but not least pour tout l'enthousiasme qu'il a su me communiquer au cours de ces trois années de thèse.

Je voudrais ensuite remercier la *Région Alsace* et le *Conseil National de la Recherche Scientifique* pour m'avoir fourni les moyens logistiques et financiers nécessaires à la réalisation de cette thèse.

Je souhaiterais aussi remercier toutes les personnes des sociétés *Shell*, *Geotermica Salvadoreña* et du *GEIE « Heat Mining » de Soultz-sous-Forêts* qui nous ont assuré un soutien logistique, financier et scientifique sans failles lors de nos campagnes de mesures de PS, en particulier *Stephen J. Oates*, *Gunter Siddiqi*, *André Gerard*, *Roy Baria*, *Jörg Baumgärtner*, *Sophie Michelet*, *Ralph Weidler*, *Ben Dyer*...

Je remercie également tous mes collègues intra ou extra muros qui m'ont aidé à avancer dans ma recherche, en particulier *Pascal Sailhac*, *Philippe Ackerer*, *Claude Doussan*, *Yves Bernabé*, *Tsuneo Ishido*...

J'aimerais aussi remercier toutes les personnes qui nous ont aidés à réaliser nos nombreuses campagnes de PS, en particulier celles qui ont eu la lourde tâche au sens propre comme au figuré de débobiner et rembobiner des kilomètres de câbles électriques. Je citerais et en espérant ne pas en oublier : *Sophie Michelet*, *Guy Marquis*, *Jacques Durand*, *Ajai Singh*, *Pierre-Daniel Matthey*, *Juan Pi Alperin*, *Jean Paul Boy*, *Pascal Sailhac*, *Maksim Bano*, et bien évidemment tous nos amis salvadoriens : *Salvador Handal Candray*, *Pedro Antonio Santos*, *Rodolfo Torres*, *José Antonio Rivas*, *Tomas Soriano*, *José Efraín Benítez León Ricardo*, et les familles de *Pilsener I et II* !

J'aimerais aussi faire un clin d'œil à toutes mes collègues et néanmoins amis qui m'ont rendu ces trois années agréables : *Olivier*, *Juan*, *Sandor*, *Nico*, *Alexis*...

Je tiens aussi à remercier sincèrement tous les membres du jury (*Yves Bernabé, Maria Zamora, Dominique Gibert, Stephen J. Oates, André Gerard et Jean Pierre Delhomme*) pour le temps qu'ils m'ont consacré et leurs suggestions judicieuses ainsi que pour leur présence lors de ma soutenance.

Je voudrais aussi remercier toutes les personnes qui m'ont facilité les démarches administratives lors de mes missions en France ou à l'étranger à savoir : *Caroline Lazarus, Binta Mesmacque, Monique Martiny, Michèle Laurent* et le docteur *Thomas Perrin*. Je tiens aussi à exprimer toute ma gratitude aux personnes qui m'ont permis d'avoir à ma disposition un matériel informatique irréprochable : *Xavier Rose, Jean-Marc Brendle, Marc Schaming et Jacques Durand*. Je voudrais enfin exprimer toute ma reconnaissance à *Jeanine Fischbach* pour son travail minutieux de bibliothécaire toujours à la pointe de la littérature.

Enfin, j'aimerais exprimer toute ma gratitude à mon épouse pour tous ses encouragements, sa patience et l'enthousiasme dont elle a fait preuve envers mon travail.

# Résumé

Notre travail a porté sur la caractérisation et le suivi des écoulements souterrains par la mesure des potentiels électriques du sol induits par électrocinétisme (ou Potentiels Spontanés). En effet, une des propriétés intéressante de ces signaux est que leur distribution spatiale est fonction de la géométrie et de l'intensité de l'écoulement. Nous avons alors essayé de tirer profit de cette propriété en mettant au point un outil d'inversion qui détermine directement sa géométrie. Pour cela, nous avons utilisé un algorithme génétique et un modèle numérique des phénomènes électrocinétiques. Nous avons testé notre approche sur le cas particulier d'un pompage dans une nappe libre et sommes arrivés à déterminer la conductivité hydraulique de l'aquifère en plus de sa géométrie. Ce résultat montre qu'au-delà de l'aspect géométrique, les mesures de PS permettent d'accéder aux propriétés dynamiques du milieu. Est-il alors possible d'en déduire les vitesses d'écoulement?

Pour répondre à cette question, nous avons modélisé l'effet électrocinétique des mouvements d'eau qui se produisent dans les couches superficielles du sol (i.e. dans la zone non saturée). Notre modèle montre que les signaux de PS permettent d'estimer la direction des écoulements mais pas leur intensité. Il suggère de plus que le volume d'investigation des mesures électriques est bien plus grand que celui des mesures hydrauliques traditionnelles. Les mesures de PS peuvent-elles alors mettre en évidence des circulations de fluides à une plus grande échelle que les mesures hydrauliques ?

C'est pour tester cette hypothèse que nous avons conduit des expériences de suivi de PS lors de la stimulation hydraulique de réservoirs d'eau de grande taille ( $> 100$  m) et très profonds ( $> 1000$  m) : deux sur le site géothermique de Soultz-sous-Forêts (France) et une sur le site de Berlín (Salvador). Elles ont révélé qu'il est possible d'enregistrer des signaux d'origine électrocinétique à plus de 4.5 km de l'écoulement grâce au tubage en acier du puits qui amplifie les courants électriques. Elles ont aussi confirmé que les mesures de PS permettent de suivre la dynamique des écoulements à une échelle bien supérieure à celle des mesures hydrauliques en puits. Enfin, pour chaque expérience, nous avons observé une relation spatio-temporelle étroite entre la sismicité induite dans le réservoir et les anomalies PS en surface ce qui suggère qu'il existe un fort couplage mécanique/électrocinétique dont la nature reste aujourd'hui à étudier.



# Abstract

We have been working on the use of surface electric potentials measurements (Streaming Potentials) to characterize underground fluid flow. As these potentials are generated by electrokinetics, their spatial distribution is a function of the flow geometry and velocity. We used this property to design a new inversion tool which can determine directly the flow geometry from SP data. Our method uses a genetic algorithm and a numerical model of the electrokinetic phenomena. We tested this approach in the case of a steady-state pumping in a free aquifer and we managed to estimate the aquifer geometry and its hydraulic conductivity. This result shows that SP measurements allow to characterize the fluid flow geometry but also to estimate the dynamic properties of the medium. Is it therefore possible to estimate the flow velocities?

To answer this question, we have modelled the electrokinetic effect of water movement in the top layers of the soil (i.e. in the unsaturated zone). Our model shows that SP signals allow to estimate the water flow direction but not its intensity. It suggests also that the investigation volume of electrical measurements is greater than the one of standard hydraulic measurements. Can therefore SP measurements give evidences of fluid flow that can not be seen on hydraulic data?

We have tested this hypothesis by monitoring SP signals induced by hydro-fracturing experiments in large ( $> 100$  m) and deep ( $> 1000$  m) geothermal reservoirs: two at the Soultz-sous-Forêts (France) site and one at the Berlín (Salvador) site. They showed that it was possible to detect electrokinetic phenomena at more than 4.5 km from the flow because the steel-casing is amplifying the electric currents generated at the reservoir depth. They also confirmed that the SP measurements allow to characterize the flow dynamics at a greater scale than standard hydraulic measurements in wells. We observed a very good spatio-temporal correlation between the induced seismic activity and the surface SP anomalies suggesting that there is a strong mechanical/electrokinetic coupling within the reservoir.



## Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Origine des potentiels électriques dans la Terre</b>	<b>3</b>
1.1 Les phénomènes électromagnétiques externes	5
1.1.1 <i>L'induction magnétotellurique</i>	5
1.1.2 <i>Les courants d'origine anthropique</i>	7
1.2 Les phénomènes électromagnétiques internes	8
1.2.1 <i>L'oxydoréduction</i>	8
1.2.2 <i>L'électrocinétisme</i>	9
1.2.3 <i>Les potentiels électrothermiques</i>	11
1.2.4 <i>Les potentiels électrochimiques</i>	11
1.2.5 <i>La sismoélectricité</i>	14
1.2.6 <i>La piézoélectricité</i>	15
1.2.7 <i>La bioélectricité</i>	16
1.3 Importance relative des différents phénomènes électromagnétiques	17
<b>2 Principe de mesure des Potentiels Spontanés</b>	<b>21</b>
2.1 Pourquoi des électrodes impolarisables ?	23
2.2 Pourquoi des voltmètres à haute impédance d'entrée	26
2.3 Comment réaliser une mesure de PS	27
<b>3 L'électrocinétisme</b>	<b>31</b>
3.1 L'électrocinétisme dans les milieux poreux	33
3.1.1 <i>L'électrocinétisme dans un capillaire poreux</i>	33
3.1.2 <i>La double couche électrique (EDL)</i>	34
3.1.3 <i>Potentiel d'électrofiltration dans un capillaire poreux</i>	37
3.1.4 <i>Potentiel d'électrofiltration dans un milieu poreux</i>	40
3.2 Principaux paramètres influençant l'électrocinétisme	43
3.2.1 <i>Influence de la chimie de l'électrolyte</i>	43

3.2.2	<i>Influence de la température</i>	47
3.2.3	<i>Influence de la conductivité électrique de surface</i>	50
3.2.4	<i>Influence de la conductivité électrique du sol</i>	52
3.2.5	<i>Influence de la perméabilité</i>	53
3.2.6	<i>Influence de la saturation partielle de l'électrolyte</i>	57
<b>4</b>	<b>Caractérisation et suivi d'écoulements souterrains</b>	<b>65</b>
4.1	PS induits par des circulations hydriques	67
4.1.1	<i>PS induits par des écoulements naturels</i>	67
4.1.2	<i>PS induits par des circulations hydrothermales</i>	69
4.1.3	<i>PS induits par des écoulements artificiels</i>	72
4.2	Méthodes d'analyse de PS induits pas des écoulements souterrains	73
4.2.1	<i>La surface SPS</i>	73
4.2.2	<i>La méthode de Fournier</i>	75
4.2.3	<i>La probabilité d'occurrence de charges</i>	76
4.2.4	<i>Les méthodes électrographiques</i>	78
4.2.5	<i>L'analyse par ondelettes</i>	79
4.2.6	<i>La déconvolution de l'équation d'Euler</i>	84
4.3	Application	87
4.3.1	<i>La surface SPS</i>	87
4.3.2	<i>Les méthodes électrographiques</i>	87
4.3.3	<i>La probabilité d'occurrence de charges</i>	89
4.3.4	<i>L'analyse par ondelettes</i>	90
4.3.5	<i>La déconvolution de l'équation d'Euler</i>	92
4.3.6	<i>Synthèse</i>	93
4.4	Inversion des PS induits par des écoulements souterrains	95
4.5	Conclusions et perspectives	101
<b>5</b>	<b>Caractérisation et suivi d'écoulements dans la zone vadose</b>	<b>107</b>
5.1	PS induits par des écoulements dans la zone vadose	109
5.2	Modélisation de transferts hydriques verticaux en milieu non saturé	112
5.3	Conclusions et perspectives	125

<b>6</b>	<b>Caractérisation et suivi d'écoulements dans les réservoirs géothermiques</b>	<b>127</b>
6.1	Caractérisation et suivi d'écoulements dans les réservoirs peu profonds	129
6.2	Suivi de PS sur le site géothermique Hot Dry Rock de Soultz-sous-Forêts	135
6.2.1	<i>La stimulation hydraulique de GPK2 en juin 2000</i>	136
6.2.1.1	<i>Principaux résultats</i>	136
6.2.1.2	<i>PS et sismicité induite après injection</i>	138
6.2.1.3	<i>Articles soumis ou publié</i>	143
6.2.2	<i>Le test hydraulique dans GPK2 en janvier 2003</i>	173
6.2.3	<i>Conclusions et perspectives</i>	177
6.3	Suivi de PS sur le site géothermique EGS de Berlín (Salvador)	178
6.3.1	<i>Le site géothermique EGS de Berlín</i>	179
6.3.2	<i>Suivi de PS de la stimulation hydraulique du puits TR-8A</i>	180
6.3.3	<i>Conclusions et perspectives</i>	183
6.4	Relation entre PS et sismicité induite	184
<b>7</b>	<b>Conclusions et perspectives générales</b>	<b>189</b>
	<b>Annexes</b>	<b>193</b>
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>197</b>



# **Introduction**



## Introduction

Les circulations de fluides souterraines sont généralement étudiées à l'aide de mesures hydrauliques en puits (e.g. piézomètres, débitmètres). Malheureusement, ces mesures ponctuelles sont souvent très coûteuses en temps et en argent et n'offrent qu'une vision partielle de l'écoulement. Dans le but de pallier ce manque, plusieurs expérimentations géophysiques ont été développées pour la prospection d'eau : citons notamment le géoradar (appareil d'imagerie électromagnétique du sous-sol), la tomographie électrique (dispositifs permettant d'imager la conductivité électrique du sous-sol), la résonance magnétique nucléaire (dispositif permettant d'estimer la quantité d'eau dans le sous-sol) et la sismique haute résolution (dispositif de tomographie acoustique du sous-sol). Elles présentent les avantages d'être non invasives et de localiser les zones à forte teneur en eau. Toutefois, ce ne sont que des mesures statiques ne donnant donc pas accès aux propriétés dynamiques de l'écoulement. Nous avons par conséquent cherché à développer une nouvelle méthodologie qui permette de caractériser à la fois la géométrie et la vitesse de l'écoulement. Notre choix s'est tout naturellement tourné vers la mesure des potentiels électriques du sol (ou Potentiels Spontanés) d'origine électrocinétique car ils sont directement liés aux mouvements de fluides dans le sol.

Deux difficultés majeures expliquent pourquoi cette méthode est restée longtemps peu utilisée. La première est que la détection de phénomènes électrocinétiques est très délicate à cause des nombreux phénomènes électromagnétiques qui viennent parasiter les mesures (potentiels électrochimiques, électrothermiques, électrosismiques, piézoélectriques, d'oxydoréduction, d'induction électromagnétique ou bioélectriques). La seconde réside dans la faible intensité des courants d'origine électrocinétique (inférieurs au microampère). Aujourd'hui, nous disposons d'un appareillage suffisamment stable et précis pour permettre leur enregistrement (électrodes impolarisables et voltmètres à haute-impédance d'entrée). Dans cette thèse, nous nous sommes donc concentrés sur des aspects plus méthodologiques que pratiques afin de mettre en lumière pourquoi et comment des mesures de PS permettent de caractériser des circulations de fluide.

L'électrocinétisme est le processus physique qui génère un courant électrique dans un milieu poreux sous l'action d'une circulation de fluide. Il prend son origine au niveau de l'interface solide-liquide dans l'interaction électrique entre les surfaces chargées des minéraux d'une part et les ions ou molécules polaires de la solution d'autre part. Il en résulte la formation d'une double couche électrique qui lorsqu'elle est mise en mouvement par une circulation de fluide, génère un courant

électrique. Ce courant électrique se propage dans le sol et induit des différences de potentiels électriques en surface dont la distribution spatiale est fonction de la géométrie et de l'intensité de l'écoulement. La première question que nous sommes donc tout naturellement posée est de savoir si l'inversion de ces potentiels permet effectivement de reconstruire la géométrie de l'écoulement. Pour y répondre, nous nous sommes intéressés aux PS induits par des circulations hydriques superficielles (e.g. aquifères) car la géométrie des écoulements y est relativement bien connue.

Comme les phénomènes électrocinétiques apparaissent quand un fluide entre en mouvement, nous nous sommes ensuite demandés si des mesures de PS permettent de déduire le champ de vitesse du fluide. Nous avons alors décidé d'étudier les variations spatio-temporelles des PS induits par des transferts hydriques se produisant dans les couches très superficielles du sol (i.e. dans la zone non saturée) car il est facile d'y mesurer simultanément les flux hydrauliques et électriques.

Pour des applications plus pratiques, nous avons enfin voulu estimer le volume d'investigation des mesures de PS et en particulier, savoir si elles pouvaient mettre en évidence des circulations de fluides à une plus grande échelle que ne le peuvent les mesures hydrauliques. Pour répondre ces questions, nous avons décidé de conduire nos propres expériences de suivi de PS sur des réservoirs d'eau de grande taille (> 100 m) et très profonds (> 1000 m) lors de l'injection massive d'eau (> 10 000 tonnes) : deux sur le site géothermique Hot Dry Rock de Soultz-sous-Forêts (Alsace, France) et une sur le site Enhanced Geothermal System de Berlín (Salvador).

# **Chapitre 1**

## *Origine des potentiels électriques dans la Terre*



# Chapitre 1

## *Origine des potentiels électriques dans la Terre*

Les potentiels électriques dans la Terre sont induits par des phénomènes électromagnétiques dont la cause peut être aussi bien externe (e.g. induction électromagnétique, activité humaine) qu'interne (e.g. oxydoréduction, électrocinétisme, potentiels électrochimiques ou thermoélectriques, sismoélectricité, piézoélectricité, bioélectricité). Dans ce chapitre, nous allons faire un bref tour d'horizon de ces différents phénomènes et essayer d'estimer leurs importances relatives sur des mesures de potentiels électriques dans le sol.

### 1.1 LES PHENOMENES ELECTROMAGNETIQUES EXTERNES

#### *1.1.1 L'INDUCTION ELECTROMAGNETIQUE*

Pour comprendre ce qu'est l'induction magnétotellurique (MT), il faut revenir à l'équation fondamentale de Maxwell-Faraday

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\vec{\nabla} \times (\sigma \vec{\nabla} V) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.1)$$

où  $E$  est le champ électrique (V/m),  $V$  le potentiel électrique,  $B$  est l'induction magnétique (T) et  $\sigma$  la conductivité électrique du sol (S/m). Cette équation nous dit que toute variation temporelle d'un champ magnétique s'accompagne d'une variation spatiale d'un champ électrique et donc d'un courant électrique : c'est le phénomène d'induction électromagnétique.

Dans le cas de la Terre, les courants électriques sont induits par des variations temporelles du champ magnétique terrestre. L'origine de ces fluctuations aux fréquences inférieures à 1 Hz est l'interaction irrégulière du vent solaire avec la magnétosphère (Vozoff, 1991) ; aux fréquences supérieures à 1 Hz, elles sont dues aux ondes électromagnétiques émises les nombreux orages atmosphériques (on dénombre en effet environ 100 à 1000 éclairs par seconde sur Terre). Ces deux phénomènes induisent de puissants courants électriques dans le sol dont l'évolution temporelle est fortement corrélée avec l'activité magnétique. Un exemple est représenté sur la figure 1.1. On peut y identifier les deux principales fluctuations du champ magnétique terrestre aux périodes comprises entre une minute et trois semaines qui induisent des variations de champ électrique dans le sol : il y a d'une part des variations diurnes de période 24 heures et d'autre part des variations hautes fréquences de période inférieure à une heure. Les premières sont dues à l'interaction irrégulière du

vent solaire avec la magnétosphère en fonction de la rotation terrestre et les secondes à des orages magnétiques dont l'origine est l'arrivée sur terre d'un grand nombre de particules ionisées en provenance du soleil.

On peut retenir que l'induction EM génère des anomalies de champ électrique de l'ordre de quelques millivolts à quelques dizaines de millivolts par kilomètre. Ces valeurs n'offrent qu'un ordre de grandeur du phénomène car les variations du champ magnétique terrestre (et ainsi l'induction MT) ne sont pas les mêmes selon la position géographique et l'époque de l'année (Telford, 1976).

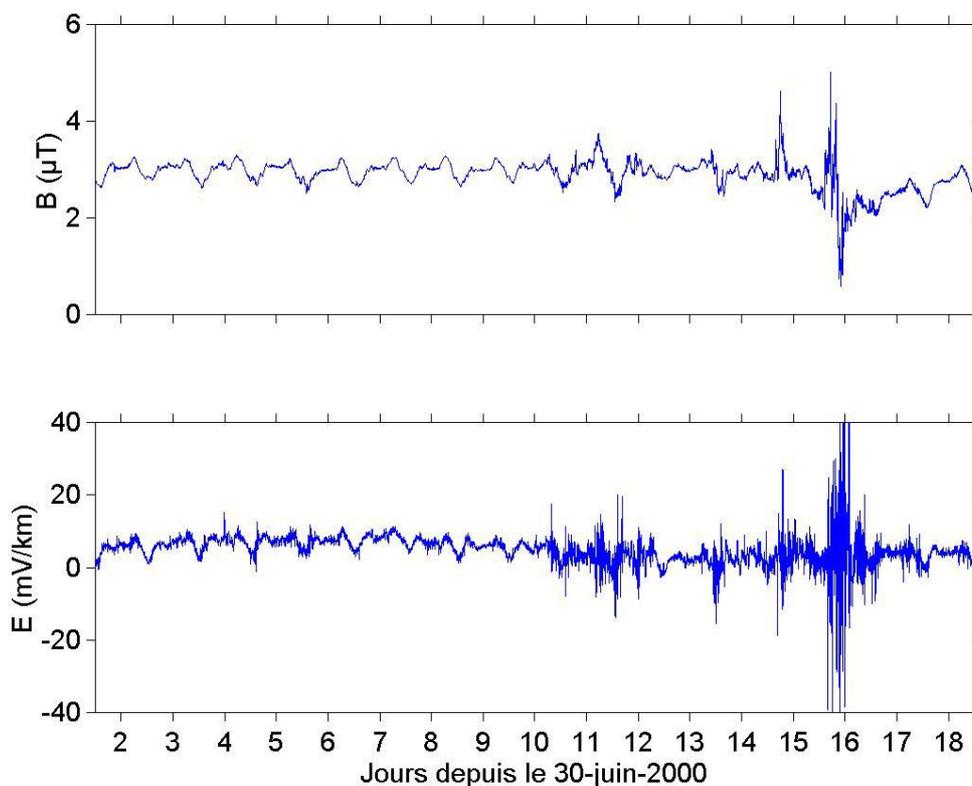


Fig. 1.1 – Haut : variation de la composante horizontale du champ terrestre  $B$  perpendiculaire au dipôle électrique mesurant le champ électrique  $E$  du bas – Bas : champ électrique mesuré à l'aide d'électrodes impolarisables enfouies à un mètre dans le sol.

1.1.2 LES COURANTS D'ORIGINE ANTHROPIQUE

Le courant électrique circulant dans le réseau d'électricité domestique induit d'importants courants électriques dans le sol dont la fréquence dominante est celle du réseau (e.g. 50 Hz en Europe, 60 Hz aux Etats-Unis). Ces courants sont responsables d'importantes différences de potentiel électrique dans le sol qui parasitent les mesures électriques hautes fréquences (supérieures à 1 Hz). La figure 1.2 montre une mesure de différence de potentiel électrique faite à haute fréquence (fréquence d'échantillonnage 2 kHz) avec un dipôle électrique de longueur 5 mètres et enfoui à 30 cm de profondeur dans un milieu fortement urbanisé en Europe. L'analyse spectrale de ce signal (figure 1.2 en bas) révèle que les fréquences dominantes sont le 50 Hz et tous ses harmoniques ( $50 n$  Hz,  $n$  entier naturel). Ces harmoniques sont produits par les interférences de plusieurs sources de courants de 50 Hz déphasées entre elles. L'intensité de ces anomalies de champ électrique (ici 10 mV/m) est variable selon la situation géographique (par exemple à proximité ou non de zones urbanisées) mais il est certain qu'elles affectent de façon significative toute mesure électrique à haute fréquence.

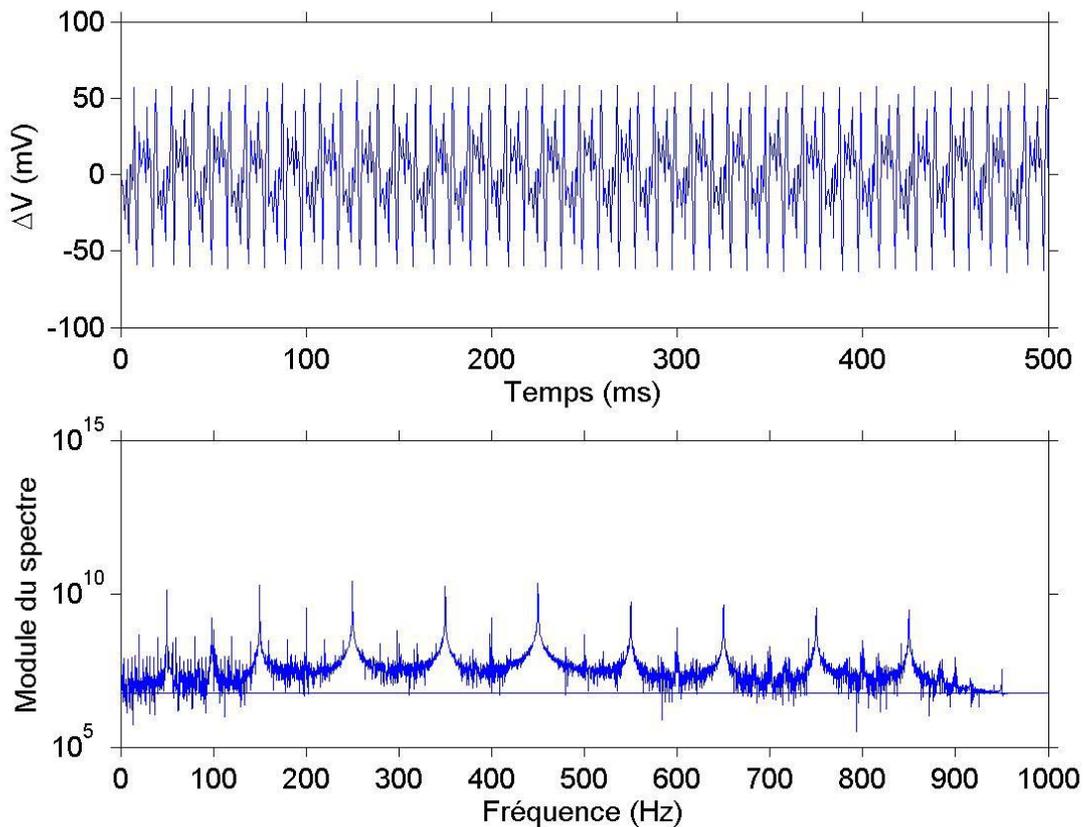


Fig. 1.2 – Haut : différence de potentiel électrique ( $\Delta V$ ) enregistrée dans un milieu fortement urbanisé à une fréquence d'échantillonnage de 2 kHz – Bas : logarithme du module du spectre du signal. On observe très clairement la prédominance du 50 Hz et de ses harmoniques.

## 1.2 LES PHENOMENES ELECTROMAGNETIQUES INTERNES

### 1.2.1 L'OXYDOREDUCTION

La présence d'un corps conducteur entre la partie supérieure oxygénée du sol et les zones plus profondes anaérobies produit un phénomène de géobatterie (Sato et Mooney, 1960, Bigalke and Grabner, 1997, Timm et Möller, 2001) c'est-à-dire qu'il se crée un courant d'électrons entre la zone oxygénée où le corps conducteur s'oxyde et la zone anaérobie où il se réduit (figure 1.3). La partie s'oxydant joue le rôle d'anode (pôle -) alors que la partie se réduisant celui de cathode (pôle +) d'où le terme de géobatterie. Ce courant électronique se traduit par des anomalies de potentiel électrique en surface de quelques centaines de millivolts dans le cas d'amas métallifères (e.g. pyrite, magnétite, sulfate de cuivre, cobalt, oxydes de manganèse) voire plusieurs volts dans le cas d'amas de graphite (Sato and Mooney, 1960, Winter et al., 1989). Ce phénomène a longtemps été le principal champ d'application des mesures de potentiel électrique d'origine naturelle, notamment pour la recherche de minerai (Telford, 1976).

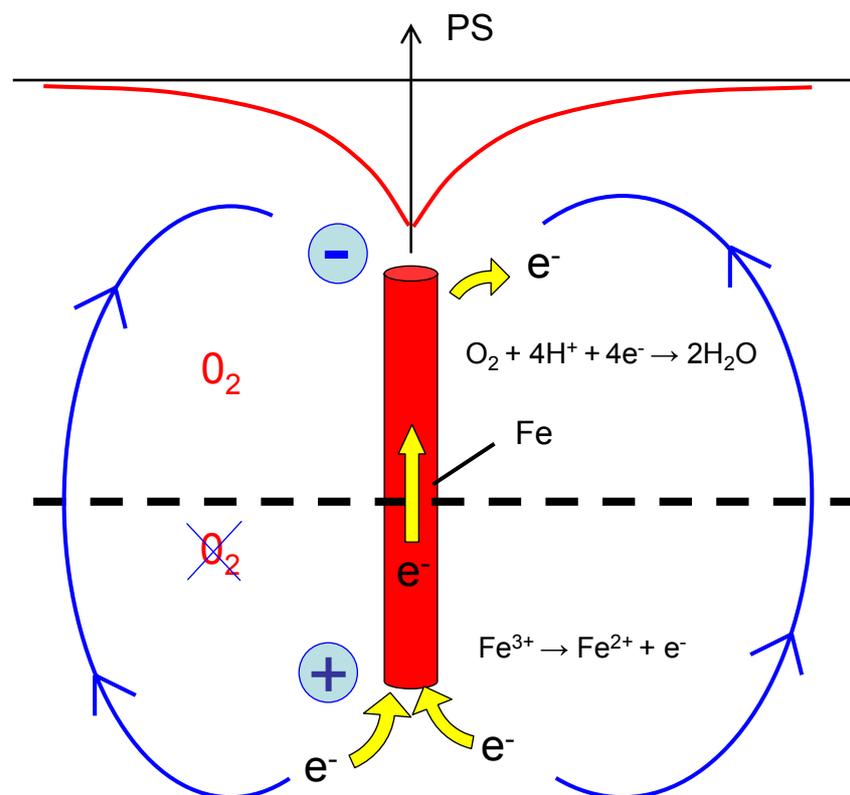


Fig. 1.3 – Phénomène de géobatterie se produisant sur un corps ferreux enfoui entre la zone aérobie et anaérobie du sol (d'après Sato et Mooney, 1960).

### 1.2.2 L'ELECTROCINETISME

L'électrocinétisme est le processus physique qui génère un courant électrique aux bornes d'un milieu poreux sous l'action d'une circulation de fluide (figure 1.4). Ce phénomène, ou plutôt sa réciproque l'électroosmose, a été pour la première fois mise en évidence par Reuss (1809) en démontrant qu'on pouvait forcer une circulation d'eau dans un échantillon de sol argileux sous l'effet d'un champ électrique. En 1879, Helmholtz (1879) a développé la théorie de la double couche électrique (electrical double-layer, EDL) afin d'expliquer le lien entre l'écoulement et le champ électrique induit. Plus tard, Smoluchowski (1903) adapte ce concept de double couche électrique au cas où l'écoulement se produit dans un milieu poreux de taille très supérieur à l'EDL et énonce la relation de base de l'électrocinétisme et de l'électroosmose, l'équation de Helmholtz-Smoluchowski :

$$\frac{\Delta V}{\Delta P} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \zeta}{\eta \sigma_f} = C_{HS} \quad (1.2)$$

où  $\Delta V$  et  $\Delta P$  sont respectivement les différences de potentiel électrique (V) et de pression de fluide (Pa) aux bornes du milieu poreux,  $\zeta$  est le potentiel zêta (V),  $\varepsilon_0$  est la permittivité électrique du vide ( $8.854 \cdot 10^{-12}$  F/m),  $\varepsilon_r$  est la constante relative diélectrique du fluide,  $\sigma_f$  est la conductivité électrique du fluide (S/m),  $\eta$  est la viscosité dynamique du fluide (Pa.s) et  $C_{HS}$  est le coefficient de couplage électrocinétique (V/Pa). Cette équation est valable pour un écoulement laminaire dans un milieu poreux pour lequel la conductivité électrique de surface est négligeable devant la celle du fluide. Elle traduit la proportionnalité constatée entre l'écoulement et le champ électrique qu'il induit. Dans la majorité des sols et des roches, le potentiel  $\zeta$  est négatif ; il en résulte que le courant électrique induit est de sens opposé au flux du fluide (figure 1.4).

Les coefficients de couplage  $C_{HS}$  dans les formations superficielles varient de -1 à -10 mV par mètre de gradient de hauteur d'eau (Revil et al., 2002). Pour des circulations hydriques naturelles, ces gradients oscillent généralement entre quelques mètres et quelques centaines de mètres ce qui engendre des anomalies de potentiel électrique de 1 à 100 mV. A partir du second chapitre, nous allons appeler ces potentiels électriques : Potentiels Spontanés ou PS en référence à leur appellation anglaise SP pour Streaming Potentials.

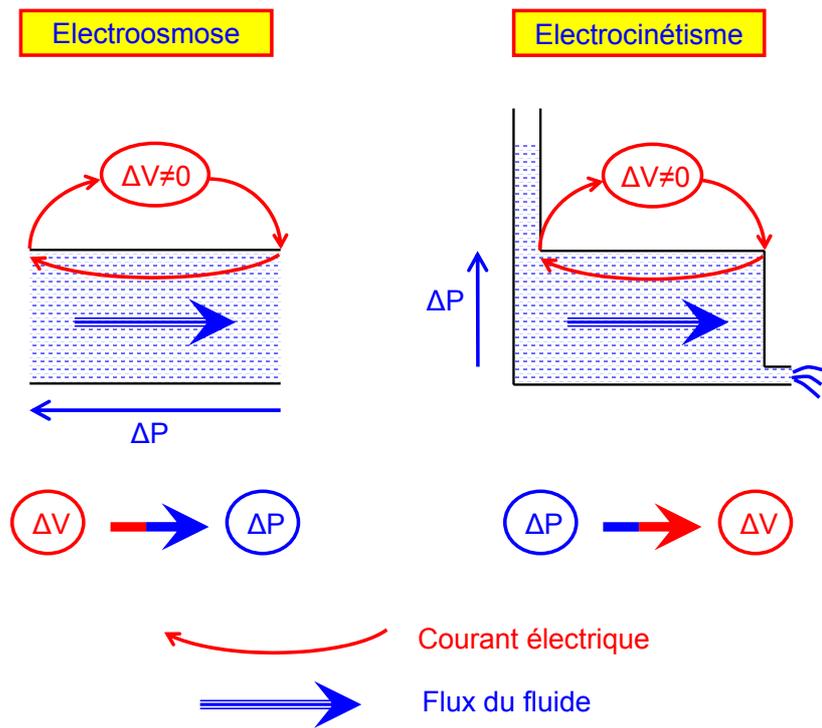


Fig. 1.4 – Gauche : électroosmose : un gradient de potentiel électrique induit une circulation de fluide – Droite : électrokinétisme : un gradient de pression de fluide induit un courant électrique.

### 1.2.3 LES POTENTIELS ELECTROTHERMIQUES

Si on maintient un gradient de température sur un échantillon de roche, un gradient de potentiel électrique colinéaire va apparaître : ce phénomène est appelé couplage électrothermique et semble être causé par la différence de diffusion thermique entre les ions du fluide d'une part et les électrons et les donneurs d'ions de la matrice rocheuse d'autre part (effet Soret, cf. Corwin et Hoover, 1979). Le rapport entre la différence de potentiel électrique et de température appliquée sur l'échantillon est appelé coefficient de couplage thermoélectrique  $C_T$ . Pour des échantillons de roches en laboratoire, ce coefficient varie de 0.1 et 1.5 mV par degré Celsius.

Nourbehecht (1963) a modélisé ce phénomène et a montré que les anomalies de potentiel électrique d'origine thermoélectrique ont une valeur maximale de 15 mV et une valeur moyenne de 3 mV. Ces valeurs sont bien inférieures à celle observées sur des sites géothermiques (e.g. 140 mV dans un champ de fumerolles, Corwin et Hoover, 1979) ce qui montre que le couplage électrothermique est loin d'être bien compris. De plus, il est souvent très difficile de les mettre en évidence sans équivoque car ils sont très souvent associés à des effets électrocinétiques induits par la convection hydrothermale ayant lieu dans les zones à forts gradients de température.

### 1.2.4 LES POTENTIELS ELECTROCHIMIQUES

La diffusion différentielle d'ions dans un milieu poreux sous l'effet d'un gradient de concentration génère des gradients de potentiels électriques appelés potentiels de diffusion. En effet, comme les cations n'ont pas les mêmes propriétés de transport que les anions, la diffusion de ces ions sous l'effet d'un gradient de concentration va engendrer un déséquilibre de charges électriques et ainsi un courant électrique. Ce courant existe donc tant que la répartition des charges électriques est inégale c'est-à-dire tant que la neutralité électrique de l'ensemble n'est pas assurée.

Les deux principaux types de potentiels de diffusion qui peuvent se rencontrer dans le sol sont les potentiels de diffusion de jonction de fluides et les potentiels de diffusion membranaire (Hearst et al., 2000). Les premiers apparaissent de part et d'autre d'une membrane poreuse sous l'effet de la diffusion différentielle de cations et d'anions ; dans les fluides des formations sédimentaires superficielles par exemple, les anions sont souvent  $\text{Cl}^-$  et les cations  $\text{Na}^+$  (figure 1.5). Les seconds sont créés par des membranes poreuses qui captent certains ions tout en laissant passer les autres ; c'est le cas des particules argileuses qui captent les ions chlore tout en laissant passer les ions sodium (figure 1.5).

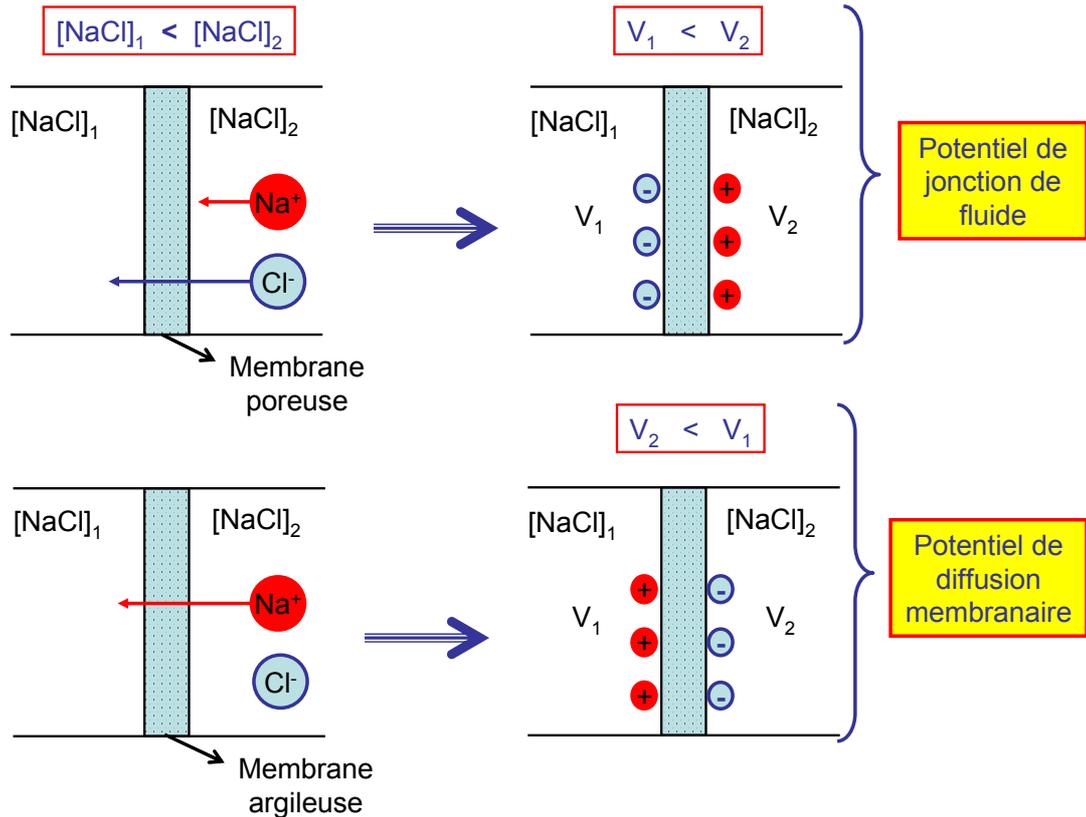


Fig. 1.5 – Deux solutions salées de concentrations différentes génèrent un potentiel de jonction de fluide quand la membrane séparatrice est poreuse (haut) et un potentiel de diffusion membranaire lorsque la membrane est argileuse (bas).

Ces deux types de potentiel de diffusion sont à l'origine des anomalies de potentiel électrique enregistrées lors de diagraphies dans des milieux sédimentaires. Ils ont été mis pour la première fois en évidence par Conrad et Marcel Schlumberger à Dieffenbach-Les-Woerth (Alsace, France) en 1927 et ont servi de pilier fondateur à toutes les méthodes diagraphiques actuelles.

Nous allons maintenant voir comment fonctionne cette méthode en prenant l'exemple d'un contact entre une formation gréseuse et un milieu très argileux (e.g. marnes). Sur les parois d'un puits de forage, la boue de forage de faible salinité est en contact avec le fluide in situ qui est souvent très salé ; la différence de concentrations entre ces deux solutions crée alors un potentiel de diffusion de jonction de fluide d'intensité  $V_f$  (figure 1.6). Comme les ions du sel ont aussi tendance à diffuser de la formation gréseuse à travers la couche argileuse vers la boue de forage, un autre potentiel de diffusion est induit entre le grès et la boue. Or, comme l'argile ne laisse migrer majoritairement que des ions sodium, ce potentiel de diffusion est un potentiel de diffusion membranaire d'intensité  $V_m$  (figure 1.6). Ces deux potentiels de diffusion s'accompagnent d'un excès de charges positives dans la boue au niveau de la formation argileuse et d'un excès de charges négatives au niveau du grès. Cette répartition inégale de charges électriques génère un courant

électrique de la formation argileuse vers le grès qu'il est intéressant de mettre en évidence par des diagraphies de potentiel électrique ou PS car il est aussi possible de mettre en évidence les zones de contact entre les formations peu perméables (argileuses) et perméables (roches poreuses réservoir comme le grès). Généralement, on observe une chute de potentiel  $V_1+V_m$  (ou SSP) au passage de cette interface qui peut atteindre plusieurs dizaines de millivolts. Si on suppose que la formation argileuse est une membrane idéale et que la solution est uniquement salée, l'intensité de ce phénomène peut s'estimer par (Hearst et al., 2000):

$$SSP = V_1 + V_m = K(T) \log_{10} \left( \frac{R_{mfe}}{R_{we}} \right) \quad (1.3)$$

où  $R_{mfe}$  et  $R_{we}$  sont respectivement les résistivités équivalentes de la boue et de l'eau de la formation,  $K(T) = 64.9 + 0.238T(^{\circ}C)$  et  $V_1+V_m$  est en millivolts. On peut remarquer que ces potentiels électriques n'existent que parce que la boue a une plus faible teneur en sel que le fluide in situ et qu'ils peuvent changer de signe si la boue est plus conductrice électriquement (i.e. plus salée) que le fluide in situ.

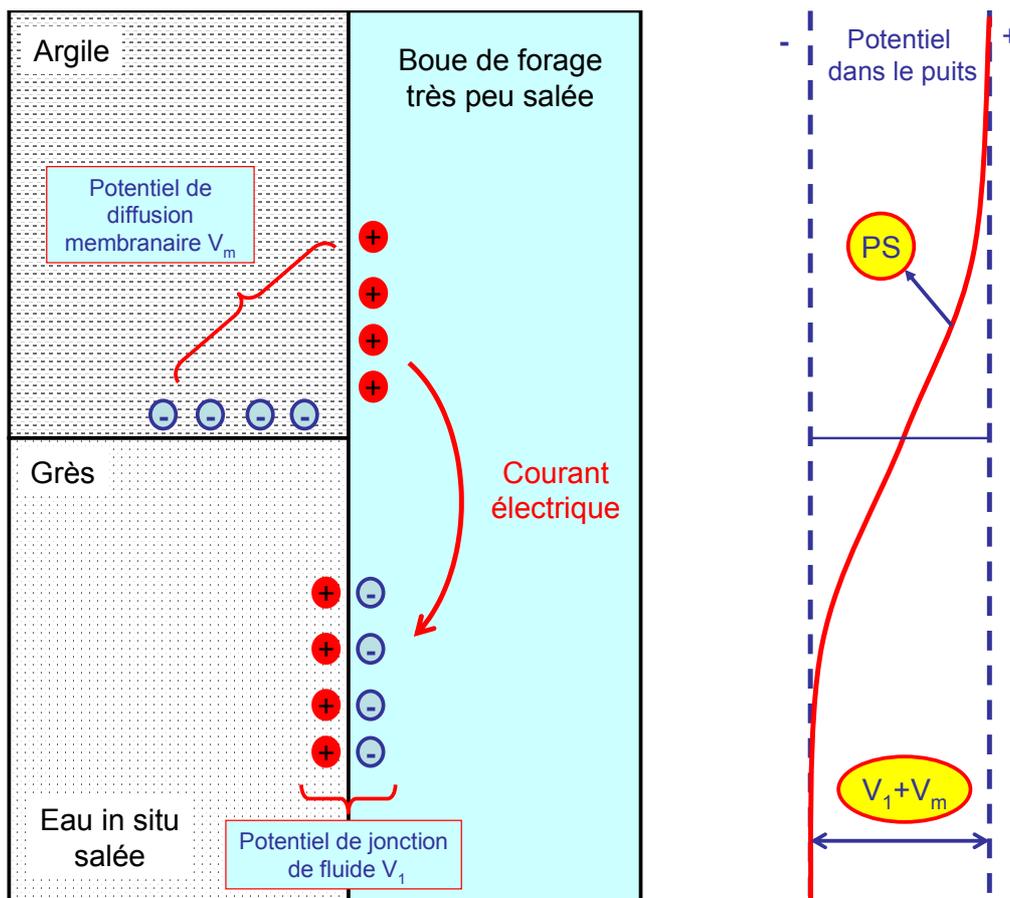


Fig. 1.6 – Principe des diagraphies de PS en forage. Le contraste de salinité entre la boue de forage et l'eau in situ génère par diffusion chimique un courant électrique de l'argile vers le grès qui peut être mis en évidence par des mesures de potentiel électrique en puits.

1.2.5 LA SISMOELECTRICITE

Lorsqu'une onde sismique se propageant dans un milieu poreux saturé en fluide rencontre un contraste d'impédance acoustique, une portion de l'onde incidente est convertie en une onde lente de Biot assimilable à une onde de pression diffusant dans le fluide (Thompson et Gist, 1993). Cette onde de pression provoque un déplacement relatif du fluide par rapport aux grains de la roche ce qui induit par électrocinétisme un champ électrique. Or comme l'onde sismique et donc le champ électrique varient dans le temps, une onde électromagnétique est émise. Cette onde EM va alors se propager vers la surface à une vitesse proche de celle de la lumière où elle peut être enregistrée grâce à des électrodes. Comme la vitesse de l'onde électromagnétique est très supérieure à la vitesse de l'onde acoustique, les perturbations électriques sont considérées comme des précurseurs aux ondes sismiques.

Haartsen et Pride (1997) ont modélisé cet effet dans le cas d'un milieu poreux à stratification plane et ont montré que les perturbations électromagnétiques sont générées par le passage d'une onde sismique à travers une interface séparant deux milieux de propriétés mécaniques et/ou électriques différentes (par exemple de perméabilité, de porosité ou de chimie du fluide). On peut estimer l'amplitude des signaux sismoélectriques à 1 mV/m (Butler et al., 1996).

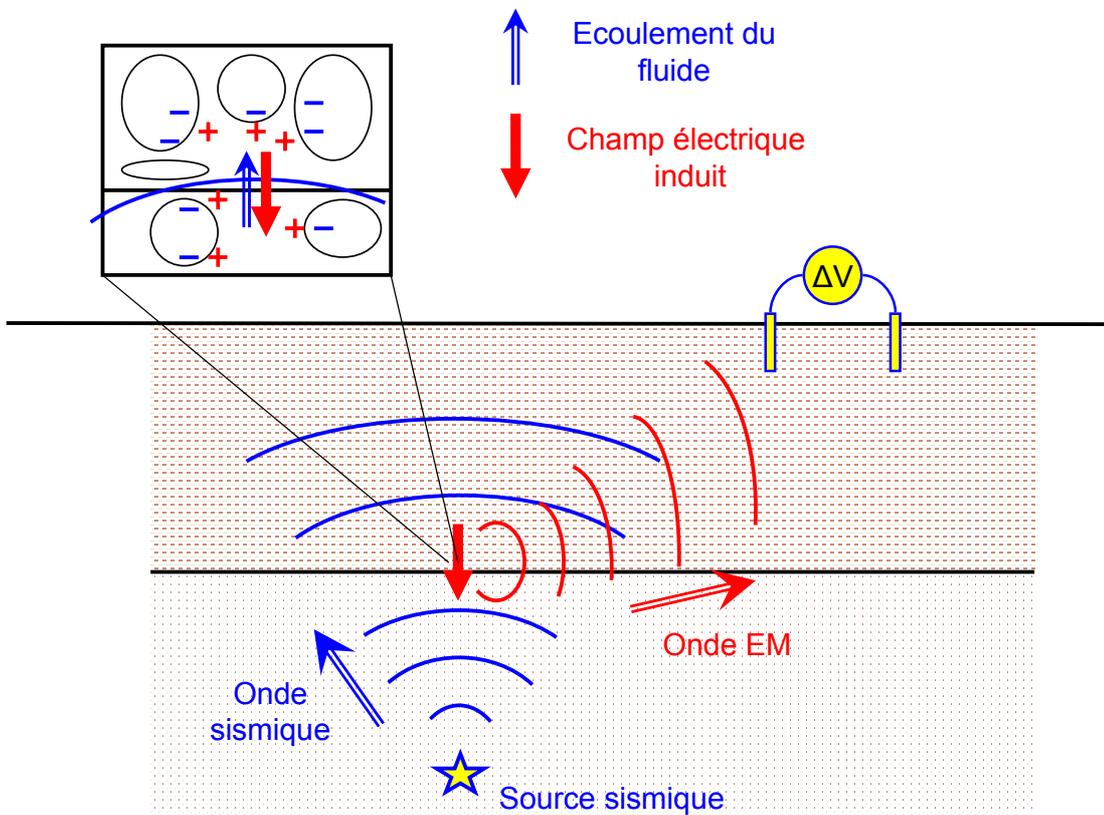


Fig. 1.7 – Principe de la conversion sismoélectrique.

### 1.2.6 LA PIEZOELECTRICITE

L'effet piézoélectrique fut découvert en 1880 par Pierre et Jacques Curie sur des cristaux de quartz. Cet effet piézoélectrique est la capacité qu'ont certains cristaux

- de générer une tension électrique lorsqu'on les déforme
- de se déformer lorsqu'on leur applique une tension électrique

En géophysique, ce phénomène prend son importance lors de la chute de contrainte qui accompagne un séisme. En effet, avant un séisme, les roches situées dans la zone sismogénique sont en équilibre mécanique avec les contraintes tectoniques ce qui induit par effet piezoélectrique une polarisation des grains de quartz dans la direction de la contrainte maximale (figure 1.8). Au même moment et afin de rétablir la neutralité électrique de l'environnement, des charges électriques extérieures migrent vers la surface du quartz et s'accumulent sur les bords des grains dans la direction de la contrainte maximale (à gauche sur la figure 1.8). Lorsque le séisme se produit, la roche subit une rapide chute de contrainte ce qui dépolarise brutalement les grains de quartz (au milieu sur la figure 1.8). Si la chute de contrainte est suffisamment rapide, les charges électriques extérieures n'ont pas le temps de diffuser et de rétablir la neutralité électrique du milieu ; il est alors un temps où la roche reste polarisée. Cette polarisation s'accompagne de l'émission d'une onde électromagnétique qui se propage à une vitesse proche de celle de la lumière. Ce signal est connu sous le nom de signal électrosismique et ne dure que le temps que la roche retrouve sa neutralité électrique (quelques secondes sur des échantillons de granite en laboratoire, Yoshida et al., 1997). Ces signaux peuvent atteindre 1.5 V à proximité de la source électrosismique (Yoshida et al., 1997).

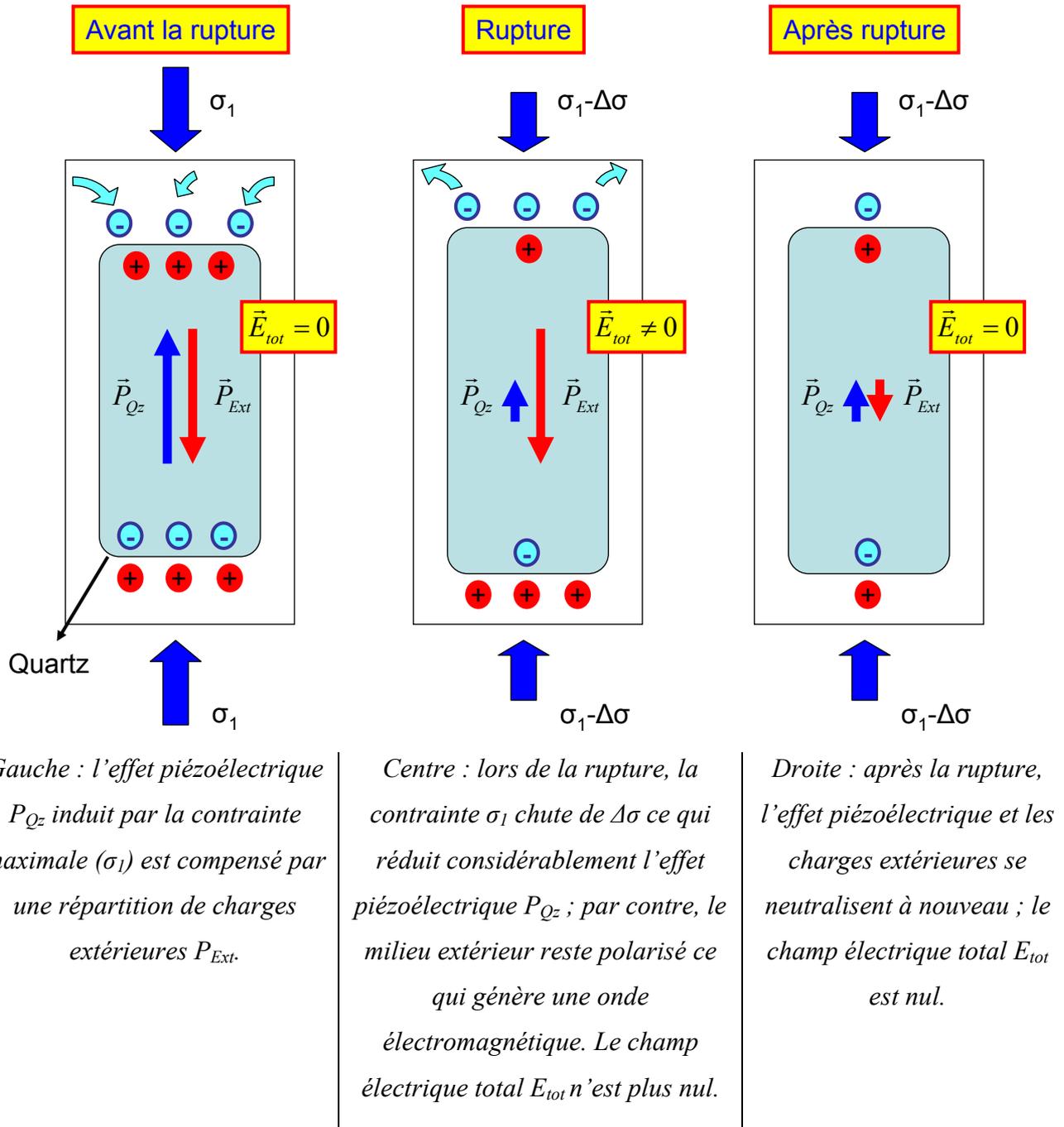


Fig. 1.8 – Principe de l'effet piézoélectrique lors d'un séisme.

### 1.2.7 LA BIOELECTRICITE

Le métabolisme des êtres vivants s'accompagne du transfert d'un grand nombre d'espèces chimiques (e.g. eau, ions, molécules organiques) à travers les tissus végétaux ou animaux dont le déplacement peut générer des anomalies de potentiels électriques. En biochimie, il est par exemple classique d'observer des différences de potentiel électrique de part et d'autre d'une membrane cellulaire produites par la diffusion différentielle des substances chimiques à travers la membrane.

A plus grande échelle, Koppan et al, 2002 ont observé que la montée de la sève dans les arbres génère des anomalies de potentiel électrique dans le sol qui peuvent atteindre quelques dizaines de millivolts au niveau de leurs racines. Il semble par conséquent que le métabolisme des organismes vivants génèrent des anomalies de potentiel électrique dans le sol de nature bioélectrique (Telford et al., 1976, Ernstson and Scherer, 1986). Cependant, la complexité de leur mécanisme fait qu'il est très difficile à ce jour d'en dresser une liste exhaustive et surtout d'estimer lesquelles peuvent affecter de façon significative des mesures électriques.

### 1.3 IMPORTANCE RELATIVE DES DIFFERENTS PHENOMENES ELECTROMAGNETIQUES

Dans cette partie, nous allons maintenant comparer l'intensité des différents phénomènes électromagnétiques externes et internes qui peuvent générer des anomalies de potentiel électrique dans le sol afin d'estimer s'il est possible ou non de les mettre en évidence avec l'appareillage dont nous disposons aujourd'hui.

Le principe d'une mesure de potentiel électrique sera détaillé dans le chapitre suivant ; nous allons toutefois estimer ici avec quelle précision une telle mesure peut être faite. Supposons d'abord que l'on utilise un voltmètre à haute impédance d'entrée de très bonne qualité (e.g. un datalogger Campbell Scientific de 20 GΩ d'impédance d'entrée réglé sur +/- 250 mV), l'erreur de mesure ne dépassera alors pas 0.05 % de la gamme de mesure (de 0 à 40 °C) soit 0.25 mV. Supposons ensuite que l'on utilise des électrodes impolarisables au Pb/PbCl<sub>2</sub> de type Petiau (2000) dont la polarisation de départ est inférieure à 0.2 mV et ayant une dérive d'environ 0.2 mV/mois. Prenons donc des électrodes toutes neuves ce qui donne une erreur instrumentale de 0.2 mV. Enfin, la dernière et pas la moindre cause d'erreurs de mesure vient de la qualité du couplage entre l'électrode et le sol car elle dépend de la lithologie, de la chimie et de l'humidité du sol. Supposons que nous sommes des expérimentateurs soigneux mais pas trop quand même c'est-à-dire qu'on prend le temps de s'assurer de la qualité du couplage mais pas de creuser autant de trous qu'il est nécessaire pour avoir un nombre de mesures statistiquement significatives. Par expérience, nous estimons l'erreur causée par la mauvaise qualité du couplage à moins de 2 mV. Par conséquent, l'erreur liée à l'instrumentation peut s'estimer à  $2 + 0.2 + 0.2 = 2.4$  mV. Il faut noter que dans le cas d'une prospection sur zone hydrothermale, il faudrait aussi prendre en compte la dérive de l'électrode causée par les variations de température qu'on estime à 210 μV/°C pour des électrodes Petiau.

Le tableau suivant permet de classer les différents phénomènes électromagnétiques qui induisent des anomalies de potentiel électrique dans le sol selon leur ordre de grandeur. Nous les avons classés en trois catégories : la première qui regroupe les anomalies de potentiel électrique

supérieures à 10 mV, la seconde entre 1 et 10 mV et la troisième inférieure à 1 mV. En prenant un bruit instrumental de 2.4 mV, on se rend compte qu'on a aucune difficulté à enregistrer des phénomènes d'oxydoréduction, d'induction magnétotellurique liée à des orages magnétiques ou encore le bruit industriel (malheureusement !) mais qu'on a très peu de chance de mettre en évidence des effets piézoélectriques, sismoélectriques ou bioélectriques. Par contre, les phénomènes les plus intéressants pour la prospection géophysique (électrocinétisme, électrothermalisme, électrochimisme) se trouvent dans la classe intermédiaire c'est-à-dire qu'ils sont un peu au dessus du niveau de bruit instrumental. On peut donc raisonnablement s'attendre à détecter de tels phénomènes en faisant un tant soit peu attention au protocole expérimental (surtout au couplage électrique entre l'électrode et le sol). A partir de maintenant, nous allons appeler les potentiels électriques d'origine électrocinétique : Potentiels Spontanés ou PS en référence à leur appellation anglaise SP pour Streaming Potentials.

Phénomène	Amplitude maximale approximative	Amplitude couramment observée sur le terrain	Catégorie
Bruit industriel – dipôle de 1 km	10 000 mV	10 000 mV	<b>I</b>
Oxydoréduction	1000 mV	500 mV	<b>I</b>
Induction MT (orages magnétiques) – dipôle de 1 km	100 mV	50 mV	<b>I</b>
Electrocinétisme	100 mV	10 mV	<b>II</b>
Potentiels électrothermiques	100 mV	10 mV	<b>II</b>
Potentiels électrochimiques	100 mV	10 mV	<b>II</b>
Induction MT (variations diurnes) – dipôle 1km	10 mV	5 mV	<b>II</b>
Bioélectricité	10 mV	1 mV	<b>III</b>
Sismoélectricité	10 mV	1 mV	<b>III</b>
Piézoélectricité	1.5 V	Jamais observé	<b>III</b>

## **Bibliographie se rapportant à ce chapitre:**

- Bigalke J. and Grabner E.W., 1997, The geobattery model: a contribution to large scale electrochemistry, *Electrochimica Acta*, 42, 3,443 – 3,452.
- Butler K.E., Russel R.D., Kepic A.W. and Maxwell M., 1996, Measurement of seismoelectric response from a shallow boundary, *Geophysics*, 61, 5, 1,769 – 1,778.
- Corwin R.F. and Hoover D.B., 1979, The self-potential method in geothermal exploration, *Geophysics*, 44, 2, 226-245.
- Ernstson K. and Scherer U., 1986, Self-potential variations with time and their relation to hydrogeologic and meteorological parameters, *Geophysics*, 51, 10, 1,967 – 1,977.
- Haartsen M.W. and Pride S.R., 1997, Electro seismic waves from point sources in layered media, *J. Geophys. Res.*, 102, 24,745 – 24,769.
- Helmholtz, 1879, *Wiss. Abhandl. physic. tech. Reichsanstalt I*, 925, 186.
- Hearst J.R., Nelson P.H. and Paillett F.L., 2000, *Well logging for physical properties*, Wiley-VCH Verlag GmbH, Germany
- Koppan A., Fenyvesi A., Szarka L. and Wesztergom V., 2002, Measurements of electric potential difference on trees, *Proceedings of 7<sup>th</sup> Hungarian Congress on Plant Physiology*, S1-P06, 37-38.
- Nourbehecht B., 1963, Irreversible thermodynamics effect in inhomogeneous media and their applications in certain geoelectric problems, *PhD Thesis*, M.I.T., Cambridge, USA.
- Petiau, G., 2000. Second generation of lead-lead chloride electrodes for geophysical applications. *Pure Appl. Geophys.*, 157, 357-382.
- Reuss F.F., 1809, *Mémoires de la Société Impériale Naturaliste de Moscou*, 2, 327.
- Revil A., Hermitte D., Voltz M., Moussa R., Lacas J.-G., Bourrié G. and Trolard F., 2002, Self-Potential signals associated with variations of the hydraulic head during an infiltration experiment, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 7, 10 1-4.
- Timm F. and Möller P., The relation between electric and redox potential: evidence from laboratory and field measurements, *J. Geochemical Exploration*, 72, 115-128.
- Sato M. and Mooney, H.M., 1960, The electrochemical mechanism of sulphide self-potentials, *Geophysics*, 1, 226-249.
- Smoluchowski, 1903, *M. Krak. Anz*, 182.
- Telford W.M., Geldart L.P., Sheriff R.E. and Keys D.A., 1976, *Applied geophysics*, Cambridge University Press.
- Thompson A.H. and Gist G.A., 1993, Geophysical applications of electrokinetic conversion, *The Leading Edge*, December, 1,169 – 1,173.

- Vozoff K., 1991, The MagnetoTelluric method, *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, Edited by Misac N. Nabighian, Society of Exploration Geophysicists, 641-711.
- Winter H., Arroyo M., Haak V., Stool J. and Vogt R., 1989, Geoelectrical measurements at the KTB location, *Lectures notes in Earth Sciences*, 27, 313-316.
- Yoshida S., Uyeshima M. and Nakatani M., 1997, Electric potential changes associated with slip failure of granite: Preseismic and coseismic signals, *J. Geophys. Res.*, 102, B7, 14,883 – 14,897.

## **Chapitre 2**

### *Principe de mesure des Potentiels Spontanés*



## Chapitre 2

### *Principe de mesure des Potentiels Spontanés*

La mesure de Potentiel Spontané revient à mesurer le courant électrique qui circule dans le sol ; elle s'effectue donc à l'aide de deux électrodes et un voltmètre. La difficulté réside dans la faible intensité des courants telluriques (inférieurs au milliampère) ce qui impose d'utiliser des capteurs très précis et stable. Aujourd'hui, on utilise des électrodes impolarisables et des voltmètres à haute impédance d'entrée, nous allons voir dans ce chapitre pourquoi et comment.

#### 2.1 POURQUOI DES ELECTRODES IMPOLARISABLES ?

La toute première mesure de Potentiels Spontanés (PS) a été faite en 1830 par Robert Fox avec des plaques de cuivre afin de suivre le prolongement souterrain d'un dépôt de cuivre. Ainsi, durant de nombreuses années, des barres de métaux ou d'alliages (e.g. cuivre, acier, laiton) plantées dans la terre ont été utilisées comme électrodes. Elles ont l'avantage d'être peu coûteuses, robustes et faciles d'utilisation mais elles ont l'énorme inconvénient de présenter un fort contraste de conductivité électrique avec le sol (e.g.  $\sigma_{\text{acier}} = 10^8$  S/m alors que  $\sigma_{\text{sable}} \sim 10^{-2}$  S/m) ce qui provoque d'importants phénomènes de polarisation à l'interface métal/sol et parasite les mesures de PS. A ce problème s'ajoute celui des différents degrés d'oxydation des métaux de chaque électrode qui induisent des biais supplémentaires. Ces parasites de quelques millivolts à quelques dizaines de millivolts sont négligeables lorsque l'on fait de la prospection minière car les amas métalliques produisent par oxydoréduction des anomalies de PS de plusieurs centaines de millivolts voire de quelques volts (Sato et Mooney, 1960). Malheureusement, lorsqu'on s'intéresse à des phénomènes électrocinétiques, les signaux sont du même ordre de grandeur que ces bruits instrumentaux. On est alors contraint d'utiliser des électrodes impolarisables à la place d'électrodes métalliques polarisables.

Une électrode impolarisable est constituée d'un métal en équilibre chimique avec son sel en solution (figure 2.1). Ainsi, le contact avec le sol ne s'effectue plus directement avec le métal mais par l'intermédiaire de l'électrolyte (via une céramique poreuse) ce qui réduit considérablement le contraste de conductivité électrique entre le sol et l'électrode et ainsi les problèmes de polarisation (Clerc et al., 1998).

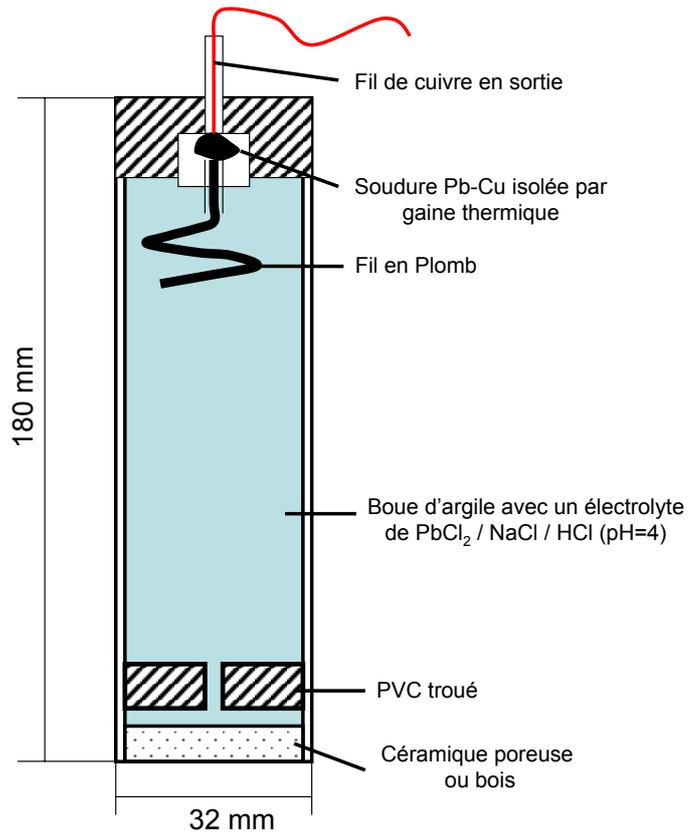


Fig. 2.1 – Schéma d'une électrode  $Pb/PbCl_2$  (modèle Petiau)

Les deux principaux types d'électrodes impolarisables sont celles qui contiennent le métal et son sel (électrode du premier ordre) et celles auxquelles on ajoute un sel supplémentaire, le premier sel étant à saturation (électrode du deuxième ordre). Parmi les électrodes du premier ordre, on trouve le cuivre avec du sulfate de cuivre ( $Cu/CuSO_4$ ) et le cadmium avec du chlorure ou du sulfate de cadmium ( $Cd/CdCl_2$  ou  $Cd/CdSO_4$ ). Pour les électrodes du second ordre, le sel supplémentaire peut être du sel ( $NaCl$ ) ou de la potasse ( $KCl$ ) et on utilise habituellement les couples suivants : mercure avec du chlorure de mercure ( $Hg_2Cl_2$ ), argent avec du chlorure d'argent ( $Ag/AgCl$ ) et plomb avec du chlorure de plomb ( $PbCl_2$ ). Nous allons maintenant détailler le fonctionnement des électrodes au plomb car ceux sont celles que nous utilisons.

Une mesure de PS a pour objectif de quantifier le courant électrique  $J$  qui circule dans le sol (figure 2.2). Pour cela, on mesure la différence de potentiel électrique  $V_2 - V_1$  régnant aux bornes de deux électrodes enfouies dans le sol. Le problème consiste alors à s'assurer que les potentiels à la sortie des électrodes ( $V_1$  et  $V_2$ ) sont égaux à ceux régnant dans le sol autour des électrodes ( $V_{PS1}$  et  $V_{PS2}$ ). En effet, si on utilise de simples tiges en métal, les problèmes de polarisation font que  $V_1 \neq V_{PS1}$  et  $V_2 \neq V_{PS2}$  et la mesure de PS est biaisée. L'intérêt d'utiliser des électrodes impolarisables est double : d'une part, comme l'électrolyte dans l'électrode est en équilibre chimique avec fil de plomb, le potentiel dans le fil de plomb est égal à celui de l'électrolyte (c'est le potentiel de Nernst

de la réaction d'oxydoréduction du plomb) et d'autre part, comme l'électrolyte est chargé d'ions (en particulier de NaCl), sa conductivité électrique est élevée et le potentiel électrique dans la solution aqueuse peut être considéré comme constant. Il en résulte que le potentiel électrique du fil de plomb  $V_1$  est égal au potentiel électrique de la solution occupant la céramique poreuse au pied de l'électrode  $V_{P1}$ . Par conséquent, si on s'assure d'un bon couplage électrique entre la céramique poreuse et le sol (e.g. en ajoutant une solution saturée de sel avec de l'argile), les potentiels à la sortie des électrodes ( $V_1$  et  $V_2$ ) sont égaux à ceux du sol ( $V_{PS1}$  et  $V_{PS2}$ ) et la mesure de PS est fiable.

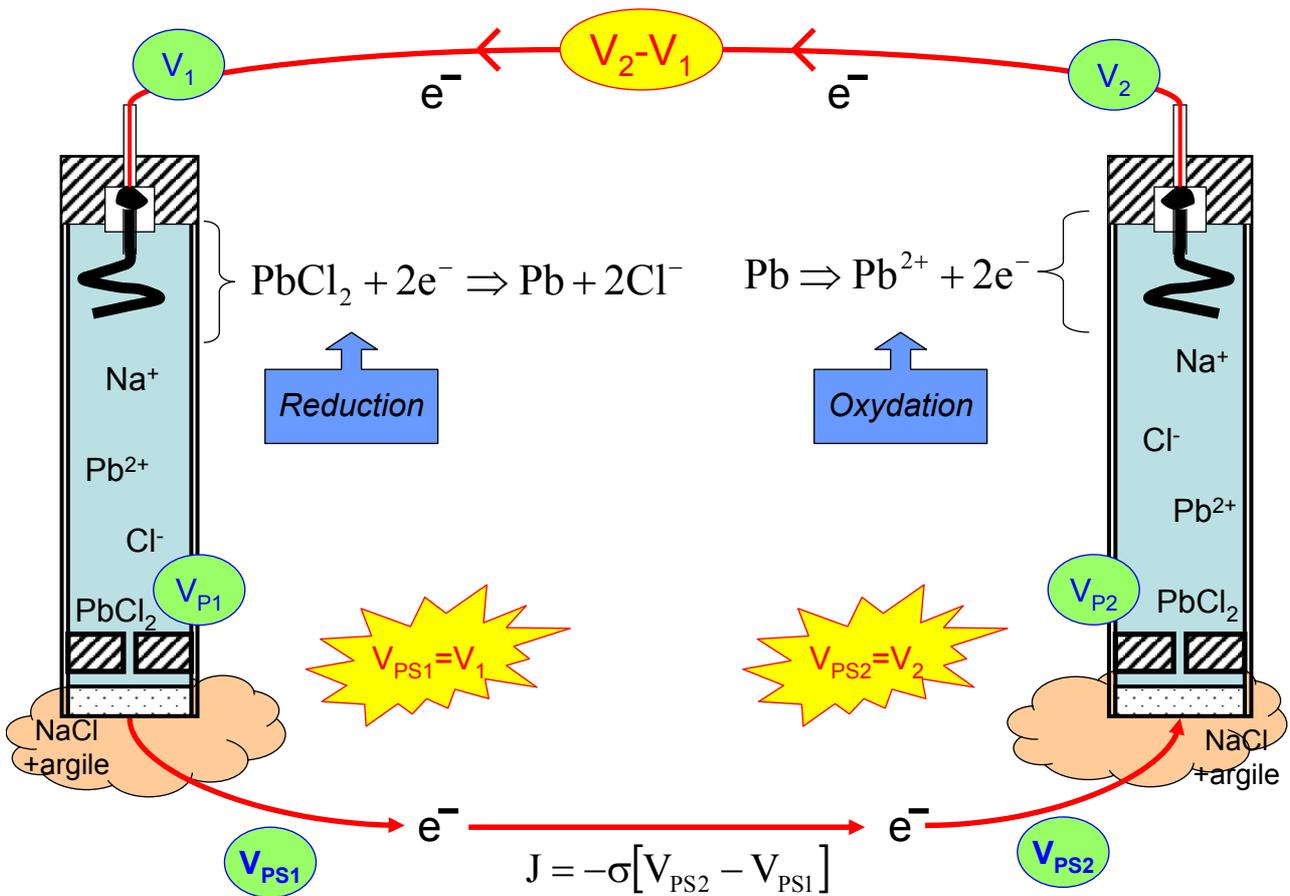


Fig. 2.2 – Principe de fonctionnement des électrodes Pb/PbCl<sub>2</sub> saturées au sel

## 2.2 POURQUOI DES VOLTMETRES A HAUTE IMPEDANCE D'ENTREE ?

Un voltmètre mesure la différence de potentiel entre deux points d'un circuit électrique ; il doit donc être branché en parallèle entre ces deux points selon la figure 2.3. Soumis à la tension  $U$ , un voltmètre de résistance interne  $R_V$ , consomme le courant  $I_V = \frac{U}{R_V}$ . Pour que la présence du voltmètre n'influence pas le courant  $I_R$  traversant le résistor  $R$ , il faut que le courant  $I_V$  soit très petit par rapport au courant  $I_R$ , c'est-à-dire que la résistance interne  $R_V$  du voltmètre soit très grande par rapport à  $R$  ; on veut alors  $\frac{I_V}{I_R} = \frac{R}{R_V} \ll 1$ . En géophysique, la résistance du sol peut atteindre des valeurs de plusieurs dizaines de  $k\Omega$ . Or les voltmètres standards possèdent habituellement des résistances internes  $R_V$  de quelques dizaines de  $k\Omega$  à quelques dizaines de  $M\Omega$ , il n'est donc pas toujours certain que le voltmètre n'influence pas la mesure de PS. Par sécurité, on utilise des voltmètres à haute impédance d'entrée ( $R_V$  de l'ordre de la dizaine  $G\Omega$ ).

Un grand nombre de mesures successives de PS avec un voltmètre toujours branché aux mêmes électrodes peut détériorer la qualité des électrodes par phénomène d'oxydation à l'anode et de réduction la cathode (figure 2.2). On utilise alors parfois un voltmètre alternatif à haute impédance d'entrée car l'alternance régulière du sens du courant équilibre les réactions d'oxydation et de réduction aux électrodes.

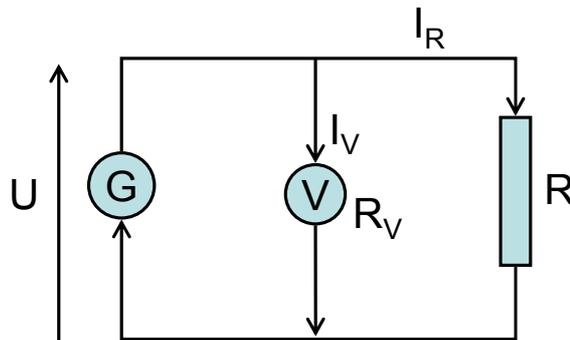


Fig. 2.3 – Principe de fonctionnement d'un voltmètre

### 2.3 COMMENT REALISER UNE MESURE DE PS ?

L'installation d'un réseau de mesure de PS s'effectue en deux temps : d'abord l'installation des électrodes impolarisables (partie la plus délicate) puis le raccordement du réseau à la centrale d'acquisition i.e. les voltmètres.

Les électrodes impolarisables sont généralement enfouies à quelques centimètres de profondeur lorsqu'on fait des cartes statiques de PS voire quelques dizaines de centimètres de profondeur lorsqu'on veut effectuer une mesure de PS en continu sur une longue période i.e. au moins plusieurs jours (figure 2.4). L'intérêt d'enfouir profondément les électrodes est qu'on les rend moins sensibles au bruit électromagnétique externe (qui décroît rapidement avec la profondeur), qu'on réduit le risque de dessiccation et qu'on diminue l'influence des variations diurnes de température qui peuvent faire dériver les électrodes de 0.1 à 0.2 mV par degré Celsius (Clerc et al. 1998). Ensuite, on ajoute un mélange de bentonite (argile) et d'eau saturée en sel (figure 2.5) afin d'assurer un bon couplage électrique entre l'électrode et le sol (grâce à l'eau salée) et de conserver de l'humidité autour de l'électrode sur une longue période (grâce à la bentonite). Par sécurité, nous testons généralement la qualité du couplage électrique à l'aide d'un voltmètre alternatif à haute impédance d'entrée en mesurant la différence de potentiel électrique entre l'électrode et une tige de fer plantée à proximité du trou (figure 2.6) ; un bon couplage se traduit par une très faible différence de potentiel (inférieur à quelques dizaines de millivolts). Pour finir, nous comblons le trou avec de la terre fine pour éviter de créer des cavités qui pourraient accélérer la dessiccation de l'électrode et produire des phénomènes parasites de capacitance.



Fig. 2.4 – Cavité de 60 cm de profondeur et de 25 cm de diamètre servant à installer une électrode de suivi de PS sur une longue période.



Fig. 2.5 – Mélange de bentonite et d'eau saturée en sel autour d'une électrode impolarisable



Fig. 2.6 – *Mesure de la différence de potentiel entre une électrode et une tige en acier pour tester la qualité du couplage électrique en le sol et l'électrode*

Une fois les électrodes installées, la seconde phase consiste à relier toutes les électrodes à la centrale d'acquisition ce qui peut représenter un énorme travail lorsque l'on désire couvrir une grande surface (figure 2.7) ; à titre d'exemple, nous avons déroulé et enfouis environ 10 km de câbles électriques pour connecter 30 électrodes sur une surface de rayon 1 km. En plus de ce travail, toutes les connexions doivent être faites à l'aide de soudures afin d'éviter les phénomènes de corrosion et de capacitance dus à des faux contacts.

La centrale d'acquisition consiste généralement en un système d'acquisition multivoies qui fonctionne de façon autonome de manière à pouvoir installer le réseau dans n'importe quel endroit. Lors de nos expériences, nous avons utilisé des stations CR10X de Campbell Scientific qui permettent l'acquisition de 12 voies avec une référence commune. La résistance interne est de 20 G $\Omega$  ce qui assure une bonne mesure de voltage quel que soit l'environnement. Ces boîtiers numérisent sur 13 bits et nous choisissons habituellement une gamme d'enregistrement de +/- 250 mV (car au-delà, la source de PS n'est généralement plus électrocinétique) ce qui donne une résolution de 0.0666 mV amplement suffisante car le bruit des électrodes due aux variations de température et de couplage électrique est environ de 2 mV. La mémoire disponible est de 2 Mo pour le stockage des données ce qui permet d'avoir une autonomie complète de trois semaines à une fréquence d'échantillonnage d'un point par minute sur 12 voies. Concrètement, nous installons ces boîtiers sur batteries alimentées par des panneaux solaires qui doivent parfaitement isolés avec le

sol afin d'éviter tout court-circuit avec les électrodes. La collection des données peut se faire avec un PC portable ou par téléphone satellitaire (e.g. GSM) ce qui facilite la logistique.

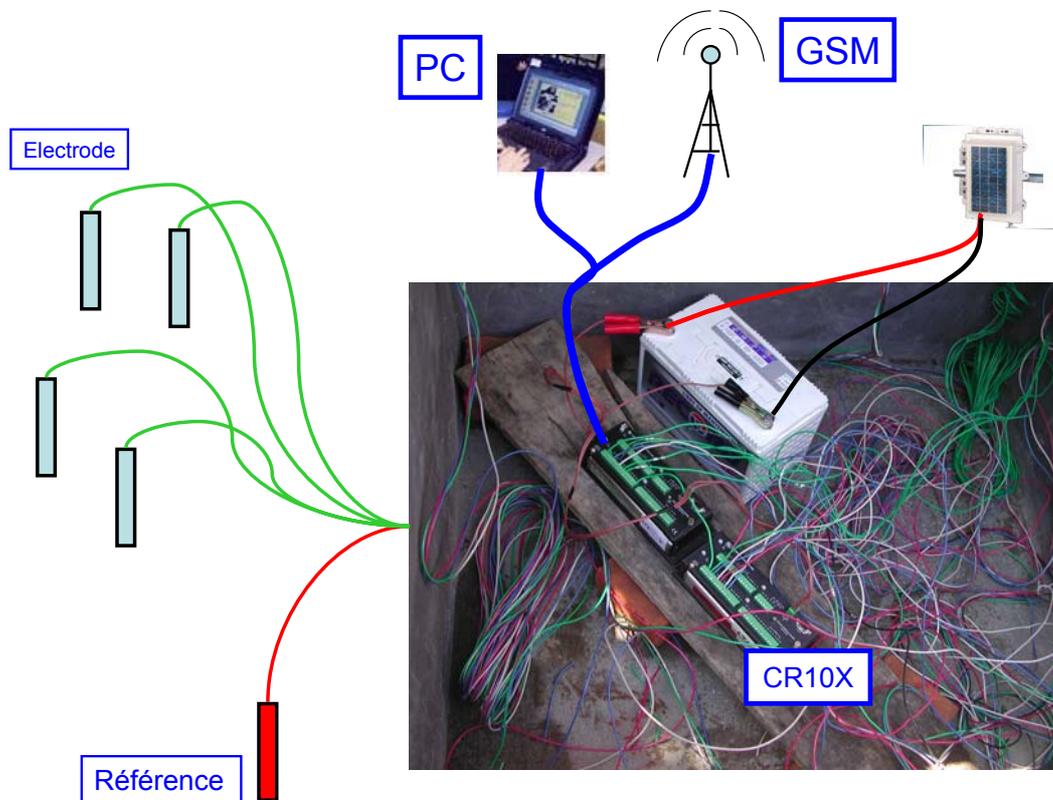


Figure 2.7 : Schéma de la centrale d'acquisition pour un suivi continu de PS

Pour finir, une dernière correction est à apporter aux mesures de PS, c'est la soustraction d'une composante continue due à la polarisation propre à chaque électrode. Celle-ci s'acquiert en fonction du stockage et de l'âge de l'électrode et a pour origine le déplacement de l'équilibre chimique entre le plomb et le chlorure de plomb. Elle peut atteindre plusieurs dizaines de millivolts au bout de plusieurs années ce qui peut être supérieur au signal recherché. Il convient donc de mesurer ces polarisations au préalable en mesurant les différences de potentiel entre les électrodes plongées dans une solution saturée en sel ; si les électrodes sont parfaites, cette différence doit être nulle sinon elle représente la polarisation propre à chaque électrode. D'un point de vue pratique, nous conservons toujours une électrode neuve dans une solution sursaturée en sel afin de l'utiliser comme référence pour nos mesures de polarisation.

## **Bibliographie se rapportant à ce chapitre:**

Clerc G., Petiau G. et Perrier F., 1998, The Garchy 1995-1996 electrode experiment, technical report.

Fox R.W., 1830, On the electromagnetic properties of metalliferous veins in the mines of Cornwall, *Proc. Roy. Soc. London*, 2, 411.

Sato M. and Mooney, H.M., 1960, The electrochemical mechanism of sulphide self-potentials, *Geophysics*, 1, 226-249.

# **Chapitre 3**

## *L'électrocinétisme*



## Chapitre 3

### *L'électrocinétisme*

Parmi les phénomènes électromagnétiques qui peuvent générer des anomalies de Potentiel Spontané dans le sol, l'électrocinétisme est celui qui a suscité le plus d'intérêt dans la communauté des géophysiciens et des hydrologues car il permet de caractériser des écoulements souterrains. Dans ce chapitre, nous allons d'abord décrire l'origine de ce phénomène en étudiant le couplage hydro/électrique qui existe lorsqu'un fluide circule dans un capillaire poreux puis nous verrons comment il se généralise dans les milieux poreux. Dans une seconde partie, nous allons faire le tour des différentes propriétés physiques du milieu poreux et du fluide qui influencent ce couplage.

### 3.1 L'ELECTROCINETISME DANS LES MILIEUX POREUX

#### *3.1.1 L'ELECTROCINETISME DANS UN CAPILLAIRE POREUX*

Dans le chapitre 1, nous avons énoncé l'équation fondamentale de Helmholtz-Smoluchowski (équation 1.2) qui postule que tout écoulement unidimensionnel laminaire dans un capillaire poreux homogène à conductivité de surface négligeable génère une différence de potentiel électrique  $\Delta V$  aux bornes du capillaire proportionnelle au gradient de pression de pore  $\Delta P$ . Ce coefficient de proportionnalité est appelé coefficient de couplage électrocinétique  $C_{HS}$  et s'exprime

$$C_{HS} = \frac{\Delta V}{\Delta P} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \zeta}{\eta \sigma_f} \quad (3.1)$$

où  $\Delta V$  et  $\Delta P$  sont respectivement les différences de potentiel électrique (V) et de pression de fluide (Pa) aux bornes du milieu poreux,  $\zeta$  est le potentiel zêta (V),  $\varepsilon_0$  est la permittivité électrique du vide ( $8.854 \cdot 10^{-12}$  F/m),  $\varepsilon_r$  est la constante diélectrique relative du milieu poreux,  $\sigma_f$  est la conductivité électrique du fluide (S/m) et  $\eta$  est la viscosité dynamique du fluide (Pa.s).

Nous allons revenir à cette relation car son analyse permet de bien comprendre l'origine des phénomènes électrocinétiques. Pour cela, nous devons d'abord connaître le potentiel  $\zeta$  qui est défini comme le potentiel électrique sur le plan de cisaillement de la double couche électrique. Nous allons donc dans un premier temps définir un modèle de double couche électrique (electrical double layer, EDL) qui permette d'estimer le potentiel  $\zeta$ .

### 3.1.2 LA DOUBLE COUCHE ELECTRIQUE (EDL)

La présence d'une double couche électrique à l'interface solide-liquide d'un capillaire poreux résulte de l'interaction électrique entre la surface chargée de minéraux d'une part et les ions ou molécules polaires de la solution d'autre part. En effet, la surface des minéraux possède en général une charge électrique négative en raison de l'interaction chimique entre la silice et l'électrolyte (e.g.  $\text{>SiOH} \leftrightarrow \text{SiO}^- + \text{H}^+$ , e.g. Revil et al. (1999a)). Pour conserver la neutralité de l'ensemble, des ions et des molécules polaires de la solution viennent se placer à proximité de ces surfaces chargées ce qui constitue la double couche électrique (EDL). Dès 1853, Helmholtz propose le concept de double couche électrique : il assimile celle-ci à un condensateur plan dont l'une des armatures est le plan passant par les charges négatives de la surface des minéraux (première couche) et l'autre coïncide avec le centre des ions du liquide attirés par la surface du solide (seconde couche). Malheureusement, ce modèle bicouche ne prend pas en compte la tendance naturelle des ions à diffuser et à s'homogénéiser dans le liquide. Plus tard, les modèles de Gouy (1910) et Chapman (1913) tentent de prendre en compte cet effet en remplaçant la seconde couche plane par une couche diffuse : la densité de charges diminue alors progressivement avec la distance à l'interface. En 1924, Stern propose alors un schéma de double couche électrique qui reprend à la fois les travaux de Helmholtz et de Gouy et Chapman. Ce modèle, qui est toujours utilisé aujourd'hui, possède une couche compacte (de Stern) et une couche diffuse (de Gouy-Chapman). Dans ce modèle, la couche de Stern (ou adsorbée) est constituée d'ions de la solution qui adhèrent à l'interface solide/liquide alors que la couche diffuse de Gouy-Chapman se compose d'ions potentiellement mobiles (figure 3.1). La couche compacte de Stern est elle-même divisée en deux zones : la couche interne de Helmholtz (IHP : Inner Helmholtz Plane) qui est le plan passant par le centre des ions désolvatés et accolés au solide et la couche externe de Helmholtz (OHP : Outer Helmholtz Plane) dans laquelle les ions sont maintenus par l'attraction électrostatique de la surface chargée du solide.

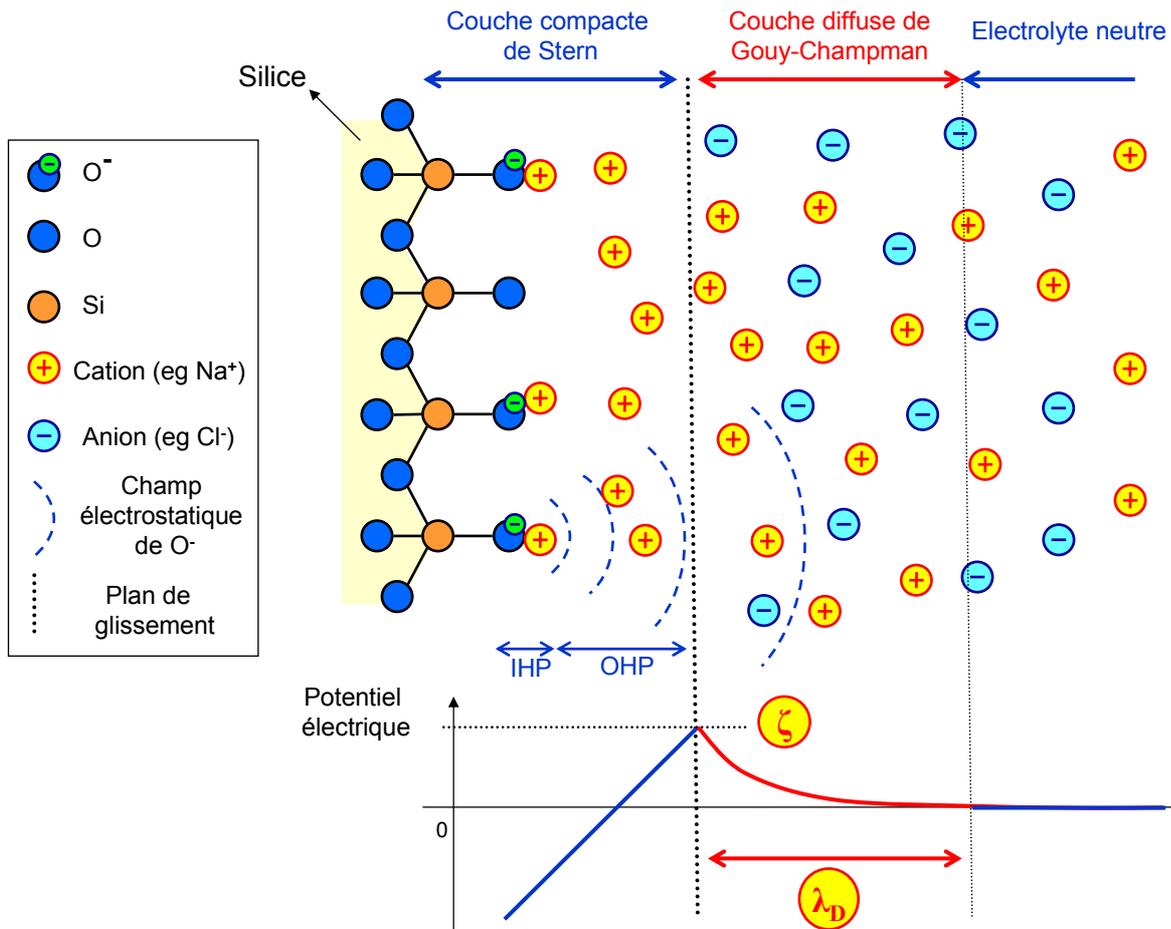


Fig. 3.1 – Haut : Schéma de la distribution ionique de la double couche électrique dans le cas d'une surface minérale en silice – Bas : Evolution du potentiel électrique perpendiculairement à l'interface électrolyte/silice (d'après Jouniaux, 1994 et Revil et al., 1999a).

Lorsque l'électrolyte entre en mouvement, le déplacement relatif de la surface des minéraux par rapport au liquide crée une zone de cisaillement où la vitesse du fluide est nulle : c'est le plan de glissement (slipping plane); le potentiel électrique sur cette surface est par définition le potentiel  $\zeta$ . Pour des minéraux, ce plan se situe à quelques Angström de la couche externe de Helmholtz (Revil et Glover, 1997) ; il est donc raisonnable de le confondre avec la OHP (Revil et al., 1999a). Cette approximation revient à considérer que le potentiel  $\zeta$  est le potentiel électrique de la couche compacte de Stern (Pride, 1994, Revil et al., 1999a). La distribution du potentiel électrique dans la couche diffuse peut alors se mettre sous la forme (e.g. Pride, 1994) :

$$\varphi(\lambda) = \zeta \exp\left(-\frac{\lambda}{\lambda_D}\right) \quad (3.2)$$

où  $\varphi$  est le potentiel électrique (V),  $\lambda_D$  est la longueur de Debye (m) et  $\lambda$  est la distance à la couche de Stern. Cette expression est la solution de l'équation de Poisson-Boltzmann linéarisée dans le cas

où les particules sont faiblement chargées (approximation de Debye ; Pride, 1994). On utilise souvent la longueur de Debye  $\lambda_D$  pour caractériser l'épaisseur de la double couche électrique, i.e. la distance à partir de laquelle les perturbations liées à la présence d'une surface chargée sont négligeables dans la phase liquide. Cette longueur peut se mettre sous la forme (e.g. Pride, 1994):

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0 k_b T}{e^2 N \sum_i [i] z_i^2}} \quad (3.3)$$

où  $[i]$  est la concentration de l'espèce ionique  $i$  ( $\text{mol/m}^3$ ) de valence  $z_i$ ,  $e$  est la charge électrique élémentaire de l'électron ( $-1.602 \cdot 10^{-19}$  C),  $k_b$  est la constante de Boltzmann ( $1.38 \cdot 10^{-23}$  J/K),  $T$  est la température (K),  $N$  est le nombre d'Avogadro ( $6.023 \cdot 10^{23}$   $\text{mol}^{-1}$ ),  $\epsilon_0$  est la permittivité électrique du vide ( $8.854 \cdot 10^{-12}$  F/m) et  $\epsilon_r$  est la constante diélectrique relative de la solution (78.5 pour de l'eau pure). On introduit souvent le paramètre « force ionique »  $I$  ( $\text{mol/m}^3$ )

$$I = \frac{1}{2} \sum_i [i] z_i^2 \quad (3.4)$$

dans l'expression de la longueur de Debye. Elle devient alors

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0 k_b T}{2e^2 NI}} \quad (3.5)$$

Pour une interface quartz/eau salée à  $\text{pH} = 7$ , la force ionique de la solution peut s'approximer par la concentration en sel de la solution (Revil et al., 1999a). Ainsi, l'épaisseur de la double couche électrique d'un système de grains de quartz en équilibre avec de l'eau douce ( $[\text{NaCl}] = 10^{-3}$  mol/L) vaut 95 Å alors que pour de l'eau salée à  $[\text{NaCl}] = 0.5$  mol/L, elle vaut 4 Å. L'augmentation de la concentration en espèces ioniques diminue donc l'épaisseur de la double couche électrique ce qui explique en grande partie pourquoi les phénomènes électrocinétiques dans les milieux poreux contenant un électrolyte à forte concentration sont de faible intensité. Un autre phénomène contribue aussi à réduire ces phénomènes : c'est la diminution du potentiel  $\zeta$  avec l'augmentation du nombre de cations à proximité de la surface chargée. En effet, plus la solution est concentrée, plus nombreux seront les cations dans la couche de Stern et donc plus fort sera l'effet d'écran des cations, ce qui a pour effet de diminuer le potentiel  $\zeta$  (en valeur absolue).

On peut remarquer que dans le cas des solutions très concentrées, l'épaisseur de la double couche électrique (quelques Å) est du même ordre de grandeur que le rayon des ions (qui vaut par exemple 2.23 Å pour  $\text{Na}^+$ ) ; il devient donc difficile de parler d'un potentiel de couche diffuse et les hypothèses du modèle de Gouy-Chapman ne sont plus pertinentes. Nous nous limiterons donc à étudier les phénomènes électrocinétiques pour des solutions à faibles concentrations ioniques (e.g.  $[\text{NaCl}] < 10^{-1}$  mol/L).

Maintenant que nous avons défini la double couche électrique et le potentiel  $\zeta$ , nous allons résoudre l'équation de conservation de la charge électrique afin d'obtenir l'expression du potentiel électrique dans le capillaire poreux.

### 3.1.3 POTENTIEL D'ELECTROFILTRATION DANS UN CAPILLAIRE

Considérons maintenant un capillaire poreux cylindrique de rayon  $R$  et de longueur  $L$  soumis à un gradient de pression de fluide  $\Delta P$  à ses extrémités (figure 3.2). Cette différence de pression induit un écoulement dans le capillaire dont la vitesse est maximale au centre et nulle sur le plan de glissement de la double couche électrique. Ce mouvement de fluide va donc entraîner avec lui l'excès de cations situés au voisinage de la double couche électrique et donner naissance un courant électrique dit de convection  $I_{conv}$  défini par (e.g. Hunter, 1992) :

$$I_{conv} = \int_0^a \int_0^{2\pi} \rho(r, \theta) v(r, \theta) r d\theta dr \quad (3.6)$$

où  $\rho$  est la densité volumique de charges électriques ( $C/m^3$ ),  $v$  est la vitesse du fluide (m/s) et  $a$  est le rayon du capillaire moins l'épaisseur de la couche de Stern (m).

Supposons que l'écoulement dans le capillaire soit unidimensionnel selon l'axe du capillaire, (3.6) devient alors :

$$I_{conv} = \int_0^a \rho(r) v(r) 2\pi r dr \quad (3.7)$$

Comme l'écoulement est supposé laminaire, la vitesse du fluide obéit la loi de Poiseuille et peut se mettre sous la forme (Rice et Whitehead, 1965)

$$v(r) = \frac{\Delta P}{4\eta L} (a^2 - r^2) - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r \zeta}{4\pi\eta} \left[ 1 - \frac{I_0(\kappa r)}{I_0(\kappa a)} \right] \quad (3.8)$$

où  $r$  est la distance au centre du capillaire,  $\Delta P$  est le gradient de pression de fluide (Pa),  $\eta$  est la viscosité dynamique du fluide (Pa.s),  $L$  est la longueur du capillaire (m),  $\varepsilon_0$  est la permittivité électrique du vide ( $8.854 \cdot 10^{-12}$  F/m),  $\varepsilon_r$  est la constante diélectrique du fluide,  $I_0$  est la fonction de Bessel modifiée de second espèce et d'ordre 0 et  $\kappa$  est l'inverse de la longueur de Debye ( $m^{-1}$ ).

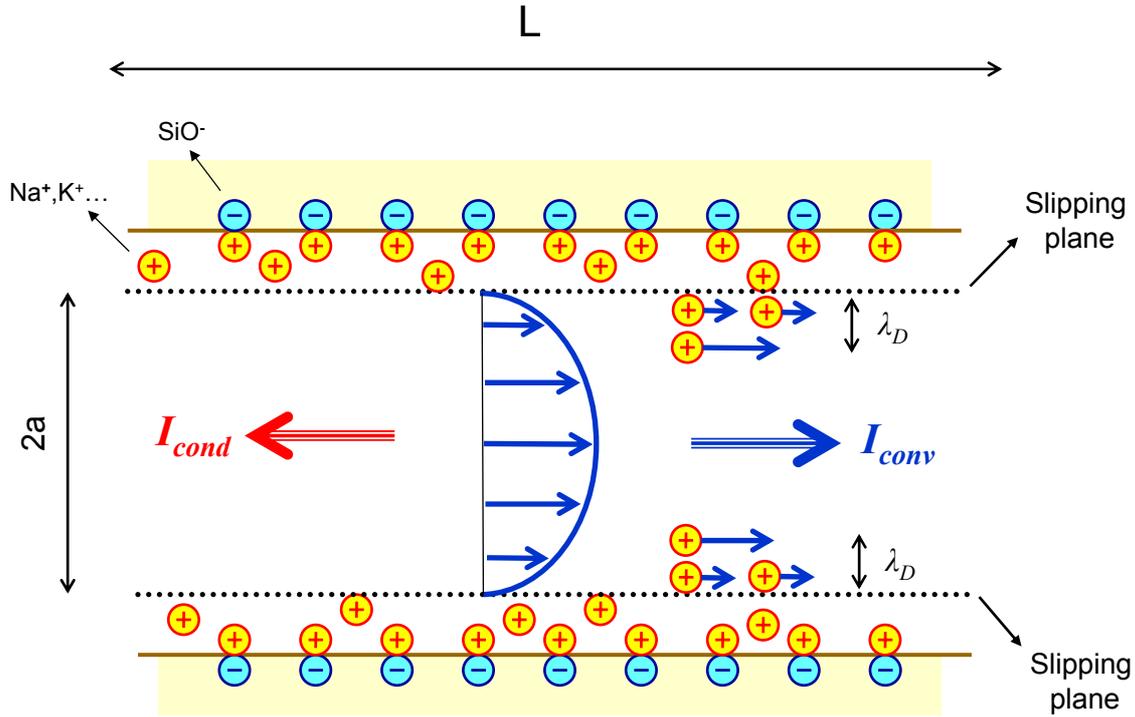


Fig. 3.2 – Schéma du courant de convection ( $I_{conv}$ ) induit par l'écoulement d'un fluide à travers un capillaire en silice et du courant de conduction qu'il engendre en retour ( $I_{cond}$ ) pour assurer la neutralité électrique du capillaire poreux.

Pour connaître la distribution du potentiel électrique à l'intérieur du capillaire, il faut résoudre l'équation de Maxwell-Gauss

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad (3.9)$$

où  $E$  est le champ électrique (V/m). Or, comme l'écoulement est unidimensionnel, (3.9) peut s'écrire

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d\varphi}{dr} \right) = -\frac{\rho(r)}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad (3.10)$$

où  $\varphi$  est le potentiel électrique (V). De plus, la densité volumique de charges électriques prend la forme (Rice et Whitehead, 1965)

$$\rho(r) = -2NI \sinh\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) \quad (3.11)$$

En introduisant (3.10), (3.11) et (3.8) dans (3.7) et en intégrant (3.7) du centre du capillaire au plan de glissement, on trouve l'expression suivante du courant de convection pour des rayons de capillaire grands par rapport à la longueur de Debye:

$$I_{conv} = -\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r \zeta}{\eta} \frac{\pi a^2}{L} \Delta P \quad (3.12)$$

Ce courant électrique est bien proportionnel au gradient de pression de fluide ce qui justifie le terme « convection ». Il reste maintenant à résoudre l'équation de conservation du courant électrique dans le capillaire. En l'absence de sources externes de courant électrique, l'équation de conservation de la densité de courant électrique total  $J$  (A/m<sup>2</sup>) s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (3.13)$$

où  $\rho$  est la densité de charges électriques (C/m<sup>3</sup>).

Pour des milieux homogènes peu conducteurs tels que les matériaux géologiques, les charges libres  $\rho$  redeviennent liées très rapidement et on peut supposer que  $\partial \rho / \partial t = 0$ . En effet, pour un matériau de résistivité  $10^4 \Omega \cdot m$  par exemple, cette dissipation dure moins d'une microseconde (Nabighian, 1987) alors qu'on regarde ici les phénomènes électrocinétiques à des périodes supérieures à la seconde.

La densité de courant totale  $J$  est la somme de la densité de courant électrique de convection  $J_{conv}$  et de la densité de courant électrique de conduction  $J_{cond}$  régie par la loi d'Ohm. Comme l'écoulement est unidirectionnel, l'intégration de (3.13) sur le volume du capillaire donne (théorème de Green-Ostrogradski):

$$(J_{conv} + J_{cond}) \pi a^2 = I_{conv} + \sigma_f E \pi a^2 = 0 \quad (3.14)$$

où  $E$  est le champ électrique (V/m),  $\sigma_f$  est la conductivité électrique du fluide (S/m). On en déduit l'expression du champ électrique induit par la circulation du fluide dans le capillaire poreux :

$$E = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r \zeta}{\eta \sigma_f} \frac{\Delta P}{L} \quad (3.15)$$

soit

$$\Delta V = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r \zeta}{\eta \sigma_f} \Delta P \quad (3.16)$$

où  $\Delta V$  est la différence de potentiel électrique aux bornes du capillaire (V), c'est l'équation de Helmholtz-Smoluchowski introduite précédemment. Ces potentiels électriques sont appelés potentiels d'électrofiltration ou potentiels d'écoulement (Streaming Potentials) car ils n'existent que lorsque le fluide est en mouvement.

### 3.1.4 POTENTIEL D'ELECTROFILTRATION DANS UN MILIEU POREUX

Le paragraphe précédent (i.e. l'équation de Helmholtz-Smoluchowski) décrit les phénomènes électrocinétiques qui ont lieu dans des capillaires poreux homogènes à symétrie cylindrique c'est-à-dire dans des milieux homogènes 1D. Nous allons maintenant voir comment se généralisent ces équations dans des milieux poreux hétérogènes isotropes 3D.

Considérons un milieu poreux composé de grains de minéraux et dont les pores sont remplis d'un électrolyte en équilibre chimique avec les grains. L'interaction chimique des grains et de l'électrolyte va générer une double couche électrique similaire à celle exposée précédemment (§3.1.2). Supposons que l'épaisseur de cette couche soit très petite devant le rayon des pores et des grains (hypothèse d'une double couche électrique plane et fine) ; c'est le cas pour des matériaux dont la majorité des grains ont un rayon supérieur à 0.1  $\mu\text{m}$  et qui sont en équilibre chimique avec des solutions aqueuses de salinité supérieure à  $10^{-3}$  mol/L (Revil et al., 1999b). Supposons de plus que l'écoulement à travers ce milieu poreux soit laminaire. Les relations constitutives de la densité de courant électrique  $J$  ( $\text{A}/\text{m}^2$ ) et de la vitesse du fluide  $U$  ( $\text{m}/\text{s}$ ) sont alors (e.g. Revil, 2002)

$$\vec{J} = -l_{11} \vec{\nabla} V - l_{12} (\vec{\nabla} P - \rho_f \vec{g}) \quad (3.17)$$

$$\vec{U} = -l_{21} \vec{\nabla} V - l_{22} (\vec{\nabla} P - \rho_f \vec{g}) \quad (3.18)$$

où  $V$  est le potentiel électrique (V),  $P$  est la pression de fluide (Pa),  $g$  est l'accélération de la pesanteur ( $\text{m}/\text{s}^2$ ) et  $\rho_f$  est la masse volumique du fluide ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ). Les  $l_{ij}$  sont les coefficients de couplage entre les flux (électriques ou hydriques) et les forces qui les créent ; ce sont généralement des constantes afin de rendre compte de la linéarité observée expérimentalement entre les flux et les forces qui le créent (loi de Darcy, loi d'Ohm).

La loi de réciprocité d'Onsager impose que  $l_{12} = l_{21} = \ell$  ( $l_{ii} \geq 0$  et  $\ell^2 \leq l_{11}l_{22}$ ) (Revil, 2002).  $\ell$  est appelé paramètre de couplage électrocinétique ( $\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ) car il détermine l'intensité du flux hydrique engendré par un flux électrique (électro-osmose) et réciproquement du flux électrique induit par un flux hydrique (électrocinétisme). Dans le cas d'un milieu poreux isotrope homogène, il vaut (e.g. Revil, 1999b)

$$\ell = -\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \zeta}{\eta F} \quad (3.19)$$

où  $\zeta$  est le potentiel zêta (V),  $\varepsilon_0$  est la permittivité électrique du vide ( $8.854 \cdot 10^{-12}$  F/m),  $\varepsilon_r$  est la constante diélectrique du fluide,  $\eta$  est la viscosité dynamique du fluide (Pa.s) et  $F$  est le facteur de formation électrique du milieu poreux (rapport entre la conductivité électrique du fluide et celle du milieu poreux).

La loi d'Ohm impose  $l_{11} = \sigma$  où  $\sigma$  est la conductivité électrique du milieu poreux (S/m), et la loi de Darcy que  $l_{22} = k/\eta$  où  $k$  est la perméabilité du milieu poreux ( $\text{m}^2$ ).

Les équations (3.17) et (3.18) peuvent donc se réécrire sous la forme :

$$\vec{J} = \underbrace{-\sigma \vec{\nabla} V}_{\text{loi d'Ohm}} - \underbrace{\ell (\vec{\nabla} P - \rho_f \vec{g})}_{\text{électrocinétisme}} \quad (3.20)$$

$$\vec{U} = \underbrace{-\ell \vec{\nabla} V}_{\text{électro-osmose}} - \underbrace{\frac{k}{\eta} (\vec{\nabla} P - \rho_f \vec{g})}_{\text{loi de Darcy}} \quad (3.21)$$

L'équation (3.20) correspond la loi d'Ohm généralisée ; le premier terme équivaut à un courant électrique de *conduction* (loi d'Ohm) et le second à un courant électrique de *convection* induit par le déplacement des charges électriques de la double couche électrique (électrocinétisme). La seconde équation est la loi de Darcy généralisée ; le premier terme correspond au courant hydraulique induit par une différence de potentiel électrique (électro-osmose) et le second au courant hydrique induit par différence de pression de fluide (loi de Darcy).

Dans la plupart des géomatériaux et à l'exception des argiles fortement compactées,  $\ell \vec{\nabla} V$  est négligeable devant  $k/\eta (\vec{\nabla} P - \rho_f \vec{g})$  ce qui revient à négliger l'électro-osmose (Revil et al., 1999b, Pinettes et al., 2002). (3.21) peut alors se simplifier en la loi de Darcy

$$\vec{U} = -\frac{k}{\eta} (\vec{\nabla} P - \rho_f \vec{g}) \quad (3.22)$$

Maintenant que nous connaissons l'expression générale des courants électrique et hydrique dans un milieu poreux isotrope soumis à un écoulement laminaire, nous pouvons décrire leur distribution spatiale à l'aide des équations de conservation des flux électrique et hydrique. En l'absence de sources externes de courant électrique, l'équation de conservation de la densité de courant électrique total  $J_s$  s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (3.23)$$

En combinant (3.20) et (3.23), l'équation de conservation du courant électrique s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot (\sigma \vec{\nabla} V) = -\vec{\nabla} \cdot [\ell (\vec{\nabla} P - \rho_f \vec{g})] \quad (3.24)$$

Il s'agit d'une équation de diffusion où le terme à droite représente les sources de courant électriques  $I_s$  induites par électrocinétisme.  $I_s$  peut se développer en

$$I_s = -\vec{\nabla} \ell \cdot \vec{\nabla} P - \rho_f \vec{\nabla} \ell \cdot \vec{g} - \ell \nabla^2 P \quad (3.25)$$

Il existe donc trois types de sources induites par un écoulement à travers un milieu poreux : celles produites par un gradient de pression de fluide non perpendiculaire à un contraste de paramètre de couplage électrocinétique  $\ell$ , celles induites par des contrastes horizontaux de coefficients de couplage  $\ell$  et celles générées par des laplaciens non nuls de pression de fluide. Il est important de noter que ces termes sont bien des *sources de courant électrique* au même titre qu'une électrode d'injection de courant ; elles produisent donc des courants électriques dans tout le milieu y compris à l'extérieur de l'écoulement. Cette propriété est fondamentale puisqu'elle offre la possibilité de détecter des phénomènes électrocinétiques sans mesures in situ.

Afin d'illustrer cette propriété, prenons l'exemple simple d'une formation poreuse confinée. Imposons un écoulement laminaire horizontal en régime transitoire dans cette formation (figure 3.3). Supposons de plus que  $\ell$  soit constant dans le sol (sol de lithologie homogène et fluide de chimie homogène). Les seules sources électrocinétiques sont alors les laplaciens non nuls de pression de fluide (cf. équation 3.24) c'est-à-dire en utilisant le loi de Darcy, les lieux où

$$\nabla^2 P = \vec{\nabla} \cdot \left( \frac{\eta}{k} \vec{U} \right) \neq 0 \tag{3.26}$$

Ces sources sont donc situées aux endroits où l'écoulement s'accélère ou se ralentit sous l'effet d'un contraste de perméabilité ou d'une source de courant hydrique (e.g. pompage).

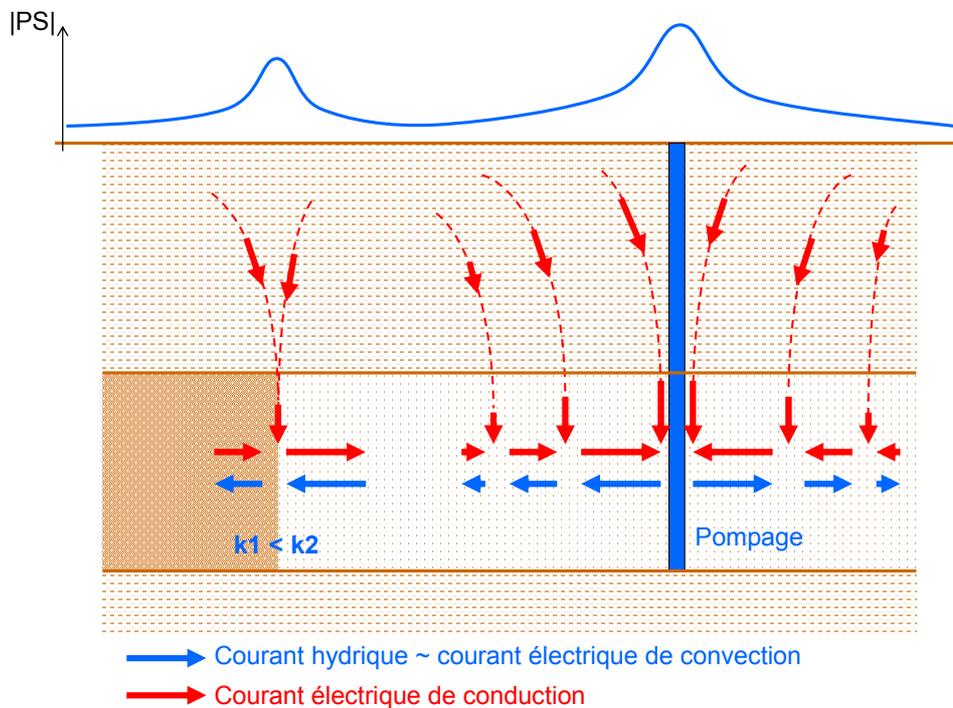


Fig. 3.3 – Distribution des courants de convection et de conduction induits par l'écoulement d'un fluide à travers un milieu poreux dont le laplacien de la pression n'est pas nul. L'effet électrocinétique se fait ressentir jusqu'à la surface comme le montre l'anomalie de PS.

## 3.2 PRINCIPAUX PARAMETRES INFLUENÇANT L'ELECTROCINETISME

### 3.2.1 INFLUENCE DE LA CHIMIE DE L'ELECTROLYTE

Nous avons vu précédemment que l'épaisseur de la double couche électrique (i.e. la longueur de Debye) dépend fortement de la concentration en espèces ioniques de l'électrolyte réagissant avec la surface des minéraux. Dans les roches poreuses siliceuses et à des pH proches de la neutralité, le facteur déterminant est la concentration en sel de l'électrolyte. En effet, plus le fluide est salin, plus il est conducteur et donc plus faible est le potentiel  $\zeta$  (cf. § La double couche électrique). Il en résulte que plus le fluide est salé, plus l'effet électrocinétique est faible.

Revil et al. (1999a) ont établi une expression du potentiel  $\zeta$  en fonction de la concentration en sel pour un milieu poreux majoritairement siliceux en équilibre chimique avec un électrolyte monovalent (e.g. NaCl, KCl, or KNO<sub>3</sub>) et pour des pH entre 6 et 8

$$\zeta = \frac{k_b T}{3e} \ln(C_f) + \frac{2k_b T}{3e} \ln \left( \frac{\sqrt{8 \cdot 10^3 \varepsilon_f k_b T N}}{2e \Gamma_s^0 K_{(-)}} 10^{-pH} \right) \quad (3.27)$$

où  $C_f$  est la salinité de l'électrolyte (mol/L),  $T$  est la température (K),  $k_b$  est la constante de Boltzmann ( $1.381 \times 10^{-23}$  J/K),  $e$  est la charge unitaire ( $1.6 \times 10^{-19}$  C),  $N$  est le nombre d'Avogadro ( $6.02 \times 10^{23}$  mol<sup>-1</sup>),  $\Gamma_s^0$  est la densité totale de sites réactifs (sites/m<sup>2</sup>) et  $K_{(-)}$  est la constante de dissociation de la réaction entre les grains de quartz et l'électrolyte.

Nous avons représenté l'évolution du potentiel  $\zeta$  en fonction de la salinité de l'électrolyte sur la figure 3.4 pour un système quartz – eau salée à pH = 7, à une température de 25 °C et avec  $K_{(-)} = 10^{-5.5}$ ,  $\Gamma_s^0 = 10^{18}$  sites/m<sup>2</sup> (Revil et al., 1999a) ; ce modèle rend effectivement compte de la diminution du potentiel  $\zeta$  (en valeur absolue) avec l'augmentation de salinité.

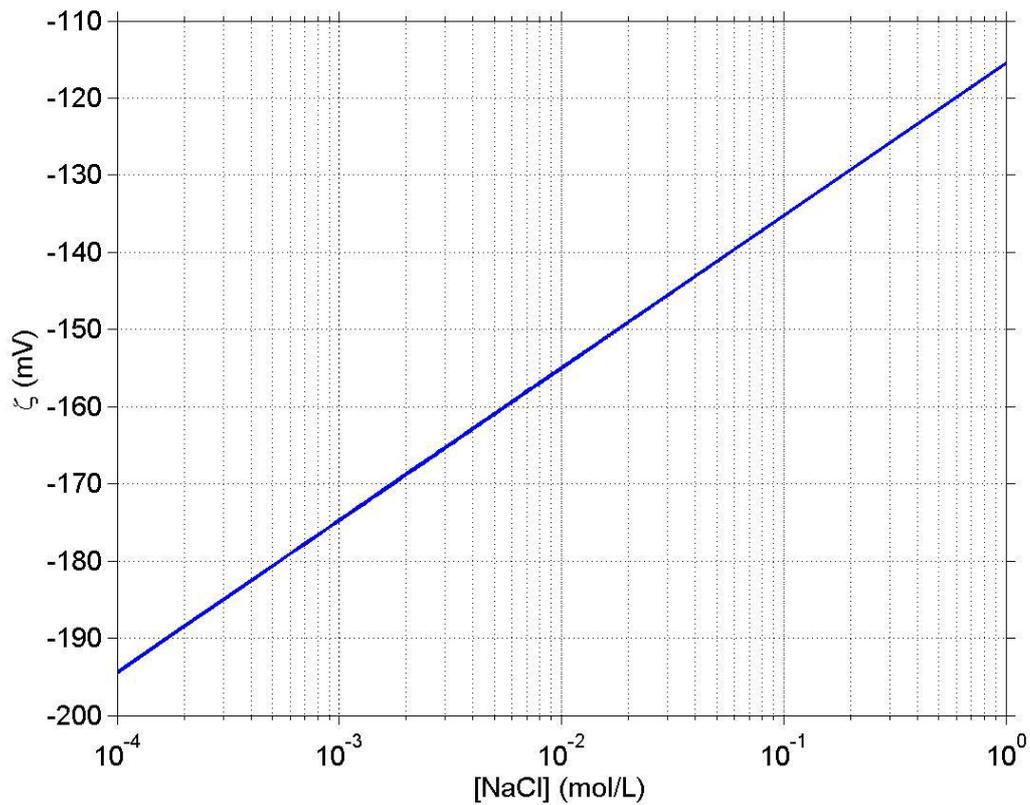


Fig. 3.4 – Evolution du potentiel  $\zeta$  d'un système quartz – eau salée en fonction de la salinité de l'électrolyte.

Dans le cas d'un capillaire poreux homogène, les phénomènes électrocinétiques dépendent du potentiel  $\zeta$  mais aussi de la conductivité électrique de l'électrolyte  $\sigma_f$  (équation 3.1). Or cette conductivité dépend aussi fortement de la concentration en ions de l'électrolyte et donc de sa salinité. Pour en tenir compte, nous avons utilisé la relation empirique de Sen et Goode (1992)

$$\sigma_f = (5.6 + 0.27T - 1.5 \cdot 10^{-4} T^2) C_f - \frac{2 + 0.099T}{1 + 0.114 C_f} C_f^{3/2} \quad (3.28)$$

Nous avons alors calculé l'évolution de la conductivité électrique  $\sigma_f$  de l'eau salée en fonction de la concentration de sel à une température de 25 °C (figure 3.5). Comme prévu, elle augmente très fortement avec la salinité.

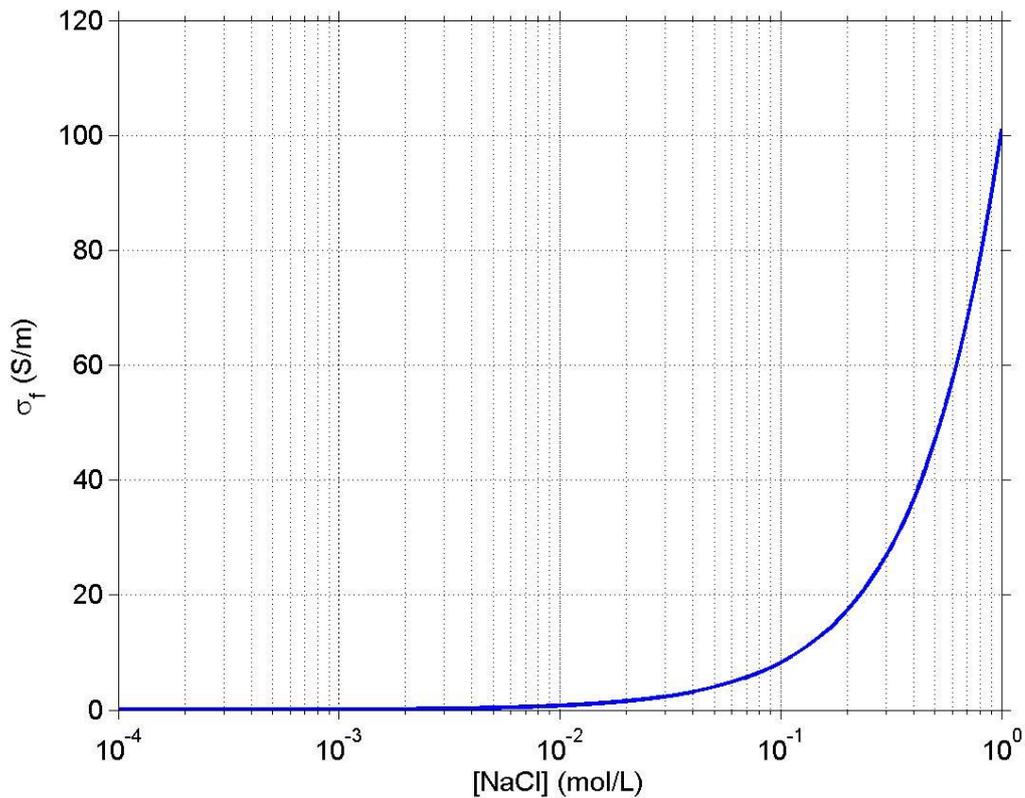


Fig. 3.5 – Evolution de la conductivité électrique  $\sigma_f$  de l'eau salée en fonction De la salinité à  $T = 25^\circ\text{C}$ .

Pour avoir une bonne idée de l'influence de la salinité sur les phénomènes électrocinétiques dans un capillaire poreux, nous avons alors calculé le coefficient de couplage électrocinétique  $C_{HS}$  à  $25^\circ\text{C}$  à partir des équations (3.1), (3.27) et (3.28) (figure 3.6). Nous l'avons exprimé en mV/m au lieu de mV/Pa car cela permet d'estimer plus facilement l'amplitude des anomalies de PS pour un gradient de hauteur d'eau donné ; par exemple pour de l'eau douce à  $10^{-3}$  mol/L et une différence de hauteur d'eau de 1 m, l'anomalie maximale de PS induite par électrocinétisme sera de l'ordre de 20 mV. On constate aussi que pour les fortes concentrations en sel ( $> 0.1$  mol/L), les phénomènes électrocinétiques sont très faibles ( $< 1$  mV pour un gradient de hauteur d'eau de 1 m) ; ceci s'explique par le fait que la double couche électrique devient alors très fine (longueur de Debye de l'ordre du rayon des ions, cf. § La double couche électrique).

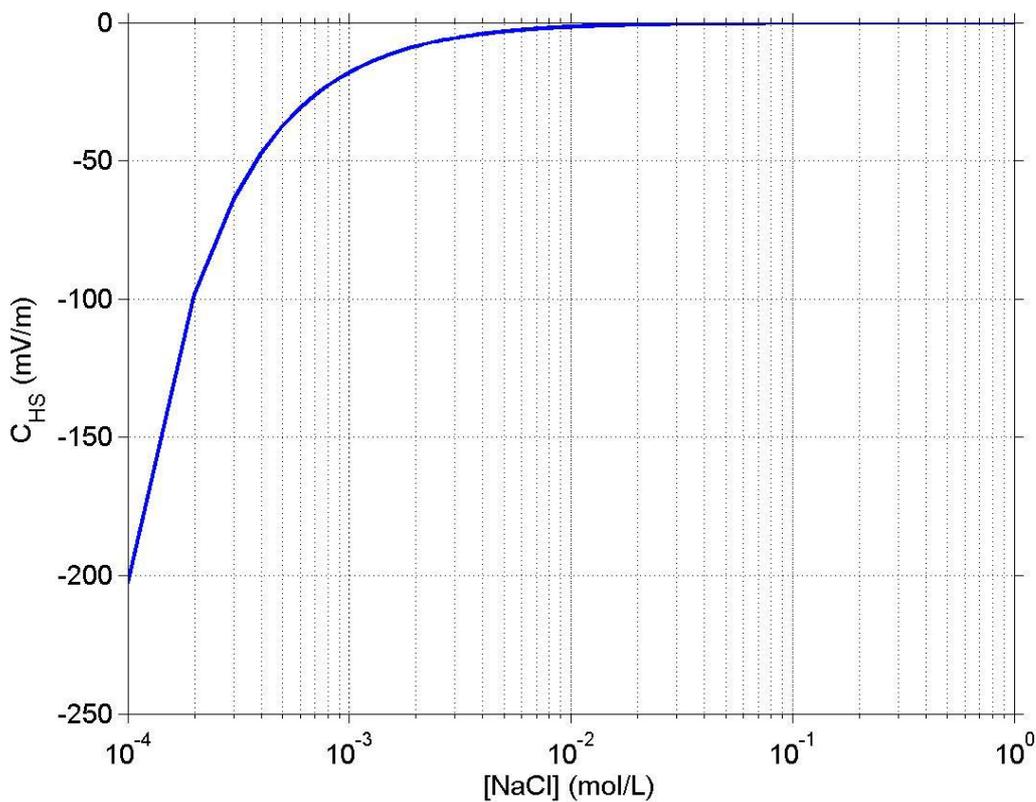


Fig. 3.6 – Evolution du coefficient de couplage électrocinétique  $C_{HS}$  en fonction de la salinité de l'électrolyte à  $T = 25^\circ\text{C}$  calculé à partir des équations (3.1), (3.27) et (3.28) ( $\eta = 10^{-3}$  Pa.s et  $\epsilon_r = 78.5$ ).

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que l'augmentation de salinité d'un électrolyte en équilibre avec des grains de quartz augmente la conductivité électrique de la solution ce qui diminue le coefficient de couplage électrocinétique  $C_{HS}$ . Morgan et al. (1989) ont démontré expérimentalement que ce raisonnement ne se limite pas à un électrolyte chargé de sel (NaCl) mais peut s'appliquer à beaucoup d'autres types d'électrolytes (HCl, KCl, KOH, CaCl<sub>2</sub>) et que  $C_{HS}$  est toujours inversement proportionnel à la conductivité électrique du fluide. Lorne et al. (1999a) ont observé ce même type de comportement pour beaucoup d'autres électrolytes : Li<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>, NaCO<sub>3</sub>, K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>, MgCl<sub>2</sub>, BaCl<sub>2</sub>, NaNO<sub>3</sub>, Ti(NO<sub>3</sub>)<sub>3</sub> et Al(NO<sub>3</sub>)<sub>3</sub>.

Un autre effet chimique important sur les coefficients de couplages électrocinétiques est l'influence du pH de la solution. Ishido et Mizutani (1981) ont étudié cet effet sur un système quartz – eau pour des pH allant de 3.2 à 8.7 avec un électrolyte KNO<sub>3</sub> à  $10^{-3}$  mol/L et à une température de 45 °C. Ils ont observé que  $C_{HS}$  varie de -30 mV/bar à pH = 3.2 à -390 mV/bar à pH = 8.7 ; ils

attribuent cette variation au changement de potentiel  $\zeta$  avec le pH c'est-à-dire avec les variations de concentration en protons ( $H^+$ ) et ions hydroxydes ( $OH^-$ ). Le même type de comportement a été observé par Lorne et al. (1999a) dans des grès de Fontainebleau et modélisé par Revil et al. (1999b) pour des minéraux argileux.

L'influence de la chimie de l'électrolyte sur les phénomènes électrocinétiques ne se limite pas à celle de son pH et de sa salinité car l'interaction chimique des minéraux et de l'électrolyte fait intervenir bien d'autres paramètres (e.g. composition minéralogique, concentrations des espèces ioniques de l'électrolyte, constantes des réactions à l'interface minéral/électrolyte). Nous nous limiterons pourtant à ces deux paramètres car ce sont les seuls qui ont été parfaitement mis en évidence expérimentalement sur des échantillons de roche.

### 3.2.2 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

Les phénomènes électrocinétiques ont pour origine l'interaction chimique entre la roche et l'électrolyte qui remplit ses pores. Or, la cinétique de ces réactions est bien évidemment fonction de la température de l'ensemble (loi de Van't Hoff). Les variations de température vont donc faire évoluer l'intensité de ces phénomènes et parfois la nature même des couplages électrocinétiques, par exemple à des températures élevées (Bernabé et al., 2003).

Ishido et Mizutani (1981) ont mis expérimentalement en évidence une augmentation avec la température du coefficient de couplage électrocinétique  $C_{HS}$  (en valeur absolue) de grains de quartz baignant dans une solution aqueuse de  $KNO_3$  ( $10^{-3}$  mol/L) à pH = 6.1 : ils ont en effet observé que  $C_{HS}$  passe de 200 mV/bar à 300 mV/bar lorsque la température passe de 30 °C à 70 °C. Au contraire, Morgan et al., (1989) ont mesuré une diminution de  $C_{HS}$  de 23 mV/bar à 19 mV/bar lorsque la température passe de 5 °C à 70 °C sur un échantillon pulvérisé de granite de Westerly baignant dans une solution de NaCl à pH = 5.5. Ils expliquent cette variation de  $C_{HS}$  par le fait que la constante diélectrique  $\epsilon_r$ , la conductivité électrique  $\sigma_f$  et la viscosité dynamique  $\eta$  du fluide varient avec la température alors que le potentiel  $\zeta$  ne change pas. De plus, ils interprètent les résultats de Ishido et Mizutani comme une variation avec le *temps* du coefficient de couplage et non avec la *température* car leurs mesures ont été faites en plusieurs dizaines d'heures alors que les leurs ont duré environ quatre heures. Ces deux expériences ne permettent pas de déduire le comportement général de  $\zeta$  ou  $C_{HS}$  avec la température.

Revil et al. (1999b) ont modélisé l'évolution de  $C_{HS}$  avec la température afin d'interpréter les résultats des ces deux expériences. Ils ont conclu que l'équilibre chimique entre la silice et l'électrolyte prend plusieurs dizaines d'heures ce qui explique pourquoi Ishido et Mizutani (1981)

ont effectivement mesuré une évolution du potentiel  $\zeta$  avec la température alors que Morgan et al. (1989) pas.

Pour se donner une idée de l'évolution de  $C_{HS}$  avec la température, nous avons utilisé le modèle de Revil et al. (1999b – équation 3.26) pour le potentiel  $\zeta$ , la formule empirique de Sen and Goode (1992 – équation 3.27) pour  $\sigma_f$  et les formules empiriques Fernandez et al. (1997) et de Atkins (1978) pour  $\varepsilon_r$  et de  $\eta$  :

$$\varepsilon_r = \varepsilon_c + A(1 - T/T_c)^{1-\alpha_c} \quad (3.29)$$

$$\eta_f = \eta_{20} \exp\left(-\ln 10 \frac{1.37023(T-20) + 8.36 \times 10^{-4}(T-20)^2}{109 + T}\right) \quad (3.30)$$

où  $A$  et  $\alpha_c$  sont des constantes expérimentales,  $\varepsilon_c$  est la permittivité électrique ( $F.m^{-1}$ ) à la température  $T_c$  (K) et  $\eta_{20}$  est la viscosité dynamique à 20°C ( $10^{-3}$  Pa.s).

Les figures 3.7, 3.8, 3.9 et 3.10 représentent respectivement l'évolution de  $\zeta$ ,  $\sigma_f$ ,  $\varepsilon_r$  et  $\eta$  de 0 à 200 °C et la figure 3.11 celle de  $C_{HS}$  de 0 à 200 °C calculée à l'aide de la formule (3.1) pour système quartz – eau baignant dans un électrolyte de salinité  $10^{-3}$  mol/L et pH = 7. Le potentiel  $\zeta$  augmente avec la température (figure 3.7) mais très lentement (d'un facteur 2 sur 200 °C) ce qui correspond à l'augmentation de l'activité chimique à l'interface minéral/électrolyte. De même,  $C_{HS}$  augmente en valeur absolue (figure 3.11) mais peu (au maximum 50% sur deux ordres de grandeur de 1 à 100 °C) comparativement à l'effet du changement de salinité (facteur 100 sur deux ordres de grandeur). L'effet de la température est donc secondaire par rapport aux effets induits par le changement de composition chimique du système minéral/électrolyte.

Ce modèle prédit que  $C_{HS}$  décroît aux plus hautes températures (>110 °C) mais nous ne pouvons pas donner d'explication physique à ce comportement car il n'a jamais été observé expérimentalement. De plus, à telles températures, il devient difficile de distinguer l'électrocinetisme d'autres phénomènes électrochimiques comme l'électro-diffusion et l'électro-dispersion. En effet, Bernabé et al. (2003) ont montré grâce à des mesures de coefficients de couplage sur des billes de verre à différentes températures de 25 à 225 °C, que l'électrocinetisme domine sans équivoque à des températures inférieures à 70 °C alors que pour des températures supérieures à 100°C, l'électro-dispersion semble dominer ce qui change le signe du coefficient de couplage. L'explication proposée par les auteurs est que le phénomène qui entre en jeu est une dispersion de Taylor ce qui change l'ordre des coefficients de dispersion des anions et des cations et ainsi la polarité du coefficient de couplage. L'évolution du coefficient de couplage en fonction de la température reste donc un problème entier qui mérite davantage d'investigations afin d'identifier quels phénomènes sont à l'origine des courants électriques induits par l'écoulement d'un fluide à haute température.

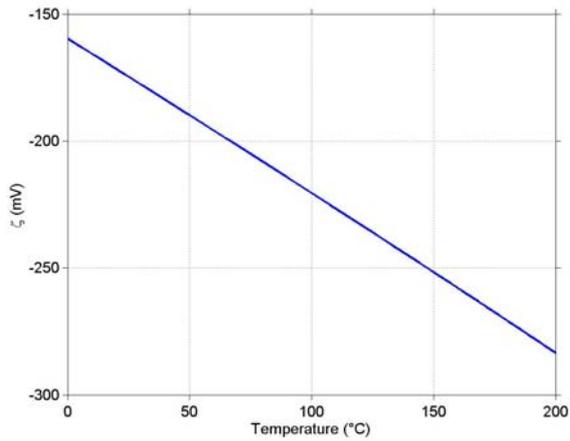


Fig. 3.7 – Evolution du potentiel  $\zeta$  en fonction de la température calculée à partir de (3.27)

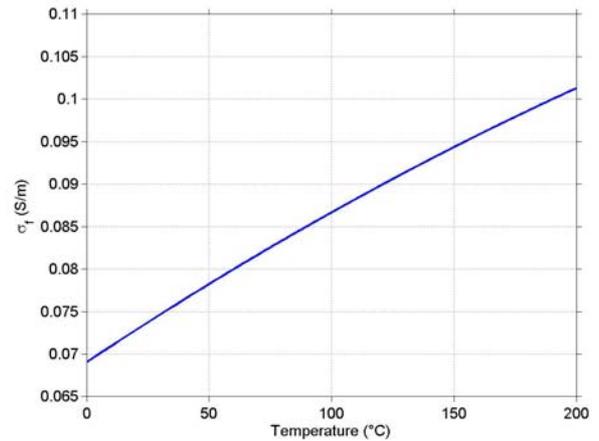


Fig. 3.8 – Evolution de la conductivité électrique  $\sigma_f$  en fonction de la température calculée à partir de (3.28)

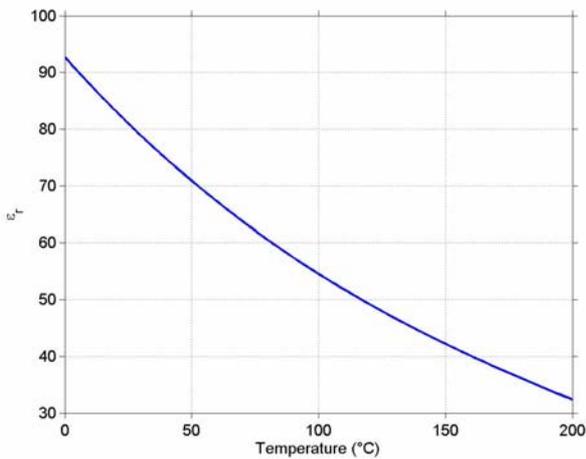


Fig. 3.9 – Evolution de la constante diélectrique  $\epsilon_r$  en fonction de la température calculée à partir de (3.29)

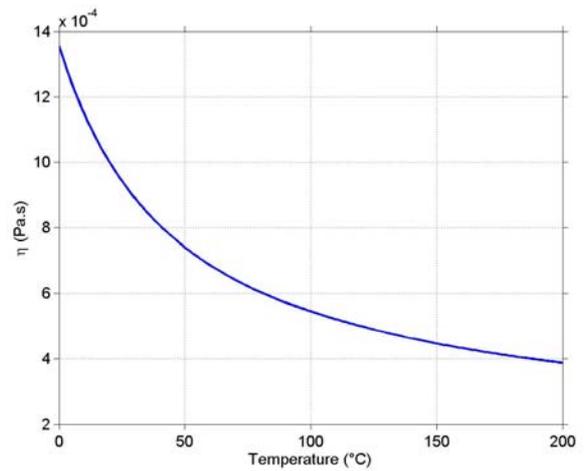


Fig. 3.10 – Evolution de la viscosité dynamique  $\eta$  en fonction de la température calculée à partir de (3.30)

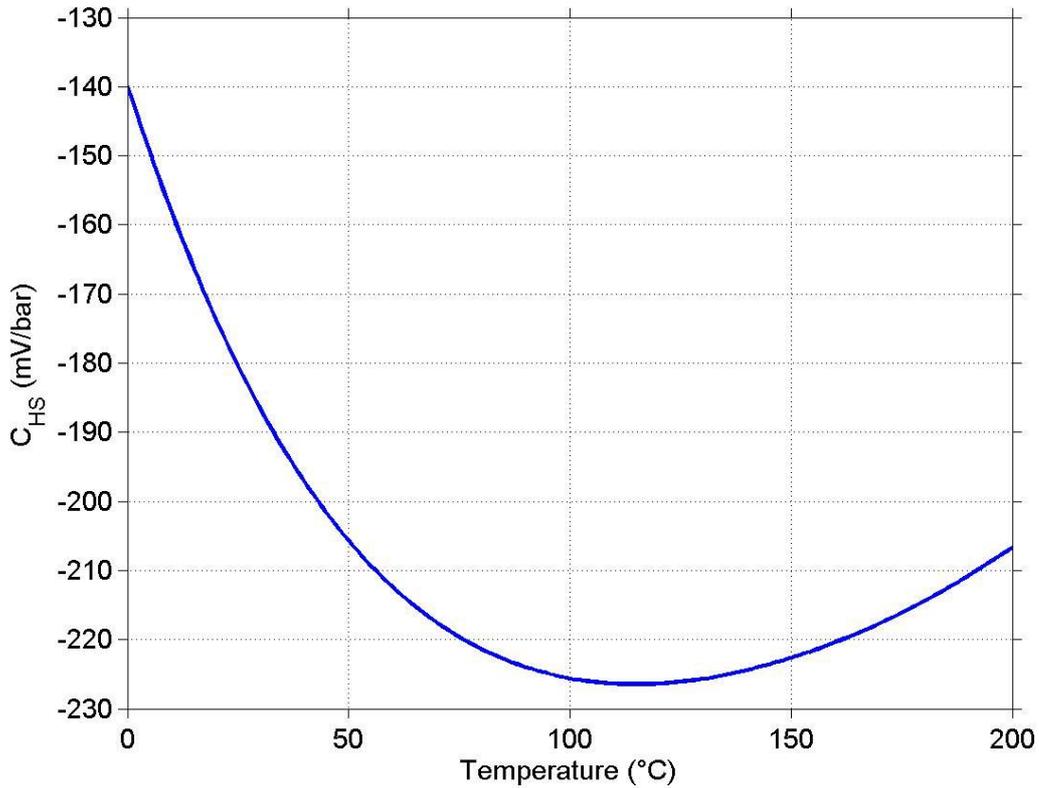


Fig. 3.11 – Evolution du coefficient de couplage électrocinétique  $C_{HS}$  en fonction de la température pour un système quartz – eau salée à  $10^{-3}$  mol/L et pH = 7.

### 3.2.3 INFLUENCE DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DE SURFACE

Dans un milieu poreux à de conductivité électrique de surface non négligeable, le paramètre de couplage électrocinétique  $\ell$  s'écrit sous la forme (Revil et al., 1999b)

$$\ell = -\frac{\epsilon_r \epsilon_0 \zeta}{\eta \sigma_f} \cdot \frac{\sigma}{H(\xi)} = C_{HS} \cdot \frac{\sigma}{H(\xi)} \quad (3.31)$$

où  $\sigma$  est la conductivité électrique du milieu poreux (S/m),  $\sigma_f$  est la conductivité électrique de l'électrolyte (S/m) et  $H(\xi)$  est une fonction du rapport entre la conductivité de surface des minéraux et du fluide  $\xi$ . Revil et Glover (1998) en donne l'expression suivante

$$H(\xi) = 1 - t_{(+)}^f + F\xi + \frac{1}{2}(t_{(+)}^f - \xi) \left( 1 - \frac{\xi}{t_{(+)}^f} + \sqrt{\left(1 - \frac{\xi}{t_{(+)}^f}\right)^2 + \frac{4F\xi}{t_{(+)}^f}} \right) \quad (3.32)$$

où  $F$  est le facteur de formation du milieu poreux et  $t_{(+)}^f$  est le nombre d'Hittorf des cations (i.e. la fraction de courant électrique d'électromigration produit par les cations du fluide) ; par exemple, pour du sel (NaCl),  $t_{(+)}^f = 0.38$  et pour de la chlorure de potassium (KCl),  $t_{(+)}^f = 0.51$ .

Le rapport  $\zeta$  peut se mettre sous la forme (Revil et al., 1999b)

$$\zeta = \frac{4}{d} \left( \frac{\Sigma_S}{\sigma_f} \right) \quad (3.33)$$

où  $\Sigma_S$  est la conductance de surface (S) et  $d$  est le diamètre moyen des grains (m).

Afin d'avoir une idée de l'influence de la conduction de surface des minéraux sur les phénomènes électrocinétiques, nous avons calculé l'évolution du coefficient de couplage électrocinétique  $C$  (Revil et al., 1999b)

$$C = -\frac{\ell}{\sigma} = \frac{C_{HS}}{H(\zeta)} \quad (3.34)$$

en fonction de  $\zeta$  pour un milieu poreux siliceux rempli d'eau salée ( $f_{(+)} = 0.38$ ) et de porosité 20 % (figure 3.12). Pour cela, nous avons estimé  $F$  égal à 11 grâce à la loi d'Archie  $F = (\phi - \phi_p)^{-m}$  où  $\phi$  est la porosité,  $\phi_p$  est la porosité au seuil de percolation (ici,  $\phi_p = 0$ ) et  $m$  est l'exposant d'Archie ou exposant de cimentation électrique (habituellement  $1.3 < m < 1.7$ , ici  $m = 1.5$ ).

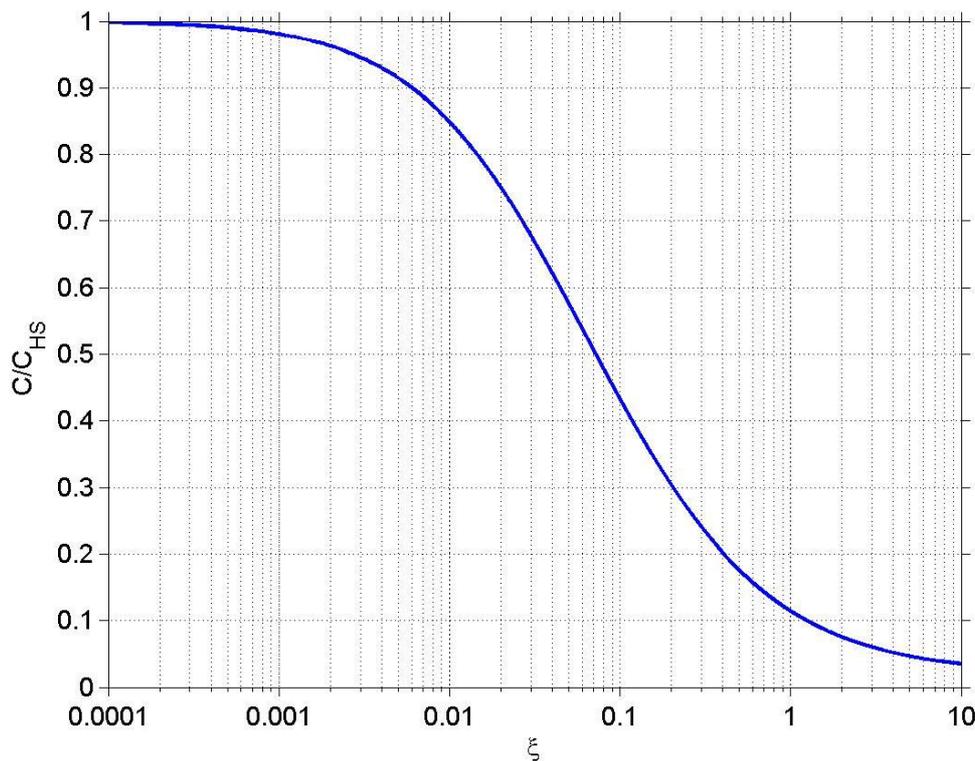


Fig. 3.12 – Evolution du rapport entre le couplage électrocinétique  $C$  du milieu poreux et le couplage électrocinétique  $C_{HS}$  de l'équation de Helmholtz-Smoluchowski en fonction du rapport entre la conductivité de surface des minéraux et de la conductivité du fluide.

Pour des grains de quartz de quelques centaines de micromètre de diamètre (e.g. grès), la conductance de surface est de l'ordre de  $10^{-9}$  S (Revil et Glover, 1997, 1998) donc le rapport

$4\Sigma_s/d$  est de l'ordre de  $10^{-5}$  S/m. Comme la conductivité électrique de la majorité des électrolytes naturels est supérieure à  $10^{-2}$  S/m (i.e.  $[\text{NaCl}] > 10^{-4}$  mol/L, equation 3.27), le rapport  $\zeta$  entre la conductivité de surface des minéraux et du fluide est de l'ordre de  $10^{-3}$  et donc les phénomènes de conduction de surface sont négligeables ( $C \sim C_{HS}$ , figure 3.12). Par contre, pour des matériaux argileux, le diamètre moyen des grains est de l'ordre du micromètre et donc le rapport  $4\Sigma_s/d$  est de l'ordre de  $10^{-3}$  S/m. Par conséquent, pour des électrolytes faiblement salins ( $[\text{NaCl}] \sim 10^{-4}$  mol/L),  $\zeta$  est de l'ordre de 0.1 et il est nécessaire de tenir compte des effets de conduction de surface car le coefficient de couplage électrocinétique  $C$  diminue de manière significative par rapport à  $C_{HS}$  (figure 3.12). Par conséquent, dans le cas de matériaux argileux, la conduction de surface ne peut donc pas être ignorée alors que dans le cas de matériaux peu argileux, il est acceptable d'approximer  $C$  par  $C_{HS}$  (Revil et Leroy, 2001).

### 3.2.4 INFLUENCE DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DU SOL

L'équation de conservation de la densité de courant électrique induit par électrocinétisme dans un milieu poreux (équation 3.23) peut s'exprimer sous la forme

$$\vec{\nabla} \sigma \cdot \vec{\nabla} V + \sigma \nabla^2 V = -\vec{\nabla} \cdot [\ell (\vec{\nabla} P - \rho_f \vec{g})] \quad (3.35)$$

ou, comme  $\vec{E} = -\vec{\nabla} V$ ,

$$\nabla^2 V = \frac{\vec{\nabla} \sigma}{\sigma} \cdot \vec{E} - \frac{1}{\sigma} \vec{\nabla} \cdot [\ell (\vec{\nabla} P - \rho_f \vec{g})] \quad (3.36)$$

Il existe par conséquent deux types de sources de courants électriques :

- les sources primaires générées par l'écoulement : terme  $\vec{\nabla} \cdot [\ell (\vec{\nabla} P - \rho_f \vec{g})]$
- les sources secondaires induites par des contrastes de conductivité électrique du sol

terme  $\frac{\vec{\nabla} \sigma}{\sigma} \cdot \vec{E}$

Il est important de ne pas négliger ces sources secondaires car elles influencent considérablement la distribution des courants électriques dans le sol et ainsi la forme des anomalies de PS. La figure 3.13 résume de manière schématique les différentes erreurs d'interprétation que l'on fait si on ne tient pas compte de ces hétérogénéités. Prenons par exemple, le cas où la couche supérieure du sol est plus conductrice que le demi-espace, la profondeur de la source électrocinétique va être alors sous-estimée. Par conséquent, lors de prospection de PS sur des terrains très hétérogènes (e.g. volcans), il est vivement recommandé de compléter les profils PS par des sondages électriques traditionnels du type Schlumberger ou autres afin d'identifier quelle partie

du signal est purement électrocinétique et laquelle est liée à des hétérogénéités de conductivité électrique.

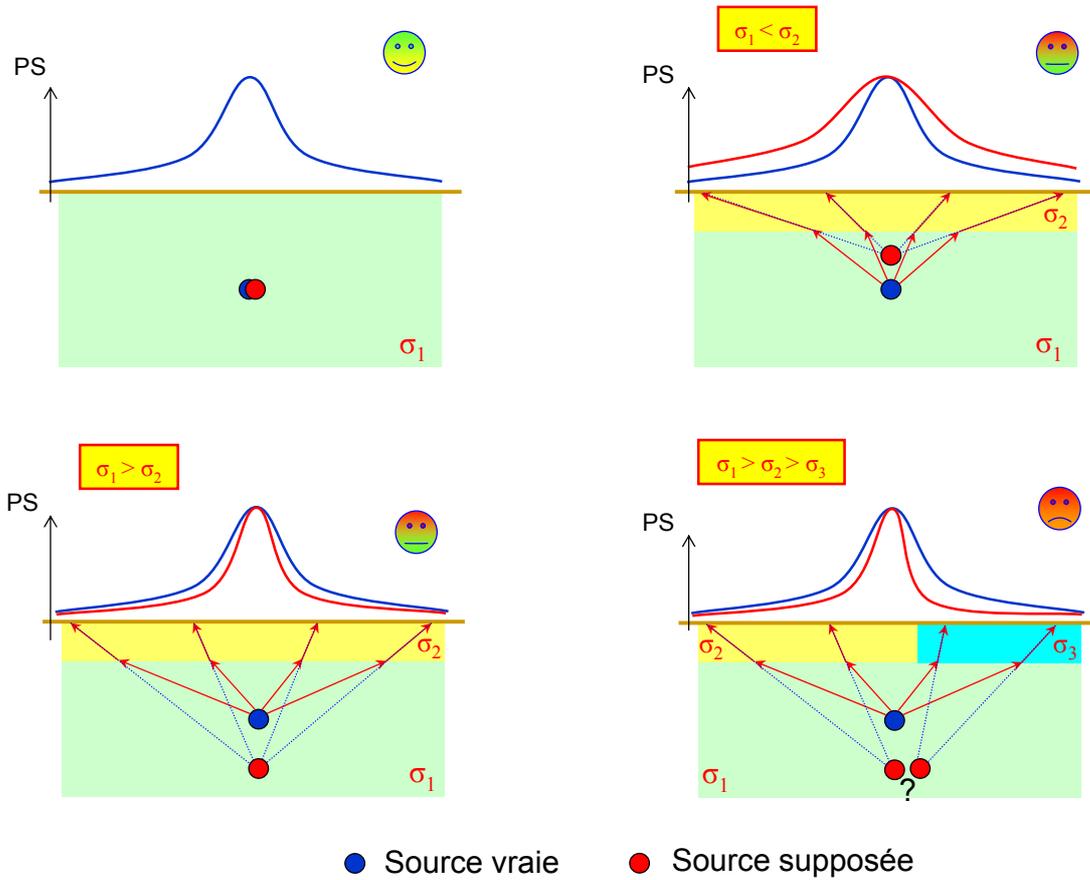


Fig. 3.13 – Erreur de localisation de la source électrocinétique en fonction de la distribution de conductivité électrique du sous-sol.

### 3.2.5 INFLUENCE DE LA PERMEABILITE

Pour des matériaux poreux faiblement argileux (ou pour un électrolyte très salin donc très conducteur), le rapport  $\zeta$  entre la conductivité de surface des minéraux et du fluide est très faible ( $\zeta \ll 1$ ) et donc le coefficient de couplage électrocinétique  $C$  peut s'approximer par (Revil et al., 1999b)

$$C = C_{HS} \frac{1}{\left(1 + \frac{2\Sigma_s}{\Lambda\sigma_f}\right)} \quad (3.37)$$

où  $\Sigma_s$  est la conductance de surface (S) et  $\Lambda$  est le rayon effectif des pores contribuant à l'écoulement (m). Cette propriété de transport  $\Lambda$  est elle-même liée à la perméabilité équivalente  $k$  du milieu poreux par (Revil, 2002)

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\Lambda^2} \left( 2 + \frac{d}{\Lambda} \right)} \quad (3.38)$$

où  $d$  est le diamètre moyen des grains (m). A partir de ces deux équations, il est donc possible de prédire l'évolution du rapport entre le coefficient de couplage électrocinétique  $C$  et  $C_{HS}$  en fonction de la perméabilité équivalente du milieu poreux.

Pour illustrer cette propriété, nous avons appliqué ces formules à un grès fin hypothétique de rayon moyen de grains de  $d = 0.1$  mm, de perméabilité allant de  $10^{-18}$  m<sup>2</sup> à  $10^{-12}$  m<sup>2</sup> et de conductance de surface  $10^{-9}$  S (Revil, 2002) baignant dans un électrolyte de salinité  $10^{-3}$  mol/L, à 25 °C et pH = 7 (figure 3.14). On constate que l'influence de la perméabilité du milieu poreux ne devient significative que pour les perméabilités faibles c'est-à-dire quand les rayons de pores deviennent très petits et que la conduction de surface n'est plus négligeable. On peut donc dire que l'augmentation de  $C$  avec la perméabilité est principalement liée aux variations de conductivité électrique du milieu poreux (Jouniaux et Pozzi, 1995a, 1995b, Jouniaux et al., 2000).

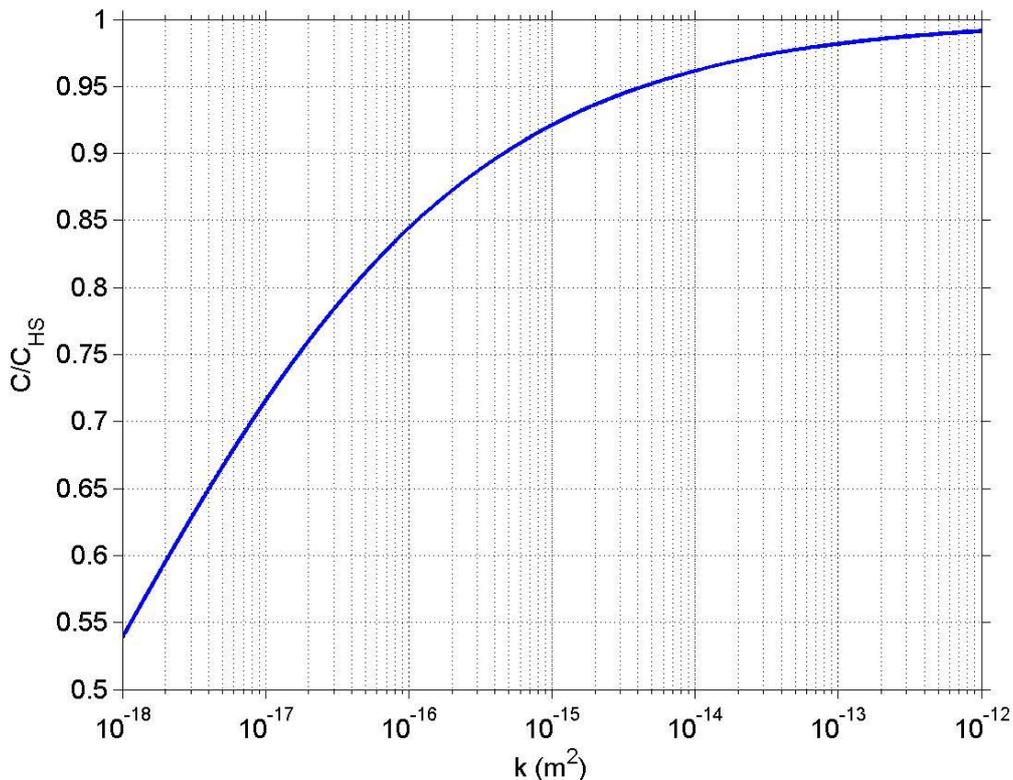


Fig. 3.14 – Evolution du rapport entre le coefficient de couplage électrocinétique  $C$  et  $C_{HS}$  en fonction de la perméabilité du milieu poreux.

Pour des milieux à porosité de fractures, Marino et al. (2000) ont développé un modèle du coefficient de couplage électrocinétique  $C$  qui tient compte l'ouverture et de la rugosité des fractures. Dans ce modèle, les fractures sont planes et séparées d'une distance moyenne  $a_m$  ; les effets de conduction de surface y sont négligés.  $C$  prend alors la forme

$$C = C_{HS} \cdot \left[ \frac{\tanh(\lambda_D a_m / 2)}{\lambda_D a_m / 2} - 1 \right] \quad (3.39)$$

où  $\lambda_D$  est la longueur de Debye (m). La figure 3.15 représente l'évolution du rapport entre le coefficient de couplage électrocinétique  $C$  et  $C_{HS}$  pour des ouvertures de fractures allant de 1 nm à 1 mm et une longueur de Debye calculée grâce à la formule (3.3) pour un électrolyte salin à  $10^{-3}$  mol/L, à  $25^\circ$  C et pH = 7. Nous avons ensuite converti ces ouvertures de fracture en perméabilités  $k$  (figure 3.16) en supposant que ces fractures sont planes, infinies. La perméabilité s'exprime alors (e.g. Chen et al., 2000)

$$k = \frac{a_m^2}{12} \quad (3.40)$$

On constate que le coefficient de couplage décroît avec la réduction de l'ouverture des fractures c'est-à-dire avec la diminution de la perméabilité du milieu fracturé. Ceci s'explique simplement par le fait que plus la fracture est fine, plus le débit à travers la fracture est faible, donc plus le courant électrique de convection est faible et par conséquent, plus les phénomènes électrocinétiques sont faibles.

Pour des fractures très petites ( $< 10$  nm), le modèle de Marino et al. (2000) prédit que les phénomènes électrocinétiques peuvent disparaître. Ceci n'est pas une faiblesse du modèle mais simplement l'expression du fait que pour des ouvertures de fractures inférieures à 10 nm c'est à dire inférieures à la longueur de Debye (9.6 nm dans notre exemple), la couche diffuse de Gouy-Champan n'a plus une structure simplement fonction de la distance à l'interface minéral/électrolyte ; les hypothèses du modèle de Marino et al. (2000) ne sont alors plus vérifiées.

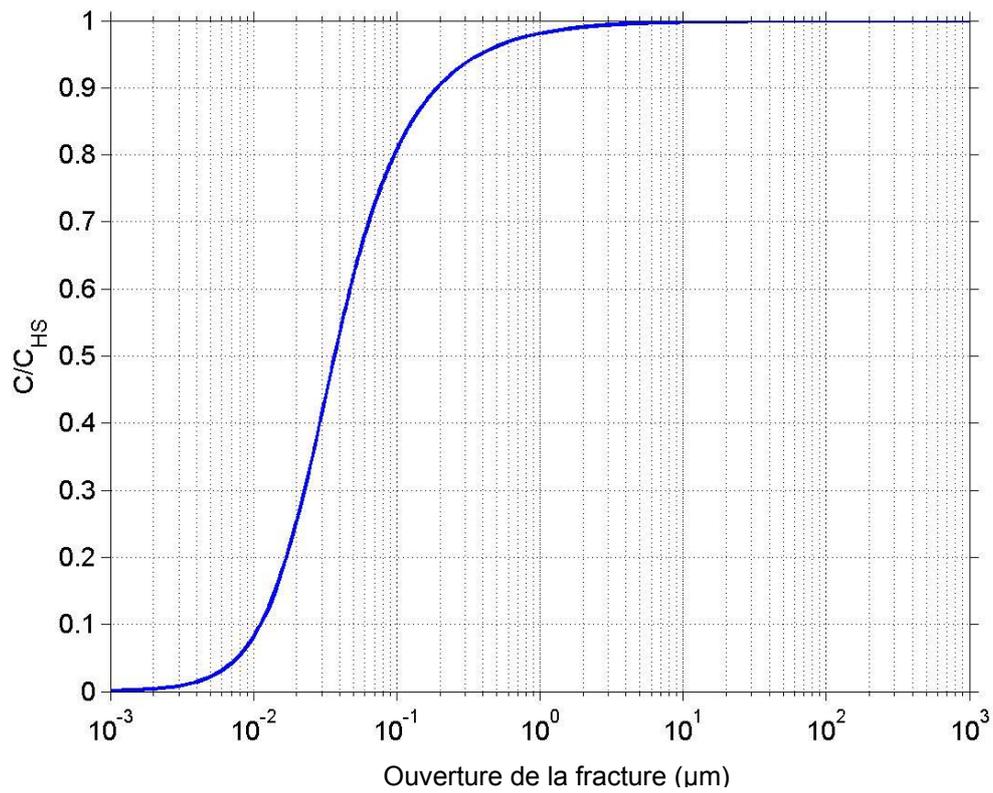


Fig. 3.15 – Evolution du rapport entre le coefficient de couplage électrocinétique  $C$  et  $C_{HS}$  en fonction de l'ouverture d'une fracture.

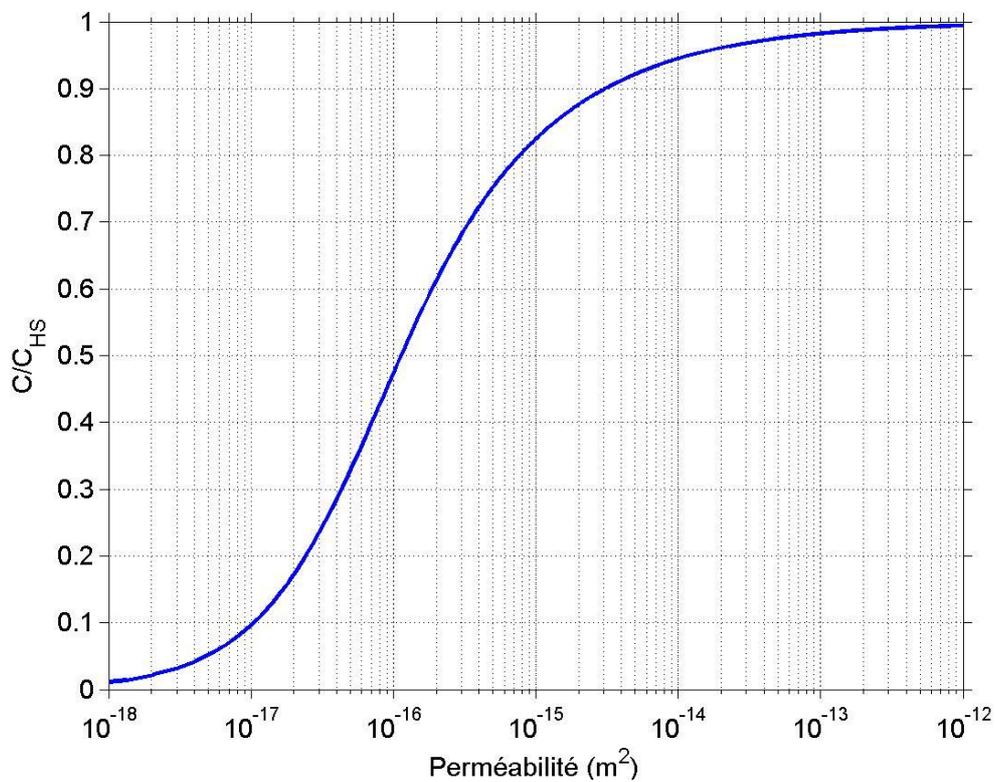


Fig. 3.16 – Evolution du rapport entre le coefficient de couplage électrocinétique  $C$  et  $C_{HS}$  en fonction de la perméabilité du milieu à porosité de fracture.

Les deux approches précédentes montrent que le changement de géométrie du milieu poreux ou fracturé avec la perméabilité perturbe de manière significative les phénomènes électrocinétiques à l'échelle des grains ou de la fracture. Bernabé (1998) a montré grâce à des simulations numériques des couplages électrocinétiques dans des réseaux poreux hétérogènes, que ce raisonnement s'applique aussi à plus grandes échelles, par exemple à celle du réseau poreux. Les expériences de déformation d'échantillons de grès et quartzite conduites par Lorne et al. (1999b) ont confirmé ce résultat. Elles ont de plus suggéré que ce phénomène est causé par l'augmentation plus rapide de la tortuosité hydraulique du réseau poreux que de sa tortuosité électrique. Pour quantifier ce phénomène, les auteurs ont défini un coefficient d'efficacité électrique du réseau hydraulique  $R_G$  comme la fraction du potentiel  $\zeta$  du réseau poreux sur celui de la roche intacte ; ils estiment  $R_G$  pour leurs échantillons entre 0.2 et 0.8. Il semble donc aussi bien expérimentalement que théoriquement que l'évolution de la connectivité hydraulique et donc de la perméabilité du milieu poreux affecte de manière significative les phénomènes électrocinétiques à l'échelle macroscopique mais davantage d'expérimentations sont nécessaires pour mieux contraindre cette influence.

### 3.2.6 INFLUENCE DE LA SATURATION PARTIELLE DE L'ELECTROLYTE

Jusqu'à présent, nous avons décrit les phénomènes électrocinétiques qui se produisent dans des milieux poreux soumis à un écoulement monophasique ; que deviennent ces effets lorsque l'électrolyte est diphasique voire polyphasique, par exemple dans la zone vadose (air + eau) ou dans les réservoirs pétroliers (gaz + hydrocarbures + eau) ?

Très peu d'expériences ont été conduites dans le but d'étudier les coefficients de couplage électrocinétique dans des écoulements polyphasiques. On peut cependant noter l'expérience de Antraygues et Aubert (1993) qui a consisté à mesurer le potentiel d'électrofiltration d'une colonne de sable quartzueux soumise à un flux de vapeur d'eau. Ils ont observé que les anomalies de PS sont fonction du flux de vapeur : ainsi une augmentation du flux de vapeur génère une anomalie de PS persistante et de plus en plus intense. Malheureusement, cette expérience ne permet pas de distinguer les effets thermoélectriques (dus au changement de température au passage de la vapeur) des effets électrocinétiques (dus au changement de saturation).

Dans des conditions de température contrôlées, Morgan et al. (1989) ont observé que l'introduction de bulles d'air dans des échantillons de granite de Westerly augmente d'un demi ordre de grandeur le coefficient de couplage par rapport à sa valeur en écoulement monophasique. De même, Sprunt et al. (1994) ont montré que l'injection de bulles d'air dans des échantillons de

calcaire augmente fortement les potentiels électriques (plus de deux ordres de grandeur). Ils ont observé de plus que ces PS ne sont pas stables ce qui s'explique très certainement par le fait que des bulles d'air restent parfois piégées au niveau de la céramique poreuse des électrodes impolarisables et perturbent de manière aléatoire les mesures.

Dans le cas d'écoulements diphasiques liquides, Jiang et al. (1998) ont montré grâce à des mesures d'électrofiltration sur des carottes saturées avec de l'eau salée puis avec un mélange d'eau salée et d'huile, que le coefficient de couplage électrocinétique augmente de deux ordres de grandeur lorsque l'écoulement devient diphasique.

Bien que ces études ne soient pas exhaustives, elles permettent tout de même de conclure que la diminution de saturation partielle en eau par la présence d'air ou d'huile augmente les coefficients de couplage électrocinétique  $C$ . L'explication la plus plausible est que cette seconde phase diminue la conductivité électrique du milieu et ainsi  $C$ . Wurmstich et Morgan (1994) ont proposé de tenir compte de cet effet dans un capillaire en utilisant la loi d'Archie. Ils expriment alors  $C$  en fonction de la saturation partielle en eau  $S_w$  sous la forme

$$C = C_{HS} \cdot \frac{(1-w)}{S_w^n} \quad (3.41)$$

où  $w$  est le facteur de résistance hydrodynamique et  $n$  est le second exposant d'Archie ou de saturation ( $n \approx m$ ). Pour des faibles teneurs en air ( $S_w$  proche de 1),  $w$  est proche de 0 et peut être négligé (Wurmstich et Morgan, 1994). Revil et al. (1999b) ont généralisé l'expression de  $C$  à des milieux où la conductivité de surface n'est pas négligeable

$$C = C_{HS} \cdot \frac{1}{S_w^n H(\xi)} \quad (3.42)$$

Cette expression n'est cependant valable que pour des saturations partielles en eau proche de 1 car elle suppose que la double couche électrique n'est pas perturbée par la présence du gaz.

Récemment, une expérience d'injection d'argon, azote et de dioxyde de carbone dans une colonne de sable a été menée par Guichet et al. (2003) afin de quantifier dans des conditions de laboratoire bien contrôlées (pH, température) l'effet de la saturation partielle en eau sur le coefficient de couplage électrocinétique  $C$ . A leur grande surprise, les auteurs ont observé que  $C$  décroît d'un facteur 3 lorsque la saturation partielle en eau passe de 100 à 40 % lors de l'injection d'argon (figure 3.17) alors que la conductivité électrique du sable diminue d'un facteur 5. Cette observation va à l'encontre des travaux précédents de Wurmstich et Morgan (1994) et Revil et al. (1999b) car elle suggère que le changement de saturation en eau sur les couplages électrocinétiques n'est pas lié aux variations de conductivité électrique du milieu. Il semble donc à ce jour bien

difficile de comprendre l'influence de la saturation partielle en eau sur les coefficients de couplage électrocinétique.

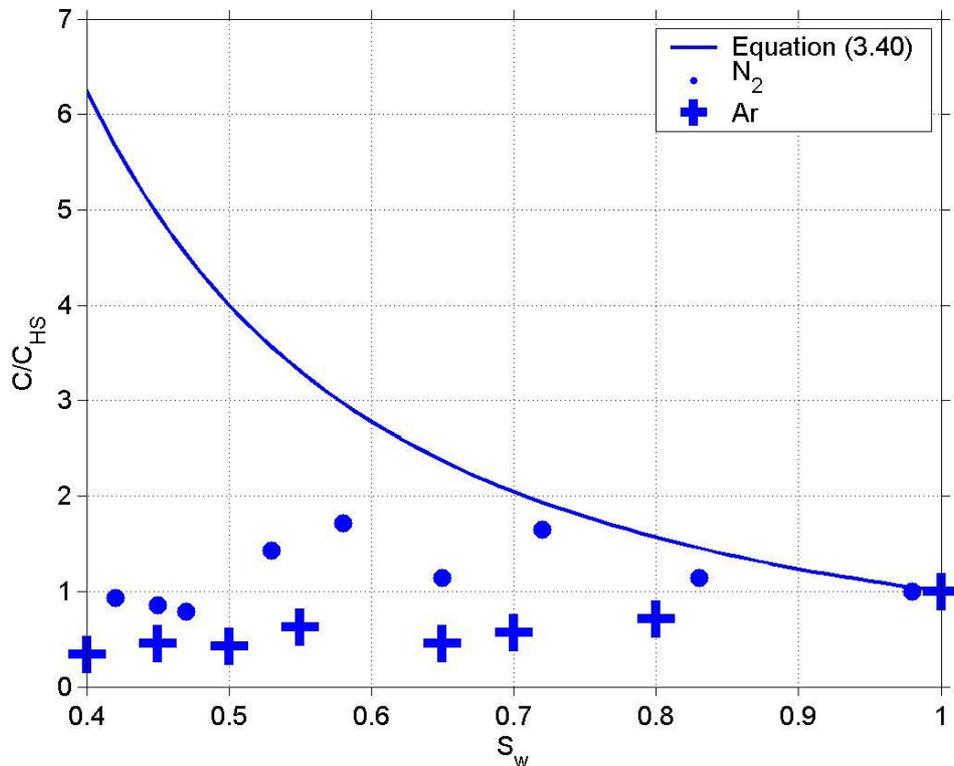


Fig. 3.17 – Evolution du rapport entre le coefficient de couplage électrocinétique  $C$  et  $C_{HS}$  en fonction de la saturation du milieu poreux d'après la formule 3.40 (avec  $w = 0$  et  $n = 2$ ) et pour une colonne de sable traversée par un jet d'azote (points) et d'argon (croix) (d'après Guichet et al., 2003).

Dans le paragraphe précédent, nous avons essayé de voir l'influence des variations de saturation en eau sur le couplage électrocinétique par la présence d'air. D'autres fluides tels que des hydrocarbures peuvent aussi jouer ce rôle car ce sont de très mauvais conducteurs électriques au même titre que l'air. Okada et Akagi (1987) ont par exemple observé que le potentiel  $\zeta$  d'un système huile – saumure est comparable à celui d'un système air – saumure. On peut donc s'attendre à ce que le coefficient de couplage électrocinétique d'un écoulement diphasique eau – huile dans un réservoir à eau mouillante (c'est-à-dire lorsque l'eau est en contact avec la surface des minéraux) soit beaucoup plus fort que pour un écoulement monophasique (Sprunt et al., 1994). Malheureusement, à ce jour, aucune mesure fiable n'existe qui puisse confirmer ou infirmer cette hypothèse.

Dans le cas de réservoirs à teneur en eau très faible, les hydrocarbures sont en contact avec la surface des minéraux (huile mouillante) ce qui change complètement la configuration de la

double couche électrique et ainsi le potentiel  $\zeta$ . Wurmstich et Morgan (1994) estiment que les potentiels  $\zeta$  de solutions non aqueuses sont 5 à 20 fois plus importants que pour des saumures. Les phénomènes électrocinétiques y seraient alors beaucoup plus importants que dans les solutions aqueuses. Malheureusement un autre phénomène est à prendre en compte, il s'agit de la forte viscosité des hydrocarbures. En effet, cette dernière risque de réduire considérablement les courants de convection et ainsi de compenser l'augmentation du potentiel  $\zeta$ . Il est par conséquent probable que l'effet électrocinétique dominant pour un écoulement diphasique eau – huile à huile mouillante n'est pas à l'interface huile – minéraux mais plutôt à l'interface eau – huile (Wurmstich et Morgan, 1994)...

## Bibliographie se rapportant à ce chapitre:

- Antraygues P. and Aubert M., 1993, Self Potential generated by two-phase flow in a porous medium: experimental study and volcanological applications, *J. Geophys. Res.*, 98, 22,273-22,281.
- Atkins P., 1978, *Physical Chemistry*, W. H. Freeman Co. San Francisco.
- Bernabé Y., Mok U., Mainault A. and Evans B., 2003, Laboratory measurements of electrical potential in rock during high-temperature water flow and chemical reactions, *Geothermics*, 32, 297-310.
- Bernabé, Y., 1998. Streaming potential in heterogeneous networks, *J. Geophys. Res.*, 103, 20,827-20,841.
- Chen Z., Narayan S.P., Yang Z. and Rahman S.S., 2000, An experimental investigation of hydraulic behaviour of fractures and joints in granitic rocks, *Int. J. Rock Mech. Mining Sci.*, 37, 1,061-1,071.
- Fernandez D.V., Goodwin A.R.H., Lemmon E.W., Sengers J.M.H.L. and Williams R.C., 1997, A formulation for the static permittivity of water and steam at temperatures from 283 K to 873 K at pressures up to 1200 MPa, including derivations and debye-hückel coefficients, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 26, 4, 1,125-1,166.
- Guichet X., Jouniaux L. and Pozzi J.P., 2003, Streaming Potential of a sand column in partial saturation conditions, *J. Geophys. Res.*, 108, B3, 2141, doi:10.1029/2001JB001517.
- Hunter R.J., 1992, *Foundations of colloid science vol I*, Oxford Science Publications, 555-557.
- Ishido T. and Mizutani H., 1981, Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86, 1,763-1,775.
- Jiang, Y.G., Shan F.K., Jin H.M., Zhou L.W. and Sheng P., 1998, A method for measuring electrokinetic coefficients of porous media and its potential application in hydrocarbon exploration, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 1,581-1,584.
- Jouniaux L., 1994, Effets électriques et magnétiques liés aux circulations de fluides dans les roches sous contraintes, Thèse de Doctorat de l'Université de Paris VI.
- Jouniaux L. and Pozzi J.P., 1995a, Streaming potential and permeability of saturated sandstones under triaxial stress: consequences for electrotelluric anomalies prior to earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 100, B6, 10,197-10,209
- Jouniaux L. and Pozzi J.P., 1995b, Streaming potential in volcanic rocks from Mount Pelée, *J. Geophys. Res.*, 105, B4, 8,391-8,401.
- Jouniaux L., Bernard M.L., Pozzi J.P. and M. Zamora, 2000, Electrokinetics in rocks: laboratory measurements in sandstones and volcanic samples, *Phys. Chem. Earth (A)*, 25, 4, 329-322.

- Lorne B., Perrier F. and Avouac J.P., 1999a, Streaming Potential measurements 1. Properties of the electrical double layer from crushed rock samples, *J. Geophys. Res.*, 104, B8, 17,857-17,877.
- Lorne B., Perrier F. and Avouac J.P., 1999b, Streaming Potential measurements 1. Relationship between electrical and hydraulic flow patterns from rock samples during deformation, *J. Geophys. Res.*, 104, B8, 17,879-17,896.
- Marino S., Coelho D., Bekri S., and Adler P.M., 2000, Electroosmotic phenomena in fractures, *J. Colloid Interface*, 223, 293-304.
- Morgan F.D., Williams E.R. and Madden T.R., 1989. Streaming potential properties of Westerley granite with applications, *J. Geophys. Res.*, 94, 12,449-12,461.
- Nabighian M. N., 1987, Electromagnetic methods in applied geophysics, Society Exploration Geophysicists, Vol. 1, 133.
- Okada K. and Agaki Y., 1987, Methods and apparatus to measure the zeta potential of bubbles, *J. Chem. Eng. of Japan*, 1, 11-15.
- Pinettes, P., Bernard, P., Cornet, F., Hovhannissian, G., Jouniaux, L., Pozzi, J.P., and Barthès V., 2001, On the difficulty of detecting streaming potentials generated at depth, *Pure Appl. Geophys.*, 159, 2,629-2,657.
- Pride S., 1994, Governing equations for the coupled electromagnetic and acoustics of porous media, *Phys. Review B*, 50, 21, 15,678-15,696.
- Revil A. and Glover P.W.J., 1997, Theory of ionic-surface conduction in porous media, *Phys. Review B*, 55, 3, 1,757-1,773.
- Revil A. and Glover P.W.J., 1998, Nature of electrical conductivity in natural sands, sandstones and clays, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 5, 691-694.
- Revil A. and Pezard P.A., 1999a. Streaming potential in porous media 1. Theory of the zeta potential, *J. Geophys. Res.*, 104, 20,021-20,031.
- Revil A., Schwaeger H., Cathles III L.M. and Manhardt P.D., 1999b. Streaming potential in porous media, 2. Theory and application to geothermal systems, *J. Geophys. Res.*, 104, 20,033-20,048.
- Revil A. and Leroy P., 2001, Hydroelectric coupling in a clayey material, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 8, 1,643-1,646.
- Revil A., 2002, The hydroelectric problem of porous rocks: thermodynamic approach and introduction of a percolation threshold, *Geophys. J. Int.*, 151, 944-949.
- Rice C.L. and Whitehead R., 1965, Electrokinetics flow in a narrow cylindrical capillary, *J. of Physical Chemistry*, 69, 11, 4017-4023.
- Sen P. N. and Goode P. A., 1992, Influence of temperature on electrical conductivity on shaly sands, *Geophysics*, 57, 89-96.

Sprunt E. S., Mercer T. B. and Djabbarah N. F., 1994. Streaming potential from multiphase flow, *Geophysics*, 59, 707-711.

Wurmstich B. and Morgan F.D., 1994. Modeling of streaming potential responses caused by oil well pumping, *Geophysics*, 59, 46-54.



# **Chapitre 4**

## *Caractérisation et suivi d'écoulements souterrains*



## Chapitre 4

### *Caractérisation et suivi d'écoulements souterrains*

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser aux phénomènes électrocinétiques induits par des circulations d'eau souterraines. Nous allons d'abord dresser une liste, la plus complète que possible, des différents types d'écoulements hydriques pour lesquels des Potentiels Spontanés (PS) d'origine électrocinétique ont été clairement observés.

Nous allons ensuite essayer de voir comment utiliser ces signaux pour caractériser et suivre des écoulements souterrains. En effet, plusieurs méthodes d'inversion permettent de reconstruire la géométrie de l'écoulement ; nous les testerons donc sur un « cas d'école » enregistré lors d'un pompage dans un aquifère superficiel. Nous montrerons alors les limitations de ces techniques qui nous ont amenés à développer une nouvelle méthode d'inversion.

#### 4.1 PS INDUITS PAR DES CIRCULATIONS HYDRIQUES

Dans ce paragraphe, nous allons passer en revue les principaux types d'écoulements pour lesquels des phénomènes électrocinétiques ont été clairement identifiés. Nous les divisons en trois catégories : les écoulements naturels, les circulations hydrothermales dans des champs géothermiques ou volcans actifs et les écoulements produits par des circulations d'eau forcées (e.g. pompage, injection).

##### *4.1.1 PS INDUITS PAR DES ÉCOULEMENTS NATURELS*

Les écoulements gravitaires causés par des variations de topographie d'une nappe phréatique génèrent par couplage électrocinétique des anomalies de PS dans le sol qui peuvent atteindre plusieurs dizaines de millivolts (e.g. Aubert et Atangana, 1996). Bien que ces anomalies dépendent de la lithologie, de la chimie de l'eau et de l'hétérogénéité de la conductivité électrique de la zone non saturée (cf. § L'électrocinétisme), elles sont généralement corrélées avec la géométrie de l'aquifère (Fournier, 1989, Aubert et Atangana, 1996, Birch, 1993, 1998). A titre d'exemple, nous avons reproduit la carte de PS de Aubert et al. (1990) qui a permis aux auteurs de délimiter les bassins versants alimentant les sources d'eau de Volvic et d'Argnat (figure 4.1) ; on constate en effet que chaque bassin est associé à une forte anomalie de PS négative (supérieure à 200 mV en valeur absolue).

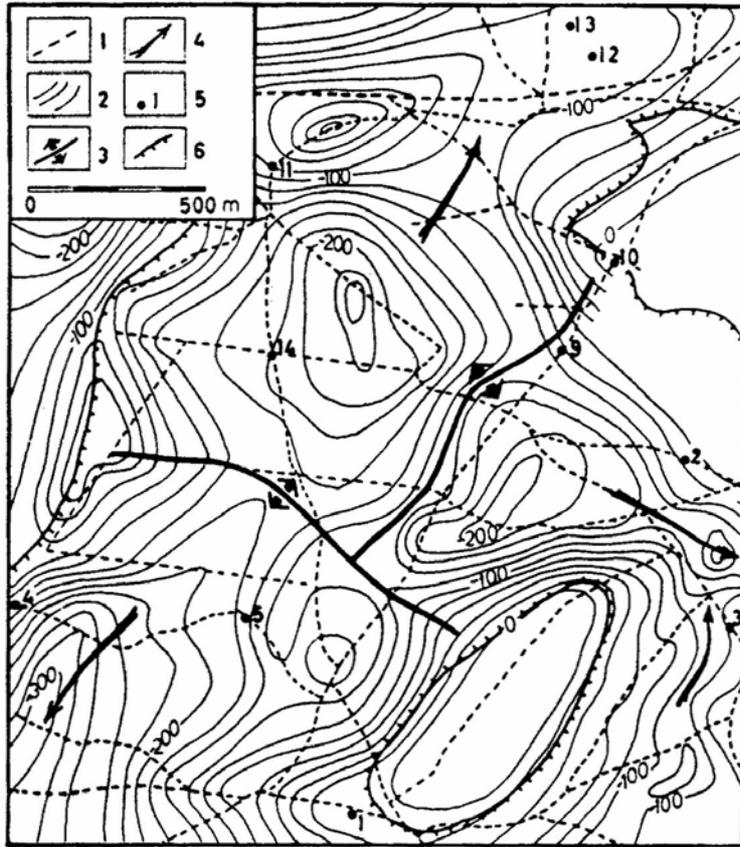


Fig. 4.1 – Carte de PS.  
 (1) Profils PS ;  
 (2) courbes isopotentielles équadistantes de 20 mV ;  
 (3) : limites entre les bassins versants de Volvic et d'Argnat et (4) circulations principales d'après la carte PS ;  
 (5) forages et (6) limites de la zone non saturée (d'après Aubert et al., 1990).

Le suivi avec le temps des anomalies de PS d'origine électrocinétique révèle qu'en plus d'être corrélées avec la géométrie l'écoulement souterrain, elles le sont avec son intensité, par exemple son débit. C'est ce qu'ont montré Perrier et al. (1999) en suivant l'évolution des PS induits par des variations périodiques du débit d'une source au Népal (figure 4.2) et Blake et Clarke (1999) en étudiant les PS induits par des écoulements sous-glaciaires transitoires.

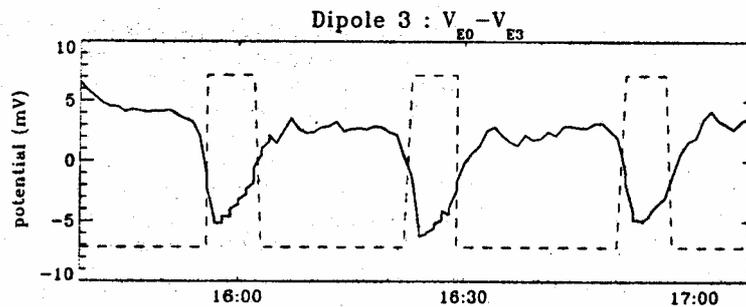


Fig. 4.2 – Différences de potentiels électriques (traits continus) observées en fonction du temps à Dhor Barahi le 28 mai 1998. Les signaux rectangulaires (en pointillés) représentent la décharge de la source (d'après Perrier et al., 1999).

A une plus grande échelle, Trique et al. (2002) ont montré que les variations saisonnières des niveaux de deux lacs alpins produisent des anomalies de potentiels électriques fortement corrélées avec l'écoulement inter lacs. Encore à plus une grande échelle, Corwin et Morrison (1977) ont mis en évidence des anomalies de PS vraisemblablement reliées à des circulations de fluides dans la zone dilatante apparaissant quelques jours avant la rupture d'un séisme de magnitude 2.4 sur la faille de San Andreas (figure 4.3).

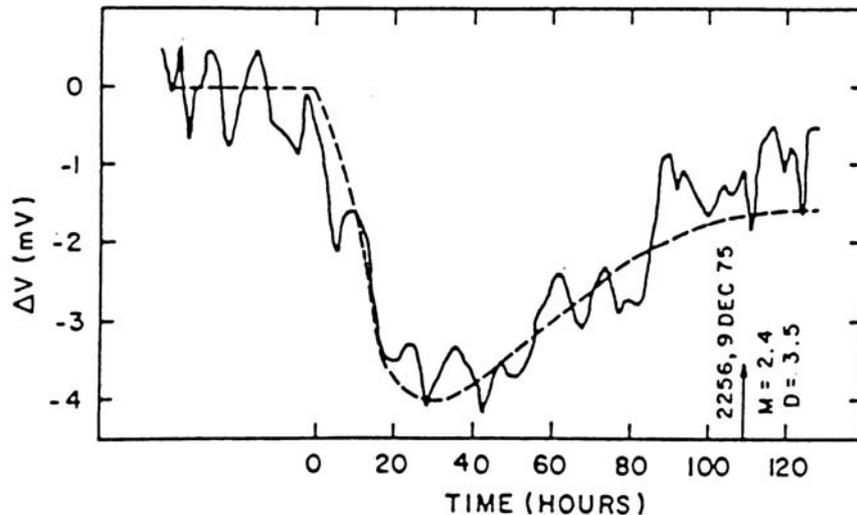


Fig. 4.3 – Variations de PS enregistrés à 2.5 km de l'épicentre du séisme du 9 décembre 1975 de magnitude 2.4 situé sur la faille de San Andreas. La courbe en pointillée représente l'anomalie de PS engendré théoriquement par des phénomènes électrocinétiques (d'après Corwin et Morrison, 1977).

#### 4.1.2 PS INDUITS PAR DES CIRCULATIONS HYDROTHERMALES

Les circulations hydrothermales dans des édifices volcaniques ou des champs à forts gradients géothermiques génèrent par couplage électrocinétique des anomalies de PS en surface fortement corrélées avec la géométrie de la cellule convective. Bien que dans tels contextes les effets électrocinétiques dus aux transferts de fluides monophasiques (eau) ou biphasiques (eau + vapeur) dans le milieu poreux soient associés à des effets électrothermiques (dus aux forts gradients de température) ou électrochimiques (dus aux importants contrastes de composition chimique entre les fluides), on peut supposer que l'électrocinétisme reste la cause majeure des anomalies de PS en surface (Ishido et Mizutani, 1981, Morgan et al., 1989, Michel et Zlotnicki, 1998).

De nombreux modèles tentent d'expliquer le lien entre la géométrie de la cellule convective et des anomalies de PS en surface (Zablocki, 1978, Sill, 1983, Ishido, 1997, Revil et Pezard, 1998, Adler et al., 1999). Nous n'allons cependant nous limiter à décrire celui de Morgan et al. (1989) car

c'est celui qui rend le plus souvent compte de la réalité (Aubert et al., 1990). Ce modèle suppose que la convection hydrothermale est confinée à une fissure dans laquelle l'écoulement est rapide et chaud alors que l'eau météorique douce et froide s'infiltré en profondeur par l'intermédiaire du milieu encaissant moins perméable que la fissure (figure 4.4). Selon, la chimie des fluides, la lithologie et la température du milieu, l'effet électrocinétique du courant ascendant peut dominer ou être négligeable par rapport à celui du courant descendant ; cela se traduit par une anomalie de PS en surface négative, positive ou dipolaire. La figure 4.4 représente la distribution des courants électriques et la forme de l'anomalie de PS en surface dans le cas où l'effet électrocinétique dans la région descendante et froide est plus important que celui de la région ascendante et chaude : c'est le cas lorsque le fluide montant est de la saumure car elle a un coefficient de couplage électrocinétique plus faible que l'eau douce descendante. L'anomalie de PS en surface est alors négative.

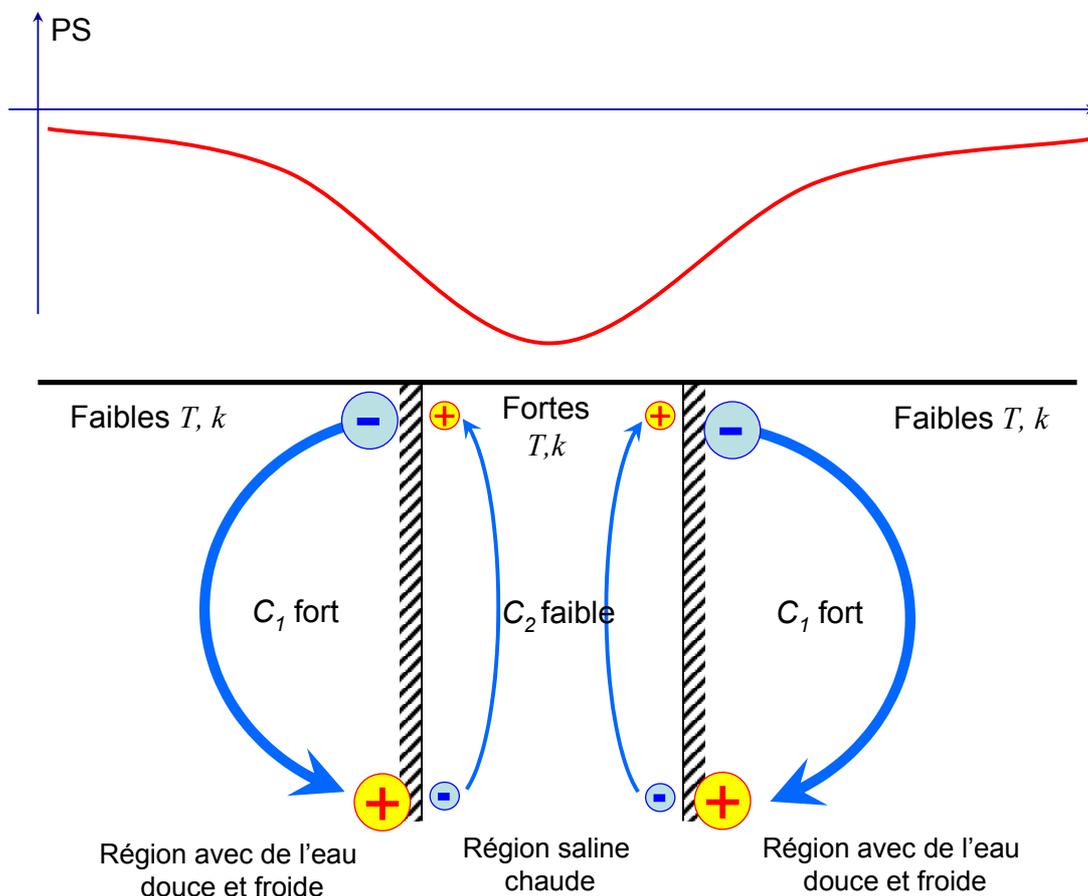


Fig. 4.4 – Distribution des courants électriques et la forme de l'anomalie de PS en surface dans le cas où l'effet électrocinétique dans la région descendante et froide est plus important que celui de la région ascendante et chaude (modifié de Morgan et al., 1989).

Pour des configurations plus complexes où les contributions des courants ascendant et descendant sont du même ordre de grandeur, on peut s'attendre à des anomalies multipolaires du type décrit par Michel et Zlotnicki (1998). On trouve alors une zone d'anomalie de PS positive à l'aplomb de la zone d'ascendance du fluide hydrothermal chaud et des zones d'anomalies négatives autour induites par l'infiltration des eaux météoriques douces et froides (figure 4.5).

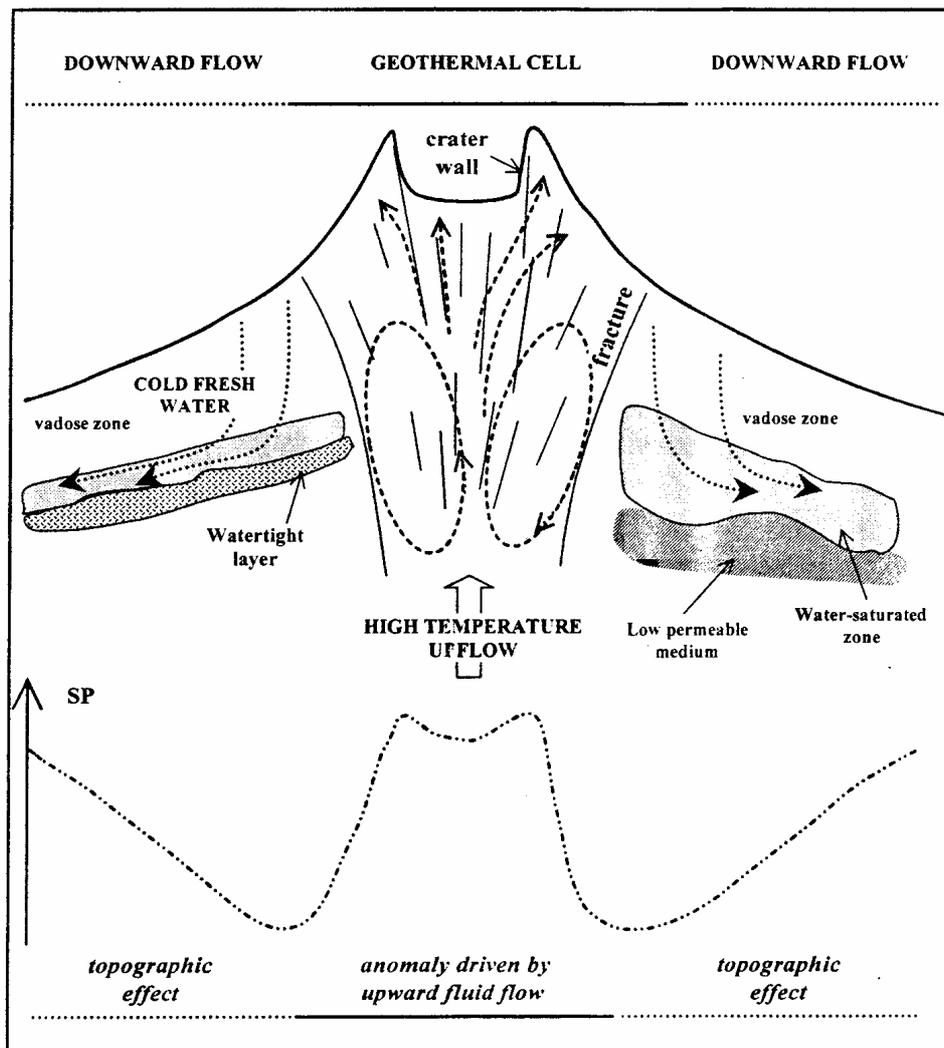


Fig. 4.5 – Schéma de l'anomalie de PS générée par un système géothermique convectif. La chaleur provient d'une chambre magmatique sous-jacente et l'eau météorique est la source du flux d'eau froide descendant (d'après Michel et Zlotnicki, 1998).

La bonne corrélation spatiale entre anomalies de PS en surface et géométrie de la cellule convective hydrothermale a poussé de nombreux auteurs à utiliser la méthode des PS pour cartographier l'activité hydrothermale des champs géothermiques (e.g. Zohdy et al., 1973, Corwin et Hoover, 1979, Fitterman et Corwin, 1982), imager la structure hydrothermale des édifices

volcaniques (e.g. Zablocki, 1978, Ishido et al., 1997, Aubert et al., 2000) ou encore pour identifier des circulations hydrothermales à l'échelle crustale (e.g. Sill, 1983, Perrier et al., 2002). En plus de cet aspect d'imagerie, ces dernières années ont vu le développement d'outils de suivi de PS sur des volcans actifs afin de détecter l'augmentation d'activité hydrothermale précédant une éruption volcanique et ainsi utiliser l'information de PS comme un outil de prédiction des éruptions (Malengreau et al., 1994, Michel et Zlotnicki, 1998).

#### 4.1.3 PS INDUITS PAR DES ÉCOULEMENTS ARTIFICIELS

Le pompage ou l'injection d'eau dans le sous-sol génère des écoulements beaucoup plus intenses que les circulations naturelles qui, par couplage électrocinétique, génère des anomalies de PS qui peuvent atteindre facilement plusieurs dizaines de millivolts (e.g. Bogoslovsky et Ogilvy, 1973). Le plus souvent, ces écoulements sont suivis à l'aide de puits d'observation équipés de capteurs hydrauliques (e.g. piezomètres) ce qui est coûteux et lourd à mettre en œuvre. La méthode de mesure des PS semble alors être une alternative intéressante car elle est peu coûteuse, non invasive et facile d'installation. Ceci explique l'intérêt grandissant des géophysiciens à tester cette méthode dans des contextes aussi divers que variés que le pompage dans des nappes phréatiques (e.g. Bogoslovsky et Ogilvy, 1973, Kelly et Mares, 1993, Pinettes et al., 2002, Revil et al., 2002, 2003) ou dans des réservoirs géothermiques (e.g. Ishido et al., 1983, Kawakami et Takasugi, 1994, Ushijima et al., 1999, Murakami et al., 2001, Marquis et al., 2002) ou pour l'étude de fuites d'eau dans des barrages (Ogilvy et al., 1968, Titov et al., 2000).

A titre d'exemple, la figure 4.6 reprend les mesures de PS et de hauteurs piézométriques faites par Bogoslovsky et Ogilvy en 1973 lors d'un pompage en régime permanent dans un aquifère superficiel. Elles mettent très bien en évidence la corrélation spatiale qu'il existe entre l'anomalie PS en surface et la géométrie l'aquifère. De telles observations font espérer reconstruire directement la géométrie de la nappe phréatique à partir de la seule mesure des PS en surface. Nous allons voir pourquoi et comment dans la section suivante.

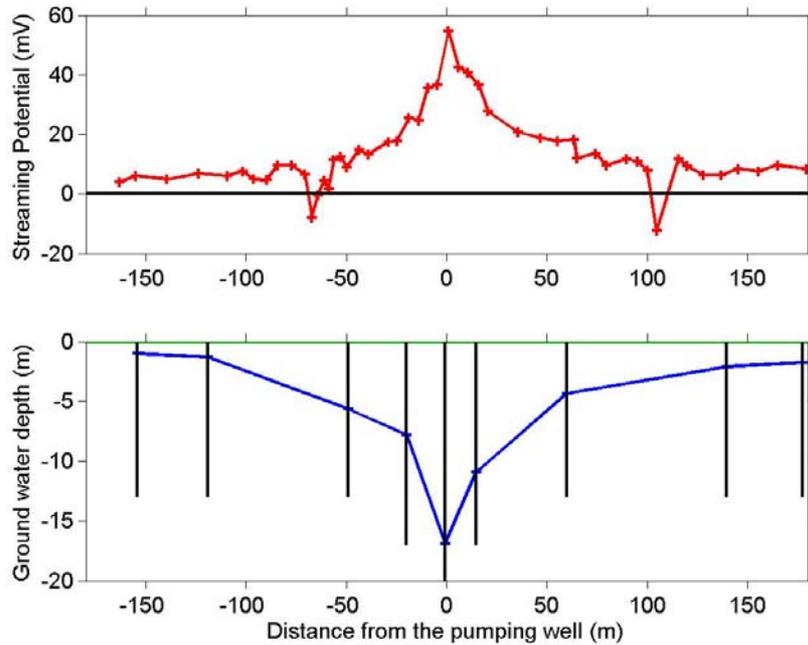


Fig. 4.6 – Potentiels Spontanés mesurés en surface (haut) et hauteurs piézométriques mesurées dans des puits d'osbervation (bas) lors d'un pompage en régime permanent dans un aquifère superficiel (d'après Bogoslovsky et Ogilvy, 1973).

## 4.2 METHODES D'ANALYSE DES PS INDUITS PAR DES ÉCOULEMENTS SOUTERRAINS

Dans ce paragraphe, nous allons passer en revue les outils d'analyse les mieux adaptés à la reconstruction de la géométrie d'une circulation hydrique à partir de mesures de PS. Nous en dénombrons six : la surface SPS (Aubert et Atangana, 1996), la méthode de Fournier (1989), la tomographie de probabilité d'occurrence de charges (Patella, 1997a), les méthodes électrographiques (Revil et al., 2003), l'analyse par ondelettes (Sailhac et Marquis, 2001, Gibert et Pessel, 2001) et la déconvolution de l'équation d'Euler.

### 4.2.1 LA SURFACE SPS

Aubert et Atangana (1996) ont proposé qu'il existe une relation linéaire entre l'épaisseur de la zone non saturée  $E$  au dessus d'un aquifère et l'anomalie de PS en surface  $V$  (figure 4.7) telle que

$$E(\vec{x}) = \frac{V(\vec{x})}{K} + E^0 \quad (4.1)$$

où  $\vec{x}$  est le vecteur position,  $K$  est un coefficient (mV/m) et  $E^0$  est l'épaisseur de la zone non saturée (m) à l'aplomb du point de référence des mesures de PS i.e. où  $V = 0$ . D'après les auteurs, cette

formule est une adaptation de l'équation de Helmholtz-Smoluchowski à la zone vadose. Elle n'est valable que lorsque le contraste de résistivité électrique entre la zone vadose et la zone saturée est grand et que la zone non saturée est un milieu poreux homogène. Cette relation permet alors de définir une surface équipotentielle appelée surface SPS qui correspond à la limite supérieure de l'aquiclude et de la zone saturée. Pour un aquifère libre, cette surface correspond au toit de la nappe. Le coefficient  $K$ , qui est équivalent au coefficient de couplage électrocinétique  $C$ , ne dépend que de la lithologie de la zone non saturée et de la chimie du fluide. Pour des formations sédimentaires superficielles, les auteurs l'estiment entre -10 et -1 mV/m et pour des formations volcaniques, entre -4 et -1 mV/m.

Si l'on tient compte de l'altitude  $h$  auxquelles sont faites les mesures de PS, l'équation (4.1) se généralise en

$$H(\vec{x}) = h(\vec{x}) - \frac{V(\vec{x})}{K} - E^0 \quad (4.2)$$

où  $H$  est l'altitude de la surface SPS (m).

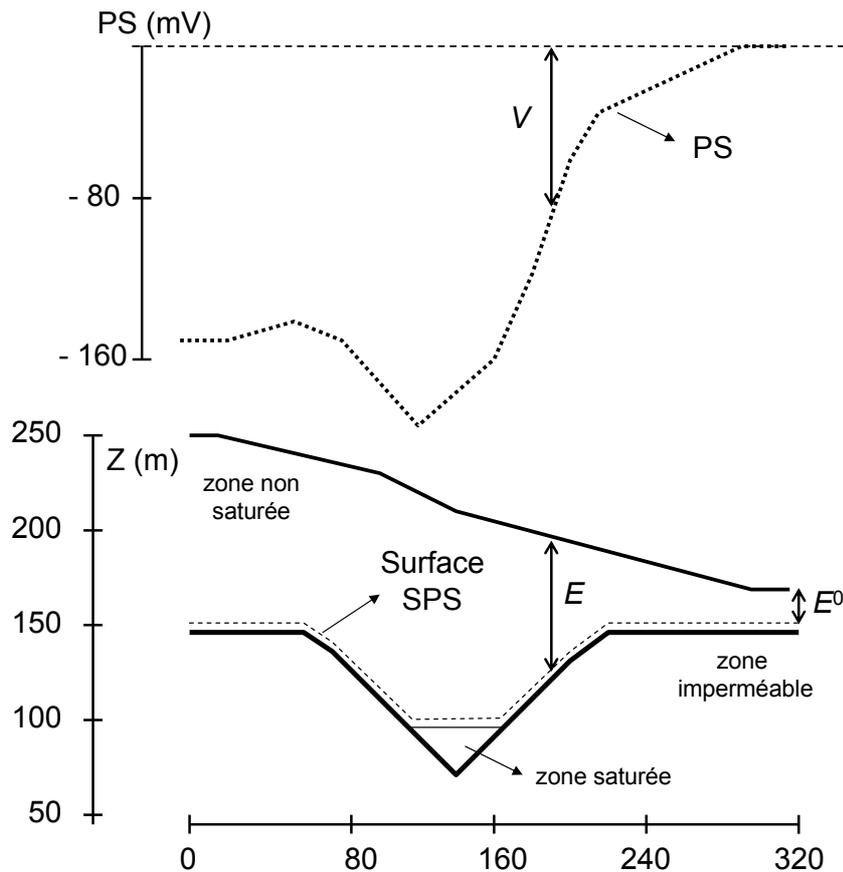


Fig. 4.7 – Schéma de principe de la surface SPS (Aubert et Atangana, 1996).

Bien que Revil et al. (2003) aient redémontré l'équation (4.2) à partir de la formule de Fournier (1989), cette approche reste très empirique. Elle suppose de plus que le problème est 1D

alors que ce n'est pratiquement jamais le cas. Elle semble néanmoins donner de bonnes estimations de la profondeur de la nappe phréatique dans des cas réels (e.g. Aubert et Atangana, 1996, Aubert et al., 2000) ce qui nous encourage à l'utiliser comme outil de première analyse (par exemple lors d'un dépouillement de données sur le terrain).

#### 4.2.2 LA METHODE DE FOURNIER

Fournier (1989) a proposé que l'effet électrocinétique d'un écoulement d'eau dans un aquifère est équivalent à l'effet d'une couche de dipôles électriques placés au toit de cette nappe et d'intensité proportionnelle à la hauteur piézométrique. Son analyse repose sur l'hypothèse que le coefficient de couplage électrocinétique  $C$  change brutalement au passage de la zone saturée à la zone non saturée mais qu'ils sont constants dans chacune de ces régions. Pour un écoulement 2D et un sous-sol de conductivité électrique constante, il exprime le potentiel électrique  $V$  en surface sous la forme

$$V(z=0) = -\frac{(C_2 - C_1)}{2\pi} \iint_S H \frac{\vec{r} \cdot \vec{n}}{r^3} ds \quad (4.3)$$

où  $C_1$  et  $C_2$  sont respectivement les coefficients de couplage électrocinétique dans la zone saturée et non saturée (mV/m),  $H$  est la hauteur piézométrique (m),  $S$  est la surface séparant la zone saturée et de la zone non saturée,  $\vec{n}$  est le vecteur normal à  $S$  et  $\vec{r}$  est le vecteur position (m) (figure 4.8).

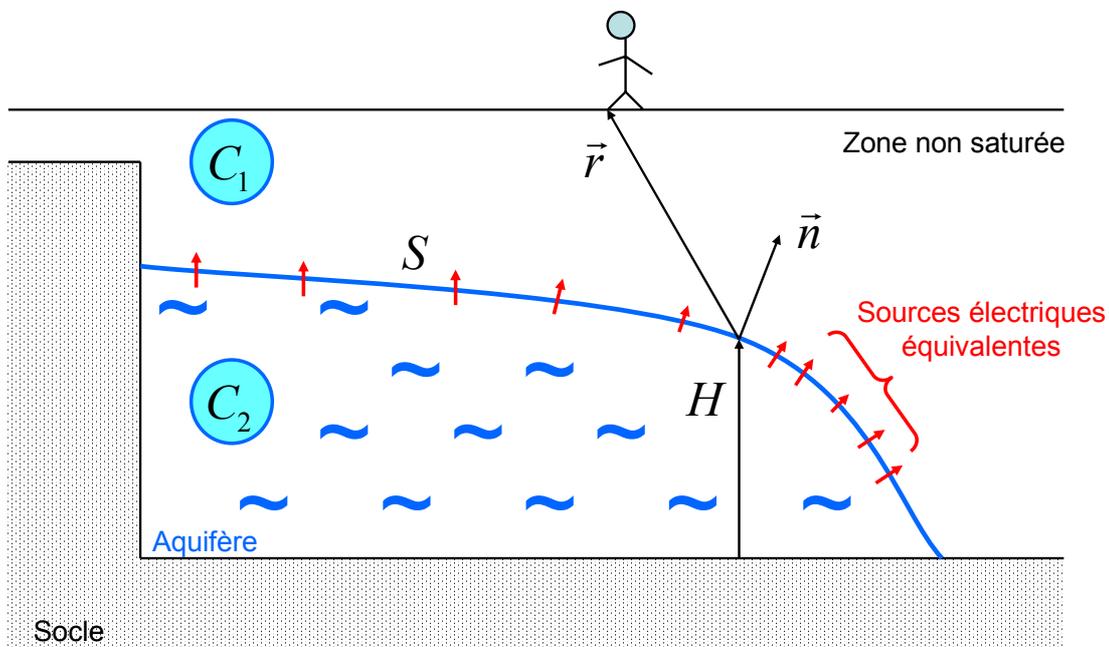


Fig. 4.8 – Modèle électrocinétique d'un écoulement dans une nappe libre proposé par Fournier (1989)

Cette formule a permis à l'auteur de reconstruire la géométrie de différents écoulements souterrains en contexte volcanique. Birch (1993, 1998) a repris plus tard ces travaux et a automatisé la procédure afin de retrouver directement la géométrie de la nappe phréatique à partir de mesures de PS. Elle a aussi servi de pilier fondateur aux méthodes électrographiques proposées par Revil et al. (2003) que nous allons exposer dans la section 4.2.4.

#### 4.2.3 LA PROBABILITE D'OCCURRENCE DE CHARGES

Patella (1997a) a montré que la solution de l'équation de conservation du courant électrique en présence de sources de courants électrocinétiques dans un espace de conductivité électrique arbitraire peut se mettre sous la forme discrétisée

$$V(P) = \sum_{q=1}^Q \frac{\Gamma_q}{r_q} \quad (4.4)$$

où  $V$  est le potentiel électrique (V),  $Q$  le nombre de frontières de l'espace discrétisé,  $\Gamma_q$  l'intensité de l'accumulation de charge électrique à la frontière  $q$  (V.m) et  $r_q$  la distance entre la charge  $q$  et le point d'observation  $P$ . Les sources  $\Gamma_q$  peuvent être primaires, c'est-à-dire induites par des couplages électrocinétiques, ou bien secondaires, c'est-à-dire induites par des contrastes de conductivité électrique. Patella (1997a) a alors proposé d'évaluer en tout point de l'espace la probabilité de trouver une telle source  $\Gamma_q$  en calculant le produit de convolution entre le signal mesuré et la fonction de Green de cette source dans un espace homogène. De plus, afin de rendre le résultat facilement interprétable et indépendant de l'amplitude du signal, l'auteur suggère de normaliser ce produit par l'énergie du signal. Il en résulte que dans le cas 2D, la probabilité de trouver une charge  $\Gamma_q$  en un point  $(x_q, z_q)$  de l'espace s'exprime par

$$P(x_q, z_q) = \frac{2\sqrt{2}}{z_q^{3/2} \sqrt{\pi \int_{-\infty}^{+\infty} E_x^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(x) \mathfrak{S}_x(x - x_q, z_q) dx \quad (4.5)$$

où  $E_x = \frac{\partial V}{\partial x}$  est le champ électrique horizontal mesuré en surface (V/m) et  $\mathfrak{S}_x$  est la dérivée horizontale de la fonction de Green d'une source électrique ponctuelle dans un espace homogène

$$\text{soit } \mathfrak{S}_x(x - x_q, z_q) = \frac{(x - x_q)}{[(x - x_q)^2 + z_q^2]^{3/2}}.$$

Les probabilités sont comprises entre -1 et 1 ce qui implique que les sources électrocinétiques sont en majorité dans les zones où la valeur absolue de  $P$  est proche de 1. L'auteur préfère utiliser la dérivée horizontale des potentiels électriques en surface lors du produit de

convolution à la place du potentiel électrique car c'est la quantité que l'on mesure lors d'une prospection de PS.

Patella (1997a) a généralisé cette approche au cas tridimensionnel et Patella et al. (1997b) l'ont adaptée afin prendre en compte les variations de topographie. Elle a aussi été modifiée par Revil et al. (2001) afin de rechercher des sources dipolaires (et non plus des monopoles) qui sont beaucoup mieux adaptés à la recherche de sources de PS d'origine électrochimique.

Afin d'illustrer cette technique, nous l'avons appliquée sur l'exemple synthétique simple d'une source ponctuelle enfouie à 10 m de profondeur et en  $x = 0$  m dans la cas où l'espace est électriquement homogène et infini. La figure 4.9 représente la distribution de la probabilité d'occurrence de charges  $P$  de Patella (1997a). On peut estimer la profondeur de la source à 10 m +/- 1 m et sa position horizontale à  $x = 0$  +/- 1 m.

Nous avons ensuite testé cette méthode sur le même exemple mais en ajoutant 25 % de bruit gaussien d'écart type 1 et de moyenne 0 (figure 4.10). La distribution de la probabilité d'occurrence de charges donne une profondeur de source comprise entre 8 et 16 m et une position horizontale de +/- 10 m. Ces valeurs ne sont pas très bonnes et illustrent le fait que cette technique est très sensible au bruit sur les données car elle nécessite le calcul d'une dérivée horizontale.

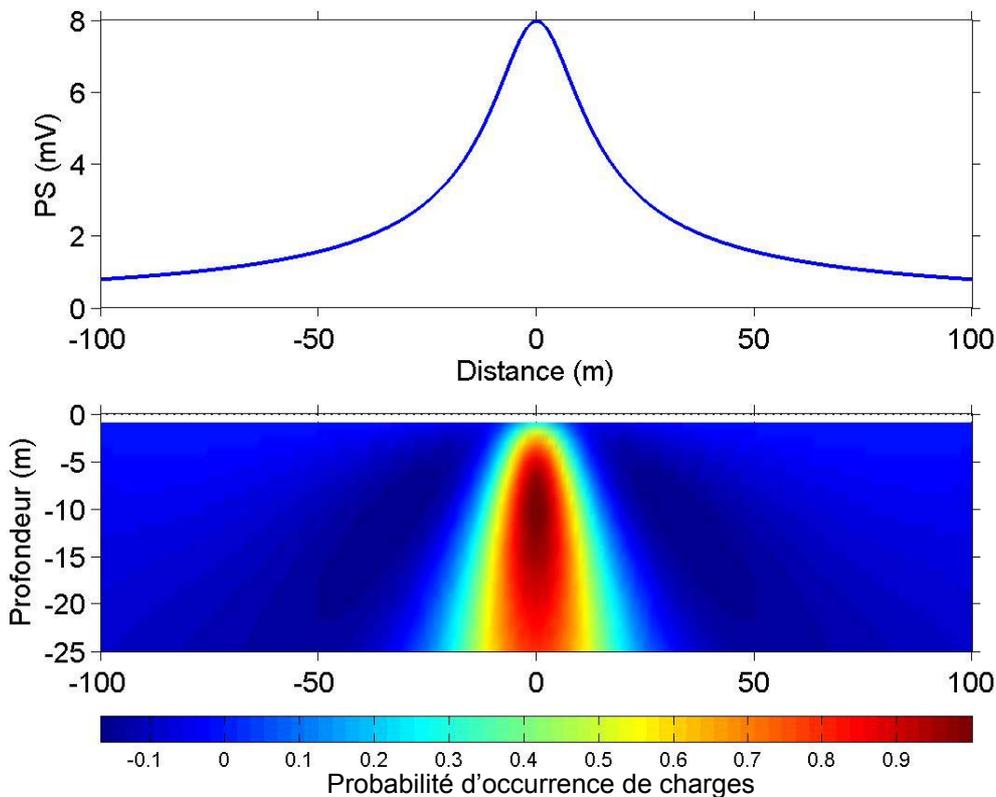


Fig. 4.9 – Haut : anomalie de PS en surface produite par une source ponctuelle –  
Bas : probabilité d'occurrence de charges.

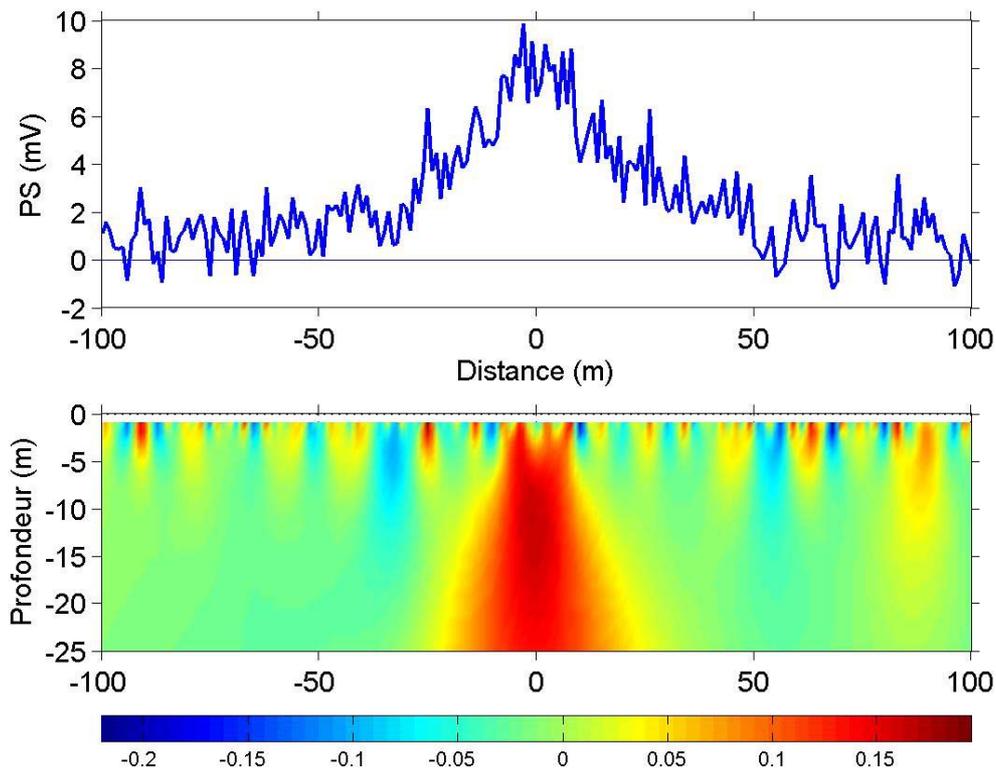


Fig. 4.10 – Haut : anomalie de PS en surface produite par une source ponctuelle avec un bruit gaussien de 25 % – Bas : probabilité d'occurrence de charges.

#### 4.2.4 LES METHODES ELECTROGRAPHIQUES

Revil et al. (2003) ont repris les travaux de Fournier (1989) et les ont généralisés à un sous-sol dont la conductivité électrique n'est pas homogène. Ainsi, expriment-ils le potentiel électrique  $V$  à la surface du sol sous la forme

$$V(z = 0) = \frac{C'}{4\pi} \iint_{\partial\Omega} (h - h_0) \left( \frac{\vec{r} \cdot \vec{n}}{r^3} \right) dS + \frac{1}{4\pi} \iint_{\Omega} \frac{\vec{E}}{r} \cdot \frac{\vec{\nabla} \rho}{\rho} dV \quad (4.7)$$

où  $C'$  est le coefficient de couplage électrocinétique dans la zone saturée (mV/m),  $\rho$  la résistivité électrique du sous-sol ( $\Omega \cdot m$ ),  $\vec{E}$  le champ électrique (V/m),  $\Omega$  le demi-espace représentant le sous-sol,  $\partial\Omega$  la surface séparant la zone saturée et de la zone non saturée,  $\vec{n}$  le vecteur normal à  $\partial\Omega$ ,  $h$  et  $h_0$  respectivement les hauteurs piézométriques sur  $\partial\Omega$  et à un niveau de référence (m) et  $\vec{r}$  le vecteur position (m) (figure 4.8). Le premier terme de droite correspond aux sources primaires dipolaires situées à la surface de la nappe et d'intensité  $C'(h - h_0)$  induites par électrocinétisme ; le second terme quant à lui correspond aux sources secondaires associées aux contrastes de résistivités électriques du sous-sol. Revil et al. (2003) proposent d'utiliser cette formule et un algorithme

d'optimisation du type Simplex afin de retrouver automatiquement la forme et la position de la nappe phréatique qui correspond le mieux aux mesures de PS.

En plus de cette méthode d'inversion, les auteurs proposent d'utiliser un algorithme de tomographie 2D inspiré de celui de Patella (1997a) afin de détecter la position la plus probable des sources électrocinétiques dipolaires verticales situées au toit de la nappe. Pour cela, ils calculent la probabilité  $P$  d'avoir une source dipolaire verticale partout dans l'espace grâce à la formule

$$P(x_q, z_q) = \frac{1}{(z_q - h_0)} \cdot \frac{1}{\sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} V^2(x) dx \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(x - x_q, z - z_q) dx}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} V(x) I(x - x_q, z - z_q) dx \quad (4.8)$$

où  $x_q$  et  $z_q$  est la position du point de l'espace où la probabilité  $P$  est évaluée (m),  $V$  est le potentiel électrique en surface (V) et  $I$  est la fonction de Green d'une source électrique dipolaire dans un

espace homogène i.e.  $I(x - x_q, z - z_q) = \frac{(z - z_q)}{(x - x_q)^2 + (z - z_q)^2}$ . Cette probabilité  $P$  est en fait un produit

de convolution normalisé entre le champ potentiel observé et la fonction de Green d'une source dipolaire. La géométrie de la nappe est alors donnée par la courbe d'isoprobabilité qui coïncide le mieux avec une mesure de hauteur piézométrique (dans le puits par exemple). Les auteurs remarquent néanmoins que cette approche n'est valable que pour aquifères dont la pente n'est pas trop forte ( $<15^\circ$ ); pour des aquifères plus pentus, il faudrait introduire la fonction de Green de sources dipolaires horizontales dans l'équation (4.8).

#### 4.2.5 L'ANALYSE PAR ONDELETTES

La méthode proposée par Sailhac and Marquis (2001) et Gibert et Pessel (2001) repose sur le calcul des coefficients complexes 2D  $W_C^2$  de la transformée en ondelette d'ordre 2 du signal PS

$$W_C^2(x, a) = a^2 \frac{\partial^2 P_a}{\partial x^2} * V - ja^2 \frac{\partial^2 P_a}{\partial x \partial z} * V \quad (4.8)$$

où  $V$  est le potentiel électrique mesuré en surface (V),  $P_a$  est l'ondelette d'analyse,  $a$  est le coefficient de dilatation (m) et  $x$  est la position sur le profil (m). Pour des champs potentiels, il est recommandé d'utiliser l'opérateur de prolongement vers le haut comme ondelettes d'analyse (Moreau, 1997, 1999)

$$P_a(x, a) = \frac{1}{\pi} \frac{a}{a^2 + x^2} \quad (4.9)$$

Pour obtenir les coefficients  $W_C^2$ , il faut d'abord calculer la dérivée verticale du potentiel électrique mesurée en surface et ensuite calculer le terme  $\frac{\partial P_a}{\partial x} * \frac{\partial V}{\partial z}$  de l'équation (4.8). Dans la

réalité, cette dérivée est nulle car le courant électrique normal à l'interface sol – air est nul ; il faut donc supposer l'espace infini et la dérivée verticale est alors donnée par la transformée d'Hilbert de la dérivée horizontale du potentiel électrique. Les coefficients d'ondelette  $W_C^2$  s'expriment alors

$$W_C^2(x, a) = a^2 \frac{\partial P_a}{\partial x^2} * V - ja^2 \frac{\partial^2 P_a}{\partial x^2} * \mathcal{H}(V) \quad (4.10)$$

où  $\mathcal{H}$  est l'opérateur de transformation d'Hilbert.

Sailhac et Marquis (2001) proposent ensuite d'étudier (dans le domaine des logarithmes) l'évolution du maximum des coefficients complexes d'ondelette au carré sur la dilatation au carré en fonction de la dilatation plus une certaine constante  $z_0$ . Ils montrent qu'il existe une certaine valeur  $z_0$  telle que la relation linéaire suivante est satisfaite

$$\log \left[ \frac{|W_C^2(x, a)|}{a^2} \right] = \log(I) + \beta \log(a + z_0) \quad (4.11)$$

Cette constante  $z_0$  s'interprète alors comme la profondeur de la source électrique générant l'anomalie de PS en surface. La pente  $\beta$  de la droite est appelé facteur de forme et donne une information relative à la géométrie de la source (e.g. pour une source ponctuelle,  $\beta = -3$ ). Enfin, l'ordonnée à l'origine de la droite  $\log(I)$  permet de déterminer l'intensité de la source électrique.

Nous avons testé cette méthode sur le même exemple synthétique que précédemment c'est-à-dire une source ponctuelle enfouie à une profondeur de 10 m placée dans un espace électriquement homogène et infini. La figure 4.11 représente le module du coefficient d'ondelette complexe d'ordre 2 ; les effets de bords lors la convolution avec l'ondelette ne permettent pas d'avoir de valeurs sur une largeur égale à la dilatation  $a$ . L'analyse du maximum de  $W_C^2$  (figure 4.12) nous donne une profondeur de source 10 m et un facteur de forme de -2.6 au lieu de 10 m et -3 : la source est donc correctement identifiée.

Nous avons ensuite testé cette méthode en ajoutant 25 % de bruit gaussien à l'exemple précédent. Le module du coefficient d'ondelette complexe d'ordre 2 est représenté sur la figure 4.13 et l'analyse du maximum de  $W_C^2$  sur la figure 4.14 ; nous trouvons une profondeur de source 0.5 m et un facteur de forme de -1.9 au lieu de 10 m et -3. Ces valeurs sont mauvaises et illustrent le fait que cette technique est très sensible au bruit sur les données car elle nécessite le calcul de dérivées secondes. On peut améliorer la performance de l'inversion en n'utilisant que les coefficients  $W_C^2$  supérieurs à un certain seuil car on voit bien sur la figure 4.13 que ce sont les valeurs aux petites dilatations qui détruisent la relation linéaire. A titre d'exemple, en prenant les dilatations supérieures à 6 m, on trouve une profondeur de source de 8.5 m au lieu de 10 m. Cette manipulation

revient cependant à appliquer un filtre passe bas sur les données ce qui enlève évidemment le bruit gaussien et nous rapproche de la situation précédente.

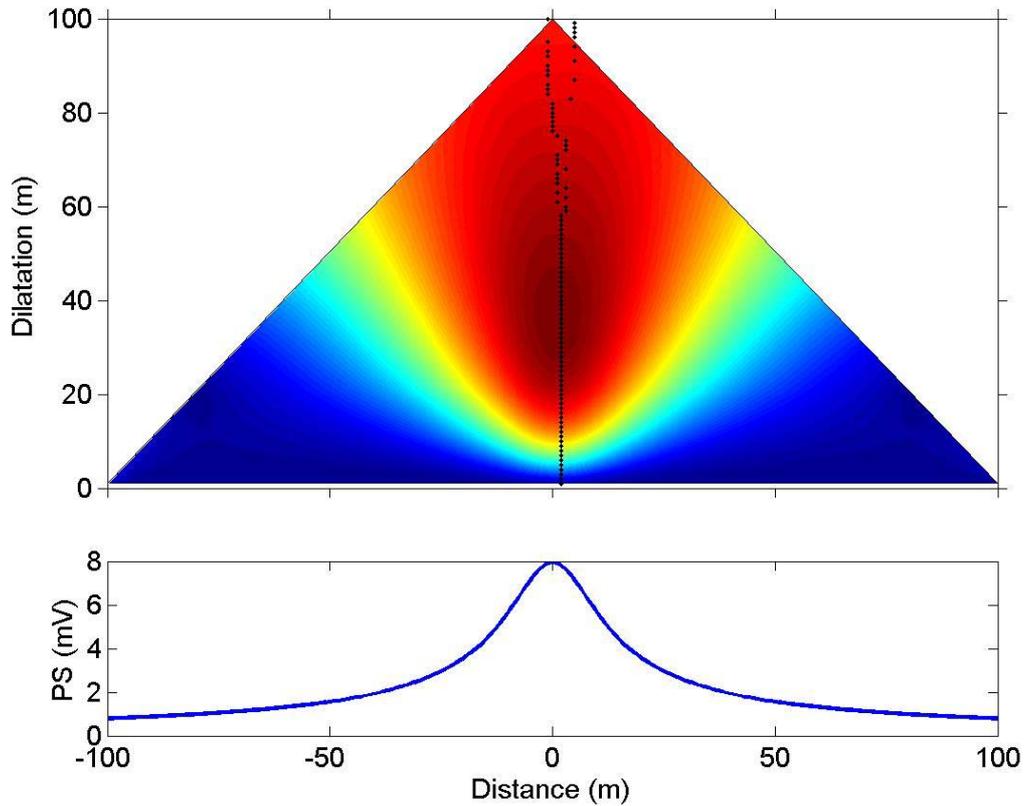


Fig. 4.11 – Haut : module du coefficient d'ondelette complexe d'ordre 2 – Bas : anomalie de PS en surface produite par une source ponctuelle. Les pointillés en noir représentent le maximum pour chaque dilatation du module de  $W_C^2$ .

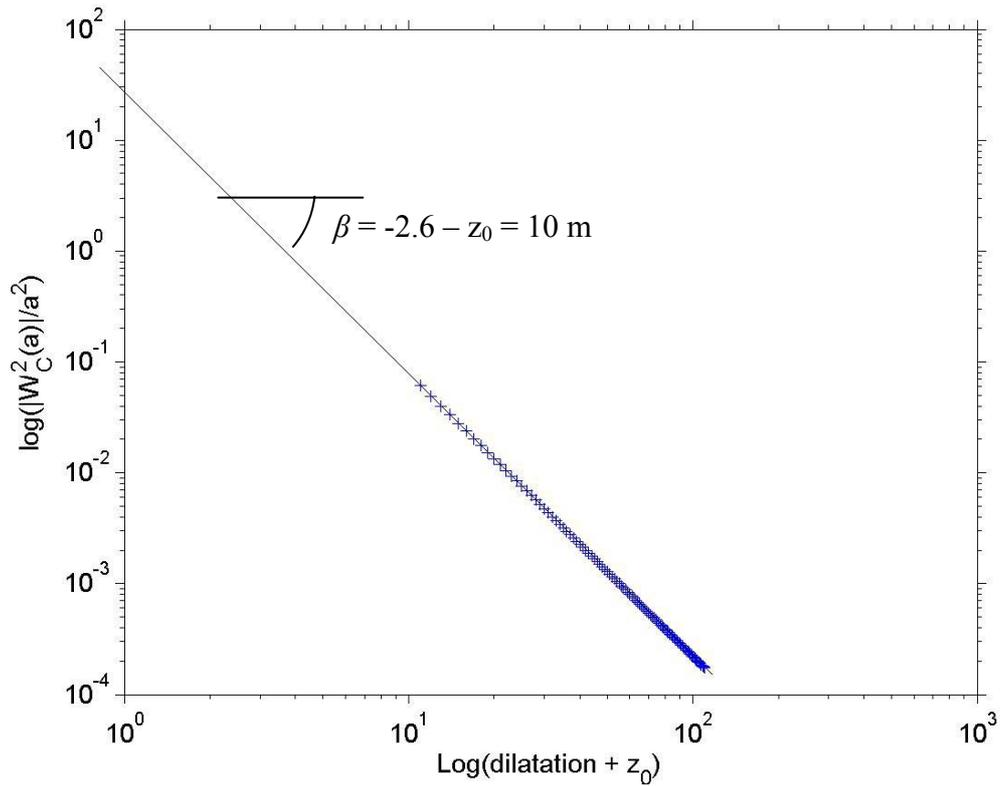


Fig. 4.12 – Maxima du coefficient d'ondelette  $W_C^2$  pour chaque dilatation au carré sur la dilatation au carré (croix) en fonction de la dilatation plus une certaine constante  $z_0$  en diagramme logarithmique. La droite continue représente la meilleure régression linéaire au sens des moindres carrés.

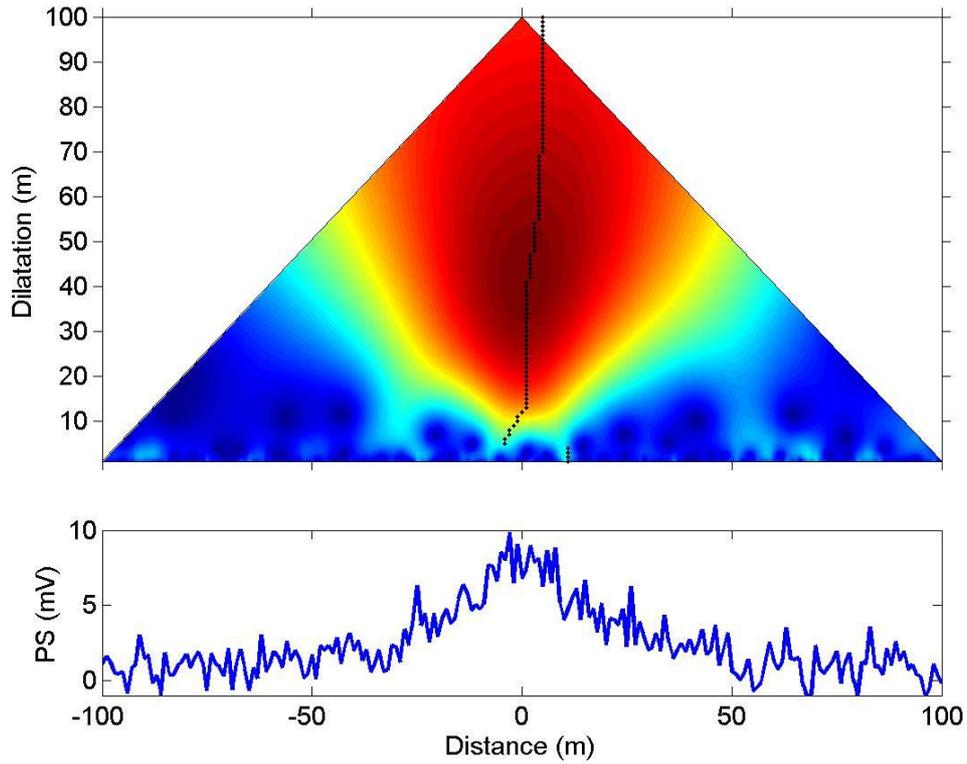


Fig. 4.13 – Haut : module du coefficient d'ondelette complexe d'ordre 2 – Bas : anomalie de PS en surface produite par une source ponctuelle avec 25 % de bruit gaussien. Les pointillés en noir représentent le maximum pour chaque dilatation du module de  $W_C^2$ .

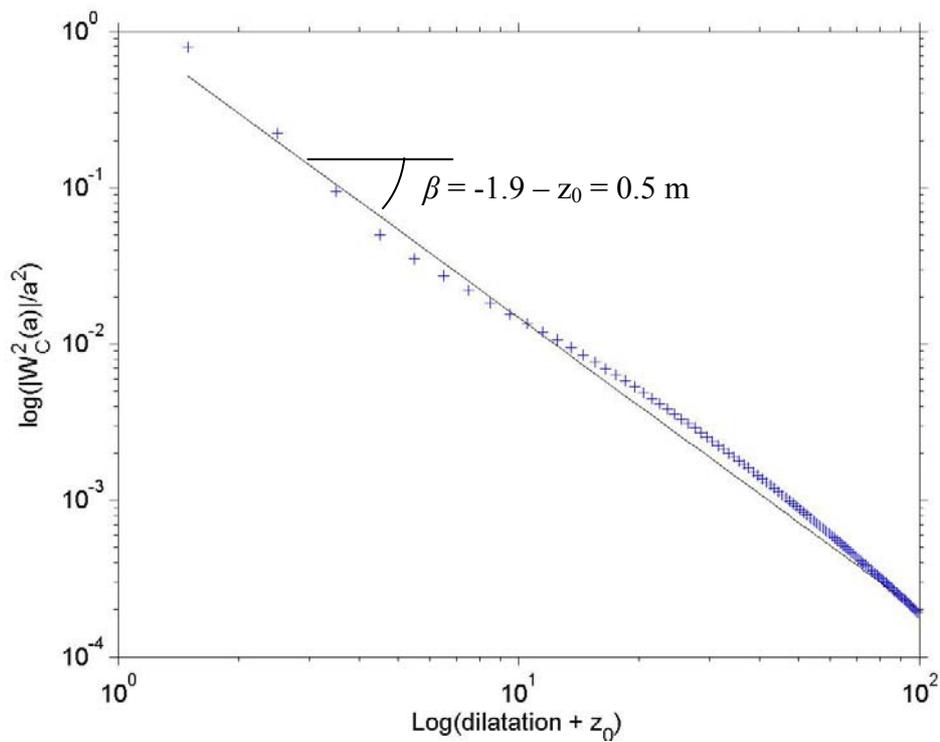


Fig. 4.14 – Maxima du coefficient d'ondelette  $W_c^2$  pour chaque dilatation au carré sur la dilatation au carré (croix) en fonction de la dilatation plus une certaine constante  $z_0$  en diagramme logarithmique. La droite continue représente la meilleure régression linéaire au sens des moindres carrés (avec 25% de bruit Gaussien).

#### 4.2.6 LA DECONVOLUTION DE L'ÉQUATION D'EULER

La méthode que nous proposons maintenant est inspirée de la technique de la déconvolution de l'équation d'Euler utilisée en prospection magnétique ou gravimétrique (Thompson, 1982). Elle repose sur l'équation d'Euler

$$(x - x_0) \frac{\partial V}{\partial x} + (y - y_0) \frac{\partial V}{\partial y} + (z - z_0) \frac{\partial V}{\partial z} = -NV(x, y, z) \quad (4.12)$$

que vérifient les potentiels électriques car ils sont solutions d'une équation de Poisson. Dans cette équation,  $(x, y, z)$  est la position du point de mesure,  $(x_0, y_0, z_0)$  la position de la source électrique produisant le potentiel électrique  $V$  et  $N$  l'indice structural qui dépend de la géométrie de la source (e.g. pour une source ponctuelle  $N = 1$ ). On a  $N = -\beta - 2$  où  $\beta$  est le facteur de forme introduit dans le paragraphe précédent sur la transformée par ondelettes.

L'équation (4.12) a trois inconnues  $(x_0, y_0, z_0)$  que l'on détermine en résolvant l'équation au sens des moindres carrés sur une fenêtre de données carrée de largeur  $L$  et avec un indice structural  $N$  choisi a priori. Pour cela, on écrit (4.12) sous la forme  $A.X = B$  pour toutes les points de mesure soit

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \ddot{V}}{\partial x} & \frac{\partial \ddot{V}}{\partial y} & \frac{\partial \ddot{V}}{\partial z} \\ \ddots & \ddots & \ddots \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \frac{\partial V}{\partial x} + y \frac{\partial V}{\partial y} + z \frac{\partial V}{\partial z} + NV(x, y, z) \\ \ddots \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

où  $X$  est la position de la source,  $A$  est la matrice des gradients du potentiel électrique et  $B$  un vecteur comprenant la position du point de mesure, cette mesure et ses gradients. On détermine alors pour chaque fenêtre les inconnues  $X$  grâce à  $X = (x_0, y_0, z_0) = (A^{-1}A)^{\dagger} A^{-1}B$ .

Après résolution de l'équation (4.13) c'est-à-dire après déconvolution de l'équation d'Euler sur toutes les fenêtres possibles, on obtient un nuage de points sources  $X$  qui représentent la limite supérieure du corps à l'origine de l'anomalie de PS (Marson, 1993). Afin de ne conserver que les solutions significatives, on définit un seuil de tolérance  $Tol$  tel que

$$\frac{z_0}{N\sigma_z} > Tol \quad (4.14)$$

où  $\sigma_z$  est la déviation standard de la profondeur de la solution  $z_0$ . A noter que les déviations standards de  $(x_0, y_0, z_0)$  sont données par la diagonale de la matrice de covariance  $(A^T . A)^{-1}$ .

La largeur  $L$  est généralement choisie comme la moitié de la taille de l'anomalie que l'on désire analyser (Durrheim et Copper, 1998) ;  $Tol$  et  $N$  sont choisis de façon à avoir des solutions qui se dispersent le moins possible (Thompson, 1982, Reid, 1990) et la dérivée verticale du potentiel électrique est calculée à l'aide de la transformée de Hilbert.

Nous avons testé cette méthode sur le même exemple synthétique que dans le paragraphe précédent c'est-à-dire une source ponctuelle enfouie à 10 m en  $x = 0$  m placée dans un espace électriquement homogène et infini. La figure 4.15 représente le résultat de la déconvolution de l'équation d'Euler de ce signal avec  $N = 1$  et  $L = 150$  m ; la profondeur retrouvée de la source est de 11 m son extension horizontale de +/- 25 m au lieu de 10 m et 0 m. Cette méthode semble par conséquent bien déterminer la profondeur des sources mais très mal leur position horizontale. Lorsque l'on rajoute 25 % de bruit gaussien, on ne retrouve ni la profondeur ni la position horizontale (figure 4.16) car le calcul des dérivées horizontale et verticale amplifie trop le bruit.

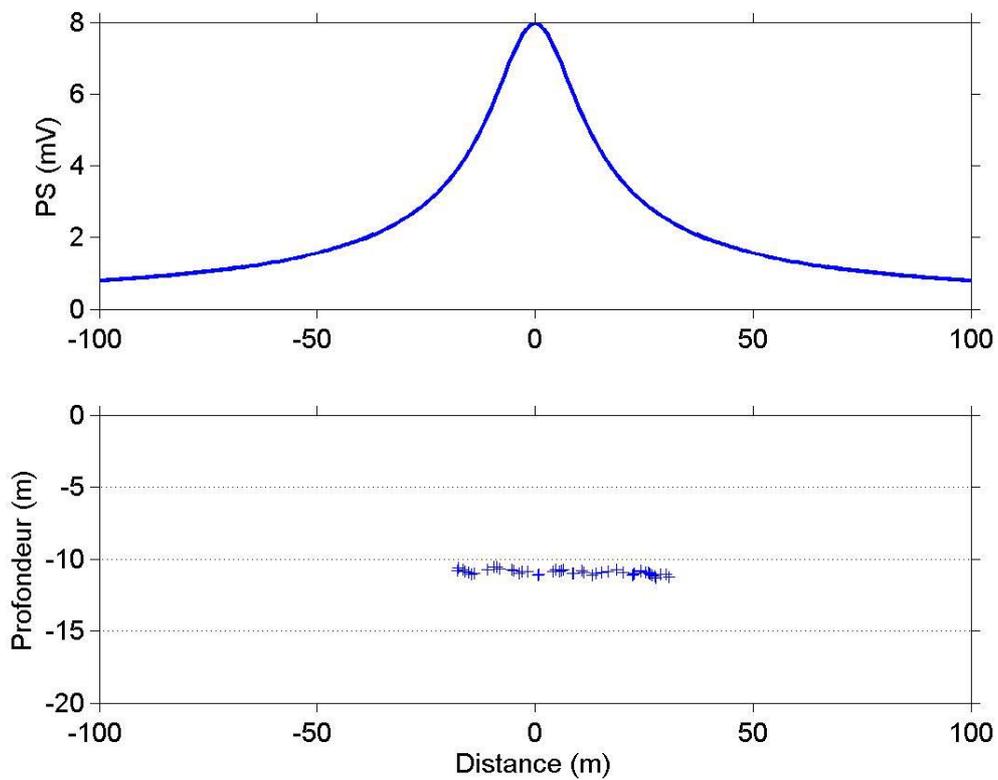


Fig. 4.15 – Haut : anomalie de PS en surface produite par une source ponctuelle –  
Bas : résultat de la déconvolution de l'équation d'Euler.

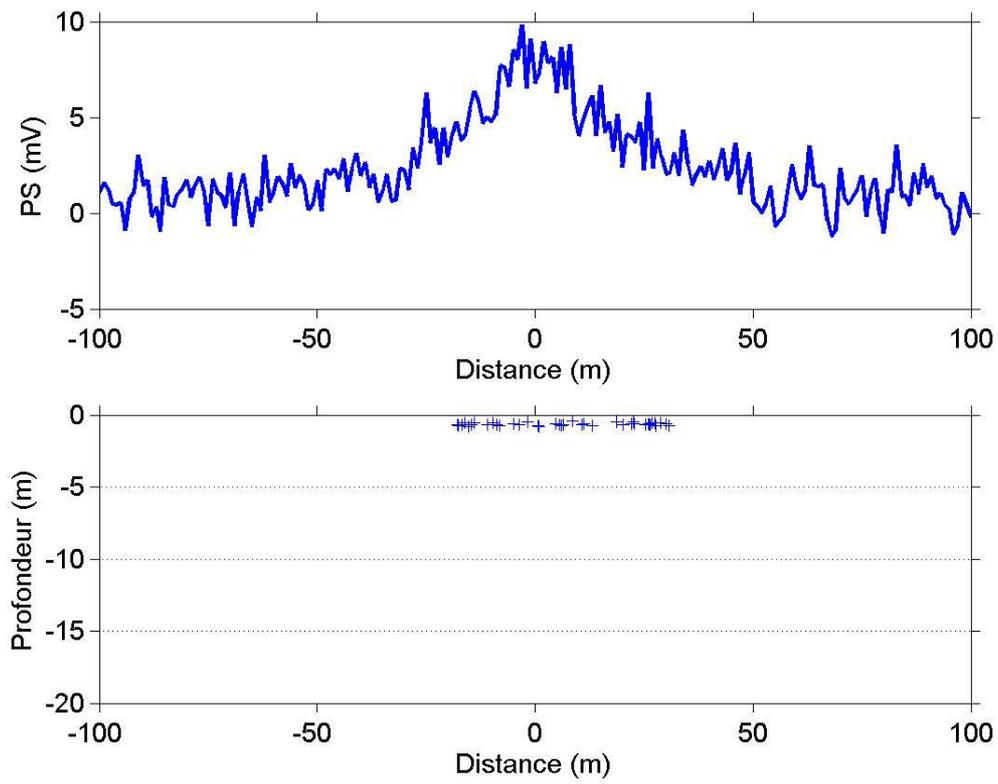


Fig. 4.16 – Haut : anomalie de PS en surface produite par une source ponctuelle avec 25 % de bruit gaussien – Bas : résultat de la déconvolution de l'équation d'Euler.

### 4.3 APPLICATION

Dans le paragraphe précédent, nous avons décrit un certain nombre de méthodes qui permettent de caractériser la géométrie d'une circulation d'eau ou la source électrocinétique à l'origine des anomalies de PS. Nous allons maintenant les appliquer aux données de Bogoslovsky et Ogilvy (figure 4.5) afin de montrer leurs avantages et inconvénients.

#### 4.3.1 LA SURFACE SPS

Nous avons construit la surface SPS à partir des données de PS de Bogoslovsky et Ogilvy (1973) et un coefficient  $K$  estimé à  $-3.2$  mV/m (figure 4.17). La surface SPS coïncide très bien avec le toit de la nappe phréatique mesuré à l'aide de piézomètres. Elle met aussi en évidence deux résurgences à  $-70$  et  $100$  m qui correspondent à des canaux en surface dans lesquels de l'eau s'infiltré.

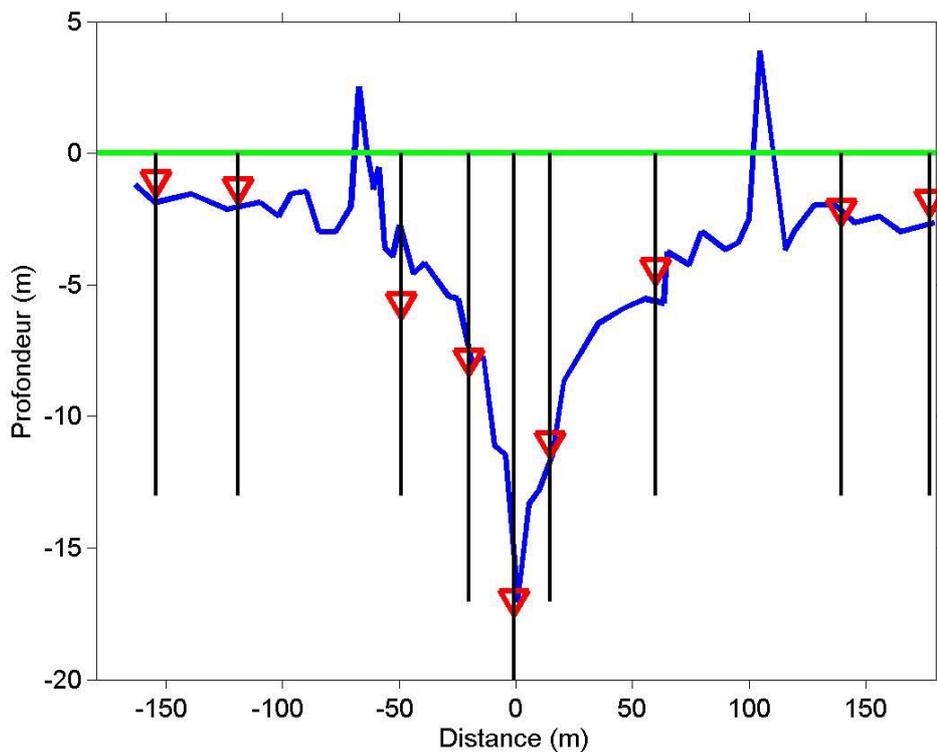


Fig. 4.17 – Surface SPS (trait continu) et hauteurs piézométriques mesurées (triangles) dans des puits d'observation (traits verticaux).

#### 4.3.2 LES METHODES ELECTROGRAPHIQUES

Pour ces deux méthodes (tomographie de sources dipolaires et inversion avec un algorithme Simplex), nous avons reproduit le travail de Revil et al. (2003). La tomographie de sources dipolaires est représentée sur la figure 4.18 ; en se fixant la profondeur de la nappe au puits, les

auteurs estiment très bien le toit de la nappe (trait gras continu). De même, le résultat de l'inversion avec l'algorithme Simplex (figure 4.19) permet de bien retrouver le toit de la nappe.

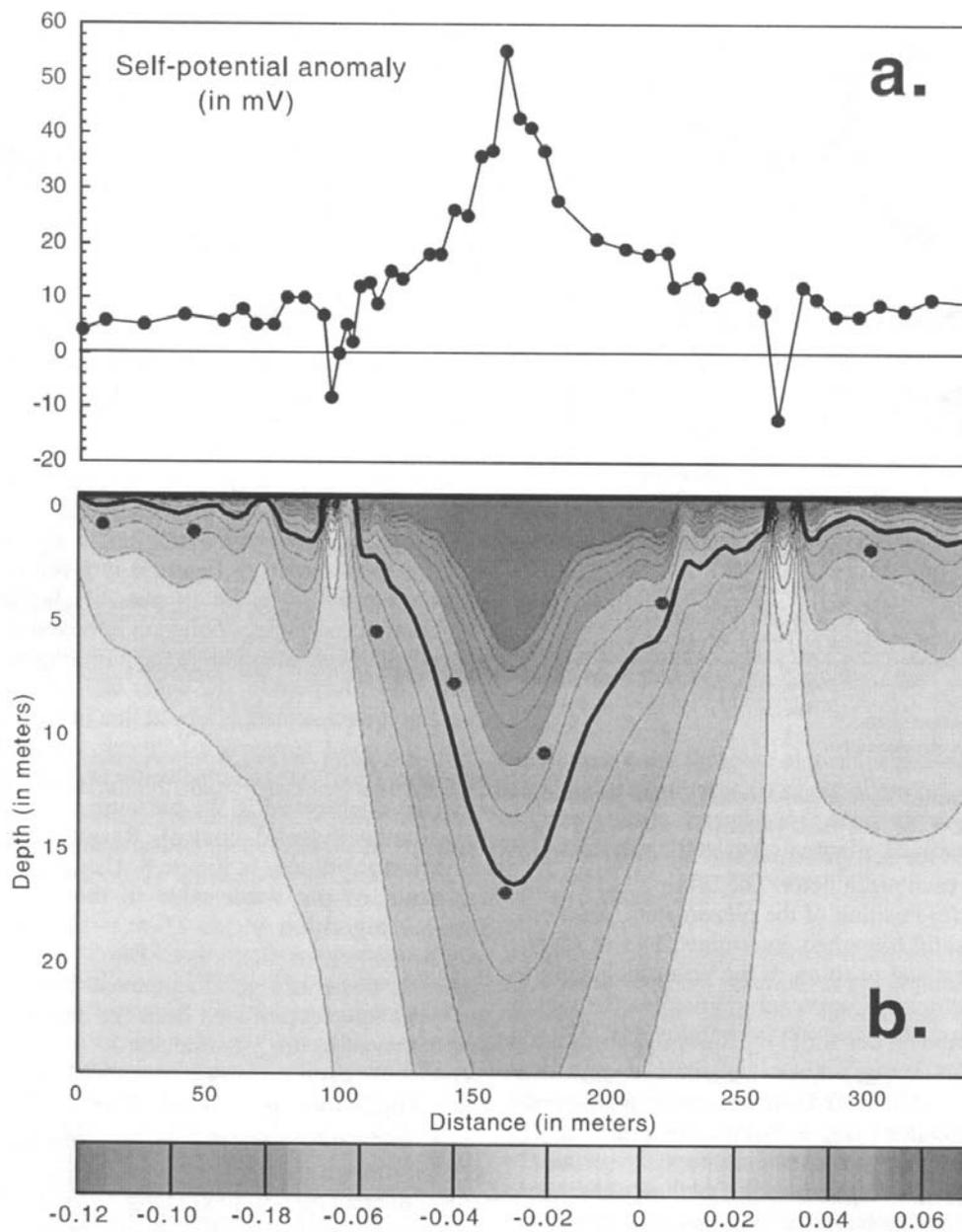


Fig. 4.18 – Haut : anomalie de PS mesurée – Bas : tomographie de probabilité d'occurrence de dipôles. La ligne continue noire représente le toit de la nappe supposée et les points celle mesurée (d'après Revil et al., 2003).

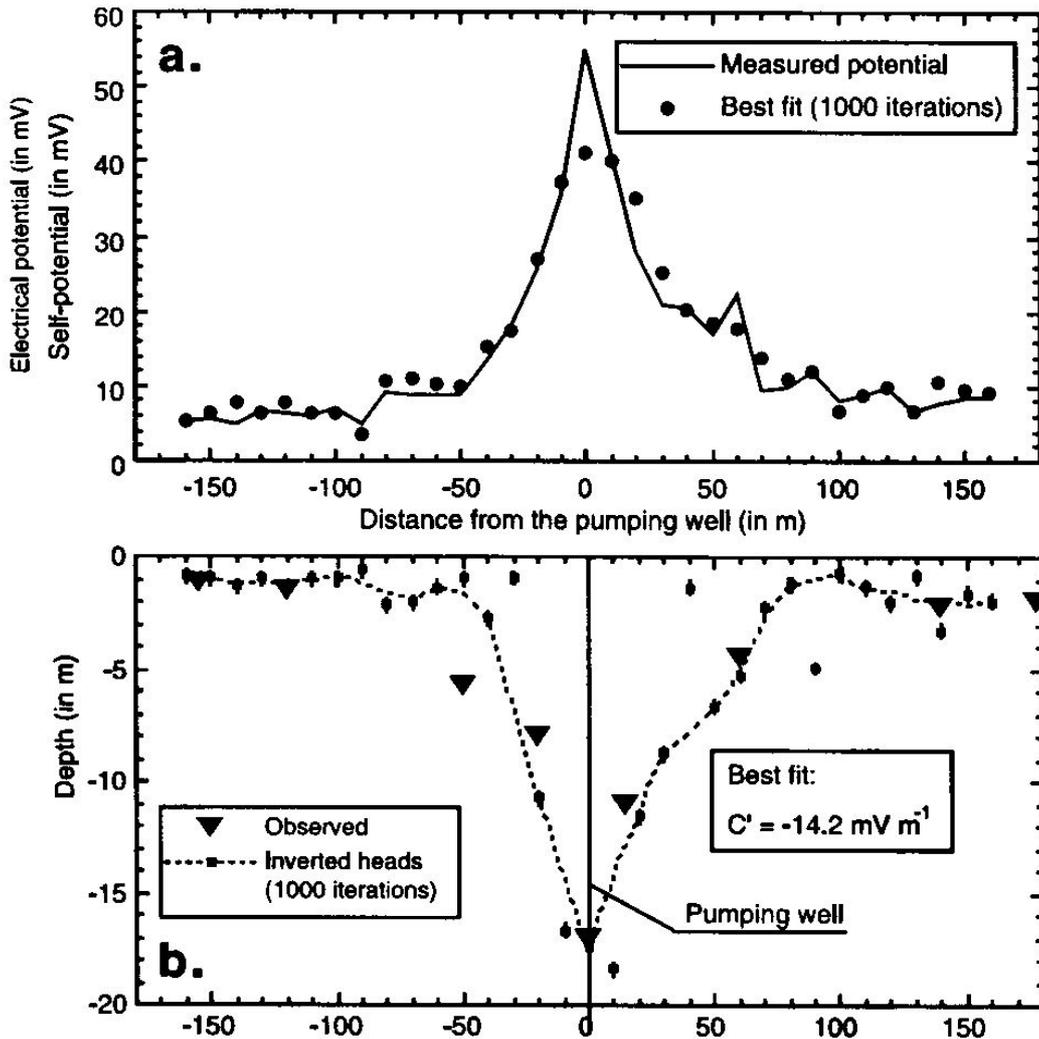


Fig. 4.19 – Haut : anomalie de PS mesurée (points) et estimée par l'inversion (trait continu) – Bas : hauteur piézométrique mesurée (triangles) et résultat de l'inversion (pointillés – d'après Revil et al., 2003).

### 4.3.3 LA PROBABILITE D'OCCURRENCE DE CHARGES

Nous avons calculé la probabilité d'occurrence de charges sur les données de Bogoslovsky et Ogilvy (1973 – figure 4.20). Des sources ponctuelles positives allant de la surface à plus de 25 m de profondeur et à une position horizontale  $x = 5$  m semblent être responsables de l'anomalie principale de PS (de longueur d'onde supérieure à 200 m). Il est probable que cette source soit le tubage en acier du puits qui joue le rôle d'électrode canalisant vers la surface les courants électriques induits par électrocinétisme dans le réservoir. On identifie également deux sources ponctuelles négatives entre la surface et 10 m de profondeur qui peuvent correspondre aux canaux en surface dans lesquels de l'eau s'infiltré. On peut enfin remarquer que certaines probabilités significatives sont associées à des sauts dans les données (e.g.  $x = 60$  m) et n'ont aucune origine

électrocinétique ; elles sont peut-être dues à des variations de conductivités électriques et donc à des sources secondaires (cf. § 3.2.4) ?

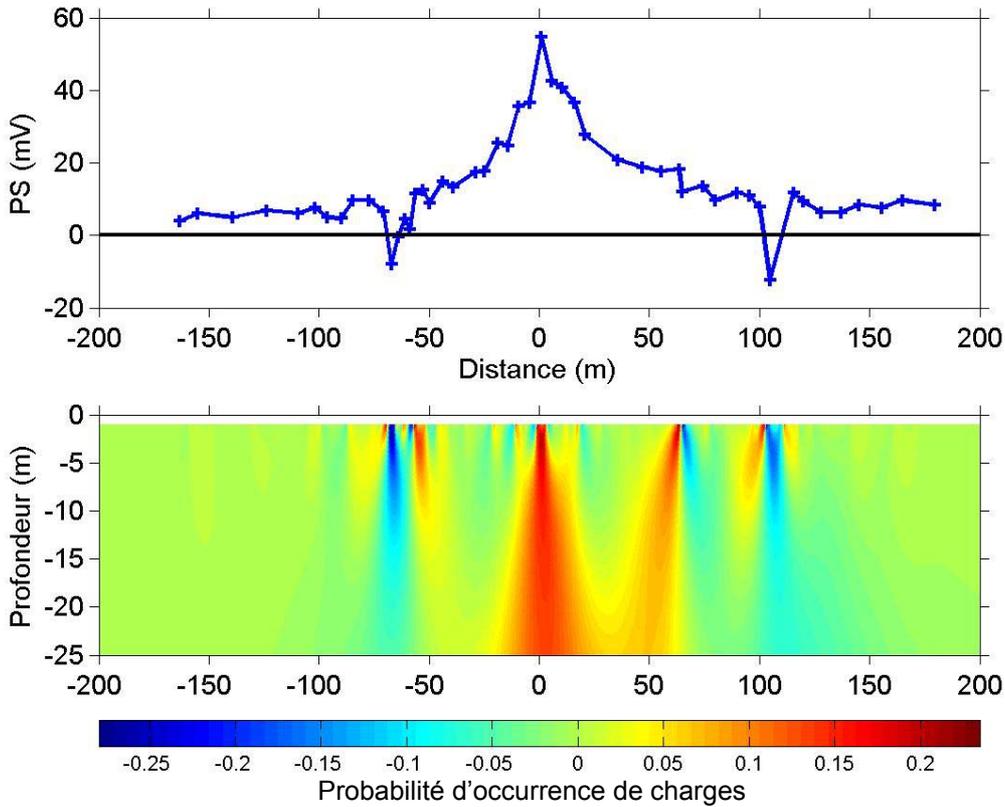


Fig. 4.20 – Haut : anomalie de PS mesurée (croix) par Bogoslovsky et Ogilvy (1973) – Bas : probabilité d'occurrence de charges.

#### 4.3.4 L'ANALYSE PAR ONDELETTES

Nous avons calculé les coefficients d'ondelettes complexes d'ordre 2 sur les données de Bogoslovsky et Ogilvy (1973 – figure 4.21). On trouve un facteur de forme  $\beta = -2.2$  et une profondeur de source de 4 m (figure 4.22) ; ces valeurs peuvent s'interpréter comme une source électrocinétique équivalente à une ligne horizontale de sources ponctuelles située à 4 m de profondeur (car  $\beta$  est plus grand d'un degré par rapport à une source ponctuelle pour laquelle  $\beta=-3$ ).

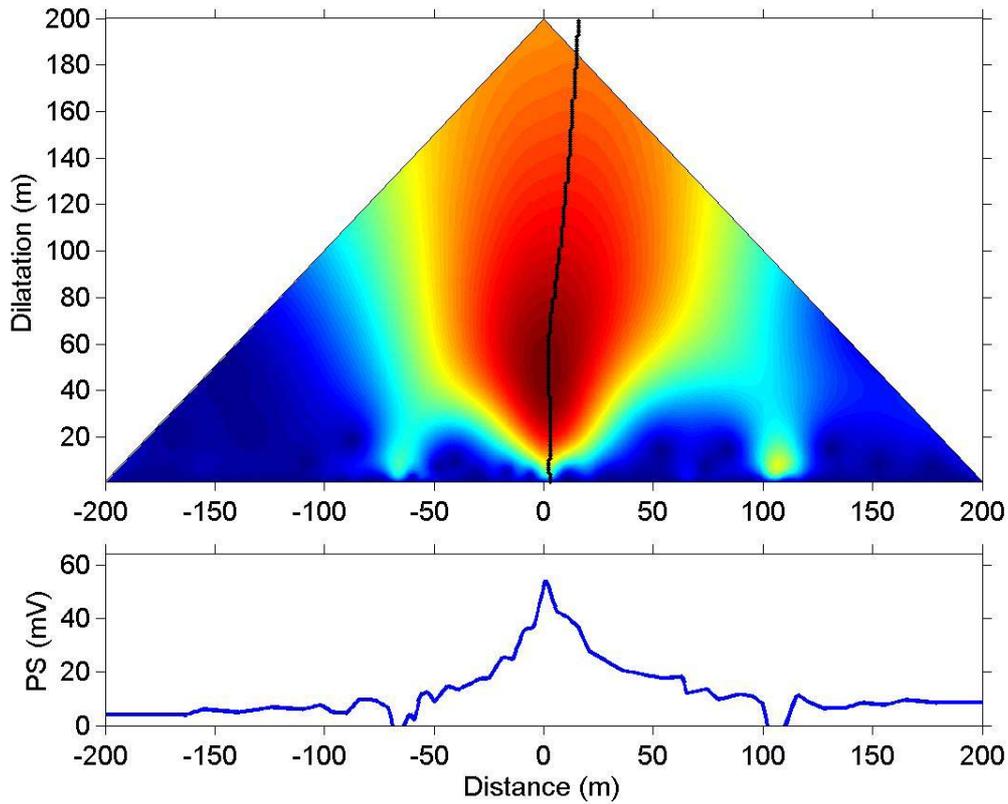


Fig. 4.21 – Haut : module du coefficient d'ondelette complexe d'ordre 2 – Bas : anomalie de PS mesurée (croix) par Bogoslovsky et Ogilvy (1973). Les pointillés en noir représentent le maximum pour chaque dilatation du module de  $W_C^2$ .

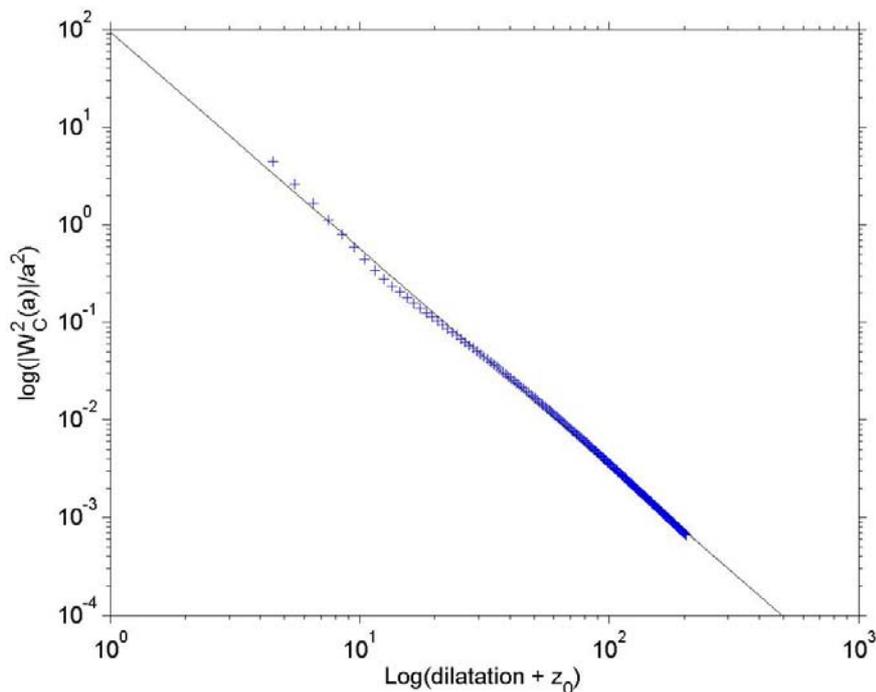


Fig. 4.22 – Maxima du coefficient d'ondelette  $W_C^2$  pour chaque dilatation au carré sur la dilatation au carré (croix) en fonction de la dilatation plus une certaine constante  $z_0$  en diagramme logarithmique. La droite continue représente la meilleure régression linéaire au sens des moindres carrés.

4.3.5 LA DECONVOLUTION DE L'ÉQUATION D'EULER

La figure 4.23 représente le résultat de la déconvolution de l'équation d'Euler des données de Bogoslovsky et Ogilvy (1973) avec un indice structural de  $N = 0.2$  ( $\beta = 2.2$  d'après l'analyse par ondelettes) et une longueur de fenêtre de  $L = 100$  m car la longueur d'onde de l'anomalie de PS est d'environ 200 m. Cette analyse nous dit que le toit du corps à l'origine de l'anomalie de PS est situé à environ 2 m de profondeur et s'étend entre  $x = 0$  et  $x = 50$  m. Une des interprétations possibles est que le toit de ce corps soit la tête du tubage du puits mais il est difficile d'en savoir plus car il n'est pas certain que l'indice structural  $N$  choisi a priori soit le bon.

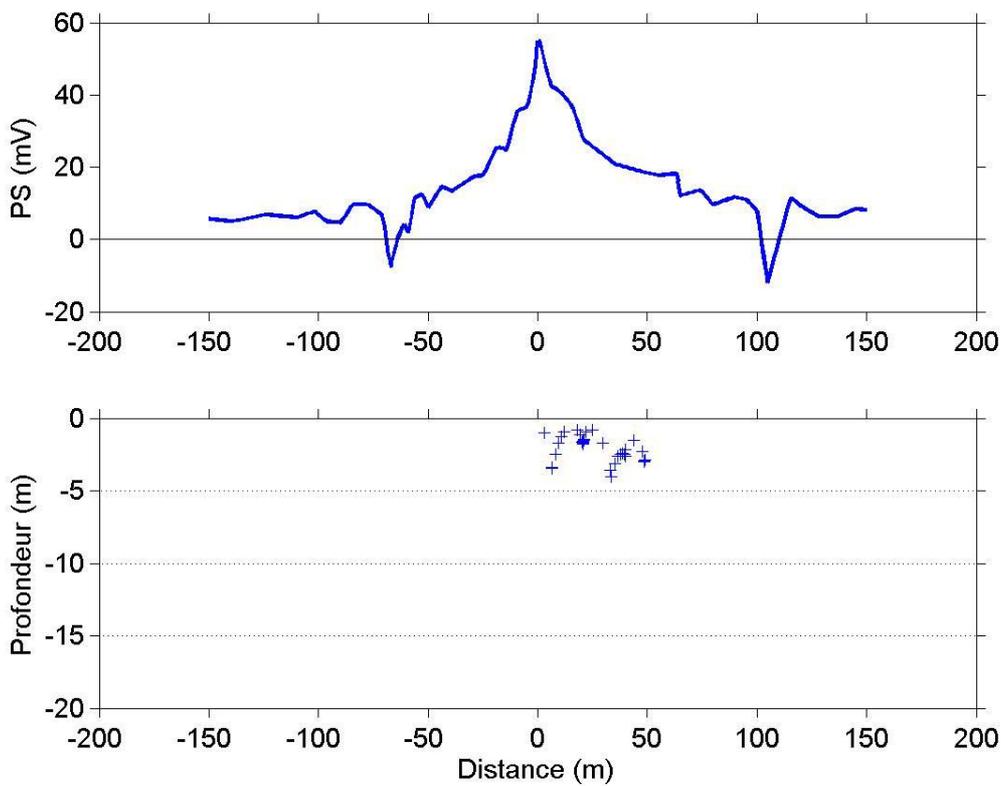


Fig. 4.23 – Haut : anomalie de PS mesurée (croix) par Bogoslovsky et Ogilvy (1973) – Bas : résultat de la déconvolution de l'équation d'Euler.

4.3.6 SYNTHÈSE

L'application des différentes méthodes d'analyse aux données de Bogoslovsky et Ogilvy (1973) montre très clairement qu'on a accès à deux types d'information très distinctes selon la méthode (tableau suivant) : soit elles caractérisent la géométrie et la position de la *source électrocinétique* à l'origine de l'anomalie de PS (probabilité d'occurrence de charges, transformée en ondelettes et déconvolution de l'équation d'Euler), soit elles permettent de reconstruire la *géométrie de l'écoulement* (SPS, tomographie dipolaire, inversion Simplex). Dans la perspective de caractériser un écoulement par la mesure de PS, les premières techniques ne semblent a priori pas d'un grand secours puisque l'information qu'elles apportent est difficilement interprétable en termes hydrodynamiques (il est par exemple difficile de s'imaginer à quel type d'écoulement correspond une source électrocinétique ponctuelle). Par contre, le second type de méthodes semble a priori beaucoup mieux adapté car elles donnent directement accès aux propriétés hydrauliques de l'écoulement, en l'occurrence la hauteur piézométrique.

Méthode	Position de la source électrocinétique	Forme de la source électrocinétique	Géométrie la nappe
SPS	Non	Non	Oui
Tomographie dipolaire	Non	Non	Oui
Inversion Simplex	Non	Non	Oui
POC	Oui	Oui	Non
Transformation par ondelettes	Oui	Oui	Non
Déconvolution Euler	Oui	Non	Non

En regardant un peu plus en détails les résultats, on se rend compte que les méthodes d'analyse du champ potentiel (probabilité d'occurrence de charges, transformée en ondelettes et déconvolution de l'équation d'Euler) mettent en évidence une source de PS peu profonde (à quelques mètres de la surface), verticale et de longueur plusieurs mètres (d'après la probabilité d'occurrence de charges). Il est très probable que cette source soit le tubage en acier du puits qui canalise vers la surface les courants électriques induits par électrocinétisme dans le réservoir ; ainsi, vu de la surface, la source électrocinétique est équivalente à une source électrique cylindrique verticale.

Il semble par conséquent indispensable de tenir compte de l'hétérogénéité de la conductivité électrique du sous-sol lors de l'inversion des signaux de PS. Or ceci n'est pas possible avec la

surface SPS, la tomographie dipolaire et l'inversion Simplex car elles supposent que la conductivité électrique et le coefficient de couplage de la zone saturée et non saturée sont constants. Les seules méthodes appropriées sont donc la probabilité d'occurrence de charges, la transformée en ondelettes et la déconvolution de l'équation d'Euler. Comme nous l'avons déjà dit précédemment, une des limitations de ces techniques est qu'elles donnent des résultats difficilement interprétables en termes hydrauliques. Nous avons alors cherché à développer une méthode d'inversion qui donne accès aux propriétés hydrauliques de l'écoulement tout en tenant compte de l'hétérogénéité de conductivité électrique du sous-sol. Notre solution a été d'utiliser un modèle couplé hydraulique et électrique satisfaisant les équations fondamentales de l'électrocinétisme. Le premier avantage est qu'aucune approximation n'est nécessaire quant à la distribution de la conductivité électrique ; le second qu'en utilisant un modèle hydraulique dans l'inversion, on peut obtenir directement les propriétés hydrauliques de l'écoulement. Nous allons décrire cette méthode dans le paragraphe suivant.

## 4.4 INVERSION DES PS INDUITS PAR DES ÉCOULEMENTS SOUTERRAINS

La méthode d'inversion que nous proposons utilise un modèle numérique du phénomène électrocinétique en jeu et un algorithme d'optimisation du type génétique. Pour construire le modèle, nous avons utilisé l'approche proposée par Sill (1983) qui consiste à résoudre le problème en trois étapes :

- 1) construire un modèle hydraulique pour obtenir le champ de pression de fluide
- 2) calculer les sources de courants électriques induites par couplage électrocinétique (terme de droite de l'équation 3.23)
- 3) résoudre l'équation de conservation du courant électrique pour obtenir le potentiel électrique (équation 3.23)

Dans le cas présent, nous voulions inverser les données de Bogoslovsky et Ogilvy (1973) acquises lors d'un pompage en régime permanent dans une nappe libre. Notre modèle hydraulique s'est donc tout naturellement trouvé être la solution de l'équation de conservation du flux d'eau en régime permanent dans un aquifère libre, homogène et isotrope (équation 1 de l'article). A partir de ce modèle hydraulique, nous avons ensuite calculé les sources de courants électriques induites par électrocinétisme (équation 2-4) puis nous nous sommes donnés une distribution de conductivité électrique dans le sol afin de résoudre l'équation de conservation du courant électrique (équation 3). A cette étape, nous avons décidé de tenir compte de la forte conductivité électrique du tubage en acier du puits de pompage ; pour cela, nous avons utilisé comme modèle de conductivité un demi-espace homogène dans lequel se trouve un cylindre de longueur finie, d'épaisseur finie, vertical et très conducteur. Cette hypothèse nous a contraint à résoudre l'équation 3 sous forme intégrale en utilisant l'approche proposée par Schenkel et Morrison (1990). Ce calcul numérique n'est pas trivial puisque il fait intervenir des fonctions spéciales ; nous avons alors validé notre calcul en reproduisant les modèles réalisés par les auteurs.

Une fois le modèle direct construit, il reste à définir une fonction d'erreur entre les données et le modèle. Dans notre cas, nous avons utilisé une fonction de coût quadratique pondérée afin de donner plus d'importance aux données proches du pompage. Il ne reste alors plus qu'à chercher le couple de paramètres du modèle (ici, profondeur, conductivité hydraulique de la nappe et coefficient de couplage électrocinétique de la formation) qui minimise la fonction de coût. Dans cette tâche, nous avons choisi d'utiliser un algorithme génétique parce qu'il permet d'explorer rapidement un très grand espace des paramètres et parce que les mutations aléatoires qui s'y produisent le sortent le plupart du temps *automatiquement* de minima locaux (contrairement aux algorithmes du type Monte Carlo). Nous avons utilisé l'algorithme codé par Michael Gordy (<http://econpapers.hhs.se/software/codmatlab/ga.htm>) avec 40 individus par génération et un taux de

mutation de 1 pour 20. Nous avons aussi supposé que le meilleur individu est celui qui reste le meilleur pendant 200 générations.

L'application de cette démarche aux données de Bogoslovsky et Ogilvy (1973) nous a permis de caractériser sans équivoque la géométrie de la nappe lors du pompage, d'estimer son coefficient de couplage électrocinétique et surtout sa conductivité hydraulique ce que ne font pas les méthodes classiques d'inversion. Afin d'évaluer la pertinence de ces résultats, nous avons ensuite essayé d'estimer la robustesse de l'inversion en réalisant 125 tirages successifs (figure 3 du papier) : le faible « écart-type » des différentes solutions (au maximum 15 % de leur valeur moyenne) montre que l'algorithme génétique donne toujours des solutions très proches les unes des autres et donc que les processus aléatoires qui s'y déroulent n'affectent que très peu la solution. On peut donc considérer que l'algorithme que nous utilisons est suffisamment robuste.

Dans une dernière partie, nous avons essayé d'explorer la sensibilité de notre inversion aux différents paramètres afin de savoir s'il est raisonnable ou non d'espérer déterminer ces inconnus à partir de données de PS comprenant toujours une certaine barre d'erreur intrinsèque à leur mesure. Pour cela, nous avons estimé de combien évolue la fonction de coût en fonction d'une variation donnée d'un des paramètres (figure 4 du papier). Nous arrivons à la conclusion que la profondeur de la nappe est très difficile à déterminer. Il semble donc nécessaire d'améliorer la sensibilité de l'inversion ce qui peut se faire aisément en surdéterminant le problème : par exemple, en inversant un jeu de données de PS acquis à différents instants du pompage en régime permanent ou en effectuant des mesures en régime transitoire.

*[signalement bibliographique ajouté par : ULP – SCD – Service des thèses électroniques]*

**Mathieu Darnet, Guy Marquis and Pascal Sailhac**

**Estimating aquifer hydraulic properties from the inversion of surface streaming potential (SP) anomalies.**

Geophysical Research Letters, vol. 30, NO. 13, 1679,  
doi :10.1029/2003GL017631,2003

La publication présentée ici dans la thèse est soumise à des droits détenus par un éditeur commercial.

Il est possible de consulter la thèse sous sa forme ou d'en faire une demande via le service de prêt entre bibliothèques (PEB), auprès du Service Commun de Documentation de l'ULP: [peb.sciences@scd-ulp.u-strasbg.fr](mailto:peb.sciences@scd-ulp.u-strasbg.fr).

## 4.4 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'effet électrocinétique d'une circulation d'eau se produisant dans les couches superficielles du sol induit des anomalies de PS facilement mesurables et dont la distribution spatiale est fonction de la géométrie de l'écoulement. De nombreuses techniques plus ou moins élaborées permettent de reconstruire cette géométrie directement à partir de ces mesures. Nous avons toutefois développé une nouvelle méthode d'inversion qui permet d'estimer en plus la conductivité hydraulique du sous-sol. Cette méthode, basée sur un modèle électrocinétique de l'écoulement, présente l'avantage de prendre en compte les contrastes de conductivité électriques du sous-sol qui peuvent être parfois considérables, par exemple lorsqu'un tubage en acier sert de puits de pompage. Nous avons appliqué notre méthode aux données de PS enregistrées par Bogoslovsky et Ogilvy (1973) lors d'un pompage dans une nappe phréatique et nous sommes parvenus à estimer la géométrie du toit de la nappe, son épaisseur et sa conductivité hydraulique malgré la présence du tubage en acier du puits.

Toutes ces techniques d'inversion se limitent à considérer l'écoulement et donc les PS comme statiques. Or ce n'est jamais le cas (excepté en régime permanent) car l'origine des signaux de PS est liée à la vitesse du fluide (équation de Helmholtz-Smoluchowski) et donc à la dynamique de l'écoulement. Il est donc maintenant fondamental de développer de nouveaux outils d'inversion qui prennent en compte la variable temps. La méthode que nous avons proposée se prête bien à cette modification car il suffit simplement de changer le modèle hydraulique du régime permanent au régime transitoire. Ainsi espérons-nous pouvoir caractériser des propriétés purement dynamiques de la nappe comme sa capacité de stockage en eau et ainsi sa diffusivité.

## **Bibliographie se rapportant à ce chapitre :**

- Adler P.M., Le Mouel J.L. and Zlotnicki J., 1999, Electrokinetic and magnetic fields generated by flow through a fractured zone: a sensitivity study for La Fournaise volcano, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 6, 795-798.
- Aubert M., Dana I. N. and Livet M., 1990, Identification of the boundaries between two watersheds in a volcanic area by the Self-Potential method, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 311, II, 999-1,004.
- Aubert M. and Atangana Q.Y., 1996, Self-potential method in hydrogeological exploration of volcanic areas, *Ground Water*, 34, 1,010-1,016.
- Aubert M., Dana I.N. and Gourgaud A., 2000, Internal structure of the Merapi summit from self-potential measurements, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 100, 337-343.
- Birch F.S., 1993, Testing Fournier's method for finding water table from Self-Potential, *Ground Water*, 31, 50-56.
- Birch F.S., 1998, Imaging the water table by filtering self-potential, *Ground Water*, 36, 779-782.
- Blake E.W. and Clarke G.K.C., 1999, Subglacial electrical phenomena, *J. Geophys. Res.*, 104, B4, 7,481-7,495.
- Bogoslovsky V.A. and Ogilvy A.A., 1973, Deformations of natural electric fields near drainage structures, *Geophys. Prospecting*, 21, 716-723.
- Corwin R.F. and Hoover D.B., 1979, The Self-Potential method in geothermal exploration, *Geophysics*, 44, 226-245.
- Corwin R.F. and Morrison H.F., 1977, Self-Potential variations preceding earthquakes in central California, *Geophys. Res. Lett.*, 4, 4, 171-174.
- Durrheim R. J. and Cooper G. R. J., 1998, EULDEP : A program for the Euler deconvolution of magnetic and gravity data, *Computer & Geosciences*, 24, 545-550.
- Fournier C., 1989, Spontaneous potentials and resistivity surveys applied to hydrogeology in a volcanic area: case history of the Chaîne des Puys (Puy-de-Dôme, France), *Geophys. Prospecting*, 37, 647-668.
- Gibert D. and Pessel M., 2001, Identification of source of potential fields with the continuous wavelet transform: application to self-potential profiles, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 1,863-1,866.
- Ishido T. and Mizutani H., 1981, Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86, 1,763-1,775.
- Ishido T., Mizutani H. and Baba K., 1983, Streaming Potentials observations using geothermal wells and in situ electrokinetic coupling coefficients under high temperature, *Tectonophysics*, 91, 89-104.

- Ishido T., Kikuchi T., Matsushima N., Yano Y., Nakao S., Sugihara M., Tosha T., Takakura S. and Ogawa Y., 1997, Repeated Self-Potential profiling of Izu-Oshima volcano, Japan, *J. Geomag. Geoelectr.*, 49, 1,267-1,278.
- Kawakami N. and Takasugi S., 1994, SP monitoring during the hydraulic fracturing of the TG-2 well, *Extended Abstracts of Papers, EAGE-56<sup>th</sup> Meeting, I004*.
- Kelly W.E. and Mares S., 1993, Applied geophysics in hydrogeological and engineering practice, *Elsevier Science*, 86-87.
- Malengreau B., Lénat J.L. and Bonneville A., 1994, Cartographie et surveillance temporelle des anomalies de polarisation spontanée (PS) sur le Piton de la Fournaise, *Bull. Soc. Géol. France*, 165 (3), 221-232.
- Marquis G., Darnet M., Sailhac P., Singh A.K. and Gerard A., 2002, Surface electric variations induced by deep hydraulic stimulation: an example from the Soultz HDR site, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 14, 7 1-4.
- Marson I. and Klingele E. E., 1993, Advantages of using the vertical gradient of gravity for 3-D interpretation, *Geophysics*, 58, 11, 1,588-1,595.
- Michel S. and Zlotnicki J., 1998, Self-potential and magnetic surveying of La Fournaise volcano (Réunion Island): Correlations with faulting, fluid circulation and eruption, *J. Geophys. Res.*, 103, B8, 17,845-17,857.
- Moreau F., Gibert D., Holschneider M. and Saracco G., 1997, Wavelet analysis of potential fields, *Inverse Problems*, 13, 165-178.
- Moreau F., Gibert D., Holschneider M. and Saracco G., 1999, Identification of sources of potential fields with the continuous wavelet transform: basic theory, *J. Geophys. Res.*, 104, 5,003-5,013.
- Morgan F.D., Williams E.R. and Madden T.R., 1989, Streaming potential properties of Westerley granite with applications, *J. Geophys. Res.*, 94, 12,449-12,461.
- Murakami, H., Hashimoto, T., Oshiman, N., Yamaguchi, S., Honkura, Y., and Sumitomo N., 2001, Electrokinetic phenomena associated with a water injection experiment at the Nojima fault on Awaji Island, Japan, *The Island Arc*, 10, 244-251.
- Ogilvy A.A., Ayed M.A. and Bogoslovsky V.A., 1969, Geophysical studies of water leakages from reservoirs, *Geophys. Prospecting*, 17, 36-62.
- Patella D., 1997a, Introduction to ground surface self-potential tomography, *Geophys. Prospecting*, 45, 653-681.
- Patella D., 1997b, Self-potential global tomography including topographic effects, *Geophys. Prospecting*, 45, 843-863.

- Perrier F., Chitrakar G.R., Froidefond T., Tiwari D., Gautam U., Kafle B. and Trique M., 2002, Estimating streaming potentials associated with geothermal circulation at the Main Central Thrust : an example from Tatopani-Kodari hot spring in central Nepal, *J. Nepal Geol. Soc.*, 26, 17-27.
- Perrier F., Trique M., Aupiais J., Gautam U. and Shrestha P., 1999, Electric potential variations associated with periodic discharge in western Nepal, *C. R. Acad. Sci. Paris, Sciences de la Terre et des Planètes*, 328, 73-79.
- Pinettes, P., Bernard, P., Cornet, F., Hovhannissian, G., Jouniaux, L., Pozzi, J.P., and Barthès V., 2001, On the difficulty of detecting streaming potentials generated at depth, *Pure Appl. Geophys.*, 159, 2,629-2,657.
- Reid A. B., Allsop J. M., Granser H., Millett A. J. and Somerton I. W., 1990, Magnetic interpretation in the three dimensions using Euler deconvolution, *Geophysics*, 55, 1, 80-91.
- Revil A. and Pezard P.A., 1998, Streaming electrical potential anomaly along faults in geothermal areas, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 16, 3,197-3,200.
- Revil A., Ehouarne L. and Thyreault E., 2001, Tomography of self-potential anomalies of electrochemical nature, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 4,363-4,366.
- Revil A., Hermitte D., Voltz M., Moussa R., Lacas J.-G., Bourrié G. and Trolard F., 2002, Self-Potential signals associated with variations of the hydraulic head during an infiltration experiment, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 7, 10 1-4.
- Revil, A., Naudet V., Nouzaret J. and Pessel M., 2003, Principles of electrography applied to self-potential electrokinetic sources and hydrogeological applications, *Water Res. Research*, doi 2002wr000916.
- Sailhac P. and Marquis G., 2001, Analytic potentials for the forward and inverse modeling of SP anomalies caused by subsurface fluid flow, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 1643-1646.
- Schenkel, C.J., and Morrison, H.F., 1990, Effects of well casing on potential field measurements using downhole current sources, *Geophysical Prospecting*, 38, 663-686.
- Sill W.R., 1983, Self-potential modeling from primary flows, *Geophysics*, 48, 76-86.
- Thompson D. T., 1982, EULDPH: A new technique for making computer-assisted depth estimates from magnetic data, *Geophysics*, 47, 31-37.
- Titov K., Loukhmanov, V. and Potapov A., 2000, Monitoring of water seepage from a reservoir using resistivity and self polarization methods: case history of the Petergoph fountain water supply system, *First Break*, 431-435.

- Trique M., Perrier F., Froidefond T. and Avouac J.P., 2002, Fluid flow near reservoir lakes inferred from the spatial and temporal analysis of the electric potential, *J. Geophys. Res.*, 107, B10, doi:10.1029/2001JB000482.
- Ushijima K., Mizunaga H. and Tanaka T., 1999, Reservoir monitoring by a 4-D electrical technique, *The Leading Edge*, 18, 1,422-1,424.
- Zablocki C.J., 1978, Streaming potentials resulting from the descent of meteoric water. A possible source mechanism for Kilauea SP anomalies, *Geothermal Resources Council Transactions*, 2, 747-748.
- Zohdy A.A.R., Anderson L.A. and Muffler L.J.P, 1973, Resistivity, self-potential and induced polarization surveys of a vapor-dominated geothermal system, *Geophysics*, 38, 6, 1,130-1,144.



# **Chapitre 5**

*Caractérisation et suivi d'écoulements  
dans la zone vadose*



## Chapitre 5

### *Caractérisation et suivi d'écoulements dans la zone vadose*

Comme mentionné plus haut, la mesure de Potentiel Spontané permet de caractériser la géométrie des circulations hydriques et même dans certains cas d'estimer les propriétés de transport du milieu. Il paraît alors tentant de franchir une étape supplémentaire et d'essayer d'estimer directement le champ de vitesse de l'écoulement. Nous nous sommes donc intéressés à l'effet électrocinétique d'écoulements se produisant dans les premiers mètres du sol car il est facile d'y installer simultanément des capteurs hydrauliques et électriques. La principale difficulté est que cette zone est souvent non saturée et par conséquent, que les écoulements y sont diphasiques. Le problème premier qui se pose est donc de savoir s'ils génèrent une réponse électrocinétique mesurable.

#### 5.1 PS INDUITS PAR DES ÉCOULEMENTS DANS LA ZONE VADOSE

Du fait de la complexité de la mesure, les expériences qui mettent clairement en évidence des signaux de PS induits par des phénomènes électrocinétiques dans la zone vadose sont peu nombreuses (Ernstson et Scherer, 1986, Lachassagne et Aubert, 1989, Thony et al., 1997, Adler et al., 1997, Perrier et Morat, 2000 et Doussan et al., 2002). D'autres auteurs ont suggéré l'existence de tels phénomènes, en particulier lors d'épisodes pluvieux (e.g. Aubert et Kiefer, 1984, Friedel et al., 2003) mais l'absence de données hydrauliques ne nous permet pas d'interpréter sans équivoque leurs observations. Nous allons donc nous concentrer sur les six expériences citées précédemment.

Sur une période de un an, Ernstson et Scherer (1986) ont observé des gradients verticaux de PS dans la zone vadose qui semblent corrélés aux périodes d'évaporation des eaux de pluie mais avec un déphasage de trois mois. Ils interprètent ces signaux comme l'effet électrocinétique de l'infiltration des eaux météoriques et expliquent ce déphasage par l'influence irrégulière de l'évaporation sur l'infiltration. Sur une plus courte période (25 jours), Lachassagne et Aubert (1989) ont mesuré des gradients verticaux de potentiels électriques très bien corrélés avec les phases d'infiltration et d'évaporation mais cette fois-ci sans déphasage. Afin d'expliquer ces observations, Thony et al. (1997) ont étudié en détail la nature du lien entre gradients verticaux de PS et flux hydrique. Ils ont montré que sur un période de 10 jours après un épisode pluvieux, il existe une relation linéaire très significative (figure 5.1). Bien que leur coefficient de proportionnalité semble

dépendre de la nature et des conditions physico-chimiques du sol, ils suggèrent que les mesures de PS peuvent être utilisées aussi bien pour déterminer le sens de l'écoulement que la quantité d'eau circulant dans la zone vadose.

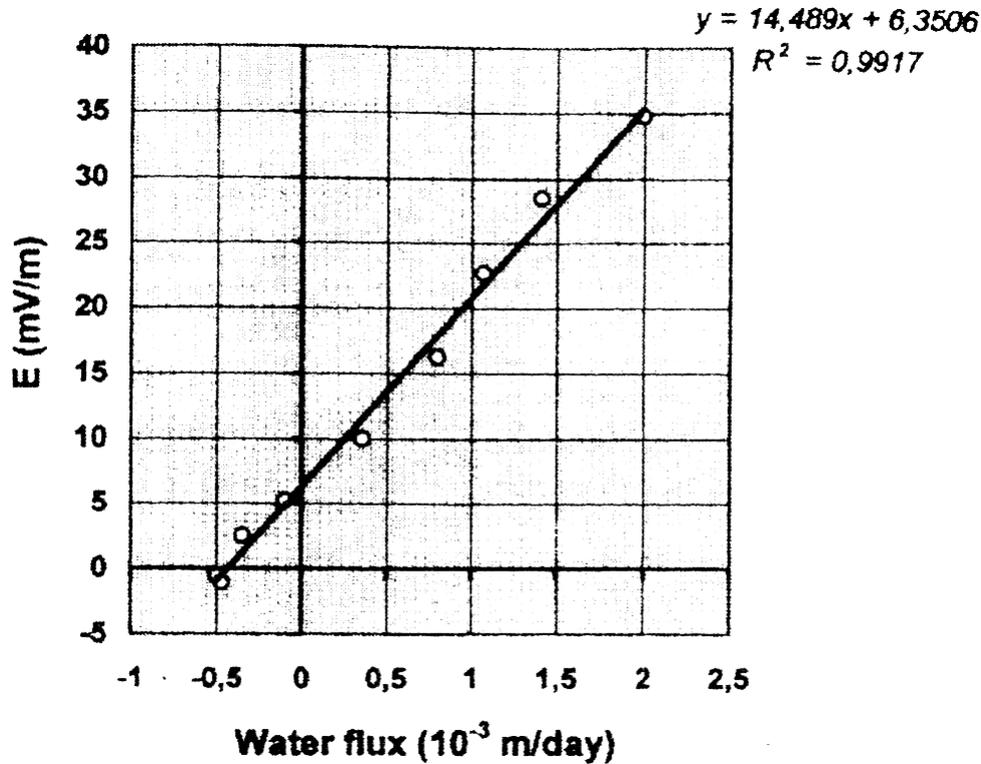


Fig. 5.1 – Relation entre flux hydrique vertical et le champ électrique  $E$  mesurés à 0.4 m de profondeur par Thony et al. (1997) sur une terrasse glacière.

En s'inspirant des observations de Thony et al. (1997), Doussan et al. (2002) ont réalisé un suivi en continu des potentiels électriques dans un lysimètre pendant six mois afin de tester la robustesse de la relation linéaire entre flux hydrique et gradients de PS dans des conditions climatiques variables. Bien qu'ils observent une bonne corrélation entre les signaux de PS, l'infiltration et l'évaporation des eaux météoriques (figure 5.2), ils ne trouvent pas de relation linéaire stable avec le temps qui permette de calculer directement le flux hydrique à partir des mesures de PS (figure 5.3). Leur explication est que les signaux de PS mettent plus en valeur les variations de conductivité électrique de la solution salée ajoutée autour des électrodes que les effets liés aux variations de teneur en eau lors de l'infiltration et de l'évaporation des eaux de pluie.

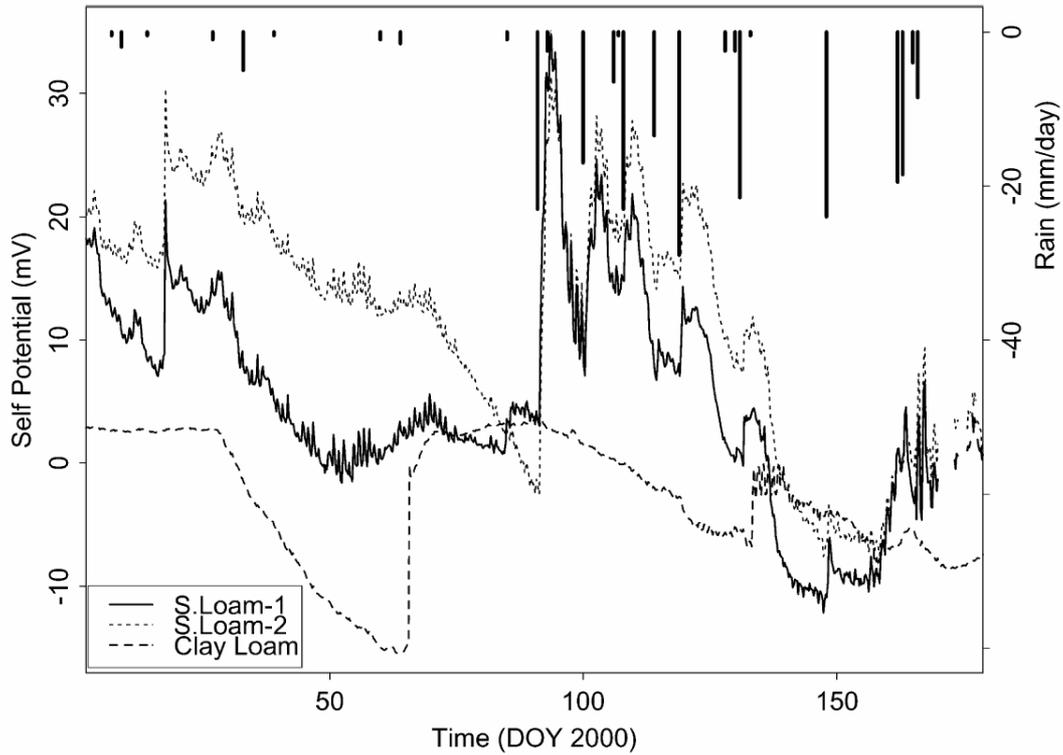


Fig. 5.2 – Evolution temporelle des signaux de PS entre 30 et 40 cm de profondeur dans un sol sableux (S. Loam 1 et 2) et dans un sol argileux (Clay loam). La quantité de pluie par jour est représentée par des barres verticales (d'après Doussan et al., 2002).

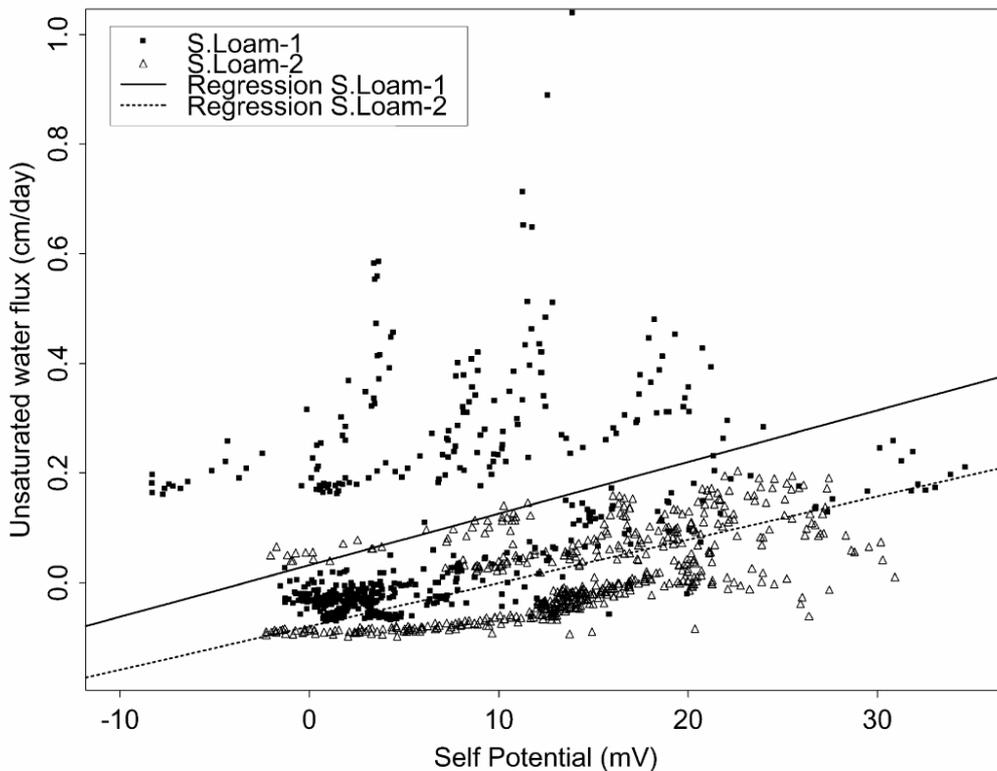


Fig. 5.3 – Relation entre le gradient de PS entre 30 et 40 cm de profondeur et le flux hydrique à 35 cm de profondeur. Aucune tendance linéaire ne se dégage (d'après Doussan et al., 2002).

Du point de vue théorique, Adler et al. (1997) ont développé un modèle physique basé sur la théorie de l'électrocinétisme qui permet de faire le lien entre l'écoulement dans le milieu non saturé et les anomalies de PS. Ils expliquent ainsi leurs observations sur un bloc de calcaire enfoui à quelques mètres de profondeur par l'effet électrocinétique d'une circulation hydrique dont le moteur est des variations de pression atmosphérique. Plus tard, Perrier et Morat (2000) ont repris ce modèle afin d'expliquer des variations diurnes de potentiels électriques fortement corrélées avec des variations de température du sol. Ils concluent que l'évaporation journalière à la surface du sol génère un écoulement dans la zone vadose qui, par électrocinétisme, induit des variations diurnes de PS.

Il semble donc que quelle que soit l'origine des circulations hydriques dans la zone non saturée (infiltration et/ou évaporation des eaux météoriques, variation de la température du sol ou de la pression atmosphérique), des signaux de PS fortement corrélées avec la dynamique de l'écoulement soient observables. Il n'est par conséquent pas déraisonnable d'espérer caractériser et suivre des écoulements dans la zone vadose à partir de mesures de PS. Malheureusement, la complexité du phénomène électrocinétique ne permet pas d'établir de relation simple entre l'écoulement et les gradients de potentiel électrique. C'est donc dans le but d'éclaircir cette relation que nous avons modélisé l'effet électrocinétique de transferts hydriques verticaux en milieu non saturé.

## 5.2 MODELISATION DE L'EFFET ELECTROCINETIQUE DE TRANSFERTS HYDRIQUES VERTICAUX EN MILIEU NON SATURE.

Pour modéliser l'effet électrocinétique de transferts hydriques verticaux en milieu non saturé, nous avons suivi une approche similaire à celle exposée dans le chapitre précédent à savoir construire un modèle hydraulique, calculer le coefficient de couplage électrocinétique et résoudre l'équation de Helmholtz-Smoluchowski.

Le modèle hydraulique que nous avons utilisé repose sur l'équation de Richards pour la saturation partielle en eau. Nous avons résolu cette équation par différences finies implicites avec comme condition – limite en surface le flux d'eau égal au taux de précipitation et d'évaporation. Pour les détails de cette résolution numérique, vous référez à l'annexe 1. La seconde étape a consisté à calculer les coefficients de couplage électrocinétique  $C$  dans le sol. Pour cela, nous avons utilisé la dépendance de  $C$  en fonction de la saturation proposée par Revil et al. (1999) c'est-à-dire en fonction des variations de conductivité électrique du fluide. Enfin, la dernière étape a consisté à

résoudre l'équation de Helmholtz-Smoluchowski afin obtenir les potentiels électriques dans le sol induits par électrocinétisme.

Ce modèle révèle que les gradients de PS sont de bons indicateurs de la direction des flux d'eau dans la zone non saturée mais pas de leur intensité. La confrontation de ce modèle avec les données hydrauliques et électriques de Thony et al. (1997) et de Doussan et al. (2002) confirme ce résultat. Cette dernière expérience suggère de plus que les mesures électriques caractérisent les transferts hydriques à l'échelle de la séparation des électrodes (~ dm) c'est-à-dire à une bien plus grande échelle que les mesures traditionnelles tensiométriques.

Nous présentons maintenant nos résultats en détails dans l'article suivant à paraître sous peu dans *Journal of Hydrology*.

*[signalement bibliographique ajouté par : ULP – SCD – Service des thèses électroniques]*

**Mathieu Darnet, Guy Marquis**

**Modelling streaming potential (SP) signals induced by water movement in the vadose zone.**

Journal of hydrology 2004, 285 : 114-124

Pages 114-124 :

La publication présentée ici dans la thèse est soumise à des droits détenus par un éditeur commercial.

Pour les utilisateurs ULP, il est possible de consulter cette publication sur le site de l'éditeur

<http://dx.doi.org/10.1016/j.jhydrol.2003.08.010>

Il est également possible de consulter la thèse sous sa forme papier ou d'en faire une demande via le service de prêt entre bibliothèques (PEB), auprès du Service Commun de Documentation de l'ULP: [peb.sciences@scd-ulp.u-strasbg.fr](mailto:peb.sciences@scd-ulp.u-strasbg.fr).

### 5.3 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Plusieurs expériences de suivi de PS dans la zone vadose ont révélé l'existence de phénomènes électrocinétiques. Il paraît alors intéressant d'utiliser des mesures de PS afin d'estimer les flux hydriques dans la zone non saturée. Pour cela, il faut connaître précisément la relation entre flux hydrique et potentiels électriques. L'expérience récente de Doussan et al. (2002) a montré qu'il n'existe pas de relation linéaire stable avec le temps. Afin d'en savoir plus sur cette relation, nous avons modélisé l'effet électrocinétique de mouvements d'eau dans la zone vadose. Ce modèle révèle que les gradients de PS sont de bons indicateurs de la direction des flux d'eau mais pas de leur intensité. La confrontation de ce modèle avec les données de Doussan et al. (2002) confirme ce résultat et suggère que les mesures électriques caractérisent les transferts hydriques à l'échelle de la séparation des électrodes c'est-à-dire à une plus grande échelle que les mesures tensiométriques utilisées habituellement.

Nous n'avons cependant pas pu établir de formule simple qui permettrait de déduire l'intensité des flux hydriques à partir de mesures de PS. La raison est que nous connaissons mal l'influence des variations de saturation sur les couplages électrocinétiques. En effet, nous avons estimé que le coefficient de couplage électrocinétique varie uniquement en fonction de la saturation via la conductivité électrique du fluide (loi d'Archie) alors que les expériences récentes de Guichet et al. (2003) ont montré que cette dépendance est beaucoup plus complexe. Nous pensons qu'une façon d'améliorer notre modèle est de tenir compte de l'influence de la saturation sur les couplages électrocinétiques via la conductivité électrique du fluide mais aussi via la perméabilité du sol car la présence de bulles d'air doit influencer de manière considérable le courant électrique de convection (cf. § L'électrocinétisme).

## **Bibliographie se rapportant à ce chapitre :**

- Adler P.M., Thovert J.F., Jacquin C., Morat P. and Le Mouél J.L., 1997, Electric signals induced by the atmospheric pressure variations in unsaturated media, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 324, 711-718.
- Aubert M. and Kieffer G., 1984, Evolution d'une intrusion magmatique dans le flanc sud de l'Etna entre juin 1982 et juin 1983, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 298, Série II, 8, 379-382.
- Doussan C., Jouniaux L. and Thony J.L., 2002, Variations of self potential and unsaturated water flow with time in sandy loam and clay loam soils, *J. Hydrol.*, 267, 173-185.
- Ernstson K. and Scherer H.U., 1986, Self-Potential variations with time and their relation to hydrogeologic and meteorological parameters, *Geophysics*, 51, 10, 1,967-1,977.
- Friedel S., Byrdina S., Rücker C., Serfling U., Flechsig C. and Jacobs F., 2003, Geoelectrical measurements at Merapi volcano 1997-2002, *EGS-AGU-EUG Joint Assembly*, Nice (France), EAE03-1-08828, P0510.
- Guichet X., Jouniaux L. and Pozzi J.P., 2003, Streaming Potential of a sand column in partial saturation conditions, *J. Geophys. Res.*, 108, B3, 2141, doi:10.1029/2001JB001517.
- Lachassagne P. and Aubert M., 1989, Etude des phénomènes de polarisation spontanée (PS) enregistrés dans un sol lors de transferts hydriques verticaux, *Hydrogéologie*, 1, 7-17.
- Perrier F. and Morat P., 2000, Characterization of electrical daily variations induced by capillary flow in the non-saturated zone, *Pure Appl. Geophys.*, 157, 785-810.
- Revil A., Schwaeger H., Cathles III L.M. and Manhardt P.D., 1999, Streaming potential in porous media, 2. Theory and application to geothermal systems, *J. Geophys. Res.*, 104, 20,033-20,048.
- Thony J.L., Morat P., Vachaud G. and Le Mouél J.L., 1997, Field characterization of the relationship between electrical potential gradients and soil water flux, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 325, 317-321.

# **Chapitre 6**

*Caractérisation et suivi d'écoulements  
dans des réservoirs géothermiques*



## Chapitre 6

### *Caractérisation et suivi d'écoulements dans des réservoirs géothermiques*

La mesure de Potentiels Spontanés permet de caractériser à la fois la géométrie mais aussi la dynamique des écoulements se produisant dans les premières dizaines de mètres du sous-sol. Nous avons maintenant voulu savoir si ce raisonnement pouvait s'étendre à des circulations hydriques plus profondes (à plusieurs centaines voire plusieurs milliers de mètres de profondeur) car excepté le suivi acoustique, aucune autre méthode non invasive ne permet de suivre de tels écoulements. Nous avons donc choisi de tester la méthode des PS sur le cas particulier de réservoirs géothermiques artificiels car les écoulements qui s'y produisent sont le plus souvent hydriques, monophasiques et bien plus intenses que les circulations naturelles.

Dans ce chapitre, nous allons d'abord faire un état des lieux des connaissances actuelles des phénomènes électrocinétiques dans les réservoirs géothermiques. Nous allons ensuite décrire nos propres expériences de suivi de PS en surface sur les sites géothermiques de Soultz-sous-Forêts (Alsace, France) et de Berlín (Salvador, Amérique Centrale). Nous allons en même temps exposer les différentes conclusions auxquelles elles ont conduit quant à la possibilité de caractériser et suivre des écoulements profonds par des mesures électriques en surface.

#### 6.1 CARACTERISATION ET SUIVI D'ÉCOULEMENTS DANS DES RESERVOIRS GEOTHERMIQUES PEU PROFONDS

Lors du pompage ou de l'injection d'eau dans un réservoir géothermique artificiel (Hot Dry Rock ou Hot Fractured Rock), d'importantes circulations hydriques sont générées entre les puits d'extraction et de production ce qui, par couplage électrocinétique, doit induire d'importants signaux de PS dans le réservoir et en surface. Ishido et al. (1983) ont été les premiers à mettre en évidence de tels signaux électriques : ils ont en effet enregistré des potentiels électriques très bien corrélés avec des phases d'éruption de vapeur d'eau provenant d'un réservoir géothermique situé à 1200 m de profondeur (figure 6.1). Leur interprétation est que la circulation du fluide hydrothermal génère par couplage électrocinétique des courants électriques dans le réservoir qui sont ensuite conduits vers la surface par le tubage en acier du puits. Ils observent de plus un délai de quelques

minutes entre l'augmentation des potentiels électriques en surface et l'ouverture la valve du puits ce qu'ils expliquent par le temps mis par le point d'ébullition pour se propager de la surface au réservoir. Cette expérience montre donc qu'une circulation de fluide dans un réservoir géothermique génère par couplage électrocinétique des anomalies de PS mesurables en surface et fortement corrélées avec l'écoulement.

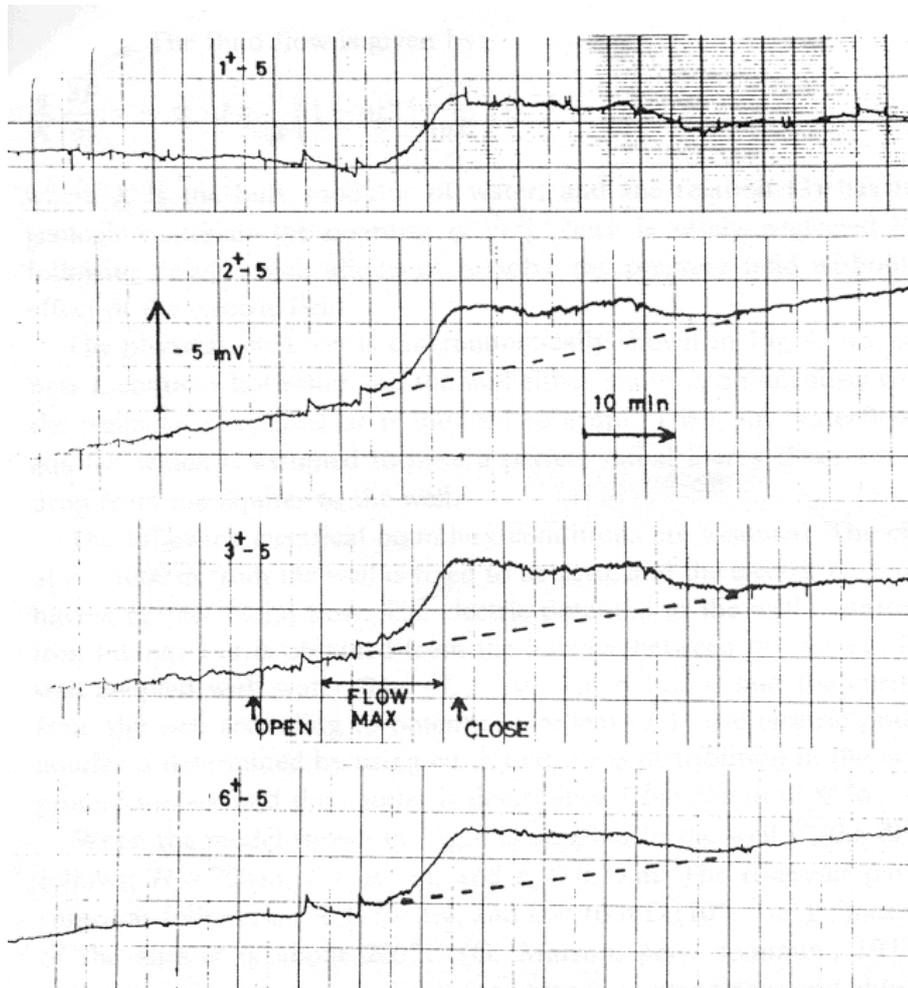


Fig. 6.1 – Variations de PS à quatre paires d'électrodes situées autour d'un puits lors d'une éruption de vapeur. Les heures d'ouverture et de fermeture de la valve en tête de puits sont marquées par OPEN et CLOSE. Les tirets indiquent la dérive linéaire des électrodes causée par une pluie (d'après Ishido et al., 1983).

Plus tard, Kawakami et Takasugi (1994) ont installé un tapis de 180 électrodes autour d'un puits géothermique où eut lieu une stimulation hydraulique puis des tests d'injection et de production. Ils ont observé des signaux PS d'amplitude et de signe fortement corrélés avec les différentes phases de l'opération (figure 6.2) et dont l'amplitude augmente à proximité du puits d'injection (figure 6.3). Ces observations confirment l'hypothèse d'Ishido et al. (1983) que le tubage en acier conduit vers la surface les courants électriques induits par effet électrocinétique

dans le réservoir. Ces mesures montrent de plus que ce phénomène est bien électrocinétique car il change de signe selon le sens de l'écoulement.

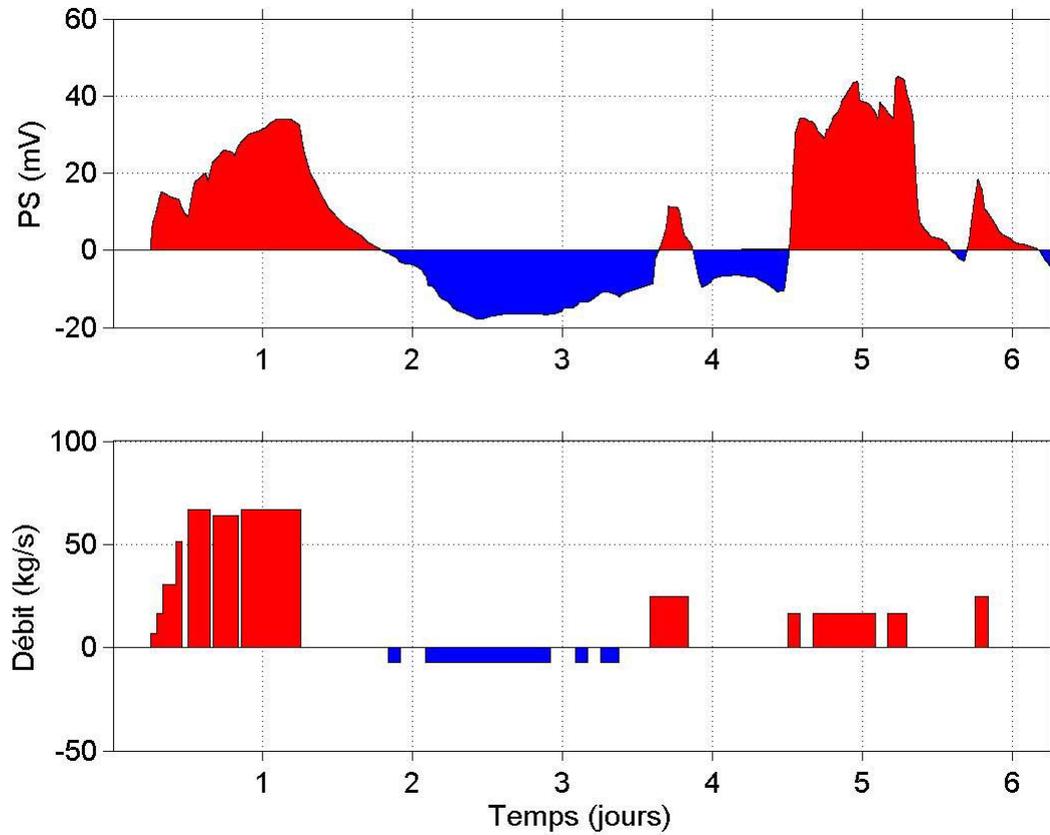


Fig. 6.2 – Haut : variation de PS enregistré sur électrode proche du puits d'injection/production – Bas : débit en tête de puits (d'après Kawakami et Takasugi., 1994).

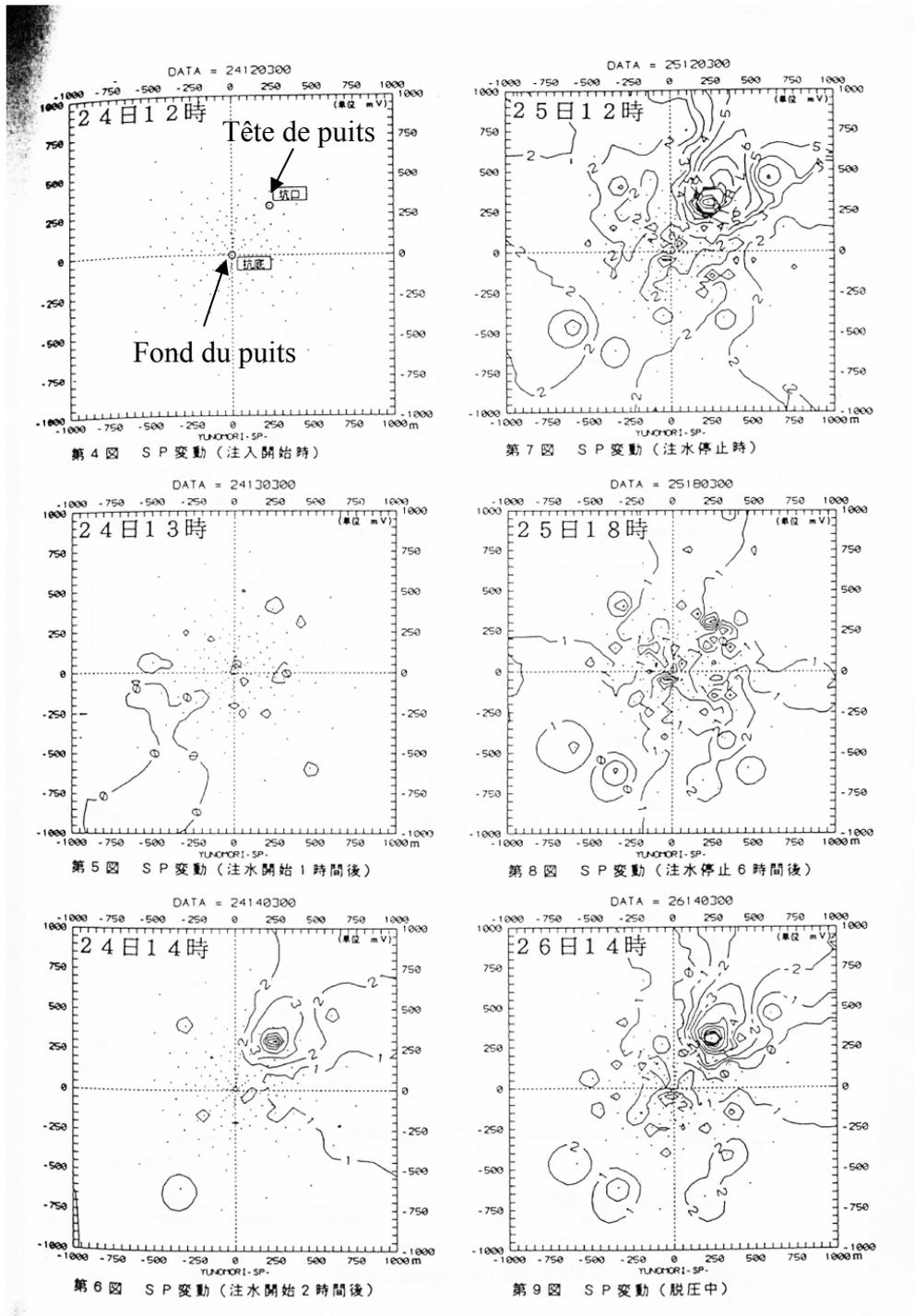


Fig. 6.3 – Carte d'isopotentiels électriques lors des opérations de pompage décrites sur la figure précédente. On peut remarquer que les isopotentiels sont centrées sur la tête du puits (d'après Kawakami et Takasugi., 1994).

Plus récemment, Ushijima et al. (1999) ont montré qu'en plus d'être temporellement corrélées avec l'écoulement, les anomalies de PS peuvent l'être aussi avec la géométrie de la circulation souterraine. En effet, ils ont observé que lors de l'injection d'eau dans un réservoir

géothermique, l'anomalie de PS en surface se développe dans la direction des principales fractures et donc de l'écoulement (figure 6.4).

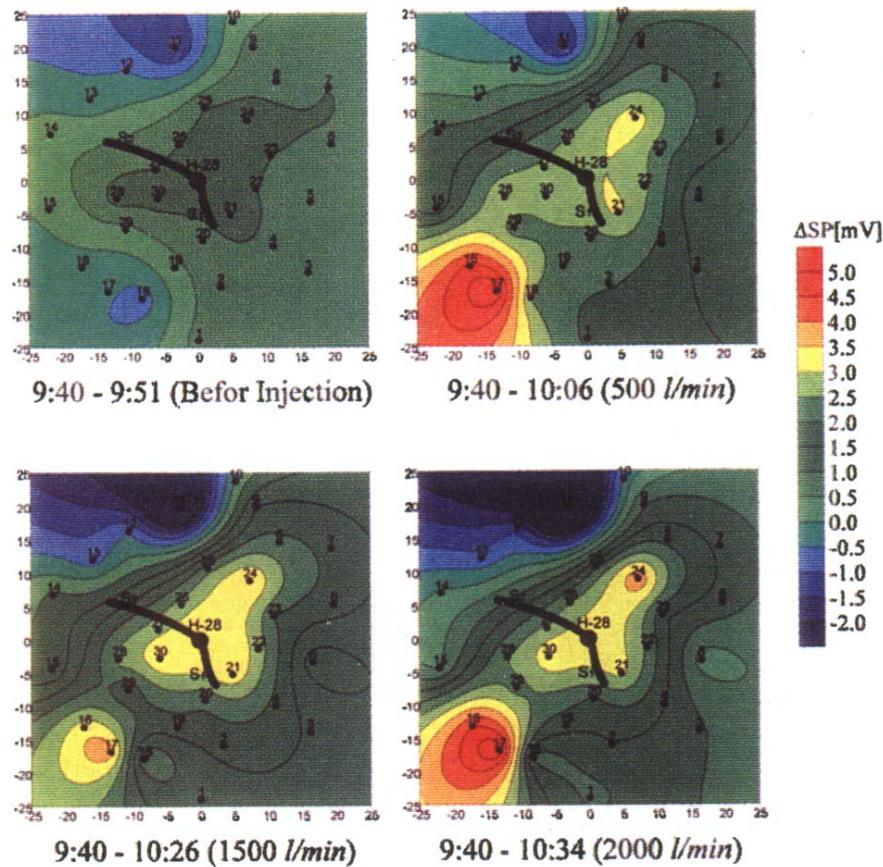


Fig. 6.4 – Distribution spatiale des anomalies de PS enregistrés avant et pendant l'injection d'eau dans un réservoir géothermique. L'anomalie positive coïncide avec la position des principales fractures et donc de l'écoulement (d'après Ushijima et al., 1999).

Enfin, Moore et al. (2003) ont réalisé des injections d'eau dans un bloc de grès en laboratoire afin de simuler son effet électrocinétique et de comprendre son évolution avec le temps et la température. A basse température (20 °C), ils ont observé que les cartes de PS sur les faces des blocs reproduisent bien la géométrie de l'écoulement dans le bloc (figure 6.5) et que l'anomalie de PS à la sortie de l'échantillon est fortement corrélée avec la dynamique de l'écoulement (figure 6.6). Ils notent toutefois la présence d'effets capacitifs causés par la présence de bulles dans le bloc qui fait décroître plus lentement le signal PS que la pression après l'injection. Ces observations en laboratoire reproduisent très bien ce qu'ont constaté les auteurs précédents et confirme la capacité de la méthode PS à caractériser et suivre des écoulements dans des réservoirs géothermiques.

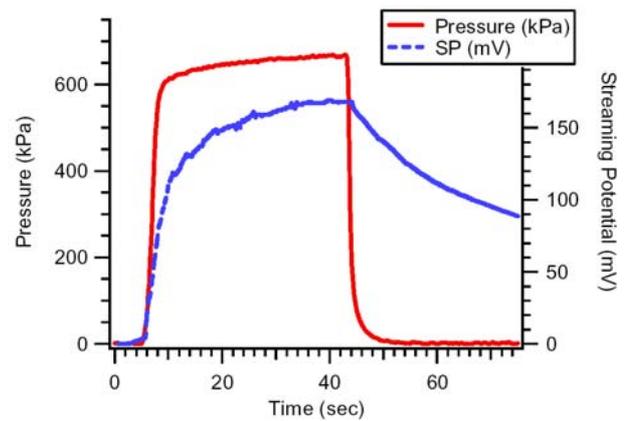
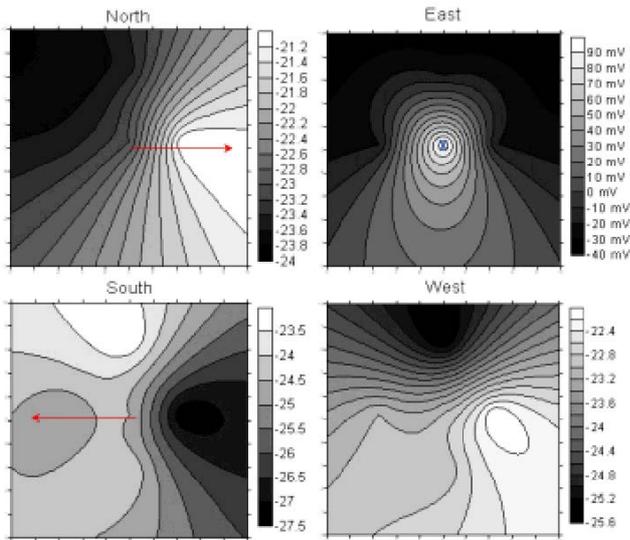


Fig. 6.5 – Cartes d'isopotentiels électriques sur les faces d'un échantillon de grès pendant l'injection d'eau à 20 °C au centre du bloc et sortant au centre de la face Est. Notez la bonne corrélation spatiale entre PS et flux d'eau sur la face Est (d'après Moore et al., 2003)

Fig. 6.6 – Pression d'injection et PS à l'électrode la plus proche de l'exutoire lors de l'injection d'eau à 20 °C. Notez la plus lente décroissance du PS par rapport à la pression après injection (time > 44 s). (d'après Moore et al., 2003)

Les mesures de nos collègues japonais ont été réalisées sur des réservoirs géothermiques peu profonds (< 2000 m). Est-il possible d'appliquer cette technique à des réservoirs plus profonds sachant que ces signaux décroissent très vite avec la distance ? Et si oui, est-il alors possible de cartographier l'écoulement à partir de la seule mesure de PS en surface ? C'est pour répondre à ces interrogations que nous avons conduit notre propre expérience de suivi de PS lors de la stimulation hydraulique du réservoir géothermique de Soultz-sous-Forêts.

## 6.2 SUIVI DE PS SUR LE SITE GEOTHERMIQUE HOT DRY ROCK DE SOULTZ-SOUS-FORETS

Le concept Hot Dry Rock développé à Soultz-sous-Forêts (Alsace, France) a pour but de tirer profit de la chaleur parfois anormalement élevée de roches fracturées. Son principe est de créer de manière artificielle un échangeur géothermique souterrain à quelques kilomètres de la surface (figure 6.7). Pour cela, de l'eau froide est injectée dans le sous-sol à l'aide d'un puits d'injection (GPK1 sur la figure 6.7) puis re-extraite à l'aide d'un puits de production (GPK2 sur la figure 6.7) après qu'elle se soit réchauffée au contact des roches chaudes fracturées.

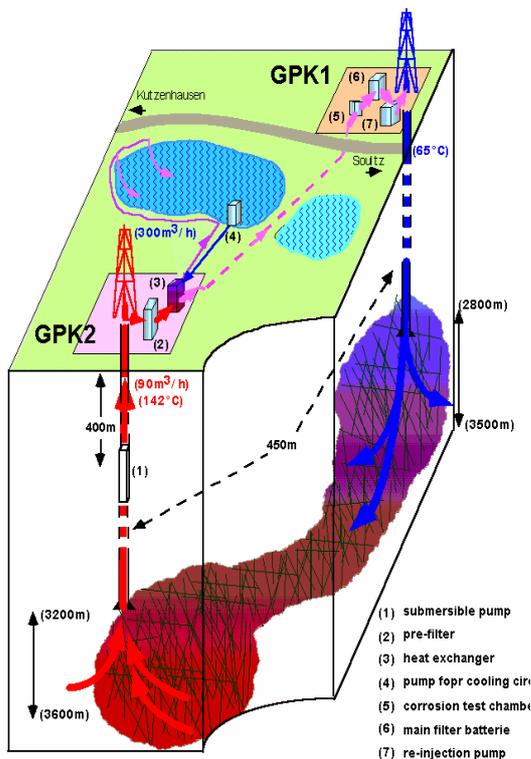


Fig. 6.7 – Concept Hot Dry Rock développé sur le site géothermique de Soultz-sous-Forêts. Les valeurs de température et de débit font référence à la circulation réalisée en 1997.

Afin d'optimiser la récupération de chaleur, on essaie de faciliter la circulation entre les puits d'injection et de production. Pour cela, on augmente la perméabilité du réservoir en procédant à une stimulation hydraulique du réseau de fractures naturelles : on injecte de l'eau sous forte pression (plusieurs MPa de surpression) et à fort débit (plusieurs dizaines de kg/s) pendant plusieurs jours. Le résultat de cette opération est de faire coulisser les fractures préexistantes ce qui augmente la porosité du milieu et améliore sa connectivité et donc sa perméabilité. Comme cette manipulation est parfaitement contrôlée et qu'elle génère des écoulements beaucoup plus intenses que des circulations naturelles, nous avons essayé de les suivre par des mesures de PS en surface. Notre première expérience eut lieu en juin 2000 lors de la stimulation hydraulique du puits d'injection GPK2, et la seconde en janvier 2003 lors d'un test hydraulique dans le même puits.

6.2.1 LA STIMULATION HYDRAULIQUE DE GPK2 EN JUIN 2000

6.2.1.1 Principaux résultats

Lors de la stimulation hydraulique du puits GPK2 en juin 2000, 23 000 m<sup>3</sup> d'eau douce ont été injectés entre 4.4 et 5 km de profondeur. Nous avons alors déployé un réseau de 48 électrodes impolarisables sur une surface d'environ 1 km<sup>2</sup> afin de suivre l'évolution des potentiels électriques en surface. Nous avons échantillonné ces potentiels électriques à une fréquence de un point par minute. Les données brutes montrent d'importants phénomènes d'induction électromagnétique dus aux variations diurnes du champ magnétique terrestre et à des orages magnétiques (cf. l'article suivant « Surface electric potential induced by deep hydraulic stimulation : an example from the Soutlz HDR site »). Nous les avons éliminés en appliquant un filtre passe-bas à 24 heures et après traitement, il reste une variation de potentiel électrique de longue période (9-10 jours) d'amplitude maximale environ 5 mV (figure 6.8). L'augmentation du potentiel coïncide avec le début de l'injection d'eau et revient à son niveau de départ après fermeture des valves (shut-in). Nous interprétons donc ce signal comme l'effet électrocinétique de l'eau injectée circulant dans les fractures.

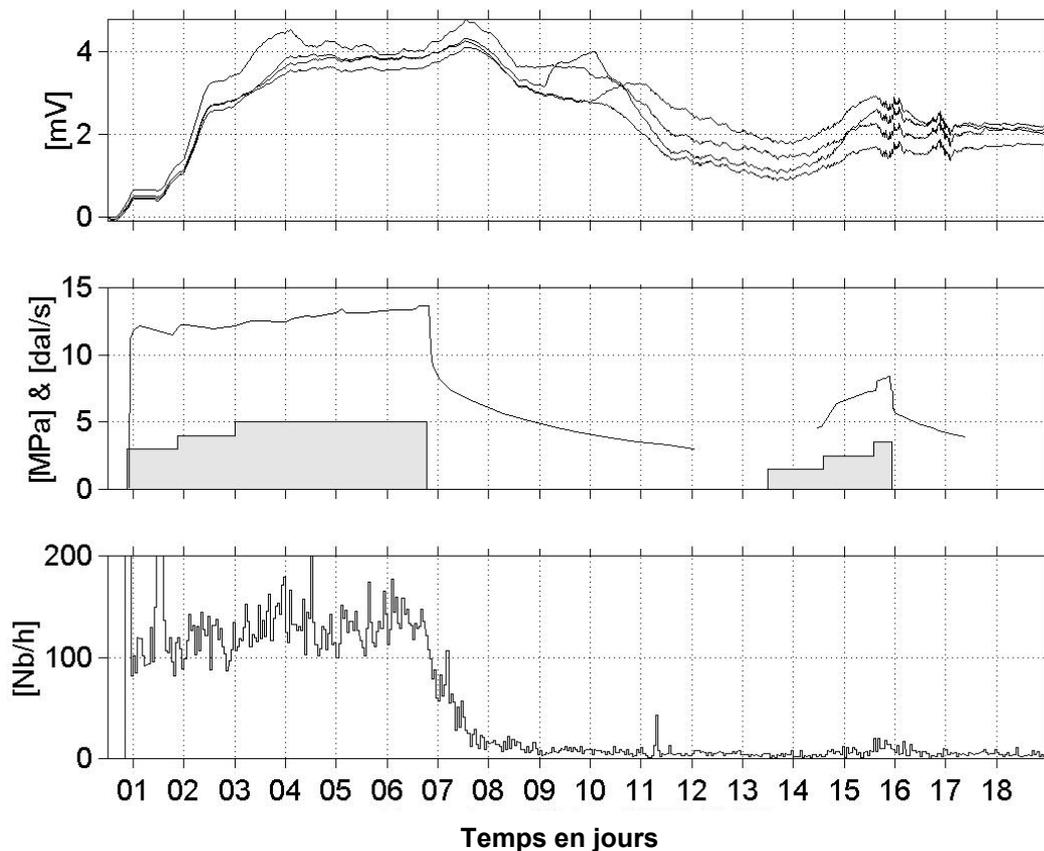


Fig. 6.8 – Haut : anomalies de PS filtrées avec un passe-bas à 24 heures enregistrées à 500 m de GPK 2 – Milieu : débit et pression d'injection dans GPK 2 – Bas : densité d'événements microsismiques (nombre/heure)

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons modélisé l'effet électrocinétique de l'injection. Comme dans les chapitres précédents, notre modèle s'est construit en trois étapes : modèle hydraulique, sources électrocinétiques, modèle électrique. Nous avons estimé le champ pression de fluide en résolvant l'équation de conservation de la masse d'eau en régime permanent et en assimilant la zone stimulée à une zone plus perméable que l'encaissant. De ce champ de pression, nous avons ensuite calculé les sources électrocinétiques correspondantes en supposant un coefficient de couplage électrocinétique  $C$  de  $-1$  V/Pa. Nous avons alors résolu l'équation de conservation du courant électrique pour connaître la distribution du potentiel électrique. Nous avons enfin modifié le coefficient de couplage  $C$  jusqu'à obtenir des valeurs dans le modèle proches des observations ; nous trouvons  $C = -1$  mV/MPa ce qui est en accord avec les valeurs de couplage que l'on trouve pour du granite dans la littérature (Ishido et Mizutani, 1989, Ishido et al., 1983, Morgan et al., 1989, Reppert, 2000). Il semble donc bien que ces anomalies de potentiel électrique soient d'origine électrocinétique.

Pour pousser plus loin notre interprétation, nous nous sommes alors intéressés aux variations temporelles des PS. Pour cela, nous avons modélisé l'effet électrocinétique de l'injection non plus en régime permanent mais en régime transitoire (article soumis à Geophysics « Modeling of surface Streaming Potential (SP) variations generated by reservoir fluid flow: application to a stimulation experiment at the Soultz geothermal reservoir »). Nous avons à nouveau construit notre modèle en trois étapes : modèle hydraulique, sources électrocinétiques, modèle électrique. Pour le modèle hydraulique, nous avons utilisé la solution de l'équation de conservation de la masse d'eau en régime transitoire avec une perméabilité pour le milieu poreux qui évolue en fonction de la surpression de fluide (i.e. avec l'ouverture des fractures). Nous avons ensuite calculé les sources électrocinétiques correspondantes en prenant comme coefficient de couplage électrocinétique  $C$  celui d'un système quartz-eau salée et en tenant compte des variations de température et de salinité du fluide injecté. Enfin, nous avons calculé la distribution des potentiels électriques en résolvant l'équation de conservation des courants électriques sous forme intégrale ; nous avons choisi ce type de solution car nous voulions prendre en compte dans notre modèle l'effet du fort contraste de conductivité électrique entre le tubage du puits et l'encaissant.

La bonne correspondance entre l'amplitude des signaux observés et ceux prédits par notre modèle confirme le fait que les anomalies de potentiel électrique observées ont une origine électrocinétique. Notre modèle révèle de plus que la présence d'un tubage en acier électriquement conducteur explique pourquoi ces anomalies de PS sont détectables en surface, même à 5 km de l'écoulement. Enfin, notre modèle met en évidence l'importance de la composition chimique des

fluides injectés en particulier l'influence de leur salinité car elle peut faire varier l'intensité des phénomènes électrocinétiques de plus d'un facteur 100 entre l'injection d'eau douce et d'eau salée.

Nous avons aussi observé une lente décroissance des PS à la fin de la stimulation que nous ne sommes pas en mesure de reproduire dans notre modèle. Nous interprétons ces signaux comme l'expression d'importantes circulations de fluides persistant après le shut-in sur les bords de la zone stimulée. Ces écoulements pourraient aussi expliquer pourquoi une forte activité microsismique y est enregistrée longtemps après la stimulation (environ un mois). Nous allons reprendre cette discussion en détails dans la section suivante. Il semble par conséquent que les mesures de PS soient un bon indicateur de la dynamique des écoulements à grandes échelles, ici à celle du réservoir.

### 6.2.1.2 PS et sismicité après injection

Le signal de PS après injection a un temps de relaxation très lent par rapport à la surpression de fluide : par exemple 2 jours après le shut-in, le signal est aussi fort que lorsque le débit d'injection est de 40 kg/s (figure 6.8). Ceci suggère qu'il existe d'importantes circulations de fluides qui persistent dans le réservoir longtemps après la fin de l'injection. L'existence de tels écoulements expliquerait aussi pourquoi l'activité sismique est si forte et si longtemps après le shut-in : en effet, 12 événements de magnitude supérieure à 1.8 ont été enregistrés pendant le mois qui a suivi la stimulation (figure 6.9).

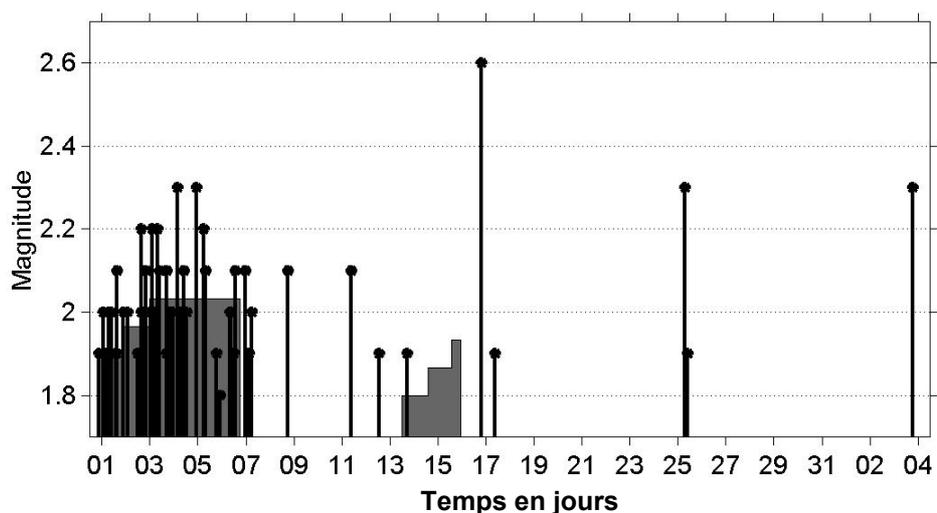


Fig. 6.9 – Distribution temporelle des microséismes induits de magnitude supérieure à 1.8 – les boîtes grises représentent les débits d'injection dans GPK 2 (unités arbitraires).

Le problème que pose cette hypothèse est de savoir pourquoi ces écoulements sont visibles sur les mesures électriques et pas sur la courbe de pression. Il est possible que ce soit parce que les volumes d'investigation des deux techniques sont bien différents (figure 6.10). En effet, les capteurs hydrauliques sont conçus de manière à décrire la dynamique d'un écoulement se produisant dans une zone *hydrauliquement* connectée au capteur alors que les mesures électriques traduisent l'effet électrocinétique de toutes les zones *électriquement* connectées aux électrodes c'est-à-dire tout le réservoir. Ainsi, est-il possible qu'après le shut-in, la zone hydrauliquement connectée au puits soit très vite déconnectée du reste de la zone stimulée du fait de la fermeture des fractures et donc que le capteur de pression n'enregistre que l'écoulement autour du puits. En même temps, d'importantes circulations peuvent persister en dehors de cette zone et contribuer à la lente décroissance des PS.

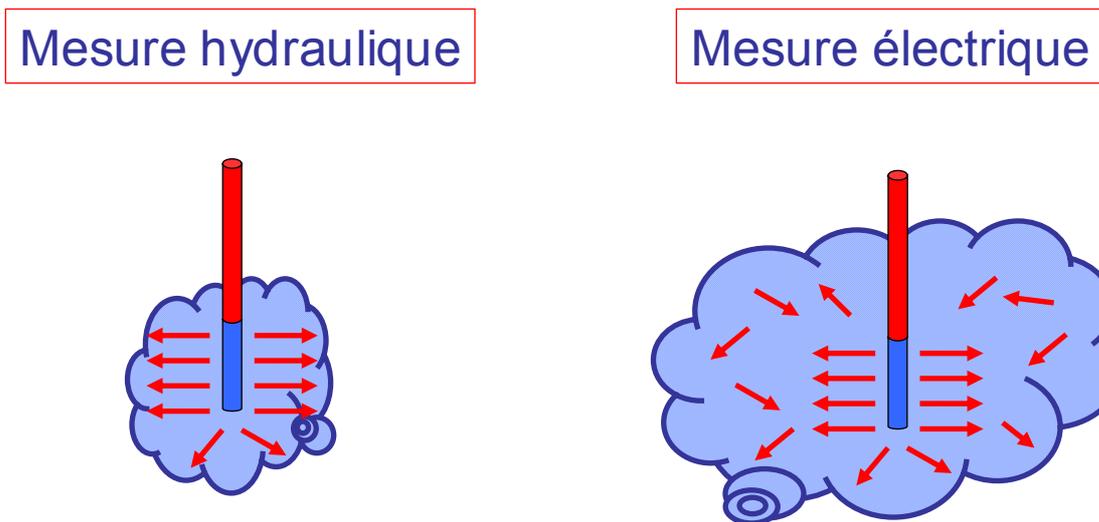


Fig. 6.10 – Volume d'investigation schématique d'une mesure hydraulique et électrique.

Nous pensons que l'activité microsismique dans le réservoir après le shut-in met en évidence un tel découplage entre le puits et le reste du réservoir. Pour l'illustrer, nous avons représenté l'évolution temporelle de la distance de chaque événement microsismique à la section ouverte du puits (figure 6.11 – les valeurs positives sont pour les microséismes situés au SE du puits et les négatives pour ceux au NW). Nous observons que la majorité des microséismes a lieu loin du puits après le shut-in (plus de 200 m), et qu'une zone asismique se développe du puits dans le réservoir (ligne continue). Cette zone asismique correspondant à une zone de faible surpression de fluide, la majorité des fractures doivent y être refermées et donc les connexions hydrauliques y sont

mauvaises. C'est peut être à cet endroit qu'a lieu le découplage hydraulique entre le puits et le reste du réservoir.

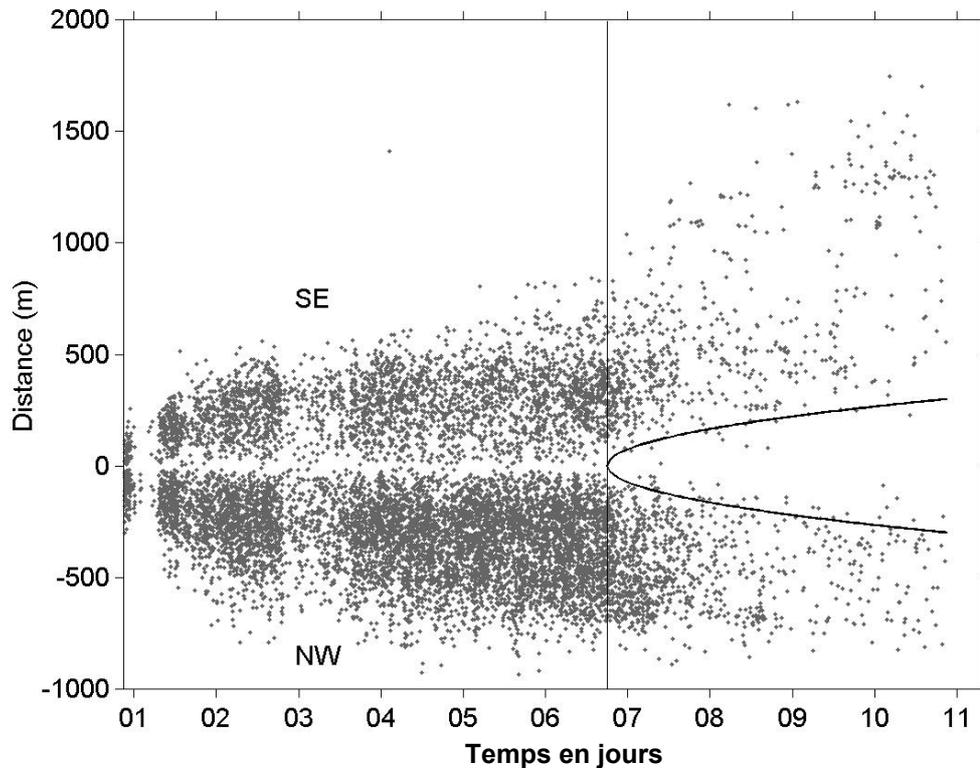


Fig. 6.11 – Evolution temporelle de la distance entre les microséismes induits et la section ouverte du puits ; les valeurs positives sont pour les événements au SE du puits et les négatives au NW. La ligne verticale au jours 6.75 correspond au shut-in et le trait continu délimite la croissance de la zone asismique après le shut-in.

Les observations microsismiques précédentes mettent vraisemblablement en évidence des circulations de fluide dans une zone hydrauliquement déconnectée du puits après le shut-in mais ne disent rien quant à leur importance. Pour répondre à cette question, nous avons étudié la distribution spatiale des magnitudes des microséismes induits dans cette zone (figure 6.12). Nous constatons que les microséismes y sont toujours très énergétiques (plus de 30 microséismes de magnitude supérieure à 1.0), en particulier au NW de la partie supérieure du nuage microsismique où 6 ont une magnitude supérieure à 1.0 dans un volume inférieur à cube de 200 m de côté. Pour induire de tels événements, les surpressions de fluide qui doivent y régner doivent être considérables et par conséquent les écoulements aussi. Nous pensons que nos mesures de PS ont révélé l'existence de ces circulations de fluides qui activent des fractures sur le bord de la zone stimulée jusqu'à plusieurs semaines après la fin de l'opération. Nous allons reprendre cette discussion en détails dans l'article

suisant soumis à Geophysics « Modeling of surface Streaming Potential (SP) variations generated by reservoir fluid flow: application to a stimulation experiment at the Saultz geothermal reservoir ».

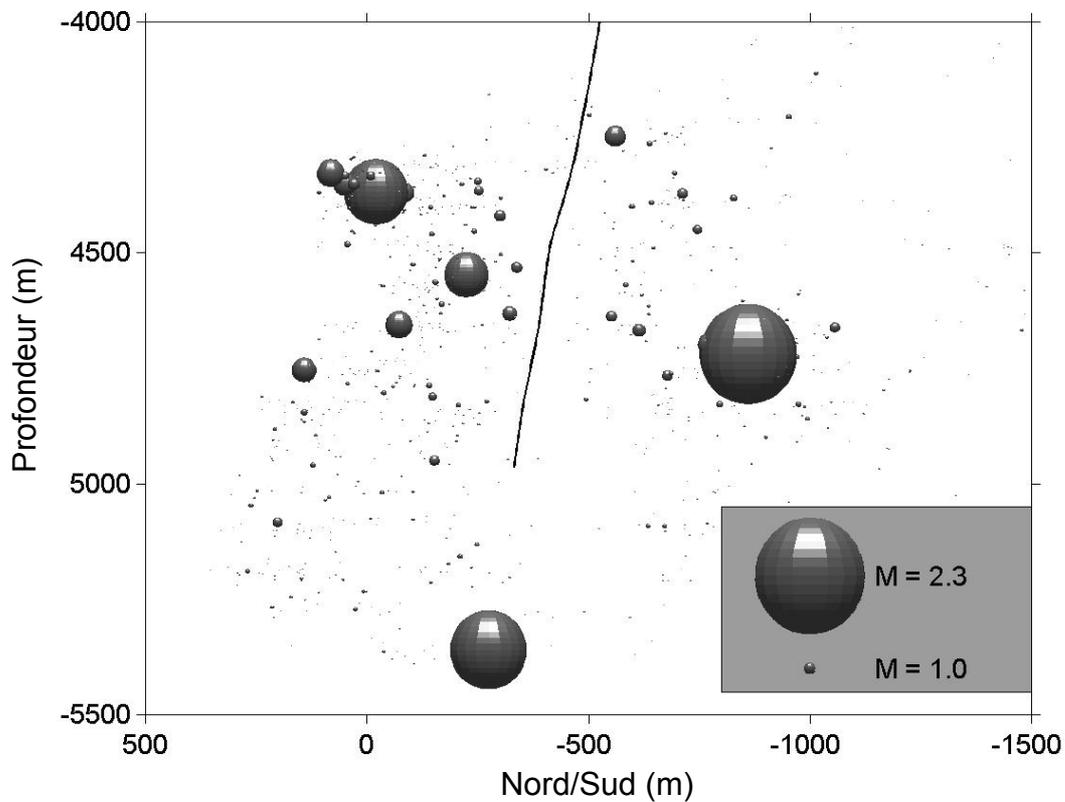


Fig. 6.12 – Vue vers l'Ouest des microséismes induits après le shut-in ; les sphères ont des rayons proportionnels à la magnitude de l'événement. La ligne noire est le puits d'injection.

On peut remarquer la forte activité sismique au NW de la partie supérieure du nuage (à une profondeur de 4400 m).

### 6.2.1.3 Articles soumis ou publié

*[signallement bibliographique ajouté par : ULP – SCD – Service des thèses électroniques]*

Guy Marquis, **Mathieu Darnet**, Pascal Sailhac, and A.K. Singh

**Surface electric variations induced by deep hydraulic stimulation : an example from the Soultz HDR site.**

Geophysical Research Letters, vol. 24, NO. 14, 10.1029/2002GL015046, 2002

La publication présentée ici dans la thèse est soumise à des droits détenus par un éditeur commercial.

Il est possible de consulter la thèse sous sa forme ou d'en faire une demande via le service de prêt entre bibliothèques (PEB), auprès du Service Commun de Documentation de l'ULP: [peb.sciences@scd-ulp.u-strasbg.fr](mailto:peb.sciences@scd-ulp.u-strasbg.fr).

## **Modeling of surface Streaming Potential (SP) variations generated by reservoir fluid flow: application to a stimulation experiment at the Soultz geothermal reservoir.**

Mathieu Darnet, Guy Marquis and Pascal Sailhac

Submitted to Geophysics in July 2002

### **ABSTRACT**

We have modeled surface electric potential variations of several millivolts recorded during a stimulation experiment at the Soultz-sous-Forêts Hot Dry Rock site. We show that the electrokinetic effect related to the flow of the water injected into the geothermal reservoir can explain these observations and that these electric potential variations are indeed streaming potential (SP) variations. Our model also shows that the presence of an electrically conducting steel casing generates detectable surface SP anomalies even 5 km away from the injection zone. Furthermore, we found that the chemistry of the injected fluid is playing a major role in controlling the intensity of the SP anomalies by increasing by a factor of at least one hundred the SP amplitude between a brine and fresh water injection phase. We observed a slow temporal SP decay after the end of the injection that we were not able to model that we interpret as large fluid flow persisting long after shut-in at the edge of the stimulated area. This persisting flow may explain why large induced microseismic events are recorded in this area long after the end of the stimulation experiment. Therefore, surface SP measurements are an indicator of the reservoir fluid flow dynamics. They could be used as a monitoring tool to help characterize the hydro-mechanical behavior of a reservoir during injection and/or production phases.

### **INTRODUCTION**

In recent years, the self-potential (SP) method has been applied to study the dynamics of fluid flow within natural water and/or hydrocarbon reservoirs. In such contexts, the most important self-potentials are the streaming potentials generated by the electrokinetic effect of underground fluid flow (Ogilvy et al., 1969, Corwin and Hoover, 1979, Ishido et al., 1983, Kawakami and Takasugi, 1994, Ushijima et al., 1999). This technique was first applied as mapping tool of water flow in aquifers (e.g. Ogilvy et al., 1969, Bogoslovsky and Ogilvy, 1970, 1973) and in geothermal areas

(e.g. Corwin and Hoover, 1979). The SP method was later used as a monitoring tool of fluid flow within geothermal reservoirs (Ishido et al., 1983, Kawakami and Takasugi, 1994, Ushijima et al., 1999, Murakami et al., 2001) and more recently within aquifers (Perrier et al., 1998, Pinettes et al., 2001).

Moreover, several theoretical and laboratory studies (Ishido and Mizutani, 1981, Morgan et al., 1989, Sprunt et al., 1994, Jouniaux and Pozzi, 1995, Bernabe, 1998, Revil et al., 1999a, 1999b, Marino et al., 1999, Lorne et al., 1999a, 1999b, Reppert, 2000) were conducted in order to better understand electrokinetic phenomena in rocks for various chemical and thermal conditions. Numerical modeling schemes were also developed (Sill, 1983, Wurmstich and Morgan, 1994, Ishido and Pritchett, 1999) in order to combine all these studies and better interpret SP anomalies induced by fluid flow in reservoirs.

In the present study, we apply some of these recent theoretical and numerical SP models to explain SP anomalies recorded by Marquis et al. (2002) during a stimulation experiment of the geothermal reservoir of the Soultz-sous-Forêts (France) Hot Dry Rock site. The objective of this work is to show that surface SP measurements prove to be a promising monitoring tool of the overall dynamics of fluid flow within a reservoir.

### **SP SURVEYS: A FLUID FLOW MONITORING TOOL AT THE RESERVOIR SCALE**

Streaming Potentials are electric potentials generated by the electrokinetic interaction of a fluid flowing through a porous medium. A detailed description of the electrokinetic theory relevant to geophysical applications can be found in Revil et al. (1999a, 1999b) and references therein. To summarize, the pore fluid is chemically in equilibrium with the rock matrix and this chemical interaction creates ion accumulations at the rock/fluid interface. Thus, when a fluid flows through this porous medium, it moves the charged ionic species and generates a drag current density. If no other external electric current sources exist, this “convection” current is balanced by a conduction current to ensure electric charge conservation. This conduction current is responsible for electric potential anomalies in the rock known as streaming potentials. In this case, the following equation governs the electric potential distribution  $V$  in the rock:

$$\vec{\nabla} \cdot (\sigma_r \vec{\nabla} V) = -\vec{\nabla} \cdot (L \vec{\nabla} P) \quad (1)$$

where the LHS of (1) is the divergence of the conduction current and its RHS the divergence of the convection current;  $P$  is the pore fluid pressure (Pa),  $\sigma_r$  the rock electrical conductivity ( $S \cdot m^{-1}$ ) and  $L$  the electrokinetic coupling coefficient ( $V \cdot S \cdot Pa^{-1} \cdot m^{-1}$ ). The RHS of (1) can be seen as the electric

current source term and is called  $I$  in reference to electrical soundings. One way of solving (1) is to write it as an integral equation (cf. Patella, 1997):

$$V = \iiint \left[ \frac{1}{2\pi\sigma_r r} I - \frac{\vec{\nabla}\sigma_r}{\sigma_r} \cdot \vec{E} \right] d\Omega \quad (2)$$

where  $E$  is the electric field ( $V.m^{-1}$ ),  $r$  is the distance between the observation and source points (m) and  $\Omega$  is integration domain (usually a half-space).

If somewhere in the ground, a fluid flows with a non-vanishing divergence of the pressure gradient (usually the case in ground water flow), it generates electric current sources  $I$  by electrokinetics (equation (1)). Besides, these electric current sources induce SP anomalies everywhere around the fluid flow (equation (2)), especially at the ground surface where electric fields are easily measured. Hence, any surface SP survey can localize fluid flow without in situ measurements. However, in some cases, the distortion of the electric current lines by the ground electrical conductivity contrasts (second term of equation (2)) complicates or even sometimes prevents any localization of fluid flow. Therefore a good knowledge of the electrical conductivity structure (e.g. from electrical or EM soundings) is necessary to map any fluid circulation from surface SP measurements.

More than a mapping tool, streaming potentials can also be used as a monitoring tool. In this approach, knowledge of the ground electrical conductivity structure is not necessary because the electrical heterogeneities and therefore the electrical distortions are considered static.

We point out that, as SP is a potential-field method, each measurement integrates the effect of all electrokinetic sources (integration domain of equation 2) and therefore, is representative of the overall hydrodynamics of the reservoir. Hence, a space and time SP survey gives insight into the fluid flow distribution and its dynamics at the reservoir scale.

## **APPLICATION TO A STIMULATION EXPERIMENT AT THE SOULTZ-SOUS-FORÊTS HOT DRY ROCK SITE**

### **The Soultz-sous-Forêts stimulation experiment**

The Soultz-sous-Forêts Hot Dry Rock site, located in the Rhine graben in the north of Alsace (France), is studied for its geothermal potential because of its high temperature gradient. The objective of this project is to use the hot granite (200°C at 5 km) as a thermal exchanger to heat up water to activate turbines that generate electricity. It is therefore essential to increase the reservoir natural permeability by hydro-fracturing to ensure a proper fluid circulation. More on the Hot Dry Rock concept can be found in Baria et al. (1999).

In the summer of 2000, a stimulation experiment was conducted in well GPK2 to develop the geothermal reservoir at depths between 4400 and 5000 m. During this stimulation operation, 23,000 tons of water were injected at flow rates up to 50 kg/s, yielding overpressures around 13 MPa (Figure 1a). This water injection started with the injection of 2,500 tons of high density (1.2 kg/l) saturated brine in order to stimulate the entire length of the open-hole section and was followed by the injection of fresh water as available on site. One week after shut-in, a test of injectivity was performed with the injection of 4,500 tons of fresh water at flow rate up to 30 kg/s.

The stimulation operation induced a large number of microseismic events (30,000 events were recorded) with magnitudes up to 2.6 strongly correlated with the injection phases (Figure 1b). 14,000 events were localized: their envelope gives the size of the stimulated volume (Figure 2).

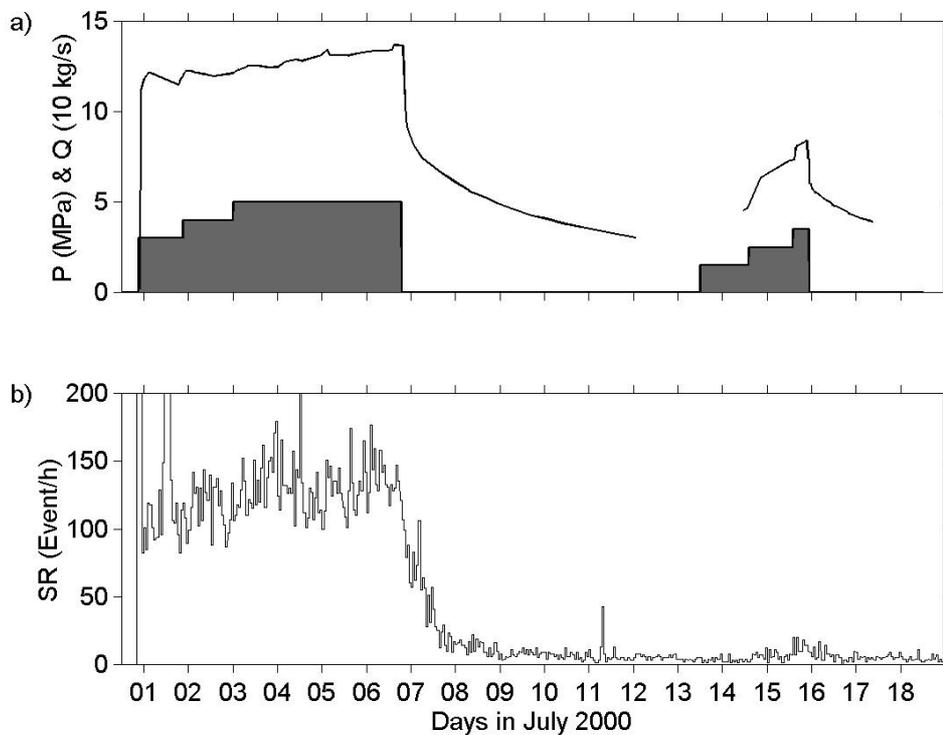


Fig. 1: (a) Openhole overpressure (solid line) and wellhead flow rate (histogram) during the stimulation experiment (day 0.75 to 6.75) and the injectivity test (day 13.5 to 16); (b) is the seismic event density (events per hour).

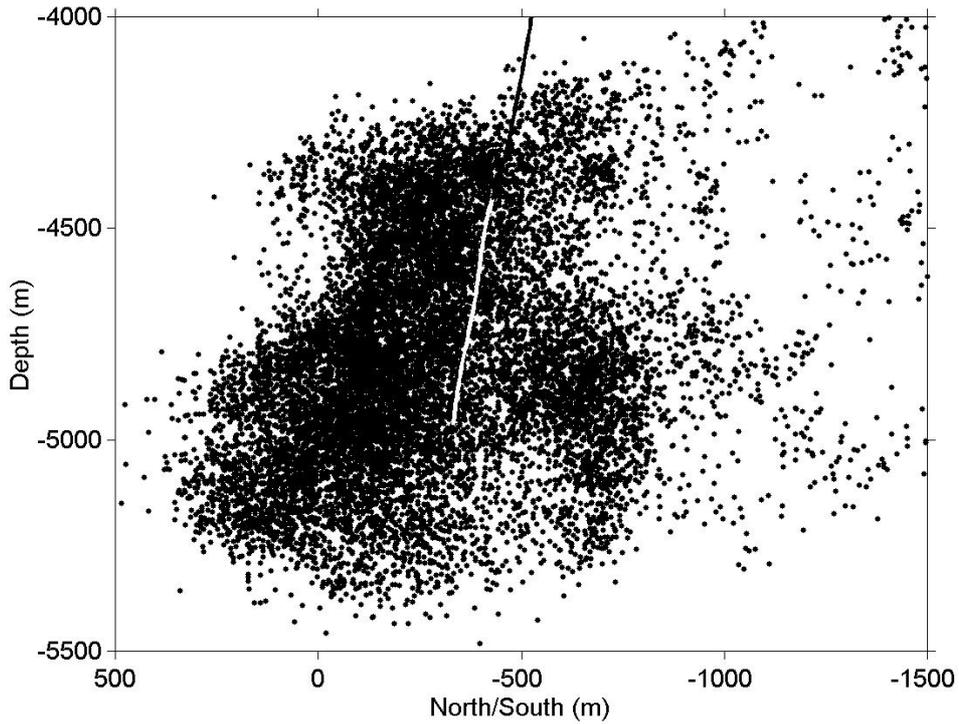


Fig. 2: Western view of the microseismic events induced by the stimulation experiment; the black line is the casing and the white line is the openhole section.

### The surface SP survey

During the stimulation experiment, we recorded surface electric potentials with Pb-PbCl<sub>2</sub> unpolarizable electrodes (Petiau, 2000) at two sites situated 250 (Figure 3b) and 500 m (Figure 3a) away from the wellhead. Each site consisted in four electrodes and their reference was chosen at 50 m from GPK2 wellhead. After filtering external processes (i.e. electromagnetic induction), we identify a long-term electric potential variation of roughly 4 mV strongly correlated with the water injection phases (Figure 3c); Marquis et al. (2002) give a detailed description of the SP time-series analysis. The straightforward interpretation is that they are generated by electrokinetic phenomena of the injected water circulating through the stimulated fractures.

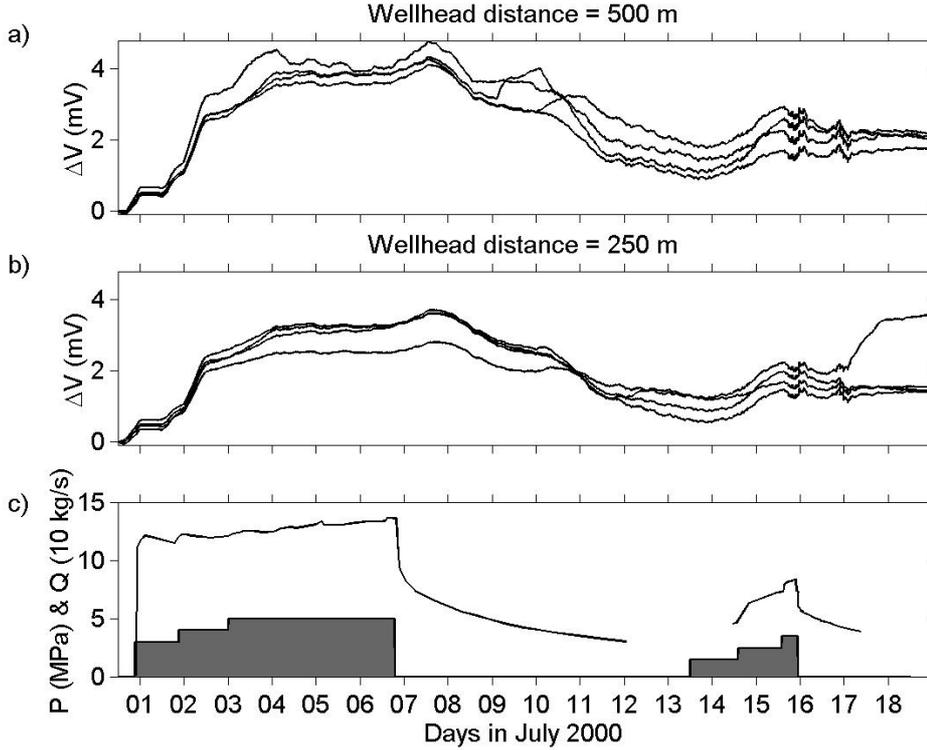


Fig. 3: Surface electric potential differences (mV) recorded between electrodes at 500 m (a) and 250 m (b) away from the wellhead and a reference electrode close to the wellhead; (c) openhole overpressure and flow rate (cf. fig 1a).

### Modeling of Surface Streaming Potential during the stimulation experiment

To verify our previous hypothesis, we model the space and temporal evolutions of the streaming potentials induced by the stimulation experiment and compare them to the data. We use Sill's (1983) approach to model the electrokinetic effect of the water injection. According to Sill (1983), the streaming potential modeling is a three-step process that consists in solving the hydraulic problem, computing the streaming current sources and solving the electric problem.

**Hydraulic model.** The first step of our modeling is to compute the fluid pressure field that is then converted into electric current sources using equation (1). We assume that the fractured granite is equivalent at a large scale to a homogeneous isotropic porous medium. This is a strong hypothesis but as we only need a rough estimate of the fluid pressure field, it should be sufficient. Following Kohl and Hopkirk (1995), we also assume that the flow in the porous underground is laminar and can be described by the linear Darcy's law. Therefore, the fluid pressure field is governed by the following fluid mass conservation equation (e.g. Nakao and Ishido, 1998):

$$\vec{\nabla} \cdot \left( \frac{\mathbf{k}}{\eta} \vec{\nabla} P_f \right) = \left( \frac{1 - \phi}{K + 4/3G} \right) \left[ \frac{\partial P_f}{\partial t} + 3 \{ \alpha_p - \alpha_g (K + 4/3G) \} \frac{\partial T_f}{\partial t} \right] + Q \quad (3)$$

where  $P_f$  is the fluid pressure (Pa),  $Q$  is the fluid flow source term ( $s^{-1}$ ),  $k$  is the rock permeability ( $m^2$ ),  $\eta$  is the fluid dynamic viscosity (Pa.s),  $\phi$  is the rock porosity,  $K$  and  $G$  are respectively the bulk and shear moduli of the rock (Pa), and  $\alpha_p$  and  $\alpha_g$  are respectively the linear thermal expansion coefficient for dry porous rock and for the rock grain material ( $^{\circ}C^{-1}$ ). For simplicity of the model, we neglect volume changes due to the cooling of the granite by the cold water and hence  $\alpha_p = \alpha_g = 0$ . The bulk and shear moduli of the rock are taken from Nakao and Ishido (1998) and as the granite porosity is usually very low ( $< 1\%$ ), the porosity term in equation (3) is also neglected. The rock permeability (Figure 4) is determined from laboratory tests on core samples with fractures in flow direction (Hettkamp et al., 1998) and depends on the confining pressure with the following law:

$$k = (a \cdot \log(P_{eff}) + b)^{1/n} \quad (4)$$

where  $P_{eff}$  is the effective pressure,  $a$ ,  $b$  and  $n$  are empirical constants. We estimate the effective pressure using the stress field profile calculated by Klee and Rummel (1999) from hydro-fracturing stress measurements at the Soultz-sous-Forêts test site. We solve the non-linear (cf. (4)) equation (3) using implicit finite differences and assuming a radial symmetry around the injection well. The boundary conditions are that the fluid pressure at  $r = 0$  is equal to the recorded downhole pressure and that there is no fluid perturbation at infinity, i.e. the fluid pressure at infinity is hydrostatic. The time evolution of the modeled fluid overpressure (pore pressure minus hydrostatic) during the stimulation experiment and after shut-in is shown on Figure 5 at various distances from the injection well.

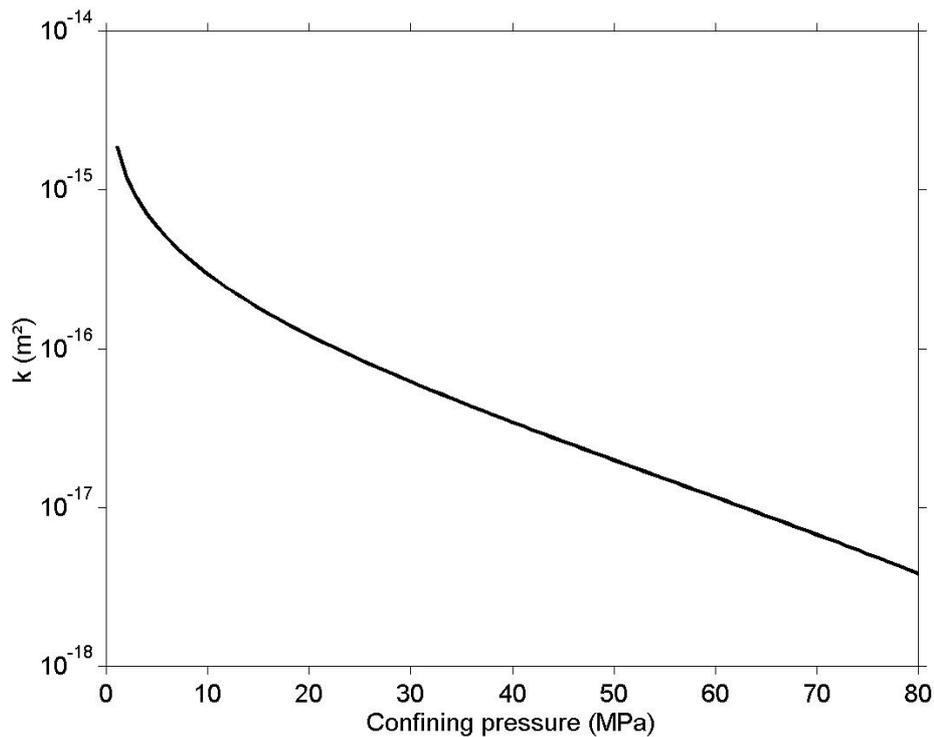


Fig. 4: Permeability ( $m^2$ ) of the Soultz-sous-Forêts granite as a function of the confining pressure (MPa) determined on core samples by Hettkamp et al. (1998);  $a \approx -6.10^{-6}$ ,  $b \approx 5.10^{-5}$  and  $n \approx 1/3$ .

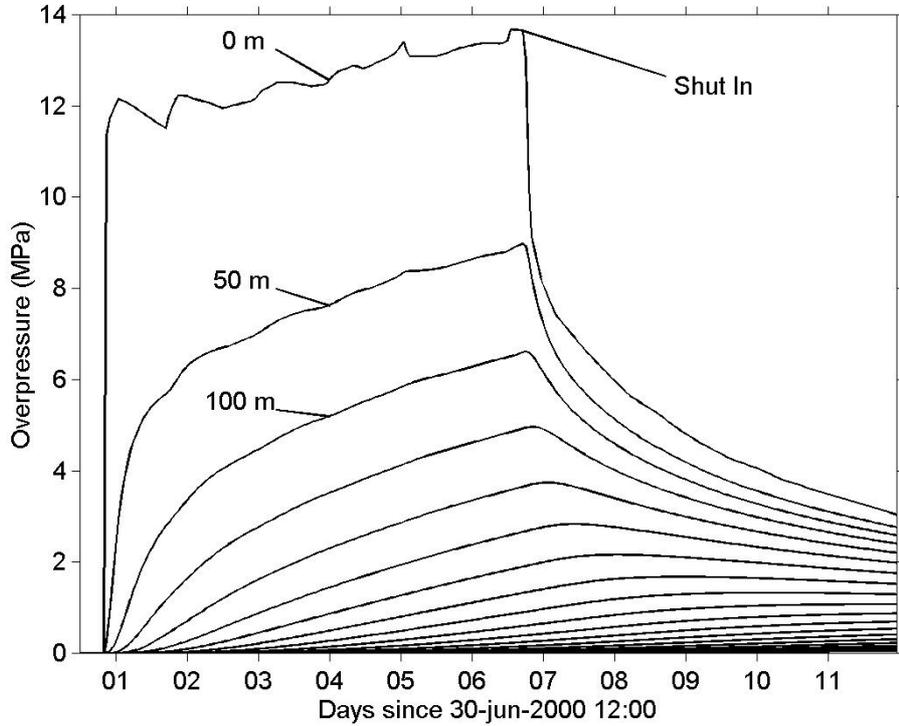


Fig. 5: Model of fluid overpressure (MPa) during the stimulation experiment for various distances from the openhole section (distance interval: 50 m)

**Electric current sources calculation.** The second step is to convert the modeled fluid pressure field into electric current sources  $I$ . From equation (1), we obtain:

$$I = \vec{\nabla}L \cdot \vec{\nabla}P_f + L\nabla^2 P_f \quad (5)$$

There are therefore two types of electrical sources: one arising from electrokinetic coupling coefficient contrasts parallel to fluid pressure variations, and the other from non null Laplacians of pore pressure. Here we assume that the electrokinetic phenomena are restricted to the volume where the injected fluid is actually flowing, i.e. where fluid pressure gradients and Laplacians are significant. This implies that electrokinetics only take place in the vicinity of the injection well. We also suppose that the fluid in this zone is homogeneous (because of the large fluid velocities around the well) and hence that its chemical composition is close to that of the injected fluid. Furthermore, we assume that the granite surrounding the well is homogeneous. Consequently, our model has no contrast of electrokinetic coupling coefficient and then the electrokinetic current sources  $I$  of equation (5) reduces to

$$I = L\nabla^2 P_f \quad (6)$$

where  $L$  is the electrokinetic coupling coefficient of the injected fluid. In most cases, instead of using  $L$ , we use the “streaming potential coupling coefficient”  $C$  equal to  $L$  divided by the rock electrical conductivity  $\sigma_r$ . This coefficient  $C$  is controlling the intensity of the electric streaming potential anomalies generated by electrokinetics. In our model, we assume that  $C$  is only temperature- and salinity-dependent.

Following Revil et al. (1999b),

$$C = \frac{\varepsilon_f \zeta}{\eta_f \sigma_f} \quad (7)$$

where  $\eta_f$  is the fluid dynamic viscosity (Pa.s),  $\varepsilon_f$  is the fluid dielectric permittivity (F.m<sup>-1</sup>),  $\sigma_f$  is the fluid electrical conductivity (S.m<sup>-1</sup>) and  $\zeta$  is the so-called “zeta-potential” (V) at the fluid/matrix interface generated by the chemical interaction of the rock and the fluid. The fluid viscosity and dielectric constant are only temperature-dependent, while the fluid electrical conductivity is temperature- and salinity-dependent. We have used the relationships Reppert (2000) to compute these parameters. The zeta potential is also temperature- and salinity-dependent and we used the results of Revil et al. (1999a) for quartz-water systems. Thus, we use the downhole temperature (Figure 6) and salinity of the injected fluid (Figure 7) during and after the stimulation experiment to estimate the streaming potential coupling coefficient  $C$  (Figure 8).

The average value of  $C$  is around 200 mV/bar. At the start of the stimulation experiment (day 0.75 to day 1.75) when brine is injected,  $C$  is weak (less than 2 mV/bar) but as soon as fresh water is injected (from day 2),  $C$  increases to 200 mV/bar and remains constant until shut-in (day 6.75). After shut-in, no more fluid is injected but as the fluid is heated up,  $C$  increases further but this thermal effect is small compared to the salinity effect. Knowing  $C$  and the fluid pressure field, we are able to compute the electric current sources  $I$ , using equation (6), to solve the electrical problem.

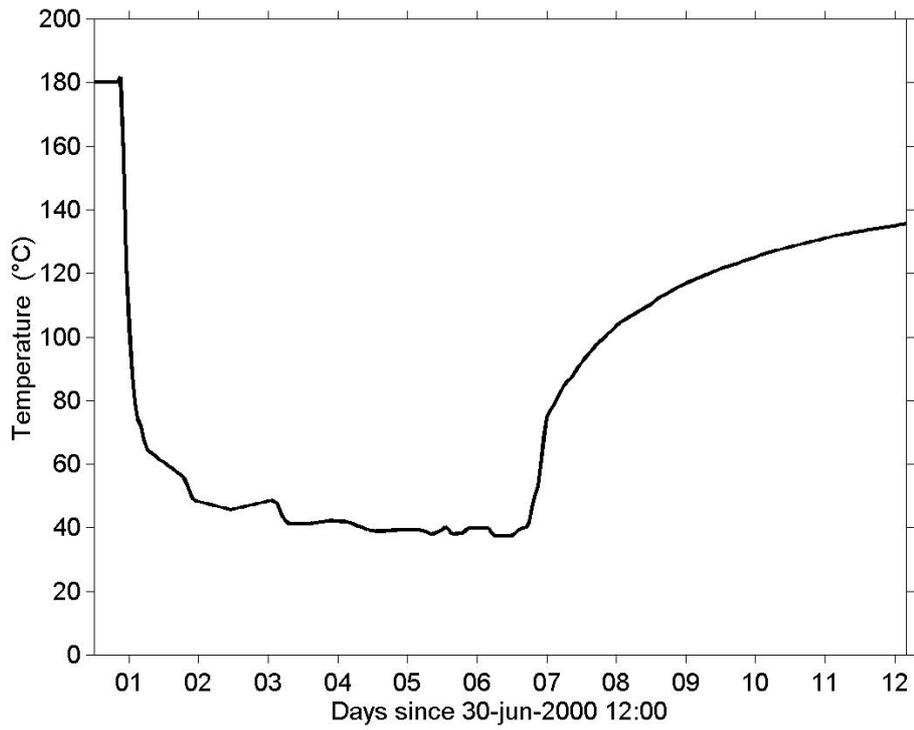


Fig. 6: Downhole temperature (°C) of the injected fluid.

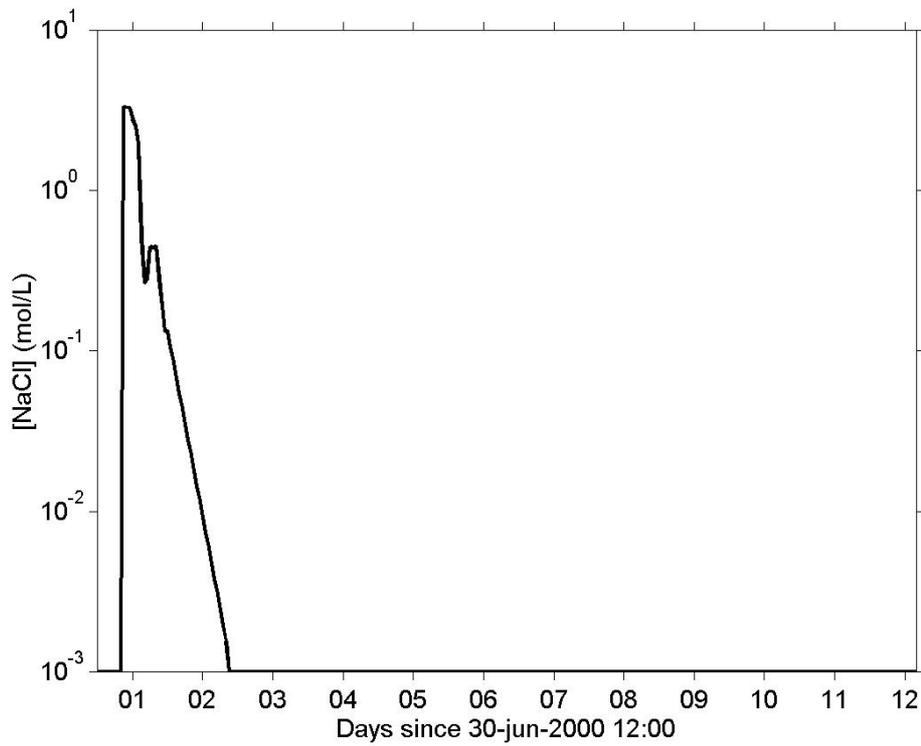


Fig. 7: Wellhead salinity (mol/L) of the injected fluid.

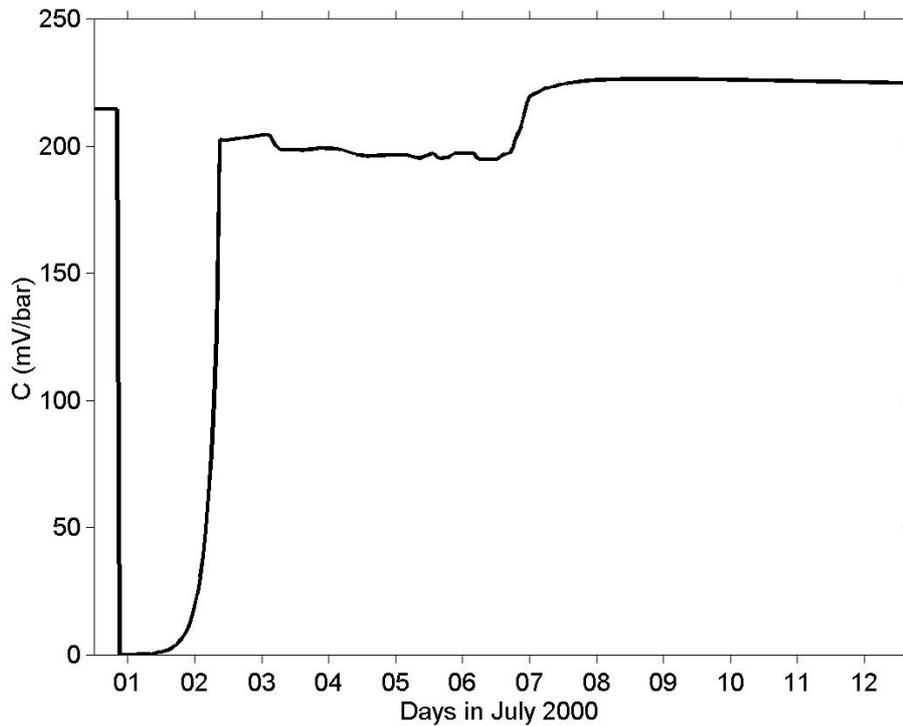


Fig. 8: Streaming potential coupling coefficient  $C$  (mV/bar) computed from temperature and salinity data using Revil et al.'s (1999a) and Reppert's (2000) formulas.

**Electrical model.** The third and final step is to compute the electric potential distribution combining the electric current sources  $I$  induced by electrokinetics and an electrical conductivity model.

For the case of water injection in deep wells, the high electrical conductivity of the metal casing disturbs the electric field near the wells (Wurmstich and Morgan, 1994). Ishido et al. (1983) proposed that the metal casing was channeling the electric currents generated at reservoir depth to the surface and hence to the surface electrodes. Kawakami and Takasugi (1994) recorded SP with an electrode array during a hydraulic fracturing experiment at the Yunomori geothermal site showing univocally that the metal casing was controlling the surface SP distribution. Therefore, our electrical conductivity model is simplified to a homogeneous half-space with a high-conductivity vertical cylindrical body representing the casing in order to quantify the effect of the casing on the electric currents.

We solve this casing problem using an integral formulation (Schenkel and Morrison, 1990). We first compute the electric potential distribution for a single electric current point source of  $1 \text{ A/m}^3$  (Figure 9) located at the shoe of a Soultz casing (length = 4400 m, inner radius = 9 cm, casing thickness = 1.3 cm, casing electrical conductivity =  $10^6 \text{ S/m}$ , host medium electrical conductivity =  $10^{-3} \text{ S/m}$ ); an electric potential distortion along the casing is effectively observed. We also plot the

normalized electric current density vectors to emphasize the electric current channeling along the casing (Figure 9). Figure 10 shows the surface electric potential distribution induced by this single electric current point source with and without casing; we plot the surface electric potential differences that are recorded with a reference electrode located at 2.5 km away from the wellhead.

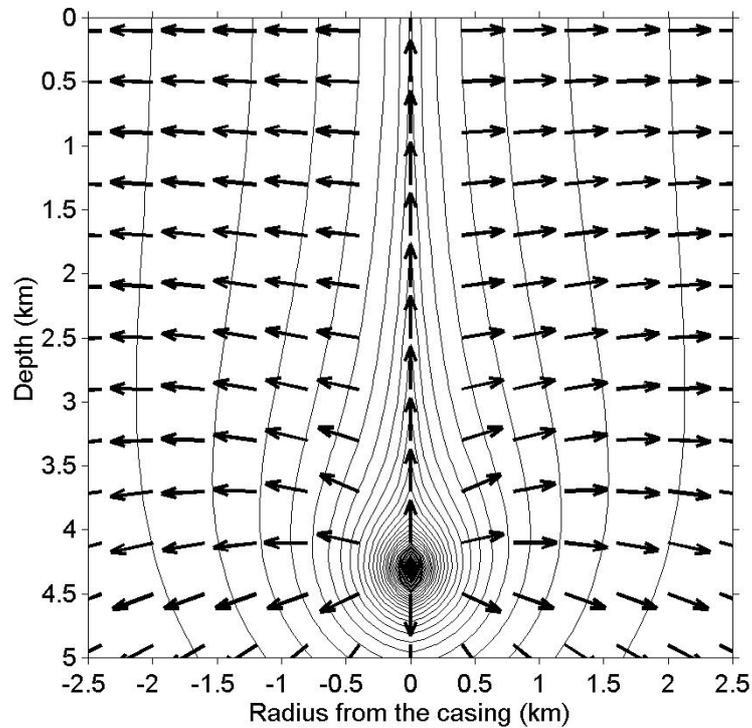


Fig. 9: Modeled electric isopotentials (solid lines, interval = 10 mV) and normalized electric current densities (black vectors) for a current point source at the shoe of a 4.4 km-long casing.

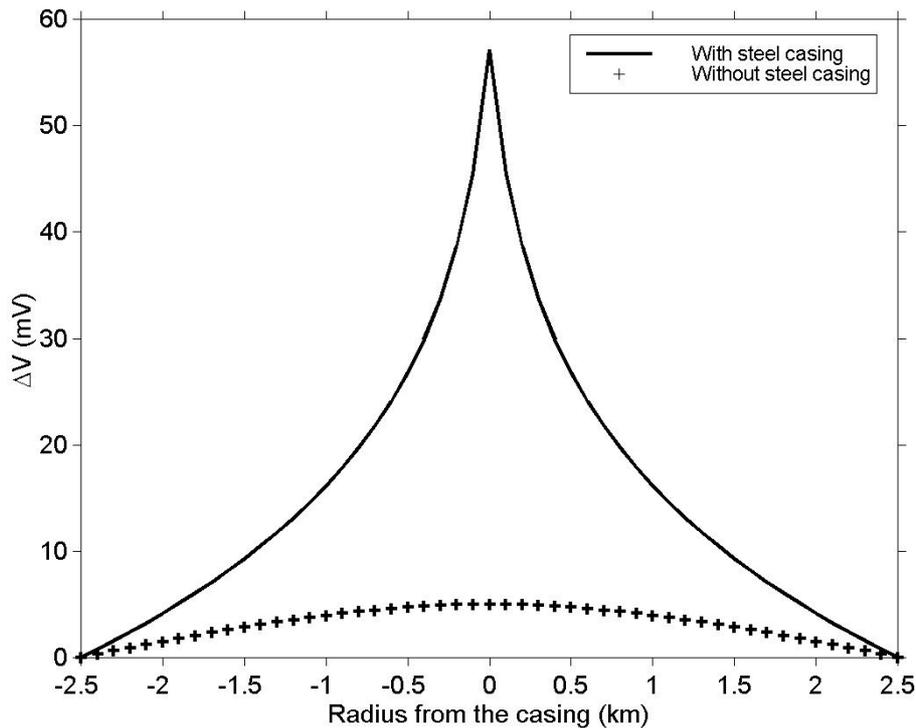


Fig. 10: Surface electric potential differences (mV) for an electric current point source situated at the shoe of a 4.4 km-long casing (solid line) and without this casing (crosses); the reference is taken 2.5 km away from the wellhead.

On the one hand, the effect of the casing is to increase roughly by a factor of ten the surface electric potential differences in its vicinity. So, as surface SP anomalies are usually observed in the range of the millivolt, the anomalies without casing would be smaller than the millivolt making them more difficult to detect; therefore, the presence of conducting casing allows us to record deep SP anomalies. On the other hand, this casing disturbs all surface electric potentials and controls their spatial distribution as observed by Kawakami and Takasugi (1994). Here, surface SP measurements do not allow the recovery of the geometry of the SP sources and hence of the fluid flow. Is this always the case?

To investigate this matter, we perform some numerical simulations of casing effect for shallower reservoirs (i.e. for shorter casing) showing that if the casing is shorter, the geometry of surface SP anomaly can reveal the spatial distribution of electrokinetic sources (Figure 11). Figures 11a, 11b and 11c show surface electric potential distributions for a casing length (i.e. so reservoir depth) of respectively 0.5 km, 1 km and 5 km and for two point sources situated at the depth of casing shoe and at a radius of 500 m from the well; they clearly show that for a shallow reservoir (< 1 km), surface electric potential anomalies are located above their sources (Figure 11a, 11b) whereas for a deep reservoir (> 1 km), they do not (Figure 11c).

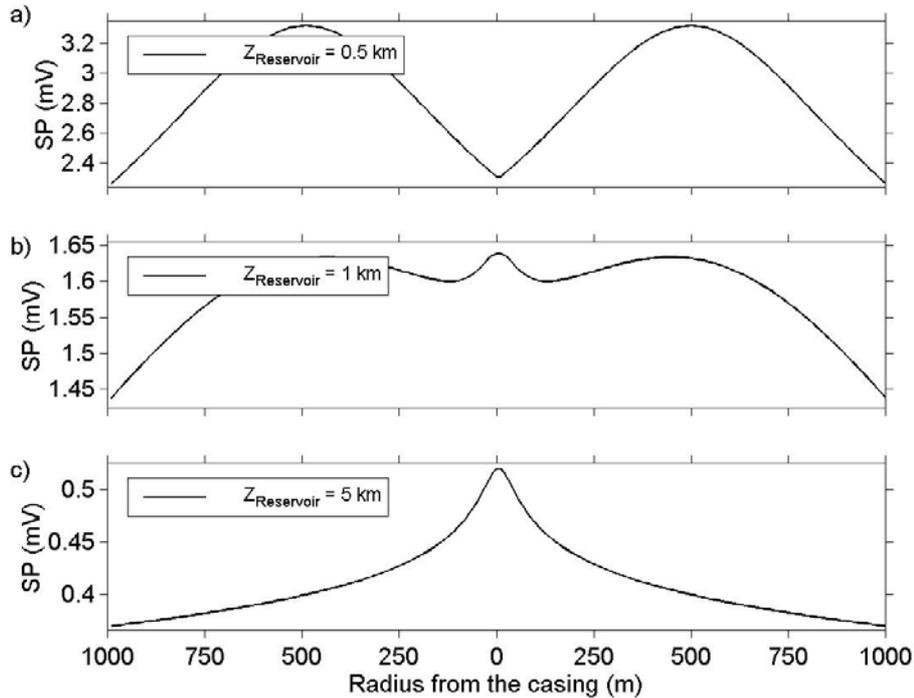


Fig. 11: Surface electric potential distributions (mV) for two electric current point sources at the same depth as the casing shoe and 500 m each side of the casing, for a casing length (i.e. reservoir depth) of 0.5 km (a), 1 km (b) and 5 km (c). All spatial information about the sources is lost for deep reservoirs.

We use the previous casing model to compute the surface electric potential using electric sources  $I$  produced by electrokinetics during the stimulation experiment. The results are shown on Figure 12 where we plot the data from the sites situated 500 m (Figure 12a) and 250 m (Figure 12b) away from the wellhead and the modeled surface electric potential at 500 m (Figure 12a) and 250 m (Figure 12b) from the wellhead minus the modeled potential at 50 m (location of the reference electrode). We obtain a good fit of the amplitudes of the surface electric potential differences for both sites confirming that the casing is effectively affecting the surface measurements. Furthermore, this good fit of the amplitudes also tells us that the electrokinetic coupling parameters are compatible with the observations and hence that the surface electric anomalies are indeed streaming potentials.

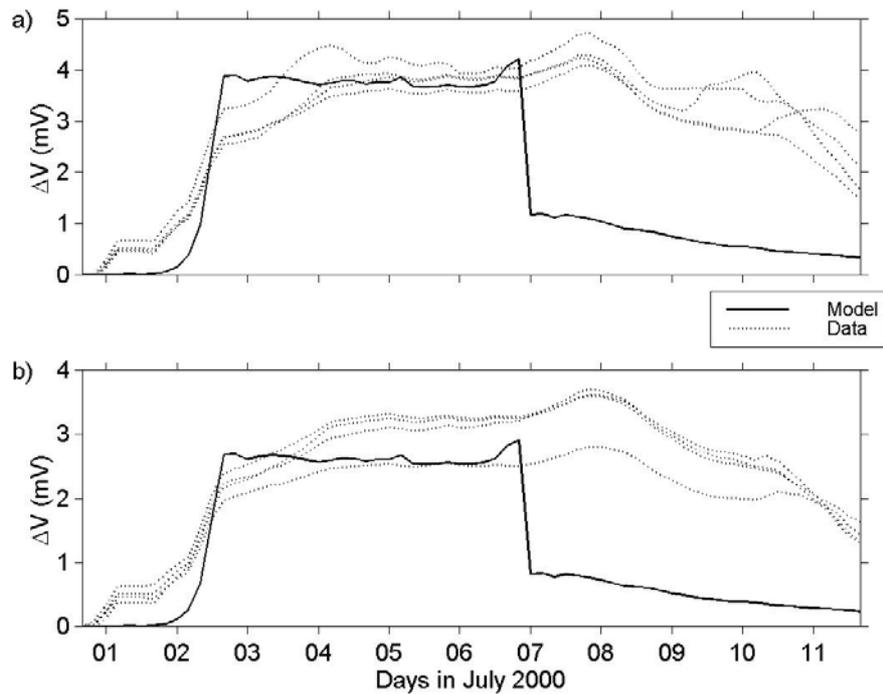


Fig. 12: Model of surface electric potential (solid lines) at 500 m (a) and 250 m (b) from the wellhead minus the potential at 50 m (the location of the reference electrode) and observed data (dotted lines).

## DISCUSSION

### Streaming potential coupling coefficient C

We estimate that the streaming potential coupling coefficient  $C$  of the Soultz granite with fresh water injection at  $40\text{ }^{\circ}\text{C}$  and  $10^{-3}\text{ N NaCl}$  is around  $200\text{ mV/bar}$  (Figure 8). This value gives a good fit to our observations during the stimulation experiment but is also compatible with values reported in the literature: Ishido et al. (1983) report a value of  $\sim 300\text{ mV/bar}$  for granite at  $40\text{ }^{\circ}\text{C}$  and  $10^{-3}\text{ N NaCl}$  electrolyte, Morgan et al. (1989) obtained experimentally  $20 < C < 200\text{ mV/bar}$  for crushed samples of Westerly granite with various electrolyte conductivities at laboratory temperature. Therefore, Revil's model of  $C$  for quartz-water systems (1999) is in agreement with both our streaming potential observations in a granitic environment and laboratory measurements on granite samples. Marquis et al. (2002) have previously found a value of  $C \sim 10\text{ mV/bar}$  but this value underestimates  $C$  because they assumed that the electric potential was constant in the casing. Indeed, this assumption means that there is no electrical energy dissipation between the electrokinetic sources and the surface through the casing and therefore it implies that weaker electrokinetic sources (i.e. weaker  $C$  values) are required to explain the data.

In our model, the streaming potential coupling coefficient  $C$  depends only on the fluid salt-content and on the fluid temperature using laws for quartz-water systems. In real cases like in granite,  $C$  depends on all chemical interactions that are possible between the fluid and the rock matrix. Reppert (2000) tried to elaborate the temperature dependency laws of  $C$  on Westerly granite samples but as the petrology is heterogeneous, he concluded that it was “a pure speculation as to what is happening at the rock-interface” and hence to predict  $C$  coefficients for granite. Even in some specific conditions, high temperature laboratory measurements of  $C$  on glass beads ( $T = 200$  °C) show that  $C$  can have an opposite sign to that of the electrokinetic coupling coefficient (Bernabe et al., 2002). Therefore, a detailed knowledge of the chemistry of water-rock interactions in the Soultz granite is necessary to determine correctly  $C$ .

Geochemical analyses have been performed on granite samples during distilled water-rock interactions at high temperature (Azaroual and Fouillac, 1997) that showed that numerous minerals were precipitating (e.g. calcite, muscovite, saponite, and chlorite). These precipitations could influence dramatically the electrical double layer at the rock/fluid interface that is responsible for electrokinetic phenomena and hence influence  $C$ . However, no electrokinetic models are able to predict  $C$  coefficients in such cases, so we assume that the electrokinetic phenomena in the Soultz granite are simply similar to those for a quartz-salty water system as described by Revil et al. (1999a).

Our model does not include any fluid mixing between the injected cold fresh water and the in-situ hot brine that could change dramatically our streaming potential coupling coefficient  $C$ . However, as the salinity of the injected fluid is low (and so  $C$  large), its electrokinetic effect should dominate over the other effects induced by the flow of saline fluids of low  $C$ ; this justifies the assumption of the confinement of the electrokinetic phenomena in the vicinity of the well during the stimulation experiment.

### **Temporal variations of Streaming Potential**

We model satisfactory the delay in the streaming potential increase at the beginning of the injection and its stabilization two days after the start of the stimulation experiment (Figure 12a and b); this is caused by variations in streaming potential coupling coefficient  $C$  (Figure 8) which is weak when brine is injected (the first day) and stronger when fresh water is injected (the following days). Consequently, the temporal variations of the surface streaming potentials during the stimulation stage seem to be mainly caused by chemical variations of the composition of the injected fluid.

We do not however manage to fit our data after the end of the injection. One explanation could be that our hypothesis of porous and homogeneous medium is no more justified after shut-in because of the complexity of the hydraulic fracture closure processes. Indeed, five stages during the shut-in phase can be identified: the end of the fracture growth, the decrease of aperture, the onset of fracture tip closure, the shrinkage of the open region and at last the complete closure (Hayashi and Haimson, 1991). During the all these stages, the heterogeneity of the fracture network generates strong spatial variations of fluid flow and coupling coefficient  $C$  that causes a complex distribution of electrokinetic sources (Bernabe, 1998) that may be responsible for the SP signal recorded after shut-in.

### **Large post-shut-in fluid flow?**

As shown in the previous section, our model of surface streaming potentials does not fit the data after shut-in (Figure 12). As suggested previously, it may be due to a wrong hypothesis about the hydraulics of post shut-in flow. But, even if we use a fracture network model, the relaxation time of the reservoir would be close to the relaxation time of the pressure curve at the openhole. So, the modeled SP should decrease at the same rate than the pressure curve as observed by Kawakami and Takasugi (1994). Consequently, whatever the model, the relaxation time of the observed SP is longer than the modeled SP because the observed SP has a much slower decay than the pressure curve (Figure 13). Furthermore, the seismic event density after shut-in has also a faster temporal decay than the SP data (Figure 13) and therefore, there are a priori neither hydraulic nor mechanical evidences that could explain why the SP decay after shut-in is so slow.

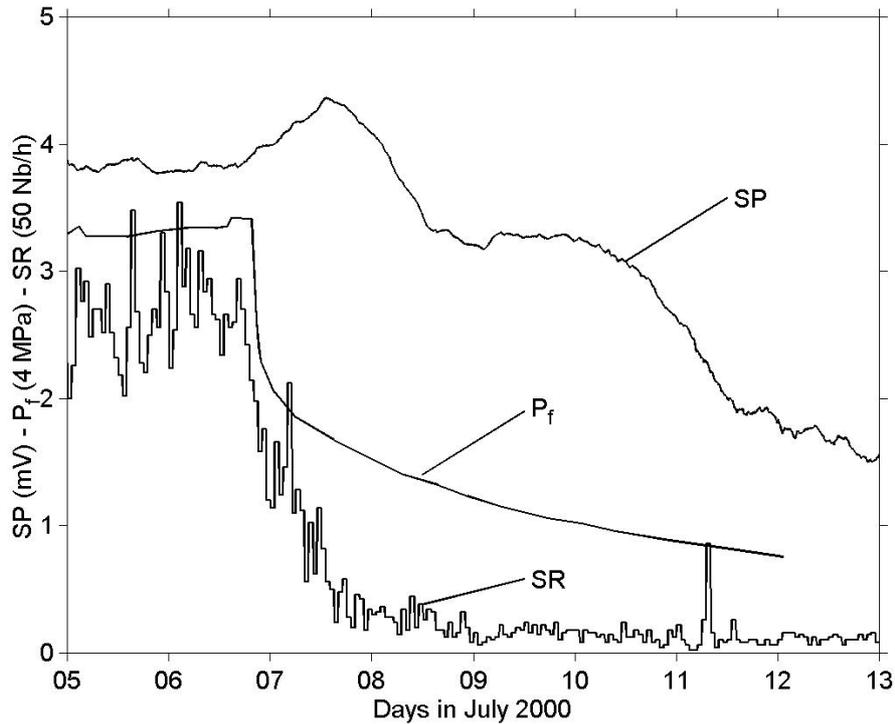


Fig. 13: SP = streaming potential data (mV) from the site 500 m away from the wellhead,  $P_f$  = downhole fluid overpressure (x 4 MPa) and SR = seismic event density (x 50 events/h) after the end of the stimulation experiment (day 6.75).

One explanation for this slow SP decay after the end of the injection is that the injected fresh water could mix with the in situ brine and change considerably the streaming potential coupling coefficient  $C$ . Even if this mixing is very rapid (several days, rather unlikely because the granite permeability is very low), the effect on electrokinetics is to decrease  $C$  as the fluid salinity increases. In this case, the SP decay is fast, contrary to what is observed. The second effect of fluid mixing is to warm up the fluid and hence to increase  $C$  but the increase of  $C$  caused by thermal effects is weak (Figure 8) and is not sufficient to explain the slow SP decay. Therefore, fluid mixing after shut-in does not give a satisfactory explanation for this slow SP decay after the end of the injection.

A second hypothesis is that fluid flow after shut-in is bilinear (Weidler, 2000a, 2000b): the flow from the matrix could contribute more to SP than the flow within the main fractures. Indeed, this formation flow occurs in much greater number of thin fractures than of large fractures. We compute  $C$  as a function of the fracture aperture (Figure 14) using a parallel-plane fracture model (Marino et al., 2000) for fresh water at 25°C and a quartz-water system; it shows that  $C$  decreases with fracture aperture. Furthermore, the highest laboratory permeability value for Soultz granite is roughly  $10^{-15}$  m<sup>2</sup> (Hettkamp et al., 1998), i.e. a fracture aperture of 0.1 μm using the parallel-plate model.

Therefore, at Soultz conditions, the decrease of  $C$  with fracture aperture is strong and hence it seems rather unlikely that the smaller fractures contribute more than the larger to the SP signal.

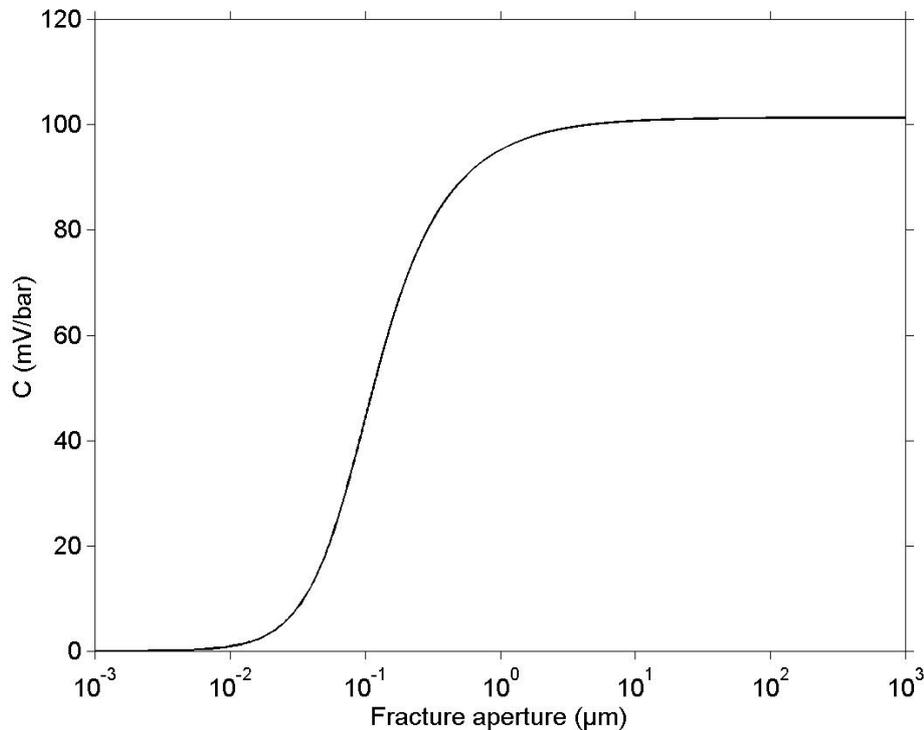


Fig. 14: Streaming potential coupling coefficient  $C$  (mV/bar) as a function of fracture aperture ( $\mu\text{m}$ ) using Marino et al.'s model (2000) for fresh water at  $25^\circ\text{C}$  and a quartz-water system.

A third explanation may be that the observed SP decay is not only caused by reservoir fluid flow but also by water leakages in shallower reservoirs as observed by Pinettes et al. (2001). During and after the stimulation experiment, pressure sensors were installed in the surrounding wells, including one at 3600 m depth; this sensor never recorded any pressure perturbations due to the water injection: the stimulated reservoir is hydraulically disconnected from shallower reservoirs and no upward water leakage can explain our surface SP.

Our proposed explanation for the slow SP decay is that if it is only caused by electrokinetics (neither electro-chemical nor electro-thermal effects), it is related to large fluid flow persisting long after shut-in. For example, two days after shut-in, this flow may be as large as when 40 kg/s were injected because we observed nearly the same surface SP value ( $\sim 3.5$  mV) in both cases. It may explain why several large microseismic events (12 events with  $M > 1.8$ ) have occurred up to one month after shut-in (Figure 15). On a shorter time scale (4 days after shut-in), we also observe that the microseismic activity is still strong because events with large seismic moments, calculated by spectral analysis by Michelet (2002), still occur (after day 6.75 on Figure 16) even if the event density is decreasing (Figure 1c). Some events on Figure 15 are missing on Figure 16 because the

saturation of the sensor did not allow the calculation of the source parameters and because of the malfunctioning of some downhole sensors after day 11. Therefore it seems that the slow SP decay is representative of large fluid flow persisting long after shut-in that induces microseismicity.

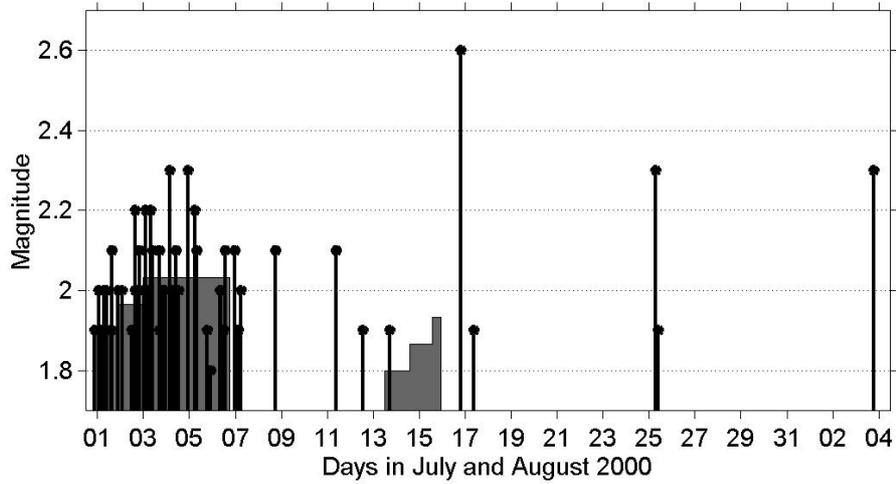


Fig. 15: Strongest microseismic events ( $M > 1.8$ ) recorded during and after the stimulation experiment (data from RENASS). The black histograms are the two injection phases.

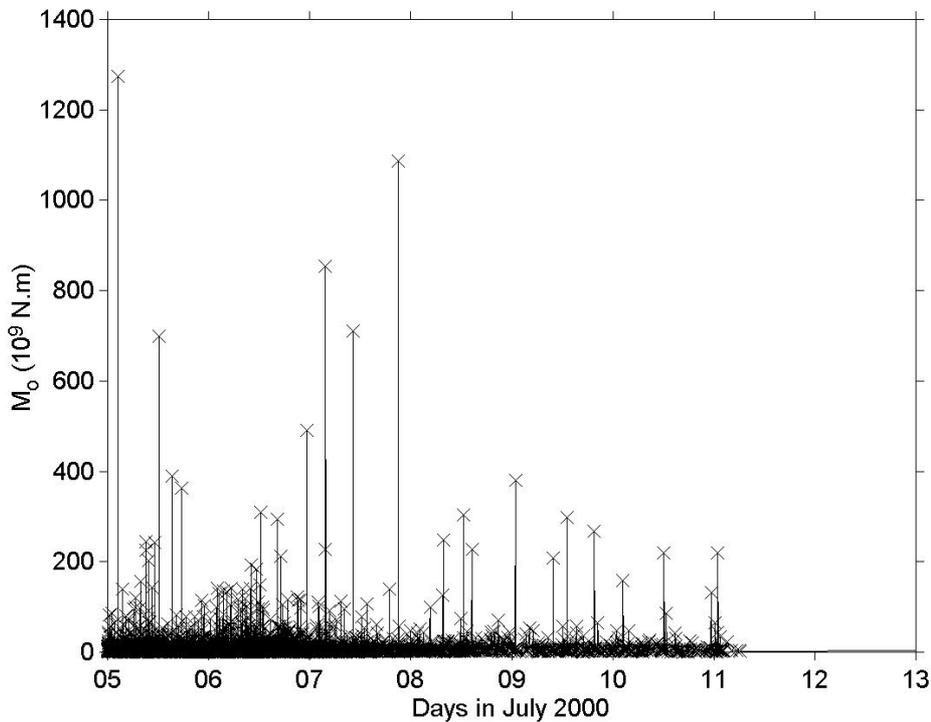


Fig. 16: Seismic moments ( $\times 10^9$  N.m) of the microseismic events occurring at the latest stages and after the stimulation experiment (day 6.75 is the shut-in) calculated by spectral analysis (Michelet, 2002). There are no data after day 11 because of sensor breakdown.

**Over-pressure, seismicity and Streaming Potential after shut-in**

If large post shut-in fluid flow exists, we have to explain why this slow reservoir relaxation is not observed on pressure data (Figure 13). This discrepancy between pressure data and SP data may be caused by the different observation scales of both methods. Indeed, pressure measurements are designed to describe fluid flow dynamics within the zones hydraulically connected to the sensor whereas SP measurements integrates the effect of the fluid flow within the whole reservoir (here, the integration domain of equation (1) is the reservoir because we assume that no water leaks out of the reservoir). It is possible that after shut-in the zone hydraulically connected to the openhole is disconnected to the rest of the stimulated reservoir because of fracture closure and hence that pressure data is only recording the local flow around the well. At the same time, large fluid flow may persist outside of this zone and contribute to the slow SP decay.

The reservoir microseismic activity after shut-in is showing such an uncoupling between the vicinity of the well and the rest of the reservoir. On Figure 17, we represent the temporal evolution of distances between the microseismic event and the openhole, an approach similar to Shapiro et al. (1999). Positive distances are for events located in the SE part of the reservoir and negative ones are for those in its NW part. Two features are observed: the first is that we clearly see the persistence after shut-in of microseismic events away from the openhole (more than 200 m), and the second is that after shut-in an aseismic zone is growing from the openhole into the reservoir (the solid line). The growth of this aseismic zone represents the reservoir relaxation process occurring around the openhole caused by the shut-in of the well. As no more microseismic event occurs in this zone, the fluid overpressure must be low and some fractures may be totally closed. Therefore, it may be in this zone that there exists a hydraulic uncoupling between the openhole and the rest of the reservoir.

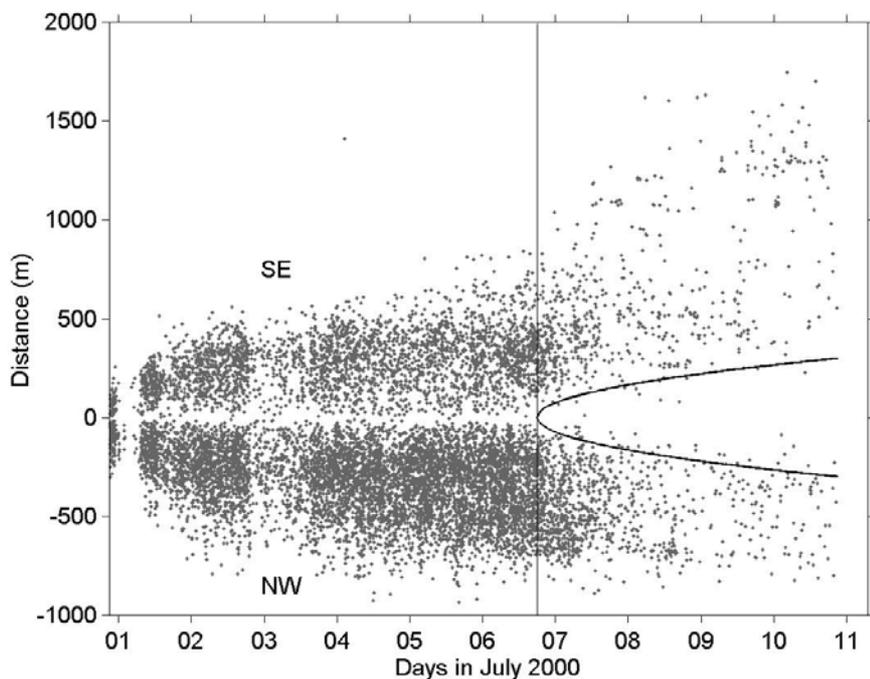


Fig. 17: Distance to the openhole of the induced microseismic events as a function of time; positive distances are for events from the SE part of the reservoir and negative distances for events from the NE part. The vertical line at day 6.75 corresponds to the shut-in and the solid curve delineates the growth of the non seismic zone after shut-in. Notice the migration of the SE events up to 2000 m from the openhole after the stimulation experiment.

We also observe that just after shut-in some microseismic events were rapidly migrating (Figure 17) sometimes at great distances from the well (2000 m after 4 days). Three phenomena can explain this event migration which is comparable to aftershocks: stress corrosion (Li et al., 1987), stress concentration due to a main shock (Scholz, 1991), or more likely in our case of hydro-fracturing, fluid diffusion (Li et al., 1987).

The first phenomenon is due to the injected fresh water which is not at the equilibrium with the in situ brine and may destabilize fractures close to the failure by chemical alteration. However, as suggested by Li et al. (1987), it is a slow process and therefore it may not explain why just after shut-in these events start to migrate.

The second case of stress concentration is the most widely used explanation for the temporal distribution of aftershocks (Omori's law). It assumes that the large main shock ruptures concentrates stresses at the boundary of the fault plane and that induces simultaneously new failures. This phenomenon is rather unlikely in our case because there is no main shock that can concentrate large stresses and because large events are persisting long after shut-in.

The third explanation by fluid diffusion is the most likely because it is the only one that can explain why the events are migrating so far away from the well and so long after the end of the stimulation experiment. Healy et al. (1968) observed this type of delayed events in Denver, Colorado after a large injection experiment at 3.7 km depth when three  $M > 5$  earthquakes occurred two years after stopping the injections. Their explanation was that a high pressure zone was still propagating out from the well even if the injection has ceased. Consequently, it seems likely that fluids are still migrating after the Soultz stimulation experiment at the edge of the stimulated area (more than 200 m from the openhole according to Figure 17) and inducing microseismic events even if the well has been shut-in. Furthermore, this fluid flow must be important as large microseismic events (magnitude more than 1.0) are still occurring in this zone (Figure 18), especially in the northern upper part of the cloud (depth = 4400 m) where the seismic activity is large (6 events of magnitude more than 1.0). This fluid flow should generate large electrokinetic phenomena that persist long after shut-in and explain why we observed a slow SP decay (Figure 13). Therefore our SP measurements have certainly revealed the persistence of large fluid flow

activating fractures at the edge of the stimulated area even several weeks after the end of the stimulation experiment.

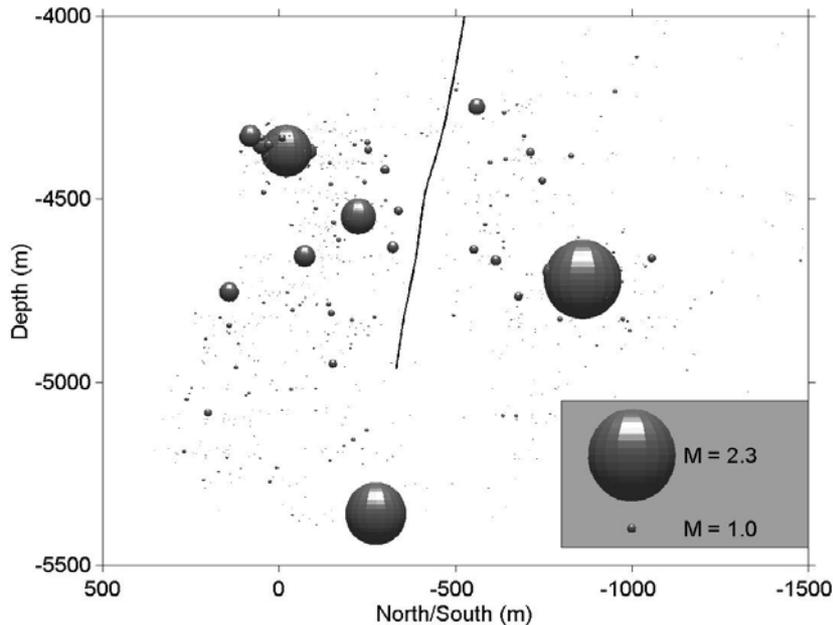


Fig. 18: Western view of the induced microseismic events occurring after shut-in; sphere radii are proportional to event magnitudes. The black line is the injection well. Note that the strongest microseismic events are located away from the openhole and that the seismic activity in the northern upper part of the cloud (depth = 4400 m) is large (6 events of magnitude more than 1.0).

## CONCLUSION

Electrokinetic effects related to water injected into the Soultz-sous-Forêts Hot Dry Rock geothermal reservoir during a stimulation experiment generate surface streaming potential (SP) anomalies of several mV. Numerical modeling indicates that these surface SP anomalies are detectable even 5 km above the fluid flow thanks to the electrically conducting steel casing channeling the electric current to the surface. Furthermore, it shows that the chemistry of the injected fluid is controlling the magnitude of the SP anomalies during the stimulation phase.

Slow temporal SP decay observed after the end of the injection is related to large fluid flow persisting after the end of the stimulation operation at the edge of the stimulated area. This flow may explain why the microseismic activity is maintained at high level in this zone long after shut-in (until one month). Furthermore, this flow is not visible on hydraulic data because it takes place in a zone hydraulically disconnected from the openhole. Therefore, during this stimulation experiment, the capacity of SP measurements to monitor fluid flow at the reservoir scale has revealed the existence of a fluid flow playing a major role in the mechanical response of the reservoir to the

hydraulic stimulation. For stimulation experiments, this kind of information could be very useful for seismic risk assessment. Furthermore, the application of such a method to natural systems in order to observe fluid diffusion processes could also be very helpful in the understanding of the role of fluid in earthquakes mechanics especially during aftershocks or for earthquake prediction as expected from the studies of Corwin and Morrison (1976) and Varotsos et al. (1999).

### ACKNOWLEDGEMENTS

This work was funded in part by ECODEV (CNRS-ADEME-EU) and by BMWI. MD wishes to acknowledge financial support from joint CNRS-Région Alsace doctoral fellowship. Special thanks to Sophie Michelet and Steve Oates (Shell International Exploration and Production - Rijswijk) for providing us their work on microseismic data analysis.

### REFERENCES

- Azaroual, M., and Fouillac, C., 1997, Experimental study and modelling of granite-distilled water interactions at 180 °C and 14 bars: *Applied geochemistry*, **12**, 55-73.
- Baria, R., Baumgärtner, J., Rummel, F., Pine, R.J., and Sato, Y., 1999, HDR/HWR reservoirs: concepts, understandings and creation: *Geothermics*, **28**, 533-552.
- Bernabe, Y., 1998, Streaming potential in heterogeneous networks: *J. Geophys. Res.*, **103**, 20827-20841.
- Bernabe, Y., Mok, U., Mainault, A., and Evans, B., 2002, Laboratory measurements of electrical potential during flow and chemical reaction: *Geothermics*, submitted in June.
- Bogoslovsky, V.A., and Ogilvy, A.A., 1970, Natural potential anomalies as a quantitative index of the rate of seepage from water reservoir: *Geophysical Prospecting*, **18**, 261-268.
- Bogoslovsky, V.A., and Ogilvy, A.A., 1973, Deformations of natural electric fields near drainage structures: *Geophysical Prospecting*, **21**, 716-723.
- Corwin, R.F., and Hoover, D.B., 1979, The self-potential method in geothermal exploration: *Geophysics*, **44**, 226-245.
- Corwin, R.F., and Morrison, H.F., 1977, Self-potential variations preceding earthquakes in Central California: *Geophys. Res. Lett.*, **4**, 171-174.
- Hayashi, K., and Haimson, B.C., 1991, Characteristics of shut-in curves in hydraulic fracturing stress measurements and determination of in situ minimum compressive stress: *J. Geophys. Res.*, **96**, 18311-18321.

- Healy, J.H., Rubey, W.W., Griggs D.T., and Raleigh, C.B., 1968, The Denver earthquakes: *Science*, **161**, 1301-1310.
- Hettkamp, T., Klee, G., and Rummel, F., 1998, Stress regime and permeability at Soultz derived from laboratory and in-situ tests: Draft Proceedings of the 4<sup>th</sup> HDR Forum, Strasbourg.
- Ishido, T., and Mizutani, H., 1981, Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics: *J. Geophys. Res.*, **86**, 1763-1775.
- Ishido, T., Mizutani, H., and Baba, K., 1983, Streaming Potentials observations using geothermal wells and in situ electrokinetic coupling coefficients under high temperature: *Tectonophysics*, **91**, 89-104.
- Ishido, T., and Pritchett, J.W., 1999, Numerical simulation of electrokinetic potentials associated with subsurface fluid flow: *J. Geophys. Res.*, **104**, 15247-15259.
- Jouniaux, L., and Pozzi, J.P., 1995, Streaming potential and permeability of saturated sandstones under triaxial stress: Consequences for electrotelluric anomalies prior to earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **100**, 10197-10209.
- Kawakami, N., and Takasugi, S., 1994, SP monitoring during the hydraulic fracturing the TG-2 well: Extended Abstracts of Papers, EAGE-56<sup>th</sup> Meeting, Technical Exhibition, I004.
- Klee, G., and Rummel F., 1999, Stress regime in the Rhinegraben basement and in the surrounding tectonic units: *Bulletin d'Hydrogéologie*, **17**, 135-142.
- Kohl, T., and Hopkirk R.J., 1995, "FRACTure" – A simulation code for forced fluid flow and transport in fractured, porous rock: *Geothermics*, **24**, 333-343.
- Li, V.C., Seale, S.H., and Cao, T., 1987, Postseismic stress and pore pressure readjustment and aftershock distributions: *Tectonophysics*, **144**, 37-54.
- Lorne, B., Perrier, F., and Avouac, J.P., 1999a, Streaming potential measurements: 1. Properties of the electrical double layer from crushed rock samples: *J. Geophys. Res.*, **104**, 17857-17877.
- Lorne, B., Perrier, F., and Avouac, J.P., 1999b, Streaming potential measurements: 2. Relationship between electrical and hydraulic flow pattern from rock samples during deformation: *J. Geophys. Res.*, **104**, 17857-17877.
- Marino, S., Coelho, D., Bekri, S., and Adler, P.M., 2000, Electroosmotic phenomena in fractures: *J. Colloid Interface*, **223**, 293-304.
- Marquis, G., Darnet, M., Sailhac, P., Singh, A.K., and Gerard, A., 2002, Surface electric variations induced by deep hydraulic stimulation: an example from the Soultz HDR site: *Geophys. Res. Lett.*, in press.
- Michelet, S., 2002, Source parameter analysis for microseismic events: Université Louis Pasteur Strasbourg I, Diplôme d'ingénieur de l'Ecole de Physique du Globe.

- Morgan, F.D., Williams, E.R., and Madden, T.R., 1989, Streaming potential properties of Westerley granite with applications: *J. Geophys. Res.*, **94**, 12449-12461.
- Murakami, H., Hashimoto, T., Oshiman, N., Yamaguchi, S., Honkura, Y., and Sumitomo N., 2001, Electrokinetic phenomena associated with a water injection experiment at the Nojima fault on Awaji Island, Japan: *The Island Arc*, **10**, 244-251.
- Nakao, S., and Ishido, T., 1998, Pressure-transient behavior during cold water injection into geothermal wells: *Geothermics*, **27**, 401-413.
- Ogilvy, A.A., Ayed, M.A., and Bogoslovsky, V.A., 1969, Geophysical studies of water leakages from reservoirs: *Geophysical Prospecting*, **17**, 36-62.
- Patella, D., 1997, Introduction to ground surface self-potential tomography: *Geophysical Prospecting*, **45**, 653-681.
- Perrier, F.E., Trique, M., Lorne, B., Avouac, J.P., Hautot, S., and Tarits, P., 1998, Electric potential variations associated with yearly lake level variations: *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1955-1958.
- Petiau, G., 2000, Second generation of lead-lead chloride electrodes for geophysical applications: *Pure Appl. Geophys.*, **157**, 357-382.
- Pinettes, P., Bernard, P., Cornet, F., Hovhannissian, G., Jouniaux, L., Pozzi, J.P., and Barthès V., 2001, On the difficulty of detecting streaming potentials generated at depth: *Pure Appl. Geophys.*, accepted in 2001.
- Reppert, P.M., 2000, *Electrokinetics in the Earth*: Ph.D. thesis, Mass. Inst. Tech.
- Revil, A., and Pezard, P.A., 1999a, Streaming potential in porous media 1. Theory of the zeta potential: *J. Geophys. Res.*, **104**, 20021-20031.
- Revil, A., Schwaeger, H., Cathles III, L.M., and Manhardt, P.D., 1999b, Streaming potential in porous media, 2. Theory and application to geothermal systems: *J. Geophys. Res.*, **104**, 20033-20048.
- Schenkel, C.J., and Morrison, H.F., 1990, Effects of well casing on potential field measurements using downhole current sources: *Geophysical Prospecting*, **38**, 663-686.
- Scholz, C.H., *The mechanics of earthquakes and faulting*, Cambridge University Press 1991.
- Shapiro, S.A., Audigane, P., and Royer, J.J., 1999, Large-scale in situ permeability tensor of rocks from induced microseismicity: *Geophys. J. Int.*, **137**, 207-213.
- Sill, W.R., 1983, Self-potential modeling from primary flows: *Geophysics*, **48**, 76-86.
- Sprunt, E. S., Mercer, T. B., and Djabbarah N. F., 1994, Streaming potential from multiphase flow: *Geophysics*, **59**, 707-711.

- Ushijima, K., Mizunaga, H., and Tanaka, T., 1999, Reservoir monitoring by a 4-D electrical technique: *The Leading Edge*, **18**, 1422-1424.
- Varotsos, P., Sarlis N., Eftaxias, K., Lazardiou, M., Bogris, N., Makris, J., Abdulla, A., and Kaporis, P., 1999, Prediction of the 6.6 Grevena-Kozani earthquake of May 13, 1995: *Phys. Chem. Earth*, **24**, 115-121.
- Weidler, R., 2000a, A conceptual model for the stimulation process of the HDR-system at Soultz: *Geothermal Resources Council Transactions*, **24**, 143-147.
- Weidler, R., 2000b, Hydraulic stimulation of the 5 km deep well GPK-2 HDR project Soultz-sous-Forêts: Technical report.
- Wurmstich, B., and Morgan, F.D., 1994, Modeling of streaming potential responses caused by oil well pumping: *Geophysics*, **59**, 46-54.

### 6.2.2 LE TEST HYDRAULIQUE DANS GPK2 DE JANVIER 2003

Ce test hydraulique a consisté en l'injection d'eau douce à un débit de 15 kg/s pendant une semaine (figure 6.13). Il a généré des surpressions atteignant 5 MPa ce qui a induit peu d'événements sismiques : moins de 10 événements par heure comparativement à la stimulation hydraulique (~ 150 par heure). L'anomalie de PS enregistrée près de la tête de puits (50 m) et filtrée avec un passe-bas à 3 heures (fenêtre glissante) est représentée sur la figure 6.13 ; l'électrode de référence était située à 150 m de la tête de puits. Les minima journaliers des PS sont dus à des phénomènes externes d'induction électromagnétique. En plus de ces variations journalières, on peut observer une anomalie de PS de plus longue période (supérieure à un jour) corrélée avec la pression de fluide à 3500 m de profondeur et la densité d'événements sismiques. Cette observation confirme la répétitivité du phénomène identifié en 2000 et donc que les signaux de PS enregistrés en 2000 et 2003 sont bien causés par l'effet électrocinétique de l'eau injectée circulant dans les fractures.

Un des faits marquant de ces observations est que l'anomalie de PS devient significative (> 1 mV) lorsque l'activité microsismique s'intensifie (> 1 événement par heure, à partir du 26 janvier). De plus, son temps de relaxation après injection est similaire à celui de l'activité sismique (environ 1.5 jours). Cette observation confirme l'hypothèse émise précédemment que la mesure de PS est un bon indicateur de l'intensité de l'écoulement et donc aussi de l'activité microsismique dans le réservoir.

Une autre observation intéressante est que l'anomalie de PS après injection commence à décroître en même temps que la pression dans le puits et que son temps de relaxation est plus rapide que lors de la stimulation hydraulique de 2000. L'explication peut provenir du fait que la zone où se produit l'écoulement est beaucoup moins étendue en 2003 qu'en 2000 (car moins d'eau est injectée) et donc qu'il ne se produit pas d'écoulements loin du puits qui contribuent à maintenir les PS à un fort niveau après injection.

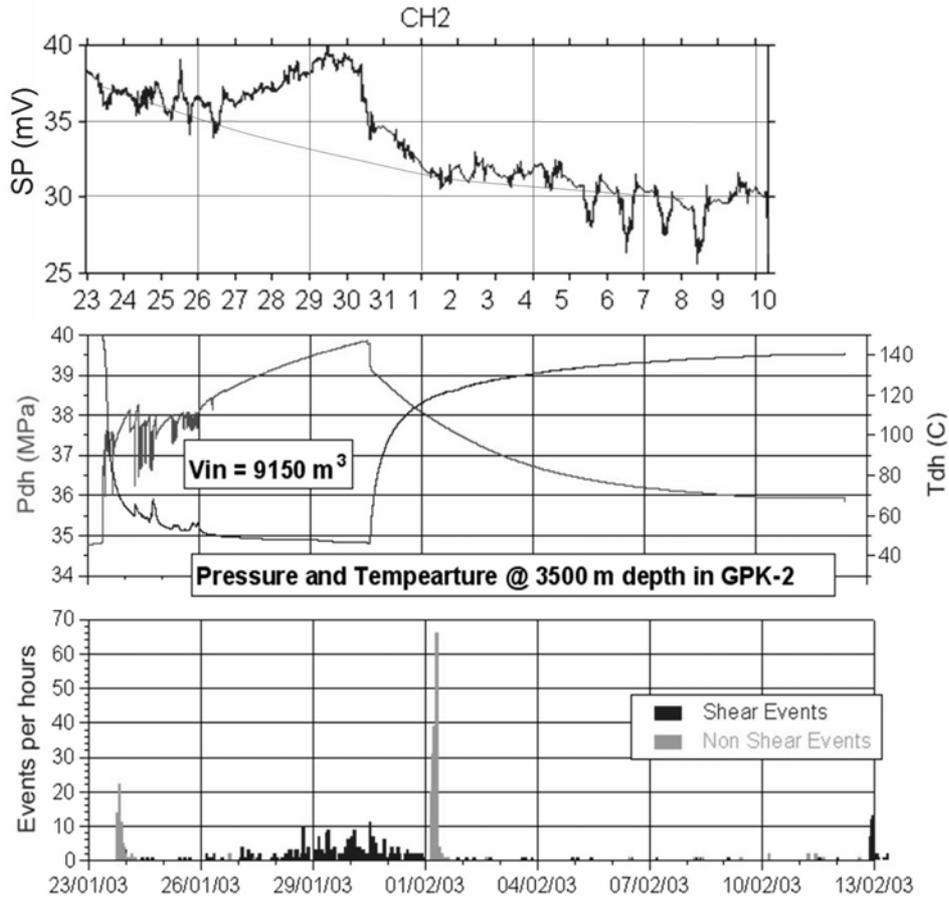


Fig. 6.13 – Haut: PS (mV) filtré avec un passe-bas à 3 heures et enregistré à 50 m de la tête de puits de GPK2 – Milieu : pression (MPa) et température de l'eau (°C) à 3500 m de profondeur (données de Hettkamp et Teza) – Bas : densité d'événements microsismiques (nombre/h).

Pendant cette expérience, nous avons installé nos électrodes sur un profil radial à la tête de puits de GPK2 afin d'avoir une idée de la distribution spatiale des anomalies de PS. Nous observons une rapide décroissance de l'amplitude maximale de l'anomalie de PS (juste avant le shut-in) avec l'augmentation de la distance au puits (figure 6.14). Ceci semble confirmer l'hypothèse formulée précédemment que les courants électriques en surface proviennent du tubage en acier du puits.

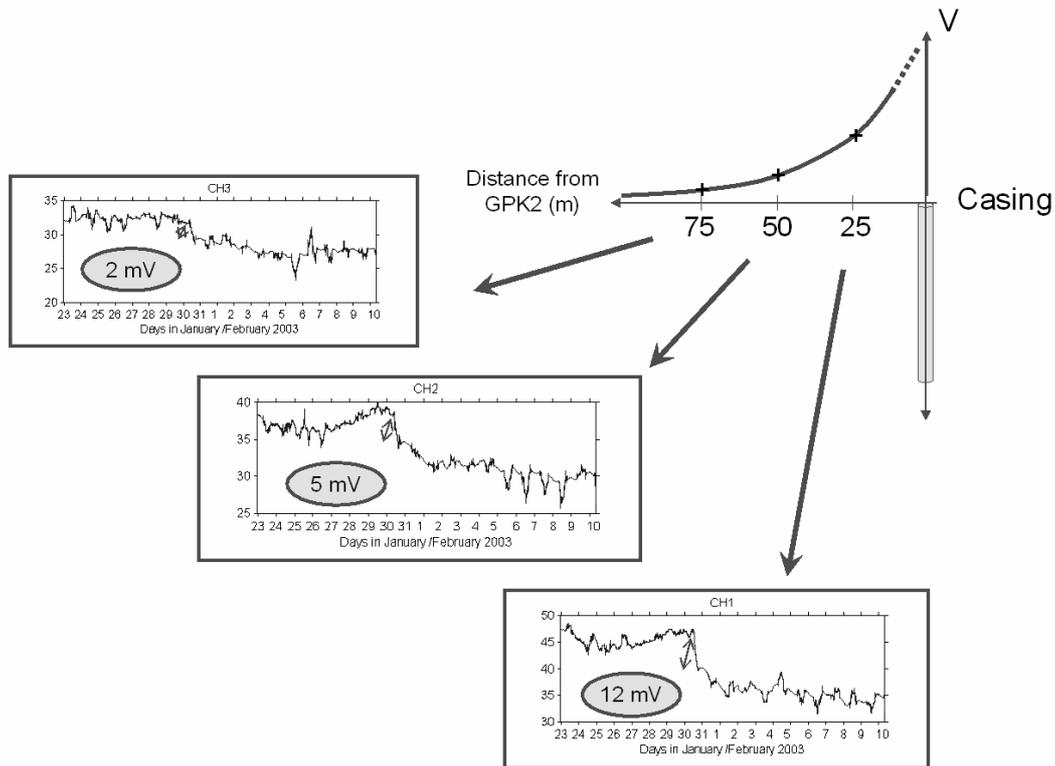


Fig. 6.14 – Distribution spatiale des anomalies de PS induites par le test hydraulique. On peut remarquer la décroissance rapide des maxima des amplitudes de PS (au shut-in, jour 30) avec l'augmentation de la distance à la tête de puits de GPK2.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons calculé la réponse électrique d'une ligne de courant verticale de longueur finie  $l$  assimilable au casing. Nous avons supposé que cette ligne est située entre  $z = 0$  et  $z = l$  et qu'elle est infiniment petite selon les deux directions horizontales. Pour connaître la distribution du potentiel électrique  $V$ , il faut donc résoudre l'équation de conservation du courant électrique

$$\vec{\nabla} \cdot (\sigma \vec{\nabla} V) = J(x, y, z) = j \delta(x) \delta(y) [H(z) - H(z - l)] \quad (6.1)$$

où  $j$  est la densité de courant électrique ( $A/m^3$ ),  $\sigma$  la conductivité électrique du milieu,  $\delta$  un Dirac et  $H$  un échelon d'Heaviside. Nous avons supposé que la conductivité électrique du sous-sol est homogène et donc (6.1) peut s'écrire

$$\nabla^2 V = J / \sigma \quad (6.2)$$

En utilisant la fonction de Green 3D scalaire  $G$ , la solution de (6.2) s'écrit

$$V = G * J / \sigma \quad (6.3)$$

soit (e.g. Ward et Hohmann, 1987, avec le nombre d'onde  $k = 0$ )

$$V(x, y, z) = \iiint_V \frac{1}{4\pi\sigma\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} J(x', y', z') dx' dy' dz' \quad (6.4)$$

En effectuant les trois intégrales dont deux sont triviales, on trouve la solution de (6.1)

$$V(x, y, 0) = \frac{j_l}{4\pi\sigma} \ln \left[ \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\sqrt{x^2 + y^2 + l^2} - l} \right] \quad (6.5)$$

où  $j_l$  est la densité de courant linéique (A/m). Nous savons choisi un rapport  $j_l/4\pi\sigma$  de manière à avoir des potentiels électriques modélisés du même ordre de grandeur que ceux observés (figure 6.15). La bonne correspondance entre le modèle et les mesures confirme le fait que le tubage est la source des courants électriques en surface. Il joue par conséquent bien le rôle d'électrode qui ramène à la surface et amplifie les courants électriques induits par électrocinétisme dans le réservoir.

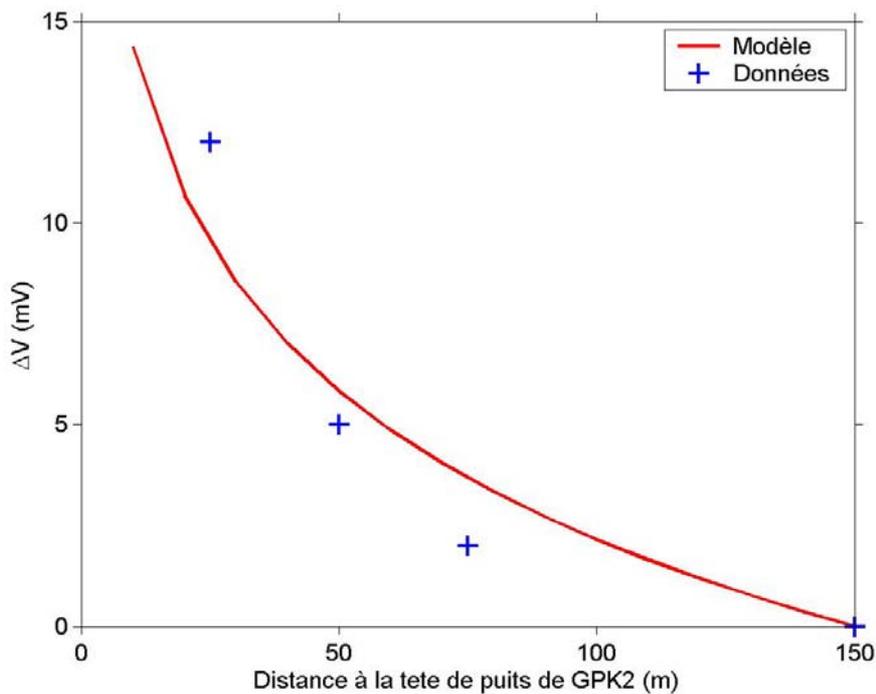


Fig. 6.15 – Décroissance spatiale de l'amplitude maximale de l'anomalie de PS en fonction de la distance à la tête de puits de GPK 2 (croix). En trait continu figure l'anomalie de potentiel électrique en surface créée par une ligne de courant verticale de longueur 4400 m.

### 6.2.3 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Les deux expériences précédentes ont permis de mettre en évidence des anomalies PS induites par l'effet électrocinétique de l'eau circulant dans les fractures du réservoir. Leur répartition spatiale révèle qu'elles sont produites par le tubage en acier du puits ce qui explique pourquoi elles sont mesurables en surface : en effet, sans l'effet électrique providentiel du casing, nos modèles numériques nous indiquent que ces signaux n'auraient pas été discernables du bruit électromagnétique ambiant.

La très bonne corrélation temporelle entre les PS, le débit d'injection, la pression d'injection et la densité d'événements microsismiques suggère que la donnée de PS en surface est un bon indicateur de la dynamique de l'écoulement se produisant dans le réservoir. Cette mesure présente en plus l'avantage d'avoir un volume d'investigation bien plus grand que les mesures classiques hydrauliques ce qui permet d'avoir une vision plus large du comportement hydro-mécanique d'un réservoir lors de la fracturation hydraulique.

Il reste cependant plusieurs points à éclaircir afin de bien calibrer cette méthode, en particulier quelle est l'importance des effets thermoélectriques car lors de telles expériences, de l'eau à quelques dizaines de degrés rentre en contact avec de l'eau à près de 200 °C ? Et quelle est l'influence des effets thermochimiques car généralement, de l'eau douce est injectée dans une saumure hydrothermale ? De plus, une des faiblesses de cette méthode semble être son incapacité à fournir une carte de la circulation souterraine, peut-on contourner cette difficulté ?

C'est pour répondre à ces questions que nous avons décidé de conduire une nouvelle expérience de suivi de PS dans un contexte géothermique différent. Nous avons saisi l'opportunité que nous offraient les compagnies *SHELL* et *LaGeo* de réaliser un suivi de PS lors de la stimulation hydraulique d'un réservoir géothermique peu profond (~ 1500 m) sur un volcan d'Amérique Centrale. Outre sa faible profondeur, cette opération présente l'avantage d'injecter de l'eau géothermale chaude (~ 170°C) pratiquement en équilibre chimique et thermique avec le fluide in-situ ce qui permet a priori de négliger les effets thermoélectriques et électrochimiques.

### 6.3 SUIVI DE PS SUR LE SITE GEOTHERMIQUE EGS DE BERLIN (SALVADOR)

L'expérience de suivi de Potentiel Spontané que nous avons conduite sur le site géothermique Enhanced Geothermal System (EGS) de Berlin (Salvador – figure 6.16) s'est déroulée en juillet 2003 lors de la stimulation hydraulique du puits TR-8A ; je ne vais donc exposer ici que des résultats préliminaires de cette expérience. De plus, une grande partie des données que nous avons utilisées pour notre interprétation font l'objet d'une clause de confidentialité avec les entreprises *SHELL* et *LaGeo*.



Fig. 6.16 – Carte du Salvador (source United Nations : Department of Public Information Cartographic Section <http://www.who.int/sysmedia/pdf/countries/slv.pdf>).

### 6.3.1 LE SITE GEOTHERMIQUE EGS DE BERLIN

La centrale géothermique de Berlin est installée sur le flanc du volcan Tecapa dans la caldeira de la Blanca Rosa (figure 6.17). Cette caldeira a été choisie pour y développer le réservoir géothermique car il s'agit d'un fossé d'effondrement dans lequel circulent naturellement des eaux géothermales salines à plus de 300 °C. Plus de 18 puits de 1500 à 2000 m de profondeur y ont été forés afin d'en extraire l'eau chaude hydrothermale.

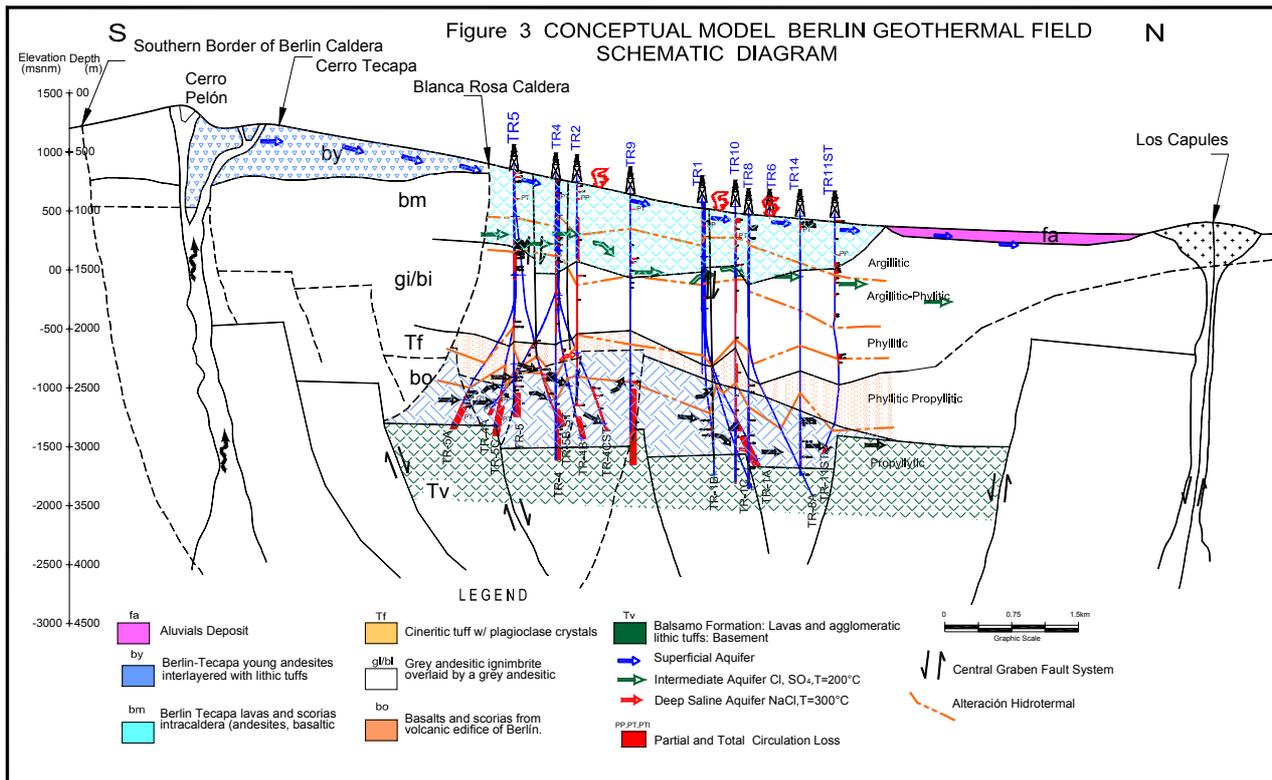


Fig. 6.17 – Modèle conceptuel du champ géothermique de Berlin (source LaGeo).

Le concept développé dans cette centrale est qualifié d'Enhanced Geothermal System (EGS) car il tire profit de la circulation hydrique *naturelle* induite par convection hydrothermale entre les puits d'injection et de production. L'eau chaude géothermale est généralement extraite du réservoir par simple dépressurisation puis est vaporisée afin d'actionner des turbines et produire de l'électricité (figure 6.18). Cette vapeur est alors refroidie dans des condensateurs (figure 6.19) avant d'être réinjectée dans le réservoir pour en assurer la pérennité. Il est intéressant de remarquer que les puits de réinjection ont été judicieusement placés à plusieurs centaines de mètres en contrebas de la centrale ce qui génère des surpression hydrostatiques suffisantes pour la réinjection des eaux refroidies dans le réservoir (plusieurs dizaines de bars).



Fig. 6.18 – Turbines servant à la conversion de la vapeur d'eau à 230 °C en électricité (source LaGeo).



Fig. 6.19 – Condensateurs servant à refroidir la vapeur d'eau (source LaGeo).

### 6.3.2 SUIVI DE PS DE LA STIMULATION HYDRAULIQUE DU Puits TR-8A

Afin d'assurer un bon rendement calorifique, l'échangeur géothermique doit être capable de réchauffer autant d'eau froide que d'eau chaude qui en est extraite. Or pour des raisons de précipitations de minéraux tels que des silicates (scaling), les puits de réinjection ne sont pas suffisamment perméables. C'est pour améliorer l'efficacité des ces puits qu'une stimulation hydraulique a été conduite dans le puits de réinjection TR-8A. Elle a consisté en l'injection d'environ 75 000 m<sup>3</sup> d'eau géothermale pendant environ 10 jours et à des débits atteignant 130 kg/s (figure 6.20).

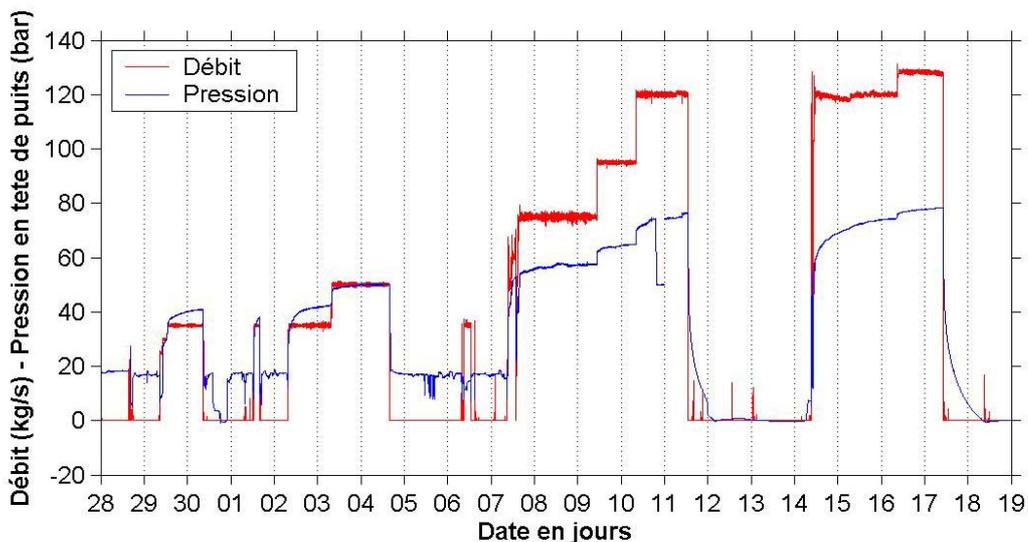


Fig. 6.20 – Débit et pression en tête de puits lors de la stimulation hydraulique du puits TR-8A.

Afin d'essayer de suivre la géométrie et la dynamique de l'écoulement produit par cette stimulation, nous avons installé 30 électrodes impolarisables radialement autour de TR-8A (figure 6.21). Trois stations CR10X de Campbell Scientific et 10 km de câbles enfouis à 20 cm de profondeur ont été nécessaires pour mesurer la distribution spatiale et suivre l'évolution temporelle des Potentiels Spontanés en surface.

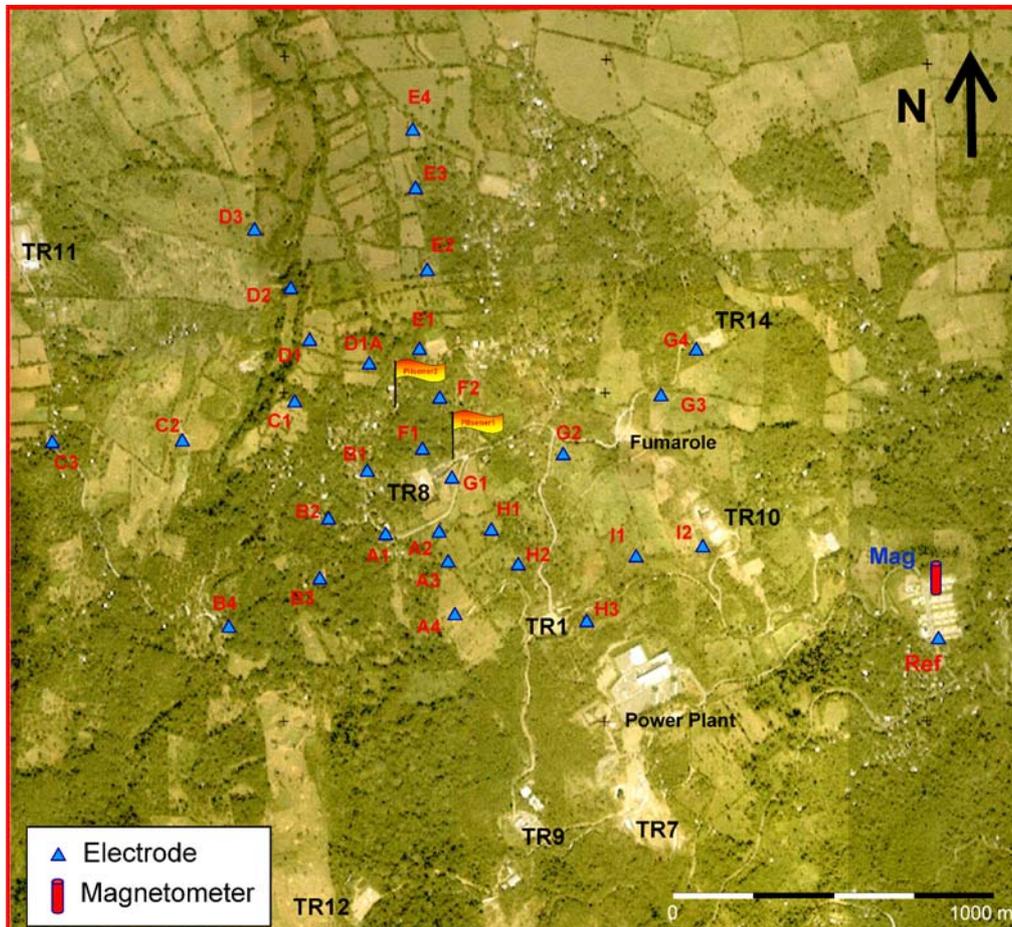


Fig. 6.21 – Distribution spatiale des électrodes impolarisables ayant servi au suivi des PS en surface lors de la stimulation hydraulique de TR-8A.

Un exemple typique de série temporelle de PS que nous avons enregistré est illustré sur la figure 6.22 : on observe une très forte réponse électrique (de 100 mV environ) à la seconde phase de la stimulation (jours 14 à 17). Ce signal retourne à sa valeur initiale plusieurs jours après la fin cette injection ce qui suggère une origine électrocinétique. Un point qui reste pour le moment obscur est pourquoi nous n'observons pas de phénomènes électrocinétiques significatifs pendant les premières phases d'injection. Une explication pourrait être un changement du régime hydraulique autour du jour 11, date à laquelle de nombreux et d'intenses microséismes ( $M > 1$ ) ont été enregistrés.

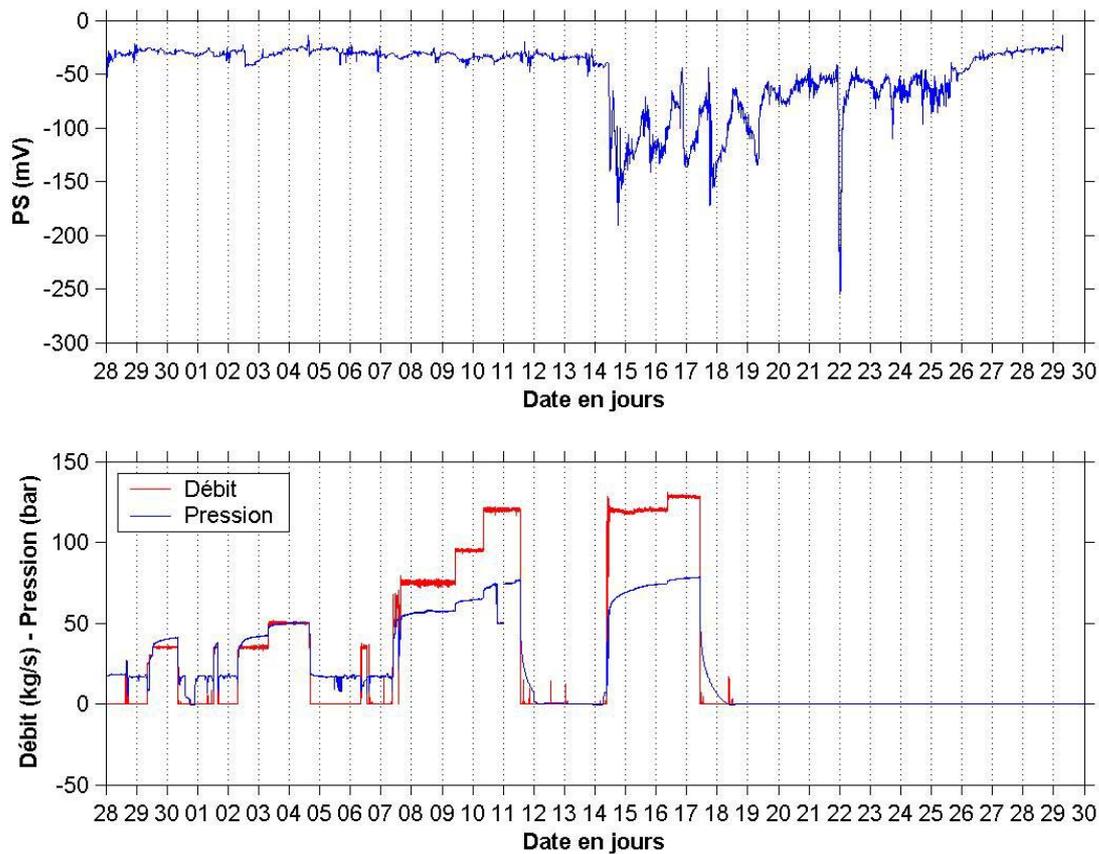


Fig. 6.22 – Haut : PS enregistré à l'électrode D2 filtré avec un passe-bas à 3 heures (l'électrode de référence est E3) – Bas : Débit et pression en tête de puits lors de la stimulation hydraulique du puits TR-8A.

La répartition spatiale de ces anomalies de PS révèle l'existence d'une zone d'anomalie de PS négative et deux autres positives (figure 6.23) : la zone de polarité négative coïncide avec la zone fracturée et perméable du réservoir où ont lieu les injections d'eau depuis plusieurs années, alors que la zone de polarité positive (au Sud Ouest) coïncide avec l'endroit où a été induite la majorité des microséismes (cercles sur la figure 6.23). Il semble donc que l'anomalie de PS en surface soit étroitement liée à l'hydrofracturation se produisant dans le réservoir, comme nous l'avons déjà observé après shut-in lors de la stimulation de GPK2 à Soultz-sous-Forêts. Ce travail en est encore à son stade préliminaire et il reste beaucoup de travail d'interprétation et de modélisation à faire afin de confirmer cette hypothèse.

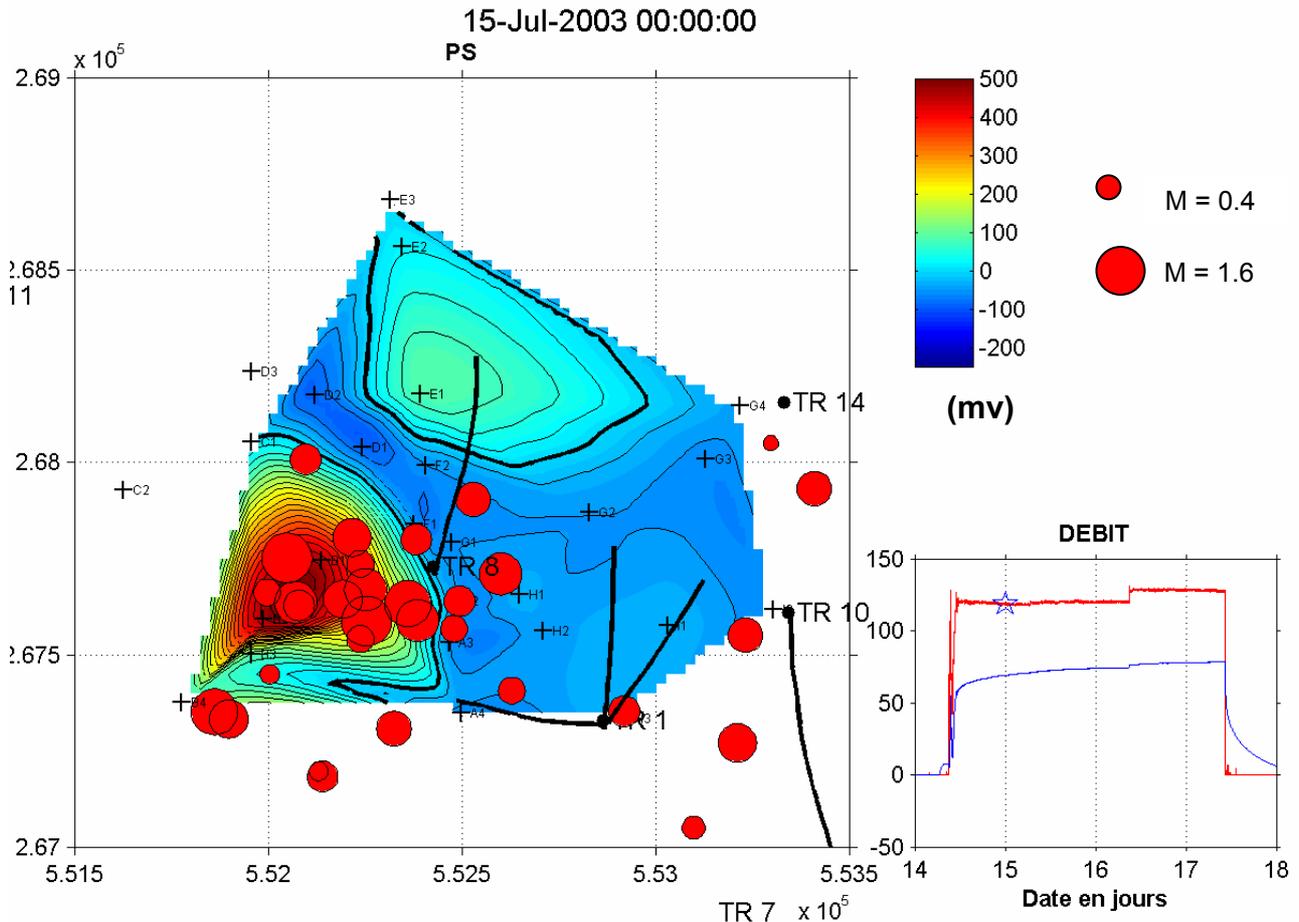


Fig. 6.23 – Distribution des PS en surface 12 heures après le début de la seconde injection (étoile) à plus de 100 kg/s (l'électrode de référence est E3). Les cercles représentent les microséismes induits par l'injection et ils ont un rayon proportionnel à leur magnitude.

### 6.3.3 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Lors de la stimulation hydraulique du puits TR-8A, de l'eau géothermale à 170°C a été injectée dans le réservoir géothermique où réside de l'eau à 200 °C et de même composition chimique. Il est donc très probable que dans un tel contexte, les effets électrothermiques et électrochimiques soient négligeables et que le signal électrique enregistré soit uniquement dû à l'effet électrocinétique de l'eau circulant dans les fractures.

L'un des objectifs de cette expérience était de savoir si des mesures de PS en surface permettaient ou non d'avoir une idée de la géométrie de l'écoulement malgré la présence de tubages en acier. La très bonne corrélation spatiale observée entre la microsismicité et les PS suggère que l'on peut s'affranchir des effets de casing et qu'on peut espérer récupérer de l'information relative à la géométrie de l'écoulement dans le réservoir. Cette observation pose cependant la question de l'origine des PS : en effet, la théorie de l'électrocinétisme nous dit que les PS sont des indicateurs

des *gradients de pression* de fluide (équation de Helmholtz-Smoluchowski) et par conséquent des *vitesse de fluide* alors qu'aussi bien les mesures de Ushijima et al. (1999) que les nôtres suggèrent que la réponse électrocinétique à une stimulation hydraulique est plutôt fonction de l'*activité microsismique* et donc des *surpressions de fluide* induites dans le réservoir. Il nous semble donc à ce jour indispensable de réaliser des expériences de fracturation hydraulique en laboratoire bien contrôlées hydrauliquement et acoustiquement afin de mieux comprendre la nature des couplages hydrauliques/mécaniques/électriques. C'est ce qu'ont commencé à faire Moore et al. (2003) en étudiant les couplages électrocinétiques lors de l'injection d'eau dans un bloc de grès. L'expérience de Jouniaux et al. (2001) de suivi microacoustique de la fracturation d'un bloc de granite démontre qu'il est possible de compléter les mesures électriques en laboratoire par des mesures acoustiques. Une expérience passionnante serait donc d'installer des capteurs acoustiques et électriques sur un échantillon de roche et de faire circuler de l'eau à travers le bloc jusqu'à franchir le seuil de fracturation.

#### 6.4 RELATION ENTRE PS ET SISMICITE INDUITE

Nos expériences de suivi de PS pendant les tests de fracturation hydraulique dans les réservoirs géothermiques de Soultz-sous-Forêts (France) et de Berlín (Salvador) nous ont permis d'aborder la relation supposée entre PS et sismicité. En effet, certains auteurs espèrent identifier l'effet électrocinétique des circulations de fluides se produisant dans la zone dilatante avant un séisme afin de prédire son occurrence. Nos mesures ont montré que pour des circulations artificielles à 5 km de profondeur bien plus intenses que des circulations naturelles, la présence d'un tubage conducteur est la condition sine qua non pour détecter des signaux électrocinétiques en surface. Il nous semble donc difficile d'enregistrer des signaux électrocinétiques provenant de la zone sismogénique sans utiliser d'artifices tels que des tubages en acier ou des mesures de PS en profondeur. Toutefois, nos mesures sur le réservoir peu profond de Berlín (< 2 km) ont pu mettre en évidence une relation spatio-temporelle étroite entre l'activité microsismique et les PS en surface. Est-ce qu'une pure coïncidence ou les mesures de PS permettent-elles d'identifier des zones mécaniquement proches de la rupture ? Quelle serait alors la nature du couplage hydraulique/électrique/mécanique ? C'est ce que nous espérons éclaircir en étudiant maintenant en détails le comportement hydraulique, mécanique et électrique du réservoir lors de sa stimulation.

Afin de mieux comprendre la relation entre sismicité et PS, nous avons décidé récemment de compléter nos mesures de PS basses fréquences (fréquence d'échantillonnage  $f_e < 1 \text{ Hz}$ ) par des mesures électriques hautes fréquences ( $f_e > 1 \text{ Hz}$ ). Nous avons alors déployé deux réseaux

d'électrodes pour suivre la stimulation hydraulique du puits GPK3 à Soultz-sous-Forêts : un basse fréquence ( $f_e = 1/60 \text{ Hz}$ ) et un autre haute fréquence ( $f_e = 2 \text{ kHz}$ ).

Sur nos mesures basses fréquences, comme pour les campagnes précédentes, nous avons enregistré des signaux de PS certainement d'origine électrocinétique de périodes supérieures à plusieurs heures fortement corrélés avec les phases d'injection. Sur nos mesures hautes fréquences et après filtrage du bruit industriel (50 Hz), nous avons identifié pour 63 microséismes ( $M > 1.8$ ) des arrivées d'ondes électromagnétiques 0.5 s avant les signaux sismiques (figure 6.24). Nous interprétons ces signaux comme des conversions sismoélectriques aux différents contrastes d'impédance acoustique du sous-sol (Butler et al., 1996, Haarsten et Pride, 1997). Cette hypothèse est renforcée par le fait que ces signaux ont des amplitudes croissantes avec la magnitude du microséismes (figure 6.25) et que le temps d'arrivée des ondes EM est celui du temps d'arrivée de l'onde acoustique à l'interface granite/sédiments (figure 6.26).

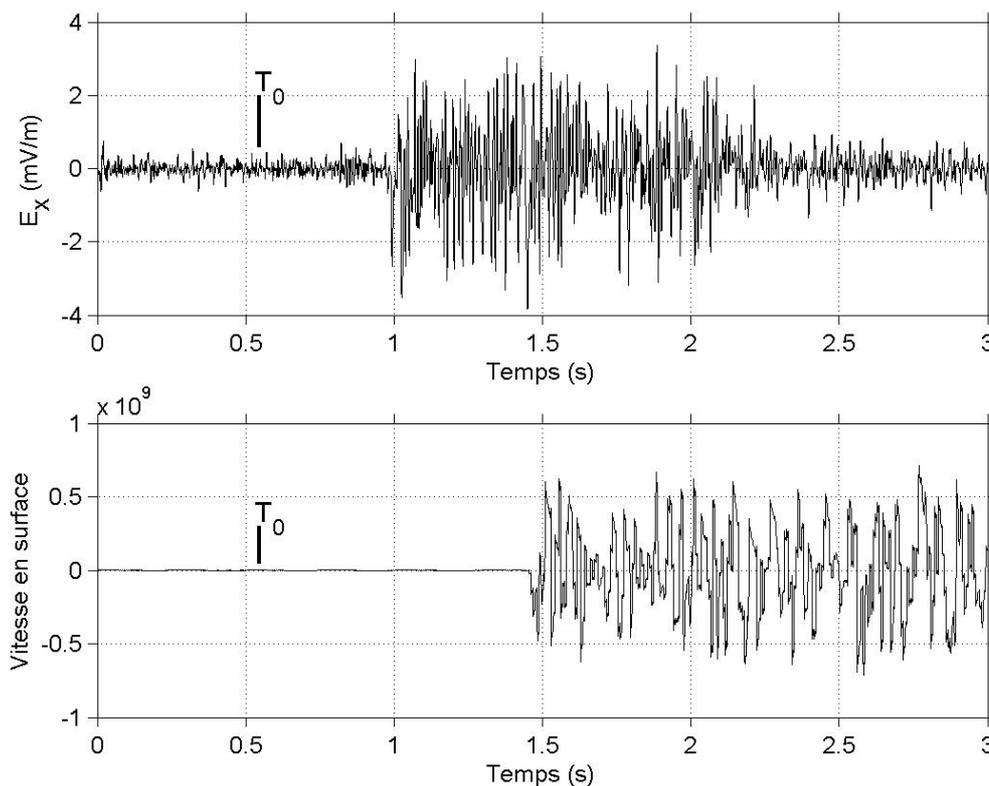


Fig. 6.24 – Haut : champ électrique horizontal (mV/m) mesuré en surface avec un dipôle de 5 m composé de deux électrodes impolarisables enfouies à 50 cm de profondeur – Bas : vitesse verticale des particules enregistrée avec un sismomètre en surface (unité arbitraire).

$T_0$  est l'heure du séisme (profondeur 4200 m, magnitude 2.7).

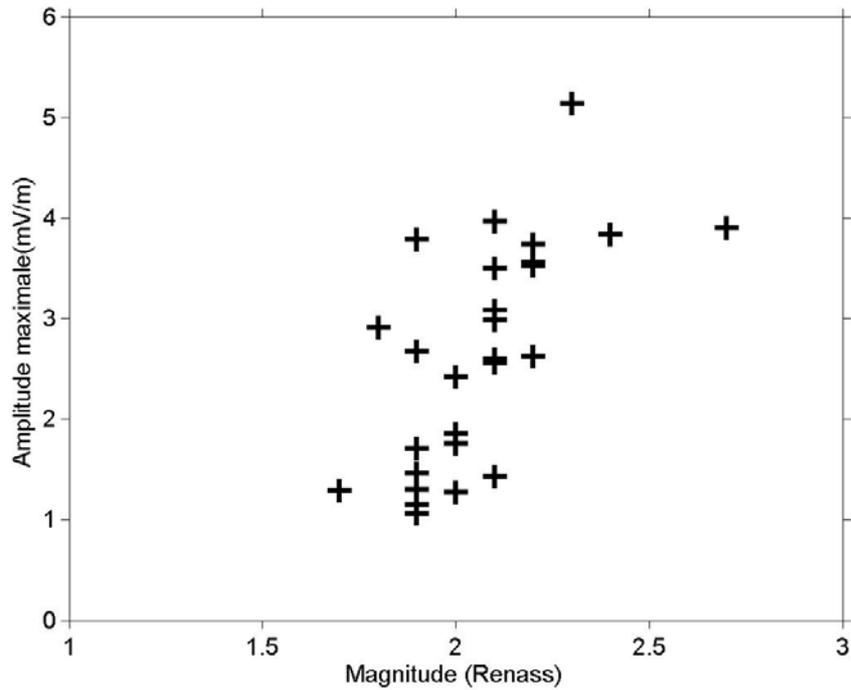


Fig. 6.25 – Amplitude maximale du signal sismoélectrique en fonction de la magnitude de l'événement microsismique (source Réseau National de Surveillance Sismique)

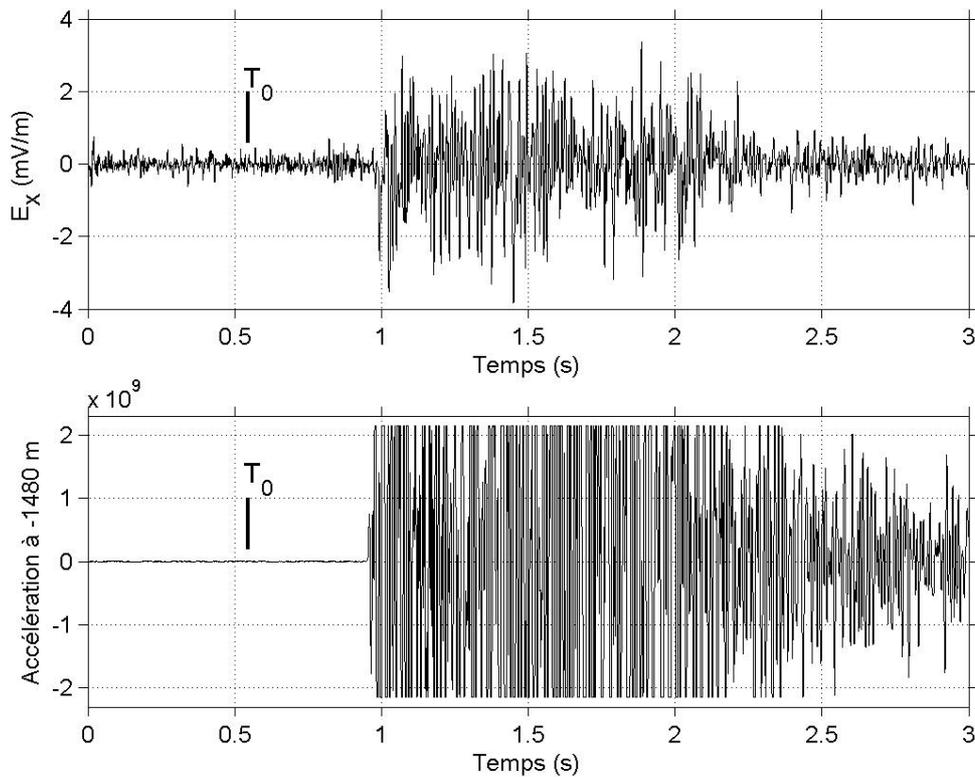


Fig. 6.26 – Haut : champ électrique horizontal (mV/m) – Bas : accélération verticale des particules enregistrée avec un accéléromètre situé à 1480 m de profondeur c'est-à-dire juste en Dessous de l'interface granite/sédiments (unité arbitraire – données saturées).

Une analyse rapide du train d'onde EM révèle que plusieurs ondes EM arrivent successivement à la surface, vraisemblablement émises à chaque fois que l'onde sismique franchit une nouvelle interface sédimentaire. On peut remarquer que ces signaux ne peuvent pas être causés par des effets piézoélectriques au niveau de la source sismique car ils ne sont pas synchrones avec la rupture. Une des premières conclusions de cette expérience est donc que pour des microséismes, le signal EM dominant synsismique est d'origine électrocinétique et non piézoélectrique et qu'il n'existe pas de signal EM présismique dans la demie seconde qui précède la rupture.

Une application potentielle de ce phénomène serait de cartographier et de caractériser les différents contrastes de propriétés physiques du sol à partir de ces enregistrements sismoélectriques. En effet, l'avantage de ces mesures par rapport aux mesures acoustiques est qu'en plus d'être sensibles aux contrastes mécaniques, elles le sont aux contrastes électriques, par exemple aux variations de composition chimique des fluides (Haarsten et Pride, 1997).

## **Bibliographie se rapportant à ce chapitre :**

- Ishido T. and Mizutani H., 1981, Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86, 1,763-1,775.
- Ishido T., Mizutani H. and Baba K., 1983, Streaming Potentials observations using geothermal wells and in situ electrokinetic coupling coefficients under high temperature, *Tectonophysics*, 91, 89-104.
- Jouniaux L., Masuda K., Lei X., Nishizawa O., Kusunose K., Liu L. and Ma W., 2001, Comparison of the microfracture localization in granite between fracturation and slip of a preexisting macroscopic healed joint by acoustic emission measurements, *J. Geophys. Res.*, 106, B5, 8,687-8,698.
- Kawakami N. and Takasugi S., 1994, SP monitoring during the hydraulic fracturing the TG-2 well, Extended Abstracts of Papers, *EAGE-56<sup>th</sup> Meeting*, Technical Exhibition, I004.
- Morgan F.D., Williams E.R. and Madden T.R., 1989. Streaming potential properties of Westerley granite with applications, *J. Geophys. Res.*, 94, 12,449-12,461.
- Moore J.R., Glaser S.D. and Morrison H.F., 2003, Large-scale physical modeling of water injection into geothermal reservoirs and correlation to self potential measurements, *Proceedings of the 28<sup>th</sup> Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford University, California.
- Reppert, P.M., 2000, Streaming Potential data on intact granite sample, *EOS Trans. AGU*, 81, Fall Meet. Suppl., Abstract T11D-13.
- Ushijima K., Mizunaga H. and Tanaka T., 1999, Reservoir monitoring by a 4-D electrical technique, *The Leading Edge*, 18, 1,422-1,424.
- Ward S.H. and Hohmann G.W., 1987, Electromagnetic theory for geophysical applications, *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, Edited by Misac N. Nabighian, Society of Exploration Geophysicists, 167-169.

# **Chapitre 7**

## *Conclusions & Perspectives générales*



## Chapitre 7

### Conclusions & Perspectives générales

Dans cette thèse, nous avons étudié la possibilité de caractériser la géométrie et la dynamique d'un écoulement souterrain grâce aux Potentiels Spontanés (PS) qu'il génère par couplage électrocinétique. Nous avons montré qu'il est relativement aisé de retrouver la géométrie de la circulation en utilisant les méthodes classiques d'inversion. Le problème réside maintenant dans l'approche des propriétés dynamiques de l'écoulement. Pour accéder à ces propriétés, nous avons développé une nouvelle méthode d'inversion basée sur un modèle numérique du couplage électrocinétique. Nous l'avons appliquée au cas particulier d'un pompage dans un aquifère libre en régime permanent et avons montré qu'il est alors possible de déterminer la conductivité hydraulique de la nappe en plus de sa géométrie. Un des avantages de cette méthode est qu'elle se généralise facilement à n'importe quel type d'écoulement (e.g. nappes confinées, régimes transitoires). Les applications d'une telle méthode sont par conséquent nombreuses en hydrogéologie, notamment pour compléter les mesures traditionnelles hydrauliques.

Pour des applications pratiques, il nous a semblé nécessaire d'élaborer des relations simples entre les propriétés de transfert du milieu poreux et les anomalies de potentiel électrique et qui ne nécessitent pas l'emploi de modèles numériques. Nous avons alors étudié l'effet électrocinétique des écoulements se produisant dans la zone non saturée et nous arrivons à la conclusion que les mesures de PS permettent de déduire facilement le sens de l'écoulement mais pas son intensité. Pour surmonter cette difficulté, il faudrait être capable d'estimer précisément le coefficient de couplage électrocinétique du milieu poreux. Malheureusement, celui-ci dépend très fortement de la chimie du fluide, de la lithologie de la formation et vraisemblablement aussi de la perméabilité du réseau poreux. Un gros travail aussi bien théorique qu'expérimental reste donc à faire pour prendre en compte tous ces paramètres. Le jeu en vaut pourtant la chandelle car les applications d'une telle méthode sont nombreuses notamment pour le suivi de la recharge des nappes phréatiques ou encore en agriculture pour quantifier les apports d'eau aux niveaux des racines des plantes. De plus, son potentiel semble encore plus grand lorsque l'on se rappelle que cette méthode est très sensible aux variations de la composition chimique du fluide ; on peut alors espérer utiliser cette technique comme outil de suivi des panaches de contaminants dans le sol.

Une propriété intéressante que nos mesures de PS sur le site géothermique de Soultz-sous-Forêts et celles de Doussan et al. (2002) ont révélée est que ces mesures électriques semblent avoir un volume d'investigation bien supérieur à celui des mesures hydrauliques. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la mesure de PS décrit les phénomènes électrocinétiques se produisant dans le volume *électriquement* connecté à l'électrode alors que la mesure hydraulique traduit l'écoulement se produisant dans la zone *hydrauliquement* connectée au capteur. Pour vérifier cette hypothèse, il serait intéressant de conduire une expérience en laboratoire pendant laquelle on impose un flux hydrique dans un milieu poreux perméable (e.g. sable) et on mesure simultanément les potentiels électriques et hydrauliques dans un banc d'argile jouxtant le sable. Si cette hypothèse se confirmait, il serait alors possible de suivre des circulations de fluide sans connexion hydraulique avec l'écoulement.

# **Annexes**



## Annexe 1

### Résolution de l'équation de Richards

L'équation de Richards s'écrit en fonction de la teneur volumique en eau  $\theta$ :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( D \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) - \frac{dK}{d\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (8.1)$$

où  $K$  est la conductivité hydraulique du sol (m/s) et  $D = K \frac{d\psi}{d\theta}$  est la diffusivité hydraulique (m<sup>2</sup>/s)

avec  $\psi$  la hauteur capillaire (m).

La forme discrétisée de cette équation est :

$$\begin{aligned} \theta_i^t = & \left[ 1 + 2 \frac{\Delta t}{\phi \Delta z^2} K_i^{t+1} B_i^{t+1} \right] \theta_i^{t+1} - \frac{\Delta t}{4\phi \Delta z^2} \left[ K_{i+1}^{t+1} B_{i+1}^{t+1} - K_{i-1}^{t+1} B_{i-1}^{t+1} + 4K_i^{t+1} B_i^{t+1} - 2\Delta z A_i^{t+1} \right] \theta_{i+1}^{t+1} \\ & - \frac{\Delta t}{4\phi \Delta z^2} \left[ -K_{i+1}^{t+1} B_{i+1}^{t+1} + K_{i-1}^{t+1} B_{i-1}^{t+1} + 4K_i^{t+1} B_i^{t+1} + 2\Delta z A_i^{t+1} \right] \theta_{i-1}^{t+1} \end{aligned} \quad (8.2)$$

avec  $A_i^t = \frac{\partial K}{\partial \theta}(\theta_i^t)$ ,  $B_i^t = \frac{\partial \psi}{\partial \theta}(\theta_i^t)$ ,  $K_i^t = K(\theta_i^t)$ ,  $\phi$  la porosité,  $\Delta t$ ,  $\Delta z$  les pas en temps et profondeur.

En écrivant l'équation 8.2 sous forme matricielle et en se fixant des conditions aux limites en surface et profondeur, on parvient à résoudre l'équation de Richards.

## Annexe 2

# Résolution de l'équation de conservation de masse de fluide

L'équation de conservation de la masse du fluide à température constante s'écrit en fonction de la pression de fluide  $P_f$  :

$$\vec{\nabla} \cdot \left( \frac{k}{\eta} \vec{\nabla} P_f \right) = \left( \frac{1-\varphi}{K+4/3G} \right) \frac{\partial P_f}{\partial t} \quad (8.3)$$

Dans notre modélisation des écoulements produits à Soultz-sous-Forêts, nous avons supposé l'écoulement radial ; l'équation 8.3 s'écrit donc

$$\frac{k}{r\eta} \frac{\partial P_f}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{k}{\eta} \right) \frac{\partial P_f}{\partial r} + \frac{k}{\eta} \frac{\partial^2 P_f}{\partial r^2} = \left( \frac{1-\varphi}{K+4/3G} \right) \frac{\partial P_f}{\partial t} \quad (8.4)$$

La forme discrétisée de cette équation est

$$P_i^t = \left[ 1 + 2KT_i^{t+1} \right] P_i^{t+1} + \left[ \frac{K}{2i} T_i^{t+1} + \frac{K}{4} T_{i+1}^{t+1} - \frac{K}{4} T_{i-1}^{t+1} - KT_i^{t+1} \right] P_{i-1}^{t+1} \\ + \left[ -\frac{K}{2i} T_i^{t+1} - \frac{K}{4} T_{i+1}^{t+1} + \frac{K}{4} T_{i-1}^{t+1} - KT_i^{t+1} \right] P_{i+1}^{t+1} \quad (8.5)$$

avec  $K = \frac{dt}{\left( \frac{1-\varphi}{K+4/3G} \right) dr^2}$ ,  $T = \frac{k}{\eta}$ ,  $dt$  et  $dr$  les pas en temps et en distance.

En écrivant l'équation 8.5 sous forme matricielle et en se fixant des conditions aux limites au puits et l'infini, on parvient à résoudre l'équation 8.3.

## **Références bibliographiques**



## Références bibliographiques

- Adler P.M., Le Mouel J.L. and Zlotnicki J., 1999, Electrokinetic and magnetic fields generated by flow through a fractured zone: a sensitivity study for La Fournaise volcano, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 6, 795-798.
- Adler P.M., Thovert J.F., Jacquin C., Morat P. and Le Mouël J.L., 1997, Electric signals induced by the atmospheric pressure variations in unsaturated media, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 324, 711-718.
- Antraygues P. and Aubert M., 1993, Self Potential generated by two-phase flow in a porous medium: experimental study and volcanological applications, *J. Geophys. Res.*, 98, 22,273-22,281.
- Atkins P., 1978, *Physical Chemistry*, W. H. Freeman Co. San Francisco.
- Aubert M. and Kieffer G., 1984, Evolution d'une intrusion magmatique dans le flanc sud de l'Etna entre juin 1982 et juin 1983, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 298, Série II, 8, 379-382.
- Aubert M., Dana I. N. and Livet M., 1990, Identification of the boundaries between two watersheds in a volcanic area by the Self-Potential method, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 311, II, 999-1,004.
- Aubert M. and Atangana Q.Y., 1996, Self-potential method in hydrogeological exploration of volcanic areas, *Ground Water*, 34, 1,010-1,016.
- Aubert M., Dana I.N. and Gourgaud A., 2000, Internal structure of the Merapi summit from self-potential measurements, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 100, 337-343.
- Bernabé Y., Mok U., Mainault A. and Evans B., 2003, Laboratory measurements of electrical potential in rock during high-temperature water flow and chemical reactions, *Geothermics*, 32, 297-310.
- Bernabé, Y., 1998. Streaming potential in heterogeneous networks, *J. Geophys. Res.*, 103, 20,827-20,841.
- Bigalke J. and Grabner E.W., 1997, The geobattery model: a contribution to large scale electrochemistry, *Electrochimica Acta*, 42, 3,443 – 3,452.
- Birch F.S., 1993, Testing Fournier's method for finding water table from Self-Potential, *Ground Water*, 31, 50-56.
- Birch F.S., 1998, Imaging the water table by filtering self-potential, *Ground Water*, 36, 779-782.
- Blake E.W. and Clarke G.K.C., 1999, Subglacial electrical phenomena, *J. Geophys. Res.*, 104, B4, 7,481-7,495.
- Bogoslovsky V.A. and Ogilvy A.A., 1973, Deformations of natural electric fields near drainage structures, *Geophys. Prospecting*, 21, 716-723.
- Butler K.E., Russel R.D., Kopic A.W. and Maxwell M., 1996, Measurement of seismoelectric response from a shallow boundary, *Geophysics*, 61, 5, 1,769 – 1,778.
- Chen Z., Narayan S.P., Yang Z. and Rahman S.S., 2000, An experimental investigation of hydraulic behaviour of fractures and joints in granitic rocks, *Int. J. Rock Mech. Mining Sci.*, 37, 1,061-1,071.
- Clerc G., Petiau G. et Perrier F., 1998, The Garchy 1995-1996 electrode experiment, technical report.

- Corwin R.F. and Morrison H.F., 1977, Self-Potential variations preceding earthquakes in central California, *Geophys. Res. Lett.*, 4, 4, 171-174.
- Corwin R.F. and Hoover D.B., 1979, The Self-Potential method in geothermal exploration, *Geophysics*, 44, 226-245.
- Doussan C., Jouniaux L. and Thony J.L., 2002, Variations of self potential and unsaturated water flow with time in sandy loam and clay loam soils, *J. Hydrol.*, 267, 173-185.
- Durrheim R. J. and Cooper G. R. J., 1998, EULDEP : A program for the Euler deconvolution of magnetic and gravity data, *Computer & Geosciences*, 24, 545-550.
- Ernstson K. and Scherer H.U., 1986, Self-Potential variations with time and their relation to hydrogeologic and meteorological parameters, *Geophysics*, 51, 10, 1,967-1,977.
- Fernandez D.V., Goodwin A.R.H., Lemmon E.W., Sengers J.M.H.L. and Williams R.C., 1997, A formulation for the static permittivity of water and steam at temperatures from 283 K to 873 K at pressures up to 1200 MPa, including derivations and debye-hückel coefficients, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 26, 4, 1,125-1,166.
- Fournier C., 1989, Spontaneous potentials and resistivity surveys applied to hydrogeology in a volcanic area: case history of the Chaîne des Puys (Puy-de-Dôme, France), *Geophys. Prospecting*, 37, 647-668.
- Fox R.W., 1830, On the electromagnetic properties of metalliferous veins in the mines of Cornwall, *Proc. Roy. Soc. London*, 2, 411.
- Friedel S., Byrdina S., Rücker C., Serfling U., Flechsig C. and Jacobs F., 2003, Geoelectrical measurements at Merapi volcano 1997-2002, *EGS-AGU-EUG Joint Assembly*, Nice (France), EAE03-1-08828, P0510.
- Gibert D. and Pessel M., 2001, Identification of source of potential fields with the continuous wavelet transform: application to self-potential profiles, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 1,863-1,866.
- Guichet X., Jouniaux L. and Pozzi J.P., 2003, Streaming Potential of a sand column in partial saturation conditions, *J. Geophys. Res.*, 108, B3, 2141, doi:10.1029/2001JB001517.
- Haartsen M.W. and Pride S.R., 1997, Electrostatic waves from point sources in layered media, *J. Geophys. Res.*, 102, 24,745 – 24,769.
- Hearst J.R., Nelson P.H. and Paillett F.L., 2000, Well logging for physical properties, Wiley-VCH Verlag GmbH, Germany
- Helmholtz, 1879, *Wiss. Abhandl. physic. tech. Reichsanstalt* I, 925, 186.
- Hunter R.J., 1992, *Foundations of colloid science vol I*, Oxford Science Publications, 555-557.
- Ishido T. and Mizutani H., 1981, Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86, 1,763-1,775.
- Ishido T., Mizutani H. and Baba K., 1983, Streaming Potentials observations using geothermal wells and in situ electrokinetic coupling coefficients under high temperature, *Tectonophysics*, 91, 89-104.
- Ishido T., Kikuchi T., Matsushima N., Yano Y., Nakao S., Sugihara M., Tosha T., Takakura S. and Ogawa Y., 1997, Repeated Self-Potential profiling of Izu-Oshima volcano, Japan, *J. Geomag. Geoelectr.*, 49, 1,267-1,278.
- Jiang, Y.G., Shan F.K., Jin H.M., Zhou L.W. and Sheng P., 1998, A method for measuring electrokinetic coefficients of porous media and its potential application in hydrocarbon exploration, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 1,581-1,584.

- Jouniaux L., 1994, Effets électriques et magnétiques liés aux circulations de fluides dans les roches sous contraintes, Thèse de Doctorat de l'Université de Paris VI.
- Jouniaux L. and Pozzi J.P., 1995a, Streaming potential and permeability of saturated sandstones under triaxial stress: consequences for electrotelluric anomalies prior to earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 100, B6, 10,197-10,209
- Jouniaux L. and Pozzi J.P., 1995b, Streaming potential in volcanic rocks from Mount Pelée, *J. Geophys. Res.*, 105, B4, 8,391-8,401.
- Jouniaux L., Bernard M.L., Pozzi J.P. and M. Zamora, 2000, Electrokinetics in rocks: laboratory measurements in sandstones and volcanic samples, *Phys. Chem. Earth (A)*, 25, 4, 329-322.
- Jouniaux L., Masuda K., Lei X., Nishizawa O., Kusunose K., Liu L. and Ma W., 2001, Comparison of the microfracture localization in granite between fracturation and slip of a preexisting macroscopic healed joint by acoustic emission measurements, *J. Geophys. Res.*, 106, B5, 8,687-8,698.
- Kawakami N. and Takasugi S., 1994, SP monitoring during the hydraulic fracturing the TG-2 well, Extended Abstracts of Papers, *EAGE-56<sup>th</sup> Meeting*, Technical Exhibition, I004.
- Kawakami N. and Takasugi S., 1994, SP monitoring during the hydraulic fracturing of the TG-2 well, *Extended Abstracts of Papers, EAGE-56<sup>th</sup> Meeting*, I004.
- Kelly W.E. and Mares S., 1993, Applied geophysics in hydrogeological and engineering practice, *Elsevier Science*, 86-87.
- Koppan A., Fenyvesi A., Szarka L. and Wesztergom V., 2002, Measurements of electric potential difference on trees, *Proceedings of 7<sup>th</sup> Hungarian Congress on Plant Physiology*, S1-P06, 37-38.
- Lachassagne P. and Aubert M., 1989, Etude des phénomènes de polarisation spontanée (PS) enregistrés dans un sol lors de transferts hydriques verticaux, *Hydrogéologie*, 1, 7-17.
- Lorne B., Perrier F. and Avouac J.P., 1999a, Streaming Potential measurements 1. Properties of the electrical double layer from crushed rock samples, *J. Geophys. Res.*, 104, B8, 17,857-17,877.
- Lorne B., Perrier F. and Avouac J.P., 1999b, Streaming Potential measurements 1. Relationship between electrical and hydraulic flow patterns from rock samples during deformation, *J. Geophys. Res.*, 104, B8, 17,879-17,896.
- Malengreau B., Lénat J.L. and Bonneville A., 1994, Cartographie et surveillance temporelle des anomalies de polarisation spontanée (PS) sur le Piton de la Fournaise, *Bull. Soc. Géol. France*, 165 (3), 221-232.
- Marino S., Coelho D., Bekri S., and Adler P.M., 2000, Electroosmotic phenomena in fractures, *J. Colloid Interface*, 223, 293-304.
- Marquis G., Darnet M., Sailhac P., Singh A.K. and Gerard A., 2002, Surface electric variations induced by deep hydraulic stimulation: an example from the Soultz HDR site, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 14, 7 1-4.
- Marson I. and Klingele E. E., 1993, Advantages of using the vertical gradient of gravity for 3-D interpretation, *Geophysics*, 58, 11, 1,588-1,595.
- Michel S. and Zlotnicki J., 1998, Self-potential and magnetic surveying of La Fournaise volcano (Réunion Island): Correlations with faulting, fluid circulation and eruption, *J. Geophys. Res.*, 103, B8, 17,845-17,857.
- Moore J.R., Glaser S.D. and Morrison H.F., 2003, Large-scale physical modeling of water injection into geothermal reservoirs and correlation to self potential measurements, *Proceedings of the 28<sup>th</sup> Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford University, California.

- Moreau F., Gibert D., Holschneider M. and Saracco G., 1997, Wavelet analysis of potential fields, *Inverse Problems*, 13, 165-178.
- Moreau F., Gibert D., Holschneider M. and Saracco G., 1999, Identification of sources of potential fields with the continuous wavelet transform: basic theory, *J. Geophys. Res.*, 104, 5,003-5,013.
- Morgan F.D., Williams E.R. and Madden T.R., 1989, Streaming potential properties of Westerley granite with applications, *J. Geophys. Res.*, 94, 12,449-12,461.
- Murakami, H., Hashimoto, T., Oshiman, N., Yamaguchi, S., Honkura, Y., and Sumitomo N., 2001, Electrokinetic phenomena associated with a water injection experiment at the Nojima fault on Awaji Island, Japan, *The Island Arc*, 10, 244-251.
- Nabighian M. N., 1987, Electromagnetic methods in applied geophysics, Society Exploration Geophysicists, Vol. 1, 133.
- Nourbehecht B., 1963, Irreversible thermodynamics effect in inhomogeneous media and their applications in certain geoelectric problems, *PhD Thesis*, M.I.T., Cambridge, USA.
- Ogilvy A.A., Ayed M.A. and Bogoslovsky V.A., 1969, Geophysical studies of water leakages from reservoirs, *Geophys. Prospecting*, 17, 36-62.
- Okada K. and Agaki Y., 1987, Methods and apparatus to measure the zeta potential of bubbles, *J. Chem. Eng. of Japan*, 1, 11-15.
- Patella D., 1997a, Introduction to ground surface self-potential tomography, *Geophys. Prospecting*, 45, 653-681.
- Patella D., 1997b, Self-potential global tomography including topographic effects, *Geophys. Prospecting*, 45, 843-863.
- Perrier F., Trique M., Aupiais J., Gautam U. and Shrestha P., 1999, Electric potential variations associated with periodic discharge in western Nepal, *C. R. Acad. Sci. Paris, Sciences de la Terre et des Planètes*, 328, 73-79.
- Perrier F. and Morat P., 2000, Characterization of electrical daily variations induced by capillary flow in the non-saturated zone, *Pure Appl. Geophys.*, 157, 785-810.
- Perrier F., Chitrakar G.R., Froidefond T., Tiwari D., Gautam U., Kafle B. and Trique M., 2002, Estimating streaming potentials associated with geothermal circulation at the Main Central Thrust : an example from Tatopani-Kodari hot spring in central Nepal, *J. Nepal Geol. Soc.*, 26, 17-27.
- Petiau, G., 2000. Second generation of lead-lead chloride electrodes for geophysical applications. *Pure Appl. Geophys.*, 157, 357-382.
- Pinettes, P., Bernard, P., Cornet, F., Hovhannissian, G., Jouniaux, L., Pozzi, J.P., and Barthès V., 2001, On the difficulty of detecting streaming potentials generated at depth, *Pure Appl. Geophys.*, 159, 2,629-2,657.
- Pride S., 1994, Governing equations for the coupled electromagnetic and acoustics of porous media, *Phys. Review B*, 50, 21, 15,678-15,696.
- Reid A. B., Allsop J. M., Granser H., Millett A. J. and Somerton I. W., 1990, Magnetic interpretation in the three dimensions using Euler deconvolution, *Geophysics*, 55, 1, 80-91.
- Reuss F.F., 1809, Mémoires de la Société Impériale Naturaliste de Moscou, 2, 327.
- Revil A. and Glover P.W.J., 1997, Theory of ionic-surface conduction in porous media, *Phys. Review B*, 55, 3, 1,757-1,773.

- Revil A. and Glover P.W.J., 1998, Nature of electrical conductivity in natural sands, sandstones and clays, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 5, 691-694.
- Revil A. and Pezard P.A., 1998, Streaming electrical potential anomaly along faults in geothermal areas, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 16, 3,197-3,200.
- Revil A. and Pezard P.A., 1999a. Streaming potential in porous media 1. Theory of the zeta potential, *J. Geophys. Res.*, 104, 20,021-20,031.
- Revil A., Schwaeger H., Cathles III L.M. and Manhardt P.D., 1999b. Streaming potential in porous media, 2. Theory and application to geothermal systems, *J. Geophys. Res.*, 104, 20,033-20,048.
- Revil A. and Leroy P., 2001, Hydroelectric coupling in a clayey material, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 8, 1,643-1,646.
- Revil A., Ehouarne L. and Thyreault E., 2001, Tomography of self-potential anomalies of electrochemical nature, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 4,363-4,366.
- Revil A., 2002, The hydroelectric problem of porous rocks: thermodynamic approach and introduction of a percolation threshold, *Geophys. J. Int.*, 151, 944-949.
- Revil A., Hermitte D., Voltz M., Moussa R., Lacas J.-G., Bourrié G. and Trolard F., 2002, Self-Potential signals associated with variations of the hydraulic head during an infiltration experiment, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 7, 10 1-4.
- Revil, A., Naudet V., Nouzaret J. and Pessel M., 2003, Principles of electrography applied to self-potential electrokinetic sources and hydrogeological applications, *Water Res. Research*, doi 2002wr000916.
- Rice C.L. and Whitehead R., 1965, Electrokinetics flow in a narrow cylindrical capillary, *J. of Physical Chemistry*, 69, 11, 4017-4023.
- Sailhac P. and Marquis G., 2001, Analytic potentials for the forward and inverse modeling of SP anomalies caused by subsurface fluid flow, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 1643-1646.
- Sato M. and Mooney, H.M., 1960, The electrochemical mechanism of sulphide self-potentials, *Geophysics*, 1, 226-249.
- Sen P. N. and Goode P. A., 1992, Influence of temperature on electrical conductivity on shaly sands, *Geophysics*, 57, 89-96.
- Schenkel, C.J., and Morrison, H.F., 1990, Effects of well casing on potential field measurements using downhole current sources, *Geophysical Prospecting*, 38, 663-686.
- Sill W.R., 1983, Self-potential modeling from primary flows, *Geophysics*, 48, 76-86.
- Smoluchowski, 1903, M. Krak. Anz, 182.
- Sprunt E. S., Mercer T. B. and Djabbarah N. F., 1994. Streaming potential from multiphase flow, *Geophysics*, 59, 707-711.
- Telford W.M., Geldart L.P., Sheriff R.E. and Keys D.A., 1976, Applied geophysics, *Cambridge University Press*.
- Thompson A.H. and Gist G.A., 1993, Geophysical applications of electrokinetic conversion, *The Leading Edge*, December, 1,169 – 1,173.
- Thompson D. T., 1982, EULDPH: A new technique for making computer-assisted depth estimates from magnetic data, *Geophysics*, 47, 31-37.
- Thony J.L., Morat P., Vachaud G. and Le Mouél J.L., 1997, Field characterization of the relationship between electrical potential gradients and soil water flux, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 325, 317-321.

- Timm F. and Möller P., The relation between electric and redox potential: evidence from laboratory and field measurements, *J. Geochemical Exploration*, 72, 115-128.
- Titov K., Loukhmanov, V. and Potapov A., 2000, Monitoring of water seepage from a reservoir using resistivity and self polarization methods: case history of the Petergoph fountain water supply system, *First Break*, 431-435.
- Trique M., Perrier F., Froidefond T. and Avouac J.P., 2002, Fluid flow near reservoir lakes inferred from the spatial and temporal analysis of the electric potential, *J. Geophys. Res.*, 107, B10, doi:10.1029/2001JB000482.
- Ushijima K., Mizunaga H. and Tanaka T., 1999, Reservoir monitoring by a 4-D electrical technique, *The Leading Edge*, 18, 1,422-1,424.
- Vozoff K., 1991, The MagnetoTelluric method, *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, Edited by Misac N. Nabighian, Society of Exploration Geophysicists, 641-711.
- Winter H., Arroyo M., Haak V., Stool J. and Vogt R., 1989, Geoelectrical measurements at the KTB location, *Lectures notes in Earth Sciences*, 27, 313-316.
- Wurmstich B. and Morgan F.D., 1994. Modeling of streaming potential responses caused by oil well pumping, *Geophysics*, 59, 46-54.
- Yoshida S., Uyeshima M. and Nakatani M., 1997, Electric potential changes associated with slip failure of granite: Preseismic and coseismic signals, *J. Geophys. Res.*, 102, B7, 14,883 – 14,897.
- Zablocki C.J., 1978, Streaming potentials resulting from the descent of meteoric water. A possible source mechanism for Kilauea SP anomalies, *Geothermal Resources Council Transactions*, 2, 747-748.
- Zohdy A.A.R., Anderson L.A. and Muffler L.J.P, 1973, Resistivity, self-potential and induced polarization surveys of a vapor-dominated geothermal system, *Geophysics*, 38, 6, 1,130-1,144.

Notre travail a porté sur la caractérisation et le suivi des écoulements souterrains par la mesure des potentiels électriques du sol induits par électrocinétisme (ou Potentiels Spontanés). En effet, une des propriétés intéressante de ces signaux est que leur distribution spatiale est fonction de la géométrie et de l'intensité de l'écoulement. Nous avons alors essayé de tirer profit de cette propriété en mettant au point un outil d'inversion qui détermine directement sa géométrie. Pour cela, nous avons utilisé un algorithme génétique et un modèle numérique des phénomènes électrocinétiques. Nous avons testé notre approche sur le cas particulier d'un pompage dans une nappe libre et sommes arrivés à déterminer la conductivité hydraulique de l'aquifère en plus de sa géométrie. Ce résultat montre qu'au-delà de l'aspect géométrique, les mesures de PS permettent d'accéder aux propriétés dynamiques du milieu. Est-il alors possible d'en déduire les vitesses d'écoulement?

Pour répondre à cette question, nous avons modélisé l'effet électrocinétique des mouvements d'eau qui se produisent dans les couches superficielles du sol (i.e. dans la zone non saturée). Notre modèle montre que les signaux de PS permettent d'estimer la direction des écoulements mais pas leur intensité. Il suggère de plus que le volume d'investigation des mesures électriques est bien plus grand que celui des mesures hydrauliques traditionnelles. Les mesures de PS peuvent-elles alors mettre en évidence des circulations de fluides à une plus grande échelle que les mesures hydrauliques ?

C'est pour tester cette hypothèse que nous avons conduit des expériences de suivi de PS lors de la stimulation hydraulique de réservoirs d'eau de grande taille (> 100 m) et très profonds (> 1000 m) : deux sur le site géothermique de Soultz-sous-Forêts (France) et une sur le site de Berlín (Salvador). Elles ont révélé qu'il est possible d'enregistrer des signaux d'origine électrocinétique à plus de 4.5 km de l'écoulement grâce au tubage en acier du puits qui amplifie les courants électriques. Elles ont aussi confirmé que les mesures de PS permettent de suivre la dynamique des écoulements à une échelle bien supérieure à celle des mesures hydrauliques en puits. Enfin, pour chaque expérience, nous avons observé une relation spatio-temporelle étroite entre la sismicité induite dans le réservoir et les anomalies PS en surface ce qui suggère qu'il existe un fort couplage mécanique/électrocinétique dont la nature reste aujourd'hui à étudier.

Mots-clés : méthode électrique, électrocinétisme, Potentiels Spontanés, modélisation, inversion, aquifère, zone vadose, géothermie, Hot Dry Rock, Soultz-sous-Forêts.

This work focuses on the use of surface electric potential measurements (Streaming Potentials) to characterize underground fluid flow. As these potentials are generated by electrokinetics, their spatial distribution is a function of the flow geometry. We used this property to develop a new inversion tool which can determine directly the flow geometry from SP data. Our method uses a genetic algorithm to optimize a numerical model of the electrokinetic interactions. We tested this approach for the case of steady-state pumping in an unconfined aquifer and were successful in estimating the geometry of the top of the aquifer and its hydraulic conductivity. This result shows that SP measurements allow to characterize the fluid flow geometry but also to estimate the fluid dynamic properties of the medium. Can this approach be extended to estimate flow velocities?

To answer this question, we have modelled the electrokinetic effect of water movement in the vadose zone. Our model shows that SP signals allow to estimate the water flow direction but not its intensity. It suggests also that the investigation volume of electrical measurements is greater than that of standard hydraulic measurements. Can SP measurements therefore give information on fluid flow that can not be seen on hydraulic data?

We have tested this hypothesis by monitoring SP signals induced by hydro-fracturing experiments in large and deep geothermal reservoirs: two at the Soultz-sous-Forêts (France) site and one in El Salvador. Our experiments showed that it is possible to detect electrokinetic phenomena more than 4.5 km above the actual flow because the steel borehole's casing channels the electric currents. They also confirmed that the SP measurements allow to characterize the flow dynamics at a larger scale than standard hydraulic measurements in wells. We observed a very narrow spatio-temporal relationship between the induced seismic activity and the surface SP anomalies suggesting that there is a strong mechanical/electrokinetic coupling within the reservoir.

Keywords : electrical method, electrokinetics, Streaming Potential, modelling, inversion, aquifer, vadose zone, geothermics, Hot Dry Rock, Soultz-sous-Forêts.