



Caractérisation et suivi des écoulements hydriques dans les milieux poreux par la méthode du Potentiel Spontané

Barbara Suski

► To cite this version:

Barbara Suski. Caractérisation et suivi des écoulements hydriques dans les milieux poreux par la méthode du Potentiel Spontané. Géophysique [physics.geo-ph]. Université de droit, d'économie et des sciences - Aix-Marseille III, 2005. Français. NNT: . tel-00012187

HAL Id: tel-00012187

<https://theses.hal.science/tel-00012187>

Submitted on 28 Apr 2006

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

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

Université Paul Cézanne
Faculté de Droit, d'Économie et des Sciences d'Aix-Marseille III

N° attribué par la bibliothèque : **2005AIX30051**

Caractérisation et suivi des écoulements hydriques dans les milieux poreux par la méthode du Potentiel Spontané.

Thèse

pour le grade de :

**Docteur de l'Université de Droit, d'Économie et des Sciences
d'Aix-Marseille III**

Discipline : **Géosciences de l'Environnement**

présentée et soutenue publiquement par

Barbara Suski

Le **24 novembre 2005**, dans l'amphithéâtre du CEREGE (Aix en Provence)

Directeur de thèse :
André REVIL

Jury

Alain Tabbagh
Konstantin Titov
Marc Voltz
Stéphane Garambois
Marc Pessel
Claude Doussan
André Revil

Pr., Sisyphe, Université Paris VI
Pr., Université de Saint Petersburg
DR, LISAH, INRA Montpellier
M.C., LIRIGM, Université Joseph Fourier
M.C., Université Paris-Sud
CR1, INRA, Avignon
CR1, CEREGE, Aix-Marseille III

Rapporteur
Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Examinateur
Invité
Directeur de thèse

REMERCIEMENTS

Au terme de ce travail, je tiens à remercier chaleureusement mon directeur de thèse André Revil pour son accueil, son dynamisme et ses nombreux conseils. Je le remercie pour sa confiance et son soutien tout au long de cette thèse et je lui suis tout particulièrement reconnaissante de m'avoir fait partager sa passion « volcanique ».

Je remercie les membres du jury pour l'attention qu'ils ont bien voulu prêter à mon travail. Messieurs Alain Tabbagh, Marc Voltz, et Konstantin Titov m'ont fait un grand honneur en acceptant d'être les rapporteurs de ce travail de thèse. Je remercie également Messieurs Stéphane Garambois et Marc Pessel pour avoir assumé l'examen de ma thèse, ainsi que Monsieur Claude Doussan d'avoir participé au jury.

Les expériences en cuve n'auraient sûrement pas pu être bouclées sans l'aide précieuse des techniciens de l'INRA d'Avignon. Un grand merci à Messieurs Dominique Renard et René Pallut pour leur disponibilité lors de la mise en place de la cuve. Je remercie aussi tous les étudiants qui ont bien acceptés de faire des parties de bricolage avec moi. La cuve se joint à moi pour remercier tout particulièrement Enzo et Marie-Odile.

Les tests sur le terrain ont parfois nécessité un fort investissement physique. Je lève mon verre (d'eau) à toutes les personnes qui ont transpiré avec moi sous le soleil italien et du sud de la France. Merci à André, Enzo, aux personnes de l'INRA de Montpellier et de l'INRA d'Avignon et à toute l'équipe Stromboli-Vulcano 2005 pour avoir su rendre la fatigue supportable.

Après le monde scientifique place aux personnes « hors-circuit ». Je remercie tout d'abord ma grande famille (des plus petits jusqu'aux plus grands) éparpillée aux quatre coins de la Terre car malgré les distances nous arrivons toujours à nous retrouver dans des endroits parfois insolites. Tous nos voyages (et nos nombreuses conversations) me permettent de me ressourcer et de repartir du bon pied. J'en profite aussi pour remercier mes amis de longue date. Emmanuelle merci pour ton soutien, ton amitié et tes nombreux coups de fil. J'espère que mes périples compliqués continueront à nous faire rire autant. Merci Camillou de faire semblant de ne rien comprendre à la géophysique. Ton humour et ton amitié (et tes conseils) rendent ma vie tellement plus agréable. Anche se sei arrivato alla fine, grazie (come 5) Tullio per rendere più belle le mie avventure future.

Mais je tenais à remercier particulièrement mes amis du Sud qui ont fait partie intégrante de ma vie de tous les jours. Un grand merci à la bande du CEA/fusion (ou la bande à Antoine). Les soirées entre physiciens me rappellent toujours mes belles années de fac. Une dédicace spéciale à Antoine, Nicolas, Vincent, Steph, Mila et à la Corse.

Je pense aussi à toutes les filles du club de Velaux-la-Fare et à son entraîneur si spécial. Nos longues soirées d'attaques, de contres et de manchettes m'ont souvent permis de me défouler sur un pauvre ballon.

Et enfin mes remerciements les plus chers iront vers mes amis de tous les jours qui ont toujours été là pour me soutenir tout au long de ces trois ans et m'ont aidé à me sortir de mes nombreuses catastrophes. Merci à tous les ceregiens d'avoir été présents dans mes moments de joie et de peine. Vous étiez tous aux premières loges et vous avez souvent dû profiter de mes petites folies et de mes instants de grands doutes. Je remercie donc tout d'abord mes collègues de bureau : Philippe, Véro, Enzo et Agnès. Grazie mille mille Enzo per il tuo aiuto

sempre presente sul campo e non solo. Aga merci pour ton soutien si précieux avant ma soutenance et tes nombreux sandwiches. J'espère que je pourrais toujours être ta technicienne « spécial Stromboli » (tu sais bien que ma force peut être infinie). Je lève mon verre à la santé du groupe « apéro du lundi et de toute la semaine » : Olivier, Yannick, Hélène, Guillaume, Ph et Julie (+ tous les autres qui se reconnaîtront). Vous avez été une véritable soupape de décompression lors de la fin de thèse. Et finalement merci à tous mes amis thésards et ex-thésards (maintenant presque la « old school » du cerege) avec qui j'ai commencé mon aventure aixoise : Véro, Cécile, Christine, Lise, Ph, Laurent, Benoît et Luigi (en famille). J'associe ici aussi la jeunesse avec Julie et Aga. Merci pour tous ces déjeuners, ces cafés, ces soirées (sans cafés !), ces discussions, ces nombreux voyages partagés... Merci à vous tous. Votre amitié et votre soutien feront à jamais partie de ma mémoire.

RESUMÉ

Les méthodes classiques pour déterminer le niveau piézométrique d'une nappe phréatique et ses propriétés hydrauliques reposent sur des mesures effectuées dans des piézomètres. Ces méthodes sont intrusives, coûteuses et fortement dépendantes de la densité de ceux-ci. Une méthode non-intrusive, facile d'utilisation et de faible coût capable de déterminer le niveau piézométrique d'une nappe et ses variations au cours du temps serait la bienvenue. La méthode du potentiel spontané basée sur la mesure du champ électrique naturellement présent dans le sol offre de telles possibilités. En effet, la circulation de l'eau dans le sous-sol génère un courant électrique. Ce courant source est responsable d'un champ électrique dont la signature est mesurable à la surface du sol. Ce phénomène, appelé phénomène d'électrofiltration, est l'une des principales sources du potentiel spontané. L'objectif de ce travail de thèse est de montrer que la méthode du potentiel spontané peut fournir des informations spatialisées sur la géométrie des circulations hydriques et sur les propriétés hydrauliques du sous-sol.

Des expériences de terrain ont donc été menées pour mesurer la signature électrique d'un écoulement hydrique lors d'une expérience de pompage sur le site de l'Université de Cosenza (Italie) et lors d'expériences d'infiltration sur les sites tests de Roujan (INRA de Montpellier) et de l'INRA d'Avignon. Pour une meilleure compréhension du problème physique sous-jacent, des simulations de pompage et d'infiltration ont été réalisées dans une cuve en plexiglas. Les résultats obtenus sur le terrain et en laboratoire démontrent la capacité de la méthode du potentiel spontané à suivre la progression d'un écoulement. Les résultats de terrain et de laboratoire sont en accord et montrent qu'il existe une relation linéaire, au premier ordre, entre les variations du potentiel spontané et les variations du niveau piézométrique. Ces expériences démontrent l'utilité de la méthode du potentiel spontané comme outil adapté à la détermination du niveau piézométrique et des propriétés hydrauliques du sous-sol.

ABSTRACT

In hydrogeology, the information related to the piezometric surface and hydraulic properties is usually obtained from in situ measurements in a set of piezometers. However, this approach is intrusive and depends on the number of available piezometers. This explains why, in the last decade, research scientists looked for a new geophysical method able to determine the piezometric head variations and the groundwater flow parameters in a non-intrusive way. The self-potential method offers such possibility. Indeed, the flow of groundwater is responsible for a measurable electrical field owing to the electrokinetic coupling between the water flux and the electrical current density. This electrokinetic coupling is one of the sources for the so-called self-potential signals measured passively at the ground surface with non-polarisable electrodes. The goal of this work is to show that the self-potential method can provide information on the geometry of the groundwater flow and on the hydraulic parameters.

Field experiments were undertaken in order to measure the electric signals of a groundwater flow during a pumping test at the test site of the University of Cosenza (Italy) and during infiltration tests at the sites of Roujan (Herauld) and Avignon (Vaucluse). For a better understanding of the physical problem, pumping and infiltration tests were performed in a Plexiglas tank filled with well-calibrated sand. The field and laboratory results prove the capacity of the self-potential method to follow the groundwater flow in real time. Field and laboratory experiments agree each other and they indicate that the self-potential variations are linearly related, at the first order, to the piezometric head variations. These experiences show the usefulness of the self-potential method to monitor the groundwater flow and to estimate the groundwater flow parameters.

TABLE DES MATIERES

RESUME.....	i
ABSTRACT.....	ii
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 : LES ECOULEMENTS SOUTERRAINS.....	5
1.1. PRESENTATIONS DES PROPRIETES DU MILIEU POREUX ET DE L'ECOLEMENT DE L'EAU A L'ECHELLE LOCALE.....	5
1.1.1. La porosité.....	5
1.1.2. Teneur en eau et saturation.....	6
1.1.3. La charge hydraulique.....	7
1.1.4. Ecoulement de l'eau en milieu saturé : la loi de Darcy.....	8
1.2. LES AQUIFERES.....	9
1.2.1. Définition des aquifères.....	9
1.2.2. Le coefficient d'emmagasinement.....	11
1.3. LES EQUATIONS DE TRANSFERT DE L'EAU DANS LES AQUIFERES.....	14
1.3.1. Ecoulement en nappe libre.....	14
1.3.2. Ecoulement en nappe captive.....	15
1.4. CONCLUSION.....	16
CHAPITRE 2 : ORIGINE DU COUPLAGE HYDRO-ELECTRIQUE.....	19
2.1. ORIGINE DU PHENOMENE.....	19
2.1.1. Les sources du potentiel spontané.....	19
2.1.2. L'équation d'Helmholtz-Smoluchowski.....	21
2.1.3. La double couche électrique.....	22
2.2. LE COUPLAGE HYDRO-ELECTRIQUE.....	24
2.2.1. Les équations constitutives.....	24
2.2.2. Influence de la conductivité électrique du sous-sol.....	28
2.3. LE COEFFICIENT DE COUPLAGE ELECTROKINETIQUE.....	29
2.3.1. Mesure du coefficient de couplage électrocinétique en laboratoire.....	29

2.3.2. Coefficient de couplage électrocinétique d'un milieu poreux.....	32
2.4. LES PARAMETRES INFLUENCANT LE COUPLAGE ELECTROKINETIQUE.....	33
2.4.1. Influence de la perméabilité.....	33
2.4.2. Influence de la conductivité électrique du fluide.....	35
2.5. CONCLUSION.....	37
 CHAPITRE 3 : LA METHODE DU POTENTIEL SPONTANE APPLIQUEE A DES EXPERIENCES DE POMPAGE : MESURES SUR LE TERRAIN ET EN LABORATOIRE.....	 39
3.1. MESURES SUR LE TERRAIN : EXPERIENCE SUR LE SITE DE POMPAGE DE COSENZA.....	40
3.1.1. Acquisition des mesures de potentiel spontané.....	40
a. Principe d'acquisition de mesure du potentiel spontané.....	40
b. Description du site et disposition des électrodes sur le terrain.....	41
c. Les différentes sources de signaux de potentiel spontané.....	43
3.1.2. Résolution de l'équation de Poisson.....	44
a. Pendant l'état stationnaire.....	44
b. Pendant la phase de relaxation.....	46
3.1.3. Résultats.....	47
3.2. EXPERIENCE DE POMPAGE EN CUVE.....	62
3.2.1. Acquisition des mesures de potentiel spontané.....	62
a. Description de la cuve et principe de mesure.....	62
b. Les différentes sources de potentiel spontané.....	63
3.2.2. Résolution de l'équation de Poisson.....	64
a. Pendant l'état stationnaire.....	65
b. Pendant la phase de relaxation.....	65
3.2.3. Résultats.....	66
3.3. CONCLUSION.....	74
 CHAPITRE 4 : LA METHODE DU POTENTIEL SPONTANE APPLIQUEE AU SUIVI D'UNE INFILTRATION.....	 77
4.1. EXPERIENCE D'INJECTION D'EAU REALISEE A AVIGNON.....	78
4.1.1. Présentation de la parcelle expérimentale et de l'expérience d'injection.....	78
4.1.2. Résultats de l'injection.....	81
4.2. EXPERIENCE D'INFILTRATION A ROUJAN.....	82
4.2.1. Description de l'expérience.....	82
4.2.2. Résultats.....	85

4.4. CONCLUSION.....	122
 CHAPITRE 5 : LA METHODE DU POTENTIEL SPONTANE APPLIQUEE AU SUIVI D'UNE INFILTRATION EN ZONE NON-SATUREE.....	 125
5.1. ECOULEMENT EN MILIEU NON SATURE.....	125
5.1.1. Relation teneur en eau/potentiel de pression.....	126
5.1.2. Relation conductivité hydraulique/potentiel de pression.....	127
5.1.3. Ecoulement de l'eau en milieu non saturé.....	128
5.2. POTENTIEL SPONTANE INDUIT PAR DES ECOULEMENTS DANS LA ZONE NON-SATUREE.....	129
5.2.1. Le potentiel spontané en zone non-saturée.....	129
5.2.2. Influence de la saturation partielle sur le coefficient de couplage électrocinétique.....	130
5.3. INFILTRATION EN CUVE.....	132
5.3.1. Première mesure.....	132
a. Description de l'expérience.....	132
b. Résultats de l'expérience.....	134
5.3.2. Deuxième série de mesures.....	135
a. Description de l'expérience.....	135
b. Résultats des mesures du potentiel spontané et de la pression matricielle.....	137
c. Relation potentiel spontané / pression matricielle.....	140
d. Relation potentiel spontané / flux d'infiltration.....	142
e. Résultats résistivité électrique / pression matricielle.....	145
5.4. CONCLUSION.....	146
 CHAPITRE 6 : LA METHODE DU POTENTIEL SPONTANE APPLIQUEE A LA DETERMINATION DE LA SURFACE PIEZOMETRIQUE A L'ECHELLE DU BASSIN VERSANT.....	 149
6.1. MESURES DU POTENTIEL SPONTANE SUR LE TERRAIN.....	149
6.1.1. Présentation du site de Roujan.....	149
6.1.2. Incertitude sur la mesure du potentiel spontané.....	151
6.2. LES DIFFERENTS TYPES DE MODELES CONCEPTUELS.....	152
6.2.1. Le Modèle-V.....	152
6.2.2. Le Modèle-W.....	153
6.3. PREMIERE CAMPAGNE DE MESURES (JUN 2005).....	153
6.3.1. Résultats des mesures.....	153
6.3.2. Détermination du niveau piézométrique de la nappe.....	156
6.4. DEUXIEME CAMPAGNE DE MESURES (AOUT 2005).....	160

6.4.1. Résultats des mesures.....	160
6.4.2. Détermination du niveau piézométrique de la nappe.....	162
6.5. INVERSION DES SIGNAUX DE POTENTIEL SPONTANE.....	166
6.5.1. Approche du maximum de probabilité.....	166
6.5.2. Méthode d'optimum de probabilité Bayésienne.....	168
6.6. CONCLUSION.....	168
 CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	 171
 ANNEXE A.....	 175
 BIBLIOGRAPHIE.....	 177
 LISTE DES FIGURES ET LISTE DES TABLEAUX.....	 185
 LISTE DES SYMBOLES.....	 189

INTRODUCTION

La connaissance de la géométrie et des propriétés physiques du sous-sol est devenue une nécessité pour déterminer les ressources en eau et les protéger des différentes sources possibles de contaminations (e.g., métaux lourds, nitrates, pollutions organiques et hydrocarbures). L'identification de la géométrie des écoulements souterrains est donc un objectif majeur en hydrologie. Les écoulements souterrains sont généralement étudiés à l'aide de mesures *in situ* en puit. Malheureusement, ces méthodes de mesure sont intrusives et le système est souvent perturbé par la présence du forage (e.g., variations des propriétés hydrauliques et rédox au voisinage du forage). De plus, le faible nombre de puits d'observation habituellement utilisés (dû à leur coût) a pour conséquence de n'offrir qu'une vision partielle de la géométrie des écoulements dans le sous-sol.

Un des buts de l'hydrogéophysique est d'utiliser des techniques non-intrusives pour la prospection des écoulements des nappes souterraines. Les méthodes géophysiques telles que le géoradar et la tomographie de résistivité électrique peuvent apporter des informations sur la géométrie de la nappe et la teneur en eau du sous-sol (e.g., Binley et al., 2002 ; Kemna et al., 2002 ; Garambois et al., 2002 ; Cassiani et Binley, 2005 ; Day-Lewis et al., 2005). Ces méthodes peuvent être mises en œuvre à partir de la surface du sol et entre les forages (e.g., French et al., 2002 ; Sandberga et al., 2002). Elles sont sensibles à différents paramètres hydrauliques du sous-sol (comme la constante diélectrique du sous-sol, la saturation en eau...) mais elles ne sont pas sensibles à la dynamique générale de l'écoulement. Par conséquent nous avons cherché à développer une nouvelle méthode qui permet de caractériser à la fois la géométrie et la dynamique des écoulements souterrains. Notre choix s'est porté vers la mesure des potentiels électriques naturellement présents dans le sous-sol (potentiels d'électrofiltration) car ils sont directement liés aux mouvements de l'eau au sein du sous-sol.

Les tests de pompage et d'infiltration représentent des méthodes classiquement mises en œuvre pour accéder aux propriétés hydrauliques du sous-sol. Bogoslovski et Ogilvy (1973) et plus récemment Revil et al. (2002a) et Rizzo et al. (2004) ont montré qu'un champ électrique pouvait être mesuré à la surface du sol pendant un test d'infiltration ou de

pompage. En effet, depuis la fin du 19^{ème} siècle (e.g., Quincke, 1861), nous savons qu'un flux d'eau à travers un capillaire ou un milieu poreux génère un champ électrique de nature électrocinétique (phénomène d'électrofiltration). L'effet électrocinétique prend son origine au niveau de l'interface minéral-solution dans l'interaction électrique entre les surfaces chargées d'une part et les ions ou les molécules polaires du fluide d'autre part. Il en résulte la formation d'un excès de charges disponible au voisinage de cette interface, qui lorsqu'il est mis en mouvement par une circulation de fluide, génère un courant électrique (courant source) (Ishido et Mizutani, 1981). La physique du couplage entre un écoulement de fluide à travers le milieu poreux d'une part et la création d'un champ électrique d'autre part a été beaucoup étudiée à l'échelle d'un volume élémentaire représentatif du milieu poreux. Une formalisation de ce phénomène peut être trouvée chez Bernabé (1998) ; Lorne et al. (1999) ; et Revil et al. (2003). Le champ électrique, présent naturellement dans le sous-sol, est influencé par la géométrie de la source ainsi que par la distribution de la résistivité électrique du milieu. Sa mesure est donc particulièrement attractive car elle a une origine dynamique liée à l'écoulement de l'eau. Elle constitue l'une des composantes du potentiel spontané. D'autres composantes incluent les phénomènes redox (e.g., Sato et Mooney, 1956 ; Naudet et al., 2004), les phénomènes thermoélectriques, et les processus de diffusion ionique (Revil, 1999). De nombreuses études soulignent l'intérêt en hydrologie des mesures de potentiel spontané pour (1) l'identification de la direction et de l'intensité des mouvements de fluides dans le sous sol (Perrier et al., 1998 ; Doussan et al., 2002 ; Darnet et al., 2003 ; Revil et al., 2003), (2) la délimitation de systèmes hydrothermaux (Perrier et al. 2002 ; Finizola et al., 2002, 2004), et (3) le suivi de panache de contamination (Naudet et al., 2003, 2004).

Bien que le phénomène électrocinétique soit connu depuis longtemps, l'intérêt pour le développement d'une approche quantitative du potentiel spontané ne date que d'une vingtaine d'années. Deux difficultés majeures expliquent pourquoi cette méthode est restée longtemps peu utilisée. La première est que la détection des phénomènes électrocinétiques est très délicate à cause de nombreux phénomènes qui peuvent parasiter les mesures. La seconde réside dans la faible intensité du courant électrique d'origine électrocinétique. Aujourd'hui des solutions ont été trouvées pour résoudre ces difficultés. Nous disposons de progrès technologiques (e.g., développement d'électrodes stables sur de longues périodes de temps, filtrage des données) autorisant une mesure précise de ces signaux de faible intensité (e.g., Corwin et Hoover, 1979 ; Sill, 1983 ; Fournier, 1989 ; Revil et al., 2002a ; Titov et al., 2002). La méthode du potentiel spontané présente finalement plusieurs avantages : elle est non

invasive, de faible coût et facile à mettre en place. Elle permet de couvrir un large espace en un temps assez faible (de 200 à 1000 mesures par jour pour un seul opérateur). Durant ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à l'application de la méthode du potentiel spontané à différents cas de circulations de fluides afin de les caractériser.

Le principal objectif de ce travail de thèse est d'étudier la pertinence de la méthode de potentiel spontané pour la détermination et le suivi des écoulements souterrains d'une part et la possibilité de reconstruire la géométrie de l'écoulement d'autre part. Pour répondre à cet objectif, nous avons mené des expériences sur le terrain et en laboratoire ayant pour but de mesurer séparément et indépendamment la signature électrique de l'écoulement de l'eau lors d'expériences de pompage ou d'infiltration.

Le premier chapitre de cette thèse est consacré à la description des propriétés hydrauliques du sous-sol et des équations macroscopiques décrivant l'écoulement de l'eau dans un aquifère confiné et non-confiné. La théorie de l'électrofiltration est décrite au chapitre 2. Nous expliquerons les origines du couplage hydro-électrique à l'échelle microscopique, à l'échelle du pore et à celle du milieu élémentaire représentatif (milieu poreux). Afin de mettre en évidence ce couplage, nous avons appliqué la méthode du potentiel spontané lors d'expériences de pompage à l'échelle du terrain et du laboratoire. Ces expériences sont décrites au Chapitre 3. Dans un premier temps, nous décrirons la technique d'acquisition des mesures de potentiel spontané sur le terrain et du dispositif expérimental utilisé en laboratoire puis nous appliquerons cette technique à deux expériences de pompage différentes. La première expérience a été menée sur le site de pompage de l'Université de Cosenza en Italie. Ces résultats ont été comparés aux résultats acquis lors d'une expérience de pompage en cuve effectuée au CEREGE. Un deuxième type de test a été entrepris sur le terrain pour suivre un écoulement souterrain provoqué par une infiltration/injection d'eau (Chapitre 4). Ces tests nous ont amené à nous poser des questions sur les variations du potentiel spontané associé à des transferts hydriques se produisant dans la zone non-saturée du sous-sol. C'est pourquoi des tests d'infiltration ont été menés en cuve (chapitre 5) pour estimer l'effet électrocinétique produit en conditions non-saturées. Enfin au chapitre 6, nous avons développé une nouvelle méthode d'analyse des données de potentiel spontané dans le but de retrouver la géométrie de la surface piézométrique à l'échelle d'un bassin versant.

CHAPITRE 1

LES ÉCOULEMENTS SOUTERRAINS

L'objectif de ce chapitre est de présenter brièvement les aquifères confinés et non-confinés, et les différentes propriétés du milieu poreux influençant les écoulements souterrains dans ces aquifères. Nous nous limiterons dans ce chapitre aux lois régissant l'écoulement de l'eau dans les milieux poreux saturés. Le cas des milieux poreux non-saturés sera présenté au chapitre 5. Le présent chapitre servira de base, dans les chapitres suivants, pour le calcul des sources de potentiel spontané associées à différents types d'écoulements hydriques.

1.1. PRESENTATIONS DES PROPRIETES DU MILIEU POREUX ET DE L'ÉCOULEMENT DE L'EAU A L'ÉCHELLE LOCALE

Les sols sont des milieux poreux constitués de grains, plus ou moins cimentés, formant un squelette autour duquel subsistent des espaces vides. Ces espaces vides sont partiellement ou complètement saturés en eau. Musy et Soutter (1991) donnent une définition globale du sol qui est « le produit remanié et organisé, de l'altération de la couche superficielle de la croûte terrestre, essentiellement sous l'action d'agents climatiques et biologiques ». Dans cette section nous allons présenter les propriétés hydrauliques du sous-sol et la façon dont elles influencent la dynamique des écoulements de l'eau au sein de celui-ci.

1.1.1. La porosité

La plupart des roches et des sols contiennent un certain pourcentage de vides qui peuvent être occupés par de l'eau ou d'autres fluides. C'est ce que l'on appelle leur porosité. La porosité ϕ , constitue un indice du volume relatif des vides dans le sol et est définie comme le rapport du volume des vides V_p au volume total de sol V ,

$$\phi = \frac{V_p}{V}. \quad (1.1)$$

La porosité est un concept indépendant de la forme et des connexions entre les pores. En hydrogéologie, des distinctions entre les différents types de porosité ne sont plus exclusivement géométriques mais se réfèrent à l'eau contenue dans le milieu poreux, à sa relation physique avec la matrice solide, et à son mouvement possible au sein de la porosité connectée. On distingue ainsi :

- ♦ La porosité de drainage définie comme le rapport du volume d'eau gravitaire qu'un milieu poreux peut contenir en état de saturation puis libérer sous l'effet d'un drainage complet, à son volume total (Castany, 1961).

- ♦ La porosité cinématique définie comme le rapport du volume d'eau qui peut circuler au volume total (de Marsily, 1994). Plusieurs phénomènes viennent limiter la porosité cinématique : l'adsorption d'une couche d'eau à la surface des grains solide (eau liée) par le jeu des forces d'attraction moléculaire et des forces de capillarité, l'existence de pores non connectés, et l'existence de pores en culs-de-sac. La porosité cinématique correspond donc au volume des pores qui sont connectés entre eux et réellement parcourus par l'eau en mouvement et elle tient compte de la distinction faite entre la fraction d'eau mobile et la fraction d'eau immobile.

1.1.2. Teneur en eau et saturation volumique

Dans les milieux non-saturés en eau, on définit la teneur en eau volumique θ par le rapport du volume d'eau V_e contenu dans ce volume sur le volume de sol total V :

$$\theta = \frac{V_e}{V}, \quad (1.2)$$

et la saturation volumique s par le rapport du volume d'eau V_e contenu dans le volume considéré sur le volume total des pores V_p ,

$$s = \frac{V_e}{V_p}. \quad (1.3)$$

La teneur en eau volumique θ d'un sol varie de 0 à la porosité ϕ (lorsque le milieu est saturé), et la saturation s varie de 0 à 1 ou de 0 à 100%.

1.1.3. La charge hydraulique

Dans un milieu poreux, l'eau est caractérisée par son état d'énergie. Son potentiel énergétique total résulte de l'addition des forces qui agissent sur elle. On définit alors la charge hydraulique h (ou potentiel énergétique total) d'un fluide incompressible et soumis à la seule gravité par la relation :

$$h = h_p + z, \quad (1.4)$$

où $h_p = p / \rho_f g$ est le potentiel matriciel ou de pression (m) avec p la pression de l'eau (Pa) et ρ_f la masse volumique du fluide (kg m^{-3}), et z est le potentiel gravitaire (m). Le potentiel matriciel ou de pression est une conséquence des forces de capillarité et d'absorption dues à la matrice solide qui attirent et lient la phase solide dans le sol. Le potentiel matriciel est défini comme étant positif si sa valeur est supérieure à la pression atmosphérique et négatif dans le cas contraire. Le premier cas est rencontré dans un milieu saturé, et le deuxième dans un milieu non saturé.

On exprime généralement la charge hydraulique par rapport au nivellement général (NGF) comptées au dessus du niveau moyen des mers, comme les altitudes topographiques. En hydrogéologie, la charge hydraulique en un point du milieu poreux est déterminée par des mesures dans les piézomètres (Figure 1.1).

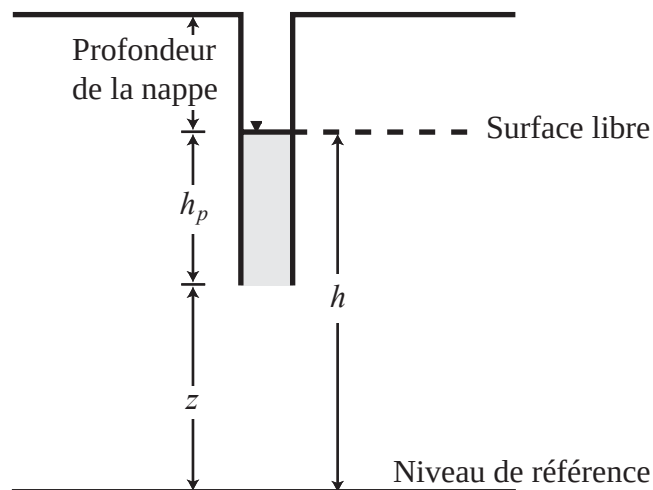


FIG 1.1 – Détermination de la charge hydraulique dans un piézomètre.

Dans une nappe libre, la cote atteinte dans le piézomètre définit la « surface libre » de la nappe, c'est-à-dire la limite (où la pression de l'eau est nulle) séparant le milieu poreux saturé du milieu poreux non-saturé

1.1.4. Écoulement de l'eau en milieu saturé : la loi de Darcy

La loi dynamique qui décrit l'écoulement dans le milieu saturé est la loi de Darcy. Elle définit le flux du fluide à travers une section d'écoulement c'est-à-dire le volume d'eau passant par unité de surface et par unité de temps à travers un matériau poreux. Cette équation constitutive décrit les causes du déplacement du fluide en milieu poreux qui sont les gradients de pression d'une part et les forces extérieures d'autre part soit ici la gravité. Cette loi s'écrit sous la forme générale

$$\vec{U} = -\frac{k}{\eta} (\vec{\nabla} p + \rho_f g \vec{\nabla} z), \quad (1.5)$$

où $\vec{U}$ est le flux d'eau (ou vitesse de Darcy) (m s^{-1}), k est la perméabilité intrinsèque du milieu poreux (m^2), η la viscosité (Pa s), ρ_f est la masse volumique du fluide (kg m^{-3}) et p est la pression de l'eau. La perméabilité intrinsèque k se rapporte au milieu poreux indépendamment des caractéristiques du fluide. Elle correspond à l'interconnexion et aux caractéristiques géométriques des vides permettant à un fluide d'y circuler.

En milieu homogène et anisotrope et dans le cas de fluides incompressible la loi de Darcy s'écrit,

$$\vec{U} = -K \vec{\nabla} h, \quad (1.6)$$

où h est la charge hydraulique (m) et K est la conductivité hydraulique (m s^{-1}) qui est reliée à la perméabilité par la relation

$$K = \frac{k \rho_f g}{\eta}. \quad (1.7)$$

La conductivité hydraulique représente la constante de proportionnalité entre le flux et le gradient hydraulique dans la loi de Darcy. Elle définit l'aptitude du milieu poreux à transmettre l'eau qu'il contient. Son inverse traduit l'effet de la résistance à l'écoulement de l'eau due aux forces de frottement entre l'eau et la surface des grains. Le tableau 1.1 donne une idée des valeurs caractéristiques de la conductivité hydraulique de plusieurs types de formations en fonction de leurs textures (de Marsily, 1994).

Texture	Conductivité hydraulique à saturation (m s^{-1})
Graviers sans éléments fins	10^{-2}
Sables non argileux et graviers	10^{-2} à 10^{-5}
Sables fin et argileux	10^{-5} à 10^{-9}
Argiles franches	10^{-9} à 10^{-13}

TAB 1.1 – Conductivités hydrauliques à saturation pour différents matériaux (de Marsily, 1994).

On définit à partir de la conductivité hydraulique, la transmissivité hydraulique T ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) de la nappe qui est la capacité d'un aquifère à permettre l'écoulement horizontal de l'eau sur toute son épaisseur e ,

$$T = \int_0^e K dz. \quad (1.8)$$

La transmissivité est l'intégrale de la conductivité hydraulique sur l'épaisseur e de la nappe (i.e., l'épaisseur saturée de l'aquifère). Si K est isotrope et constant suivant l'axe vertical alors $T = K \cdot e$.

1.2. LES AQUIFÈRES

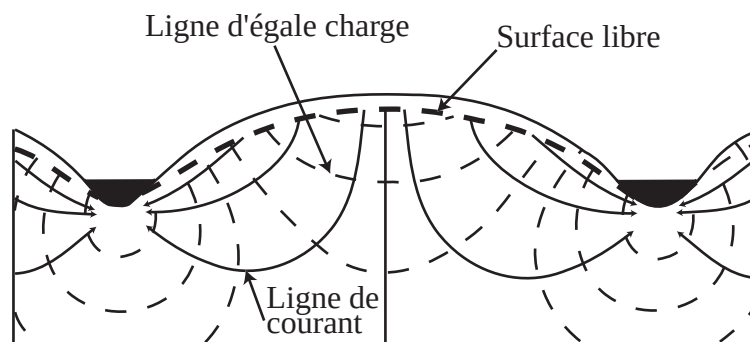
1.2.1. Définition des aquifères

Un aquifère est un ensemble d'unités géologiques, saturé au moins en partie en eau, et constitué de matériaux suffisamment perméables pour permettre l'écoulement significatif d'une nappe souterraine et le captage de quantité appréciable d'eau. Mais alors qu'est ce qu'une nappe ? Une nappe d'eau souterraine est définie comme « l'ensemble des eaux comprises dans la zone saturée d'un aquifère, dont toutes les parties sont en liaison hydraulique » (Margat et Castany, 1977). Les deux grands types d'aquifères sont les nappes libres et les nappes captives.

Propriétés	Nappe libre	Nappe captive
<i>Caractéristiques distinctives</i>	- Avec surface libre - Zones saturée, non saturée et de fluctuation	- Surface piézométrique au dessus du toit de l'aquifère ($P_{\text{eau}} > P_{\text{atm}}$)
<i>Régime d'écoulement</i>	- En trois dimensions	- En une ou deux dimensions (selon limites)
<i>Épaisseur saturée</i>	- Variable (selon saisons)	- Constante
<i>Emmagasinement</i>	- Porosité de drainage ϕ_d (0.1 à 0.4 ou 10^{-2} à 10^{-1})	- Coefficient d'emmagasinement S (10^{-6} à 10^{-4})
<i>Alimentation</i>	- Directe par infiltration - Sur toute la surface	- Par drainance - Aux affleurements

TAB 1.2. – *Propriétés distinctives des nappes libres et captives (Lefebvre, 2003).*

Le tableau 1.2 résume les propriétés distinctives de ces deux types de nappes. Les nappes libres sont généralement présentes dans les formations aquifères proches de la surface. Une nappe libre est un milieu poreux qui n'est saturé que sur une certaine hauteur et est surmonté d'un milieu poreux non-saturé (Figure 1.2). La nappe est généralement limitée vers le bas par un substratum imperméable. Toute variation de la charge va entraîner un mouvement de la surface libre qui, en saturant ou désaturant le milieu poreux, va stocker ou déstocker de l'eau.

FIG 1.2 – *Réseau d'écoulement en coupe d'une nappe libre (Hubbert, 1940).*

La figure 1.2 montre un réseau d'écoulement dans une nappe libre affectée par l'effet de la topographie de la surface du sol. On y voit les zones suivantes : la zone d'alimentation avec un gradient hydraulique vers le bas dans les hauts topographiques, la zone de transition avec un écoulement latéral, et la zone d'émergence avec un gradient hydraulique vers le haut dans les bas topographiques.

Les nappes captives sont localisées dans des unités aquifères confinées entre des unités peu (ou pas) perméables (Figure 1.3).

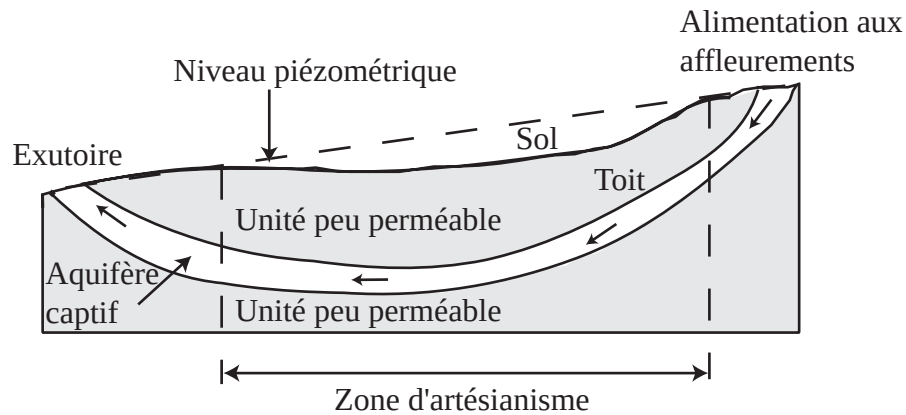


FIG 1.3 – Réseau d'écoulement en coupe d'une nappe captive (de Marsily, 1994).

Une nappe est dite captive si elle est surmontée par une formation peu perméable et si l'eau contenue dans la nappe est comprimée à une pression supérieure à la pression atmosphérique (i.e., la charge hydraulique de l'eau qu'elle contient est supérieure à l'altitude du toit de la nappe). Ces nappes sont complètement saturées en eau et on dit aussi que la nappe est « confinée ». Si la pression de l'eau est suffisante pour que l'eau remonte à la surface du sol et jaillisse (soit la charge hydraulique est supérieure à la cote du sol), la nappe captive est dite artésienne.

1.2.2. Le coefficient d'emménagement

Le coefficient d'emménagement S (sans dimension) d'un aquifère représente le volume d'eau V (m^3) que peut libérer l'aquifère par unité de surface A de l'aquifère (m^2) suite à un abaissement unitaire de la charge hydraulique Δh (m) :

$$S = \frac{V}{\Delta h \cdot A}. \quad (1.9)$$

Dans le cas d'une nappe libre (Figure 1.4.a), un abaissement de la charge hydraulique provoque le drainage de l'eau. La porosité de drainage ϕ_d (cf. §1.1.1) représente la proportion d'eau pouvant être drainée d'un volume unitaire de formation. Le volume d'eau V produit par l'abaissement de la nappe est donc :

$$V = \phi_d \cdot \Delta h \cdot A. \quad (1.10)$$

En substituant cette dernière expression dans la définition du coefficient d'emmagasinement (éq. 1.9), on obtient que pour une nappe libre le coefficient d'emmagasinement S est égal à la porosité de drainage ϕ_d . Cette porosité ϕ_d possède généralement des valeurs comprises entre 0.02 et 0.30 (Lefebvre, 2003).

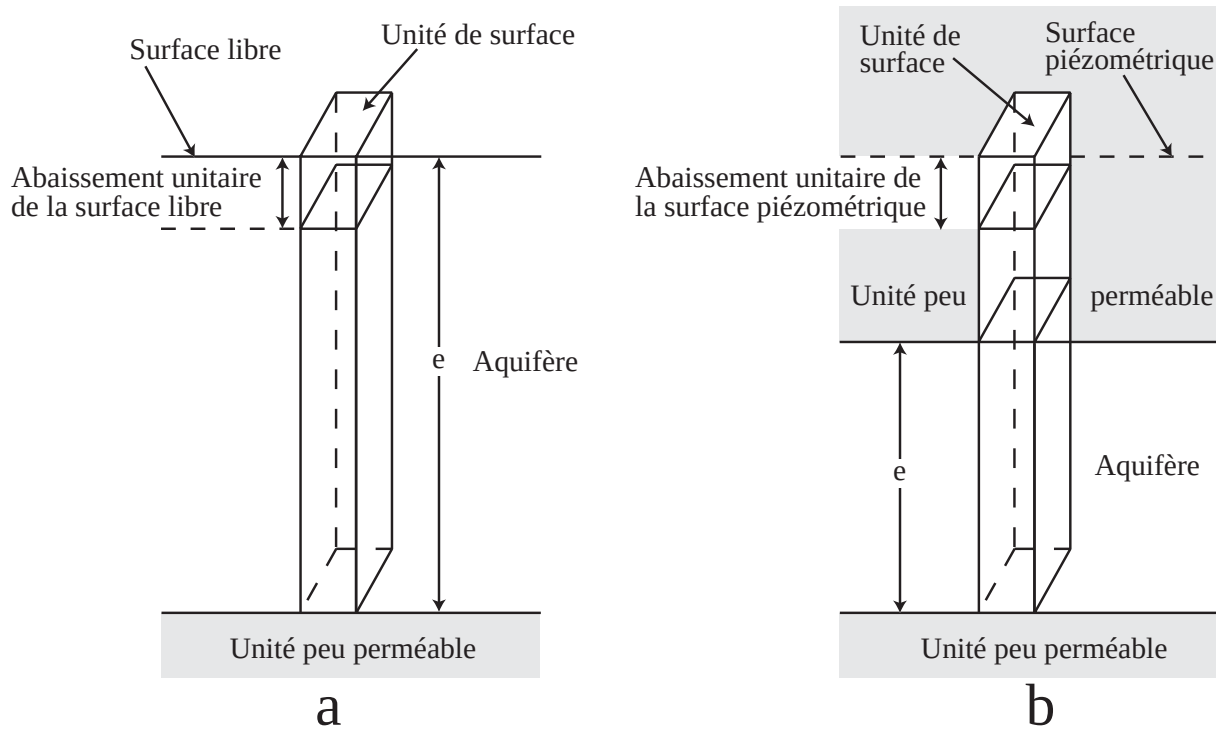


FIG 1.4 – Concept d'emmagasinement dans les aquifères (a) libres et (b) captifs (Ferris et al., 1962).

Pour comprendre les propriétés d'emmagasinement des nappes captives, on doit se référer aux concepts de compressibilités du milieu poreux. Trois mécanismes peuvent contribuer à la réduction du volume du matériel : la compression de l'eau dans les pores, la compression des minéraux solides composant le matériel granulaire, et la réorganisation des grains du matériel de façon plus compacte. En général, pour les modifications normales de l'état des contraintes dans les aquifères, la compression des grains solides est considérée négligeable, de sorte que seul le réarrangement des grains contribue à la compressibilité des matériaux composant l'aquifère. La contrainte totale exercée sur un plan horizontal d'un aquifère résulte du poids des formations sus-jacente et de l'eau. Cette contrainte est répartie et

supportée en partie par la structure granulaire du milieu poreux (contrainte effective σ_e) et en partie par la pression de l'eau des pores p .

Pour une nappe captive (Figure 1.4.b), l'emmagasinement spécifique S_s (m^{-1}) représente le volume d'eau V_e (m^3) s'échappant d'un volume V (m^3) de la nappe lorsqu'il est soumis à un changement de charge hydraulique Δh (m)

$$S_s = \frac{V_e}{V \cdot \Delta h}. \quad (1.11)$$

Cet emmagasinement spécifique est lié à la compressibilité du milieu. Il est défini par

$$S_s = \rho_f \phi g (\beta_l + \beta_s + \alpha), \quad (1.12)$$

où β_l est le coefficient de compressibilité du fluide défini par

$$\beta_l = \frac{1}{\rho_f} \frac{d\rho_f}{dp}, \quad (1.13)$$

avec ρ_f la masse volumique du fluide ($kg\ m^{-3}$). β_s est le coefficient de compressibilité des grains solides défini par

$$\beta_s = -\frac{1}{V_s} \frac{dV_s}{dp}, \quad (1.14)$$

où V_s est le volume des grains solide,

et α est le coefficient de compressibilité spécifique du sol défini par

$$\alpha = -\frac{1}{V} \frac{dV}{d\sigma_e}. \quad (1.15)$$

On néglige généralement le terme β_s qui est de l'ordre de $\beta_l/25$, alors que α est du même ordre de grandeur que β_l (de Marsily, 1994)

Pour l'ensemble de la nappe captive, toute son épaisseur e est soumise au changement unitaire de charge hydraulique. Le coefficient d'emmagasinement S sera donc égal au produit de l'emmagasinement spécifique S_s par l'épaisseur de l'aquifère e

$$S = S_s \cdot e. \quad (1.16)$$

La capacité d'emmagasinement des nappes captives est faible. Généralement le coefficient d'emmagasinement est inférieur à $5 \cdot 10^{-3}$ (Lefebvre, 2003).

1.3. LES ÉQUATIONS DE TRANSFERT DE L'EAU DANS LES AQUIFÈRES

Nous présentons ici les équations différentielles décrivant l'écoulement de l'eau dans les aquifères. Les références classiques dans ce domaine sont celles de Bear (1972), de Marsily (1994) et de Domenico et Schwartz (1997).

Nous venons de voir que le gradient de charge hydraulique est le principal moteur du mouvement de l'eau dans les sols. L'équation de diffusivité décrit les transferts d'eau dans un milieu poreux saturé. Elle découle de la combinaison de la loi de Darcy (eq. 1.5) avec l'équation de continuité du fluide :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho_f \vec{U}) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_f \phi) + \rho_f Q = 0, \quad (1.17)$$

où $\vec{U}$ est le flux d'eau (ou vitesse de Darcy) (m s^{-1}), ρ_f est la masse volumique du fluide (kg m^{-3}), ϕ est la porosité et Q est le terme source qui représente le débit volumique de fluide prélevé (ou apporté s'il est négatif) par unité de volume en chaque point. Le débit massique prélevé sera donc $\rho_f Q$, Q étant définie à l'échelle macroscopique. L'équation de continuité exprime la conservation de la matière dans un élément de volume fixe.

1.3.1. Écoulement en nappe libre

La limite supérieure des nappes libres est représentée par la surface libre où l'eau est à la pression atmosphérique. L'écoulement dans les nappes libres pose un problème particulier car l'épaisseur de la zone saturée est variable. Pour qu'il y ait écoulement, il doit y avoir différence de charge, ce qui entraîne aussi un changement de l'épaisseur saturée et de la section d'écoulement. Le problème de l'écoulement en nappes libres est donc intrinsèquement non linéaire puisque la valeur de la charge dépend de la charge elle-même. Cependant, ce problème peut être linéarisé en supposant que l'épaisseur saturée est très grande comparée aux changements de l'épaisseur reliés à l'écoulement. On peut donc utiliser une valeur moyenne de l'épaisseur de la zone saturée e pour l'ensemble de l'aquifère.

Pour obtenir une solution élémentaire de l'écoulement dans une nappe libre, nous allons nous placer sous l'hypothèse de Dupuit. Toutes les vitesses sont supposées être horizontales et parallèles entre elles sur une même verticale et le gradient hydraulique est

constant le long d'une verticale et égal à la pente de la surface de la nappe. L'hypothèse de Dupuit est assez bien satisfaite dans la réalité dès que l'on s'éloigne des exutoires. Enfin on suppose aussi que la transmissivité est isotrope et constante dans toute la nappe.

En combinant l'équation de la loi de Darcy (équ. 1.5) et l'équation de continuité (équ. 1.17) du fluide sous l'hypothèse d'un fluide incompressible de masse volumique et viscosité dynamique constante, on obtient l'équation de diffusivité pour une nappe libre :

$$\vec{\nabla}^2 h = \frac{\phi_d}{T} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{Q}{T}, \quad (1.18)$$

où T est la transmissivité de la nappe ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$), ϕ_d est la porosité de drainage (cf. §1.2.2) et Q est le débit volumique de fluide prélevé ou apporté ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$).

1.3.2. Écoulement en nappe captive

On considère le fluide compressible et le milieu poreux compressible, aussi bien pour les pores que les grains solides. On suppose en outre le milieu poreux entièrement saturé en fluide. En combinant l'équation de continuité du fluide, l'équation de continuité du flux de grains solide et l'équation de la loi de Darcy (équ. 1.5) et en supposant la transmissivité T isotrope et constante dans tout l'espace

$$\vec{\nabla}^2 h = \frac{S}{T} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{Q}{T}, \quad (1.19)$$

où S est le coefficient d'emmagasinement de la nappe (sans dimension) (cf. §1.2.2).

Le rapport T/S est appelé diffusivité hydraulique de l'aquifère. Cette équation est identique à celle de la nappe libre mais S remplace ici la porosité de drainage ϕ_d . Il faut bien voir cependant que même si les deux équations sont identiques, les mécanismes mis en jeu (mouvement de la surface libre dans un cas, compressibilité du milieu dans l'autre) sont distincts.

Dans les chapitres suivants nous utiliserons le formalisme de l'écoulement en nappe captive (équ. 1.16) en définissant à chaque fois « S » soit comme la porosité de drainage d'une nappe libre soit comme le coefficient d'emmagasinement de la nappe captive.

1.4. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté très simplement les différents systèmes aquifères et les propriétés du milieu poreux qui peuvent influencer les écoulements souterrains. De plus nous avons exposé les concepts théoriques de base décrivant l'écoulement de l'eau dans un milieu poreux saturé. Ces écoulements diffèrent suivant le type de nappes (libres ou captives). Les signaux de potentiel spontané mesurés à la surface du sol sont générés par des circulations de fluides : c'est ce que l'on appelle le phénomène d'électrofiltration. Nous allons donc voir dans le chapitre suivant l'origine de ce phénomène et présenter la théorie du potentiel spontané associée à l'écoulement de l'eau dans le milieu poreux.

CHAPITRE 2

ORIGINE DU COUPLAGE HYDRO-ÉLECTRIQUE

Le potentiel spontané désigne à la fois une méthode de prospection géophysique et les phénomènes physiques responsables des signaux électriques mesurés. Dans ce travail de thèse, notre intérêt s'est porté sur l'utilisation de cette méthode pour déterminer les écoulements de fluide dans le sous-sol.

Le potentiel spontané est la mesure passive de la distribution du potentiel électrique à la surface du sol. Parmi les phénomènes électromagnétiques qui peuvent être à l'origine des anomalies de potentiel spontané présentes dans le sous-sol, l'électrofiltration est celui qui a suscité le plus d'intérêt chez les géophysiciens et les hydrologues car il est susceptible de permettre la caractérisation des écoulements souterrains. Dans ce chapitre nous allons d'abord décrire l'origine de ce phénomène qui découle du couplage hydro-électrique lorsqu'un fluide circule dans un milieu poreux. A partir des équations constitutives, nous essayerons de généraliser ce phénomène dans les milieux poreux et de quantifier ce couplage à l'échelle de la mesure géophysique. Enfin dans une troisième partie, nous allons étudier l'influence des différentes propriétés physiques du milieu poreux sur le couplage hydro-électrique.

2.1. ORIGINE DU PHÉNOMÈNE

2.1.1. Les sources du potentiel spontané

Le potentiel spontané est la mesure passive, à la surface du sol, de la distribution du potentiel électrique naturellement présent dans le sous-sol. Ce potentiel électrique est associé à des mécanismes de polarisation de charges électrique dans le milieu poreux. Il est associé à des phénomènes électromagnétiques dont les causes peuvent être externes (e.g., induction

électromagnétique, activité humaine) ou internes au système (e.g., potentiels électrochimiques ou thermoélectriques, oxydoréduction, phénomènes électrocinétiques).

Il existe donc plusieurs phénomènes internes qui sont les moteurs de ce potentiel électrique naturel. Le premier est le phénomène d'électro-diffusion ou de membrane. Un gradient de concentration à l'intérieur du milieu poreux crée une source de courant naturelle d'origine électrochimique (Hearst et al., 2000 ; Revil et Leroy, 2004). Le second est le phénomène d'oxydo-réduction. Les électrons résultant des réactions d'oxydo-réduction peuvent être mis en mouvement dans un conducteur métallique sous l'effet d'un gradient du potentiel redox. Un transfert entre deux zones de potentiel redox différentes crée ainsi une source de courant électrique et donc un phénomène de polarisation (Sato and Mooney, 1960 ; Winter et al., 1989 ; Naudet et al., 2003). Enfin, le dernier phénomène est l'électrofiltration. L'excès de charges transporté par un écoulement du fluide dans le milieu poreux crée une source de courant d'origine électrocinétique (e.g., Ishido et Mizutani, 1981 ; Revil et al., 1999a). C'est justement sur ce dernier phénomène que nous nous sommes penchés durant cette thèse pour essayer de retrouver les circulations hydriques à l'origine des signaux de potentiel spontané associés à des essais de pompage ou d'infiltration.

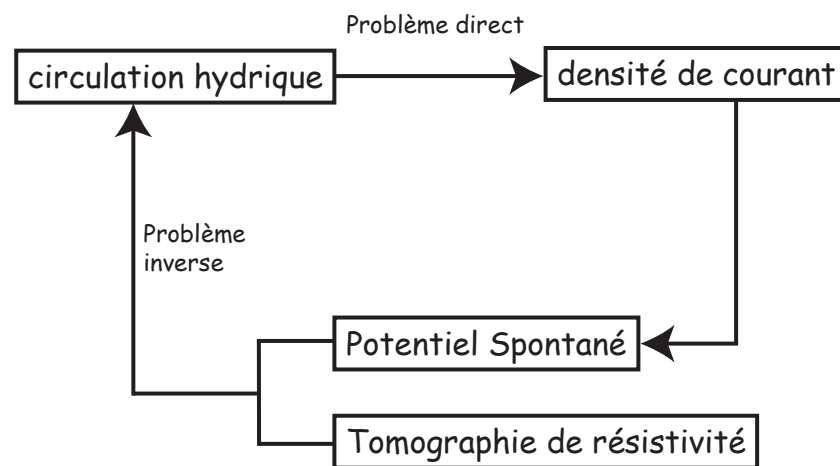


FIG 2.1 – Méthodologie générale concernant l'interprétation des signaux de potentiel spontané d'origine électrocinétique. La circulation de l'eau dans le sous-sol est responsable d'un courant source appelé courant d'électrofiltration. Le sous-sol étant un milieu conducteur, ce courant crée un champ électrique dans le sous-sol. Le potentiel spontané est la mesure de ce champ électrique à la surface du sol. L'inversion des signaux de potentiel spontané consiste à combiner ceux-ci avec des mesures de résistivité électrique pour obtenir des informations concernant les circulations d'eau dans le sous-sol.

La figure 2.1 résume notre démarche. Le problème direct correspond au calcul de la distribution du potentiel électrique en tout point du milieu en tenant compte des différentes sources de densité de courant et de la distribution de la conductivité électrique. Le problème inverse consiste quand à lui à retrouver la géométrie de la source (i.e. la distribution de la densité de courant source) à partir de mesures de la distribution du potentiel électrique prises à la surface du sol. La densité de courant source peut être elle même inversée pour retrouver la distribution du niveau piézométrique.

Le but de la thèse est donc de mesurer une distribution de potentiel électrique à la surface du sol associée en profondeur à l'existence d'un courant source. On peut espérer que le couplage des données de potentiel spontané avec des mesures de résistivité électrique puisse permettre de retrouver la forme de la circulation hydrique à l'origine des anomalies de potentiel spontané mesuré à la surface du sol.

2.1.2. L'équation d'Helmholtz-Smoluchowski

L'électrofiltration correspond à la création un courant électrique aux bornes d'un milieu poreux sous l'action d'une circulation de fluide. Une différence de pression imposée aux bornes d'un échantillon entraîne un écoulement laminaire de l'eau saturant les pores dans l'échantillon. Cet écoulement entraîne avec lui des ions de la solution. Si la solution porale obéissait à l'équation d'électroneutralité, la même quantité de cations et d'anions serait entraînée par la solution. Or cela ne peut générer aucun courant source puisqu'un courant électrique correspond à une quantité nette de charges traversant une section donnée par unité de temps. L'apparition d'un courant électrique aux bornes d'un échantillon traversé par une circulation d'eau implique qu'il existe un excès de charges dans l'eau porale. L'origine de cet excès de charges est décrite ci-dessous.

L'électroosmose qui est le phénomène symétrique, i.e., un champ électrique génère un déplacement de fluide, a été mis en évidence en 1809 par Reuss. L'électroosmose procède du même processus microscopique que l'électrofiltration à savoir l'existence d'un excès de charges dans l'eau porale. Sous l'effet d'un champ électrique, cet excès de charges migre dans la direction du champ électrique entraînant, par frottement visqueux, l'eau de la porosité. Dans l'équation de Navier-Stokes, cet excès de charges et la présence d'un champ électrique implique l'existence d'une force de volume similaire à celle du terme de gravité (e.g., Revil et

Leroy, 2004). Par la suite, Helmholtz (1879) a développé la théorie de la double couche électrique afin d'expliquer le lien entre l'écoulement d'un fluide dans un capillaire et le champ électrique associé. En 1903, Smoluchowski a généralisé cette théorie de double couche électrique pour un écoulement se produisant dans un milieu poreux possédant des pores de différentes tailles (par exemple un capillaire avec un rayon beaucoup plus grand que la taille de la couche diffuse). L'équation d'Helmholtz-Smoluchowski permet de calculer le rapport entre la différence de potentiel électrique $\Delta\varphi$ apparaissant aux bornes d'un échantillon poreux et la différence de pression de l'eau Δp :

$$C_{HS} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta p} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \zeta}{\eta \sigma_f}, \quad (2.1)$$

où ε_r est la constante relative diélectrique du fluide, ε_0 est la permittivité électrique du vide ($8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$), ζ est le potentiel zêta (V), σ_f est la conductivité électrique du fluide (S m^{-1}), η est la viscosité dynamique du fluide (Pa s) et C_{HS} est le coefficient de couplage électrocinétique (V Pa^{-1}). Cette équation est valable pour un écoulement laminaire dans un milieu poreux pour lequel la conductivité de surface est négligeable devant celle du fluide. Elle traduit la proportionnalité constatée entre l'écoulement du fluide et le potentiel électrique associé. Dans la majorité des sols et des roches, le potentiel ζ est négatif. Par conséquent, le gradient de potentiel électrique est de sens opposé au gradient de pression.

Pour bien comprendre l'origine des phénomènes électrocinétiques, nous devons d'abord déterminer le potentiel ζ défini comme le potentiel électrique sur le plan de cisaillement de la double couche électrique (i.e. le plan où la vitesse du fluide est nulle). Dans un premier temps nous allons présenter dans la section 2.1.3 le modèle de double couche électrique.

2.1.3. La double couche électrique

Le couplage hydro-électrique est associé à la présence d'un excès d'ion entraîné par le mouvement de l'eau porale. Des phénomènes électrochimiques (échanges ioniques, réactions acide-base avec les groupes de surface hydroxyle) qui prennent place à la surface des minéraux sont à l'origine de cet excès d'ion dans l'eau porale.

La surface des minéraux possède en général une charge électrique négative due à des substitutions isomorphiques de certains cations dans le réseau cristallin (dans le cas des

alumino-silicates), des interactions chimiques entre les groupes hydroxyles réactifs à la surface du minéral (silanols et aluminols) et l'électrolyte, et des échanges acide-bases entre les groupes de surface silanols et aluminols et l'électrolyte. La surface chargée du minéral est à l'origine d'un champ électrostatique qui perturbe la distribution des ions et des molécules polaires de l'électrolyte. Pour conserver la neutralité de l'ensemble, les ions et les molécules polaires de l'électrolyte viennent se placer à proximité de ces surfaces chargées pour former ce que l'on appelle communément la double couche électrique.

Dès 1853, Helmholtz propose un modèle de condensateur plan dont l'une des armatures est le plan passant par les charges négatives de la surface du minéral et l'autre coïncide avec le centre des ions de la solution attirés par la surface du minéral. Mais ce modèle ne prend pas en compte la tendance naturelle des ions à diffuser et à s'homogénéiser dans la solution. Gouy (1910) et Chapman (1913) tentent de prendre en compte cet effet en remplaçant la seconde couche plane par une couche diffuse dont la densité de charges diminue avec la distance à l'interface suivant une statistique de Boltzmann. Stern (1924) propose alors un schéma de double couche électrique qui reprend à la fois les travaux de Helmholtz et de Gouy et Chapman. Ce modèle est divisé en deux couches : une couche compacte dite de Stern et une couche diffuse dite de Gouy-Chapman.

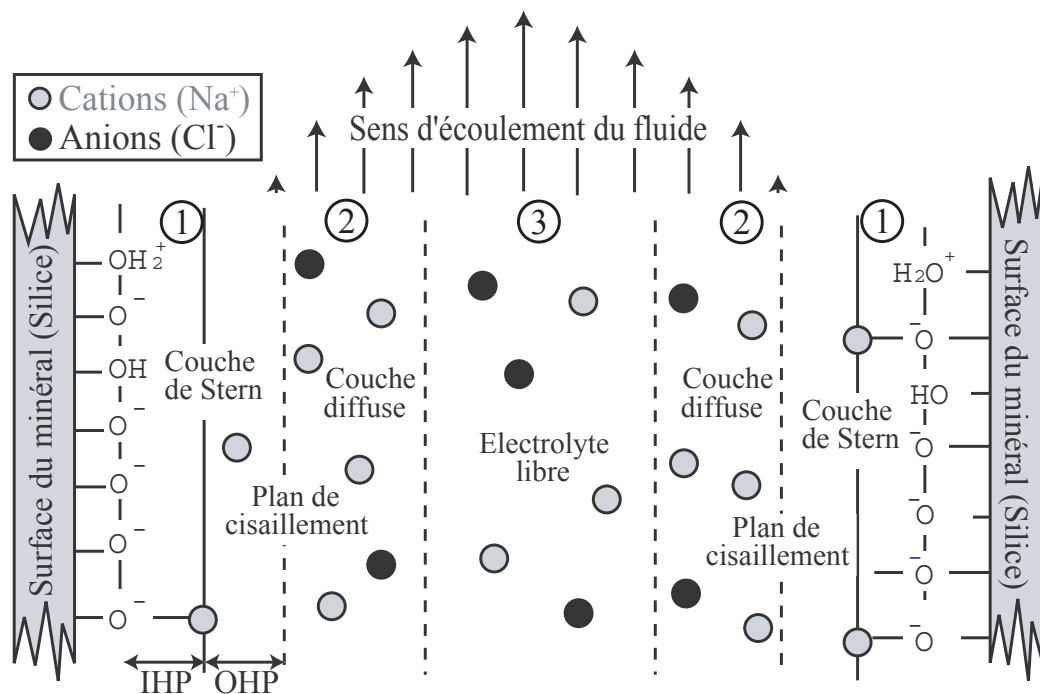


FIG. 2.2 – Schéma de la distribution ionique de la double couche électrique.

La figure 2.2 montre un schéma de la double couche électrique dans un capillaire de silice. Les trois éléments à prendre en considération sont :

1. une couche compacte ou couche de Stern constituée par les ions de la solution qui sont adsorbés à l'interface solide/liquide. Cette couche est elle-même divisée en deux zones : le plan interne de Helmholtz (IHP) qui correspond au plan passant par le centre des ions ayant perdus leur sphère d'hydratation et accolés aux groupes de surface, et le plan externe de Helmholtz (OHP) dans laquelle les ions sont maintenus par l'attraction électrostatique de la surface chargée du minéral.
2. Une couche diffuse de Gouy-Chapman constituée d'ions potentiellement mobiles qui équilibrent le déficit de charges de la surface du minéral. Les ions obéissent à une distribution de Boltzmann, la densité de charges ioniques diminuant avec la distance à la surface chargée.
3. L'électrolyte libre, électriquement neutre.

Lorsque l'électrolyte entre en mouvement, le déplacement relatif de la surface des minéraux par rapport à la solution crée une zone de cisaillement où la vitesse du fluide est nulle : c'est le plan de glissement. Ce plan sépare donc les ions immobiles des ions mobiles (couche de Stern/couche diffuse). Par définition, le potentiel ζ est le potentiel électrique de la double couche sur ce plan. Ce plan se situe à quelques Angström de la couche externe de Helmholtz (Revil et Glover, 1997) et il peut donc être confondu avec le plan externe de Helmholtz (Revil et al. 1999a). Avec cette approximation, le potentiel ζ peut être considéré comme le potentiel électrique de la couche compacte de Stern (Revil et al, 1999a). L'épaisseur de la double couche électrique est généralement de l'ordre de quelque Angströms et elle définit la distance à partir de laquelle les perturbations liées à la présence d'une surface chargée sont négligeables dans la phase liquide.

2.2. LE COUPLAGE HYDRO-ÉLECTRIQUE

2.2.1. Les équations constitutives

L'équation d'Helmholtz-Smoluchowski (eq. 2.1) décrit les phénomènes électrocinétiques qui ont lieu dans des capillaires homogènes à symétrie cylindrique c'est-à-

dire dans un milieu homogène à une dimension. Dans ce paragraphe, nous allons donner la généralisation de ces équations à un milieu poreux hétérogène isotrope à trois dimensions (i.e., le sol).

Soit un volume poreux élémentaire composé de grains de minéraux et dont les pores sont remplis d'un électrolyte en équilibre chimique avec les grains. L'interaction chimique entre le minéral et l'électrolyte va générer une double couche électrique similaire à celle exposée précédemment (cf. §2.1.3). Nous supposons que l'épaisseur de cette double couche électrique est négligeable devant le rayon de courbure des pores et des grains. Cette hypothèse est vraie dans le cas où la majorité des grains du milieu ont un rayon supérieur à $0.1 \mu\text{m}$ et le milieu est en équilibre avec une solution aqueuse de salinité supérieure à $10^{-3} \text{ mol L}^{-1}$ (Revil et al., 1999b). La modélisation du couplage hydroélectrique pour les argiles dans le cas où la couche diffuse est du même ordre de grandeur que les pores, a été réalisée par Revil et Leroy (2004) et Revil et al. (2005). De plus, nous supposons que l'écoulement à travers le milieu est monophasique et laminaire.

Dans le cas d'un milieu poreux isotrope, la densité de courant électrique totale $\vec{J}$ (A m^{-2}) est la somme d'un courant de conduction décrit par la loi d'Ohm et d'un courant de convection associé au mouvement des charges électrique de la couche diffuse (e.g., Sill, 1983)

$$\vec{J} = -\sigma \vec{\nabla} \varphi - L(\vec{\nabla} p - \rho_f \vec{g}), \quad (2.2)$$

où σ est la conductivité du milieu poreux, φ est le potentiel électrique (V), p est la pression du fluide (Pa), $\vec{g}$ est l'accélération de la pesanteur (m s^{-2}), ρ_f est la masse volumique du fluide (kg m^{-3}) et L est le coefficient de couplage électrocinétique ($\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$).

Le coefficient L détermine l'intensité du flux électrique induit par un flux hydrique (phénomène électrocinétique). Dans le cas d'un milieu poreux isotrope homogène, L est défini par (e.g., Lorne et al., 1999)

$$L = -\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \zeta}{\eta F}, \quad (2.3)$$

où ε_r est la constante relative diélectrique du fluide, ε_0 est la permittivité électrique du vide ($8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$), ζ est le potentiel zêta (V), η est la viscosité dynamique du fluide (Pa s) et F est le facteur de formation électrique du milieu poreux (cf. Annexe A).

Une fois que l'expression générale des courants électrique et hydrique dans un milieu poreux isotrope soumis à un écoulement laminaire est connue, leurs distributions spatiales

peuvent être décrites à partir des équations de conservation. En l'absence de sources externes, l'équation de conservation de la charge dans la limite quasi-statique des équations de Maxwell s'écrit

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0. \quad (2.4)$$

En combinant les équations 2.2 et 2.4, l'équation de conservation de la charge s'écrit

$$\vec{\nabla} \cdot (\sigma \vec{\nabla} \varphi) = -\vec{\nabla} \cdot (L(\vec{\nabla} p - \rho_f \vec{g})). \quad (2.5)$$

L'équation 2.5 est une équation de Poisson où le terme de droite représente les sources de courant électrique volumique I_S ($A \cdot m^{-3}$) induite par le couplage électrocinétique

$$I_S = -\vec{\nabla} L \cdot \vec{\nabla} p + \rho_f \vec{\nabla} L \cdot \vec{g} - L \vec{\nabla}^2 p. \quad (2.6)$$

Un écoulement de fluide à travers un milieu poreux induit donc trois types de sources de courant électrique : celles produites par un gradient de pression de fluide non perpendiculaire à un contraste de paramètre de couplage électrocinétique L , celles induites par des contraste horizontaux de coefficient de couplage électrocinétique L et enfin celles induites par des laplaciens non nuls de pression du fluide.

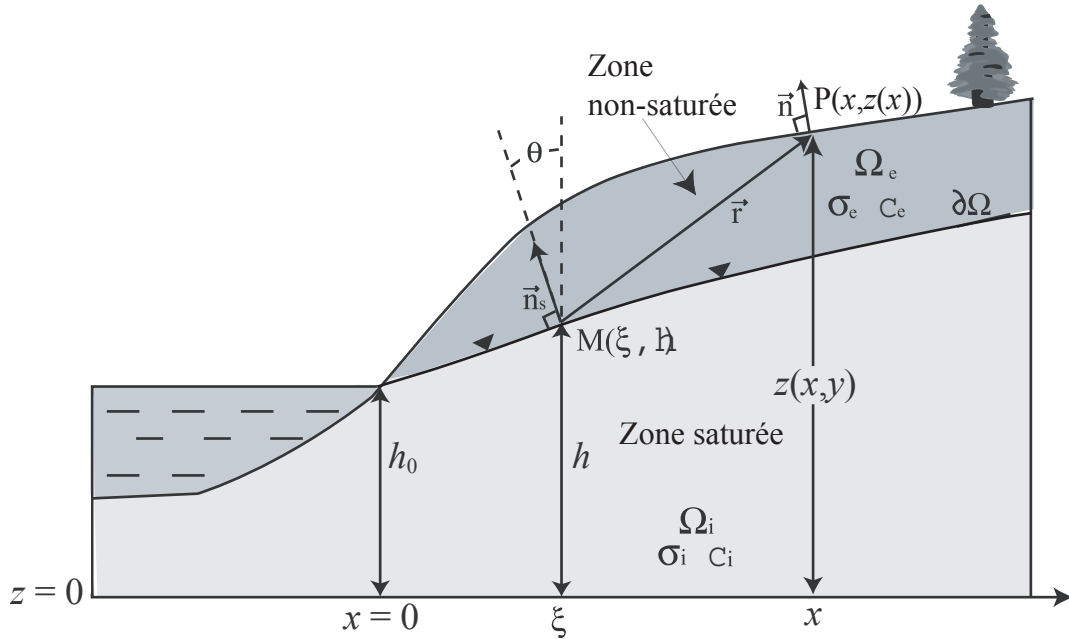


FIG 2.3 – Topographie de la surface piézométrique pour une nappe libre. Le potentiel spontané est mesuré au point d'observation $P(x, z(x))$ et $M(\xi, h)$ est le point source localisé sur la surface piézométrique $\partial\Omega$. $\vec{r}$ est la distance entre le point source et le point de mesure, $\vec{n}$ est la normale à la surface du sol et $\vec{n}_s$ est la normale à la surface piézométrique. La zone saturée Ω_i et la zone non saturée Ω_e sont caractérisées par leur conductivité électrique σ_i et σ_e et par leur coefficient de couplage électrocinétique C_i et C_e , respectivement.

Finalement en considérant un écoulement dans un milieu homogène et en supposant que L est constant dans le sol (Figure 2.3), la densité de courant électrique totale $\vec{J}$ correspond à la somme d'un courant de conduction décrit par la loi d'Ohm et d'un courant de convection $\vec{J}_s = -C \vec{\nabla} p$ associé à l'écoulement du fluide dans le milieu poreux

$$\vec{J} = -\sigma (\vec{\nabla} \varphi + \vec{J}_s). \quad (2.7)$$

On introduit ainsi le paramètre fondamental C défini comme le terme de couplage électrocinétique (V Pa^{-1})

$$C \equiv \left(\frac{\partial \varphi}{\partial p} \right)_{\vec{j}=0} = -\frac{L}{\sigma}. \quad (2.8)$$

A partir de l'équation 2.5, on introduit le terme $\mathfrak{S}$ qui représente la densité volumique de courant source (A m^{-3})

$$\vec{\nabla} \cdot (\sigma \vec{E}) = \mathfrak{S}, \quad (2.9)$$

$$\mathfrak{S} = -\vec{\nabla} \cdot (C \sigma \vec{\nabla} p) = \vec{\nabla} L \cdot \vec{\nabla} p + L \vec{\nabla}^2 p, \quad (2.10)$$

où $\vec{E} = -\vec{\nabla} \varphi$ est le champ électrique dans la limite quasi-statique des équations de Maxwell.

Dans la zone saturée, la force électromotrice gouvernant le flux hydrique est la charge hydraulique (ou hauteur piézométrique) h reliée à l'élévation z et à la pression du fluide (cf. Ch.1, §1.2.3). Pour la plupart des roches, en l'absence de sources de champ électrique externe, la contribution de l'électroosmose à l'écoulement de l'eau est négligeable devant la contribution de la pression du fluide. Sous l'hypothèse de Dupuit, l'écoulement du fluide est gouverné par l'équation de diffusivité classique (cf. Ch.1, §1.3.1, éq. 1.18)

$$\vec{\nabla}^2 h = \frac{\phi_d}{T} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{Q}{T}, \quad (2.11)$$

où T est la transmissivité de la nappe ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) et ϕ_d est la porosité de drainage. Alors, la densité volumique de courant source $\mathfrak{S}$ est simplement

$$\mathfrak{S} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_s, \quad (2.12)$$

$$\mathfrak{S} = \rho_f g (\vec{\nabla} L \cdot \vec{\nabla} h + L \vec{\nabla}^2 h). \quad (2.13)$$

Pour une nappe libre et une distribution constante de conductivité électrique dans chaque volume du sous-sol (Figure 2.3), l'équation de continuité devient

$$\vec{\nabla} \cdot (\sigma \vec{E}) = \begin{cases} \mathfrak{S}(\vec{r}), & \vec{r} \in \Omega_i \\ 0, & \vec{r} \in \Omega_e \end{cases} \quad (2.14)$$

Le demi-espace situé au dessus de la surface du sol est supposé être un bon isolant et la condition aux limites à la surface du sol est $\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \varphi = 0$, i.e. que le champ électrique est tangentiel à la surface du sol où il est mesuré. L'équation 2.14 devient alors

$$\vec{\nabla}^2 \varphi = \begin{cases} -\mathfrak{I}(r)/\sigma_i, & \vec{r} \in \Omega_i \\ 0, & \vec{r} \in \Omega_e \end{cases} \quad (2.15)$$

où nous ne prenons pas en compte les surfaces de discontinuité de conductivité électrique dans la région Ω_e externe au volume source. Selon l'équation 2.15, le potentiel électrique à la surface du sol est solution de l'équation de Poisson.

2.2.2. Influence de la conductivité électrique du sous-sol

L'équation de la conservation de la charge (éq. 2.5) peut aussi s'écrire sous la forme :

$$\vec{\nabla} \sigma \cdot \vec{\nabla} \varphi + \sigma \vec{\nabla}^2 \varphi = -\vec{\nabla} \cdot [L(\vec{\nabla} p - \rho_f \vec{g})]. \quad (2.16)$$

Ou, comme $\vec{E} = -\vec{\nabla} \varphi$,

$$\vec{\nabla}^2 \varphi = \frac{\vec{\nabla} \sigma}{\sigma} \cdot \vec{E} - \frac{1}{\sigma} \vec{\nabla} \cdot [L(\vec{\nabla} p - \rho_f \vec{g})]. \quad (2.17)$$

Il existe donc deux types de sources de courant électrique :

- ◆ Les sources primaires générés par l'écoulement : $\frac{1}{\sigma} \vec{\nabla} \cdot [L(\vec{\nabla} p - \rho_f \vec{g})]$.
- ◆ Les sources secondaires générés par des contrastes de conductivité électrique dans le sous sol : $\frac{\vec{\nabla} \sigma}{\sigma} \cdot \vec{E}$.

Il est important de ne pas négliger cette source secondaire de courant électrique car elle peut influencer considérablement la distribution des courants électriques dans le sous-sol et ainsi la forme des anomalies de potentiel spontané. C'est pourquoi chaque campagne de mesure de potentiel spontané doit s'accompagner d'une campagne de tomographie de résistivité électrique qui permet de visualiser les contrastes de conductivité électrique du sous-sol dans le but d'identifier les sources des anomalies de potentiel spontané.

De plus les sources primaires sont elles aussi influencées par la valeur de la conductivité électrique du sous sol d'un facteur $1/\sigma$. Ainsi plus la valeur de la conductivité électrique du sous-sol est élevée et plus les anomalies de potentiel spontané seront atténuées.

La conductivité électrique du sous-sol est donc un paramètre important à déterminer pour l'analyse des signaux de potentiel spontané.

2.3. LE COEFFICIENT DE COUPLAGE ÉLECTROKINETIQUE

La caractérisation des propriétés de couplage électrocinétique des matériaux naturels est primordiale pour l'interprétation des mesures de terrain et pour la validation des modèles. Le coefficient de couplage électrocinétique C définie dans l'équation 2.8 est un paramètre qui décrit la sensibilité du champ électrique induit par un écoulement de fluide. C'est donc un paramètre clé de l'interprétation de nos mesures de terrain. Ce paramètre peut être mesuré facilement en laboratoire. Un certain nombre d'études de laboratoire ont donc été menées pour déterminer la dépendance du coefficient de couplage électrocinétique vis-à-vis de paramètres physiques comme la perméabilité du milieu poreux, ou de paramètres physico-chimiques comme la conductivité électrique du fluide.

2.3.1. Mesure du coefficient de couplage électrocinétique en laboratoire

La mesure du coefficient de couplage électrocinétique C se fait en laboratoire avec le Zêtacad[®] (Figure 2.4).

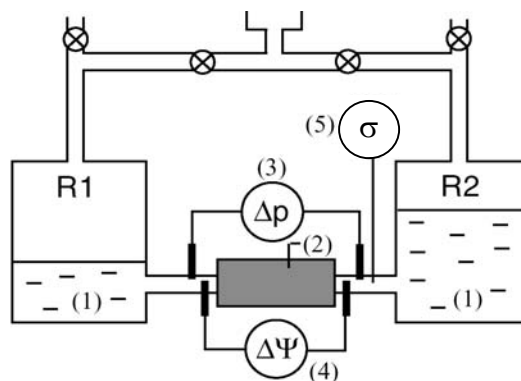


FIG 2.4 – Schéma du dispositif expérimental (Zêtacad[®]). (1) Réservoirs de fluide poral R_1 et R_2 , (2) Echantillon, (3) Capteurs de pression, (4) Electrodes non polarisables mesurant la différence de potentiel et reliées à un impédancemètre. (5) Mesures de la conductivité électrique de l'électrolyte. La pression est contrôlée par de l'azote qui n'a aucun effet sur le pH et la salinité de l'électrolyte.

Le Zêtacad[®] est un zêta-mètre conçu spécialement pour la mesure automatique du coefficient de couplage électrocinétique par la technique du potentiel d'écoulement. Cette technique de mesure est applicable à des échantillons composés de particules d'un diamètre supérieur à 70 μm . L'échantillon de sol à analyser est placé dans une cellule en verre. Les tensions sont mesurées aux bornes de cette cellule au cours du temps pour différentes pressions de fluide imposées (Figure 2.5.a).

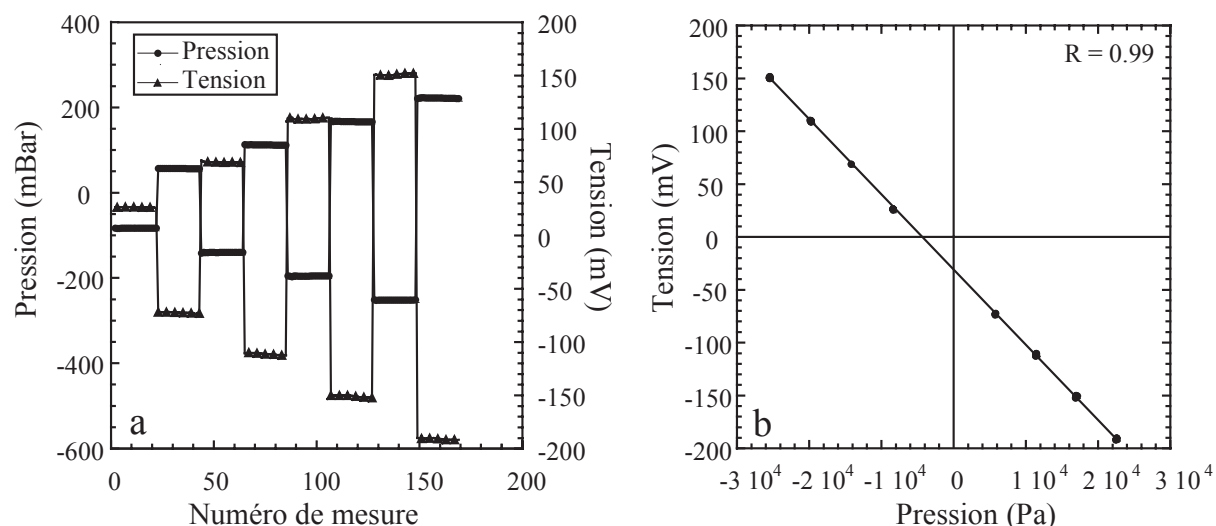


FIG 2.5 – Mesure du coefficient de couplage électrocinétique d'un échantillon pour une conductivité du fluide donnée avec le Zêtacad[®]. **a.** Variation de la pression du fluide et de la tension au cours de l'expérience. **b.** Représentation graphique de la tension mesurée aux bornes de l'échantillon en fonction de la pression du fluide imposée. La pente de la droite donne la valeur du coefficient de couplage électrocinétique. Pour une différence de pression nulle, le résiduel du potentiel électrique correspond au potentiel statique entre les deux électrode de mesure.

La relation linéaire entre la pression du fluide et la tension aux bornes de l'échantillon permet de définir la valeur du coefficient de couplage électrocinétique C (Figure 2.5.b). Cette valeur est propre à l'échantillon pour une conductivité du fluide donnée. On peut remarquer que la droite de mesure ne passe pas par l'origine. Ce décalage est causé par une différence de potentiel statique due au vieillissement des électrodes qui n'est pas forcément uniforme pour les deux électrodes.

Des échantillons de sol sont prélevés sur chaque site étudié. Toutefois, le coefficient de couplage électrocinétique n'a pas pu être mesuré à l'aide du Zêtacad[®] pour le site de Roujan. En effet, le sol de Roujan est formé en grande partie de particules de diamètre inférieur à 70 μm . Un nouveau système expérimental a donc dû être mis en place pour

déterminer le coefficient de couplage électrocinétique de ce sol. Ce dispositif est très simple (Figure 2.6.a).

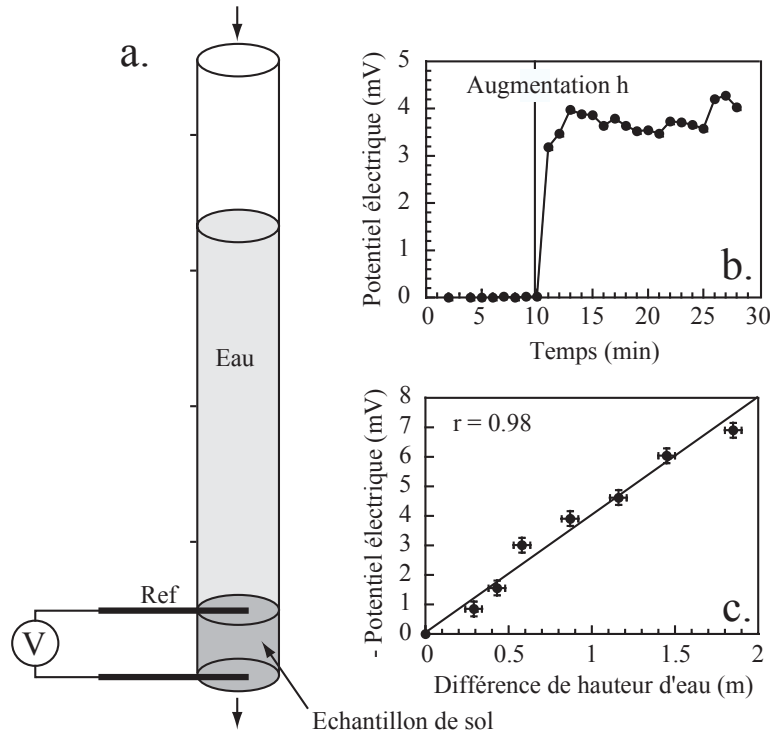


FIG 2.6 – Mesure du coefficient de couplage électrocinétique en laboratoire pour un sol. **a.** Dispositif expérimental. La colonne est un tube en plastic de 2 m de hauteur et de diamètre interne de 1.05 cm. L'échantillon de sol est placé en bas de la colonne et la différence de potentiel électrique est mesurée à l'aide de deux électrodes Ag/AgCl connectées à un voltmètre automatique (EasyLog). **b.** Représentation graphique de la réponse du potentiel électrique suite à une injection de 300 mL d'eau (correspond à une différence de hauteur d'eau de 0.87 m). **c.** Variation du potentiel électrique pour différentes hauteurs d'eau. La pente de la droite donne la valeur du coefficient de couplage électrocinétique (Suski et al., 2005).

L'échantillon de sol placé en bas d'une colonne de 2 m de hauteur est maintenu en équilibre avec de l'eau prélevée dans l'aquifère. Deux électrodes non polarisables Ag/AgCl insérées dans le sol mesurent la différence de potentiel électrique aux bornes de l'échantillon. A un temps t , une quantité d'eau est injectée et la différence de potentiel électrique induite par la différence de hauteur d'eau (et donc de pression) est mesurée au cours du temps (Figure 2.6.b). Le coefficient de couplage électrocinétique C' associé aux variations de hauteur d'eau est déterminé à partir de la relation $C' = (\partial\varphi / \partial h)_{j=0}$ où $\delta\varphi$ est la différence de potentiel électrique à l'état stationnaire et δh est la différence de hauteur d'eau imposée dans la colonne. Pour améliorer la détermination du coefficient de couplage électrocinétique, cette

expérience a été réalisée pour différentes hauteurs d'eau (Figure 2.6.c). Le résultat montre clairement que le potentiel électrique est proportionnel à la variation de la hauteur d'eau, et la pente de la relation linéaire donne la valeur du coefficient de couplage électrocinétique.

2.3.2. Coefficient de couplage électrocinétique d'un milieu poreux

L'expression du coefficient de couplage électrocinétique a été établie par Helmholtz-Smoluchowski (éq. 2.1). Cette équation a été établie pour un écoulement laminaire dans un milieu poreux où la conductivité de surface σ_s est négligée devant la conductivité du fluide σ_f . Dans le cas d'un milieu poreux où la conductivité électrique de surface est non négligeable, Revil et al. (1999b) ont complété l'expression d'Helmholtz-Smoluchowski (éq. 2.1) en exprimant le coefficient de couplage électrocinétique C au moyen d'une fonction $H(\xi)$, qui dépend du rapport entre la conductivité électrique de surface σ_s des minéraux (cf. Annexe A) et la conductivité électrique du fluide σ_f . Le coefficient de couplage électrocinétique C s'écrit alors

$$C = \frac{C_{HS}}{H(\xi)}. \quad (2.18)$$

D'après Revil et al. (2002b), la fonction $H(\xi)$ est bornée par

$$F \frac{\sigma_s}{\sigma_f} \leq H(\xi) \leq 1, \quad (2.19)$$

où F est le facteur de formation (cf. Annexe A).

On définit aussi le coefficient de couplage électrocinétique C' associé aux variations de hauteur d'eau tel que $C' = \rho_f g C$. Ce coefficient dépend de plusieurs paramètres du milieu et il est compris entre (Revil et al., 2003)

$$\frac{\varepsilon_f \rho_f g \zeta}{\eta_f F \sigma_s} \leq C' \leq \frac{\varepsilon_f \rho_f g \zeta}{\eta_f \sigma_f}. \quad (2.20)$$

La partie gauche de l'inégalité 2.20 correspond aux matériaux dont la conductivité de surface (i.e. la conductivité de la double couche électrique) prédomine sur la conductivité du fluide $\sigma_f \ll \sigma_s$. Ceci est le cas pour des matériaux très argileux ou pour un électrolyte très peu conducteur. La partie droite de l'inégalité 2.20 s'applique pour un électrolyte conductrice (eau saline) ou pour un matériaux très peu argileux et correspond à la formule de Helmholtz-Smoluchowski (éq. 2.1).

Pour savoir si la contribution de la conductivité de la double couche est négligeable, il faut que $\sigma_f / \sigma_s \ll 1$ (Duhkin et Derjaguin, 1974) ou bien $r_p \gg \chi_D$ (e.g., Rice et Whitehead, 1965), où r_p est la valeur moyenne de rayon de pore et χ_D l'épaisseur de la couche diffuse. La conductivité de la double couche électrique est négligeable si elle est petite devant la conductivité du fluide ou si la largeur des pores est grande devant l'épaisseur de la couche diffuse. A cette limite, le coefficient de couplage électrocinétique est donc indépendant de la texture du matériel poreux du moment que le milieu est assez perméable pour permettre l'écoulement du fluide. Cette limite peut être utilisée pour beaucoup d'aquifère. Dans ce cas, le coefficient de couplage électrocinétique est indépendant de l'échelle de mesure.

Le calcul du coefficient de couplage électrocinétique nécessite la détermination de plusieurs paramètres : potentiel ζ , conductivité du fluide, et porosité si la conductivité de surface ne peut pas être négligée. Une évaluation de la valeur C' (mV m^{-1}) peut être faite pour des jeux de paramètres types, ce qui donne

$$\underbrace{-10 \text{ mV m}^{-1}}_{\sigma_f \text{ prédomine}} \leq C' \leq \underbrace{-0.1 \text{ mV m}^{-1}}_{\sigma_s \text{ prédomine}}. \quad (2.21)$$

Dans un environnement où la conductivité du fluide prédomine et/ou le matériau est peu argileux, nous pouvons nous attendre à de fortes anomalies de potentiel spontané ($C' = -10 \text{ mV m}^{-1}$). Par contre, une forte présence d'argile dans le sous sol va conduire à des faibles valeurs de coefficient de couplage électrocinétique. Ceci explique les faibles valeurs des signaux de potentiel spontané que l'on peut trouver dans la littérature (article ?).

Dans les cas de terrain et de laboratoire que nous avons étudiés, nous étions dans la limite droite de l'inégalité 2.20. C'est pourquoi, nous allons étudier dans la section 2.4 les effets des différents paramètres influençant le coefficient de couplage électrocinétique et principalement l'influence de la perméabilité et de la conductivité électrique du fluide.

2.4. LES PARAMÈTRES INFLUENCANT LE COUPLAGE ÉLECTROKINÉTIQUE

2.4.1. Influence de la perméabilité

Nous avons vu que la partie droite de l'inégalité 2.20 s'applique pour un électrolyte conducteur (eau saline) ou pour un matériau dont le rayon des pores est supérieur à

l'épaisseur de la couche diffuse. Plusieurs études ont donc été menées pour étudier la relation entre le coefficient de couplage électrocinétique et la taille des grains ou perméabilité, ces deux paramètres étant liés à la taille des pores.

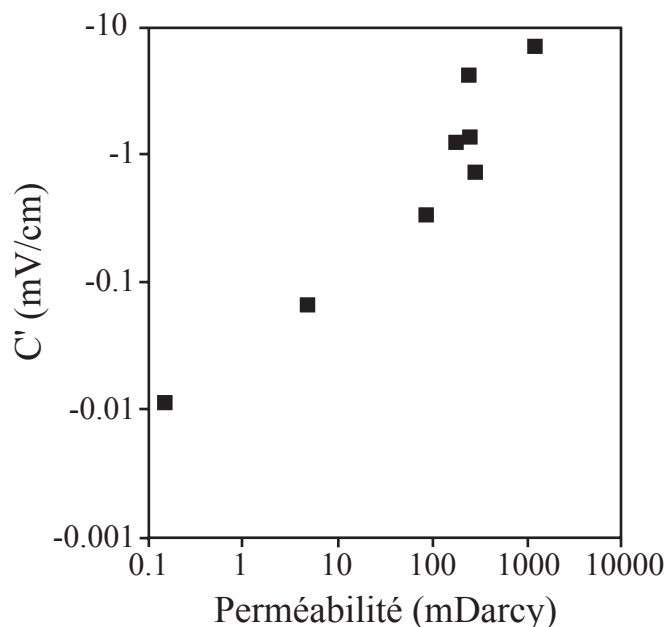


FIG 2.7 – Variation du coefficient de couplage électrocinétique en fonction de la perméabilité pour des grès de Fontainebleau entier non broyés obtenu avec une solution d'eau distillée à 1 mS m^{-1} et un $\text{pH} = 5$. (Jouniaux et Pozzi, 1995a).

Jouniaux et Pozzi (1995 a,b) ont étudié l'effet de la perméabilité sur le coefficient de couplage électrocinétique sur des échantillons non broyés de grès de Fontainebleau dont la taille des grains est comprise entre 100 et 300 μm et donc de perméabilité comprise entre 0.15 mDarcy et 1.2 Darcy (ce qui correspond à des conductivités hydrauliques comprises entre $1.5 \cdot 10^{-9}$ et $1.2 \cdot 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$) (Figure 2.7).

Ces résultats montrent une augmentation du coefficient de couplage en valeur absolue liée à une augmentation de la perméabilité. Cependant cette relation a été établie pour une solution de conductivité électrique très faible (1 mS m^{-1}) et pour laquelle la conductivité de surface prédomine. Une certaine réserve doit donc être prise par rapport à ce résultat car la valeur de conductivité électrique de la solution n'est pas réaliste dans le cas de systèmes naturels dont la conductivité électrique du fluide varie typiquement de 0.01 à 0.5 S m^{-1} . De plus ces auteurs ont montré que lorsque la conductivité de l'électrolyte augmente, la dépendance entre le coefficient de couplage électrocinétique et la perméabilité diminue (les deux paramètres sont indépendants pour une conductivité du fluide supérieur à 1 S m^{-1}).

Il semble donc que la valeur absolue du coefficient de couplage augmente avec la perméabilité pour un électrolyte à très faible force ionique (σ_f faible). On peut donc supposer que dans le cas d'expérience sur des nappes aquifères dont la conductivité électrique du fluide est plus importante, la perméabilité du sous-sol n'aura pas une influence majeure sur le coefficient de couplage électrocinétique. Une étude conséquente avec un grand nombre d'échantillons provenant des sols d'un même bassin versant reste encore à réaliser.

2.4.2. Influence de la conductivité électrique du fluide

La conductivité du fluide est le principal paramètre qui influence le coefficient de couplage électrocinétique. La partie droite de l'inégalité 2.20 montre que pour une même valeur du potentiel ζ , le coefficient C' diminue en valeur absolue lorsque la conductivité du fluide augmente. En effet, la valeur du potentiel ζ dépend de la concentration en espèces ioniques de l'électrolyte. Plus la conductivité de l'électrolyte augmente et plus la valeur du potentiel ζ est faible.

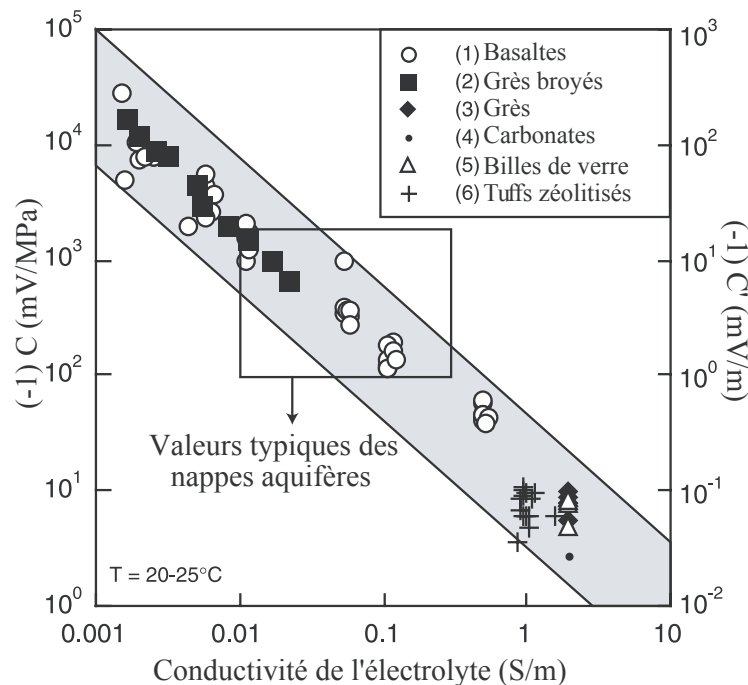


FIG 2.8 – Variation du coefficient de couplage électrocinétique en fonction de la conductivité électrique du fluide pour différents types de roches à des pH compris entre 5.6 et 7 (excepté pour les carbonates). Ce graphique a été construit à partir de données issues de la bibliographie : (1) A. Revil et D. Hermitte (2001) non publié, (2) Lorne et al. (1999), (3) (4) et (5) Pengra et al. (1999) et (6) Revil et al. (2002b). (Revil et al., 2004).

La relation entre le coefficient de couplage électrocinétique et la conductivité du fluide a été beaucoup étudiée. Le résultat général est une diminution en valeur absolue du coefficient de couplage électrocinétique C' lorsque la conductivité du fluide augmente. Cette relation a été étudiée pour différents types de roches (Figure 2.8) et on retrouve cette diminution du coefficient de couplage électrocinétique sous la forme d'une relation linéaire log-log traduisant le fait que le coefficient de couplage électrocinétique est inversement proportionnel à la conductivité électrique du fluide.

De même nous avons étudié la relation entre le coefficient de couplage électrocinétique C' et la conductivité du fluide sur différents échantillons de sable utilisé pour nos expériences en cuve (Figure 2.9). Ces échantillons sont analysés en laboratoire avec le Zêtacad (Figure 2.4). Les résultats montrent également que le coefficient de couplage électrocinétique est inversement proportionnel à la conductivité du fluide. De plus nous avons reporté sur cette courbe les valeurs de coefficient de couplage électrocinétique obtenue sur deux sites que nous avons étudié et dont les sols sont très différents (sites de Cosenza traité au chapitre 3 et de Roujan traité au chapitre 4).

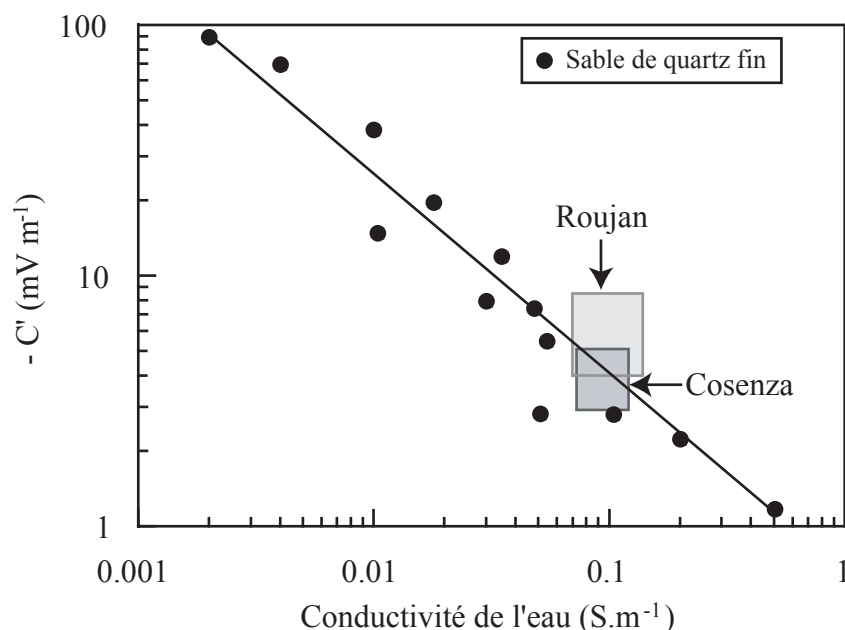


FIG 2.9 – Variation du coefficient de couplage électrocinétique pour un sable de quartz fin en fonction de la conductivité électrique du fluide. Le sable est calibré : le diamètre moyen est de $130\ \mu\text{m}$ et il est composé à 95% de silice (SiO_2) (sable utilisé dans la cuve expérimentale). Les valeurs du coefficient de couplage électrocinétique pour les sites de Roujan et de Cosenza ont été rajoutées sur la courbe.

Les figures 2.8 et 2.9 montrent que même pour des sols et des roches très différents, le coefficient de couplage électrocinétique reste dans une même gamme de valeur. Ceci prouve donc que le coefficient de couplage électrocinétique ne dépend que peu de la texture du milieu poreux mais qu'il dépend principalement de la conductivité du fluide.

2.5. CONCLUSION

A l'échelle microscopique, l'interaction électrique entre la surface chargée d'un minéral et l'électrolyte est à l'origine de la création de la double couche électrique à l'interface solide-liquide d'un capillaire ou d'un milieu poreux. L'entraînement de l'excès de charges contenues dans la couche diffuse par l'écoulement du fluide crée un phénomène de polarisation mesurable à l'échelle macroscopique. Ce couplage hydro-électrique est le phénomène d'électrofiltration qui est à l'origine de la mesure de potentiel spontané. De nombreuses études expérimentales ont été menées sur les propriétés d'électrofiltration des roches et sur les différents paramètres pouvant l'influencer (e.g., Jouniaux et Pozzi, 1995 a et b ; Revil et al., 1999a et b ; Lorne et al., 1999 ; Pengra et al., 1999 ; Revil et al., 2004). Le coefficient de couplage électrocinétique est le paramètre clé pour décrire la sensibilité du phénomène d'électrofiltration. Nous avons vu que ce paramètre dépend principalement de la conductivité électrique du fluide et non pas de la texture du milieu poreux où l'eau circule.

CHAPITRE 3

LA MÉTHODE DU POTENTIEL SPONTANÉ APPLIQUÉE À DES EXPÉRIENCES DE POMPAGE : MESURES SUR LE TERRAIN ET EN LABORATOIRE

Les tests de pompage représentent la méthode hydraulique classique pour obtenir des informations sur les propriétés hydrauliques du sous-sol telle que la distribution de la conductivité hydraulique ou le coefficient d'emménagement (e.g., Domenico et Schwartz, 1997). Cependant cette méthode de mesure est intrusive et perturbe fortement le système. De plus le fort coût des piézomètres d'observation conduit habituellement à une faible distribution spatiale des données.

Dans un article devenu aujourd'hui un classique, Bogoslovsky et Ogilvy (1973) ont été les premiers à montrer l'existence d'un champ électrique associé à un test de pompage pendant l'état stationnaire. Récemment Titov et al. (2002) ont calculé numériquement la valeur du champ électrique mesurable à la surface du sol pendant un test de pompage. Ces signaux électriques montrent une dynamique similaire aux variations de hauteurs piézométriques. Nous avons donc entrepris des tests de pompage sur le terrain et en laboratoire, sur une cuve, pour approfondir notre connaissance de ce phénomène. Le potentiel spontané a été mesuré durant deux phases du pompage : l'état stationnaire et la phase de relaxation après l'arrêt de la pompe. Ces tests ont pour buts (1) de déterminer si des signaux de potentiel spontané mesurables sont produits à la surface du sol durant un test de pompage (2) d'essayer de déterminer la relation entre les mesures de potentiel spontané et les variations du niveau piézométrique et (3) voir s'il est possible de déterminer la transmissivité de la nappe à partir des mesures de potentiel spontané.

Dans un premier temps nous avons appliqué la méthode du potentiel spontané à un test de pompage réalisé en Juillet 2003 sur le site test de l'Université de Cosenza (Italie) en collaboration avec l'équipe du laboratoire d'hydrogéologie de l'Université de Cosenza. Ce

test inclut un suivi de la réponse piézométrique (à l'aide de cinq piézomètres) et de la réponse des signaux de potentiel spontané durant l'état stationnaire et de relaxation de la nappe. Dans un second temps, nous avons développé un protocole expérimental en cuve permettant de recréer des circulations de fluide associées à un pompage afin d'aborder le problème hydroélectrique à l'échelle du laboratoire (2D). Les réponses hydrauliques et électriques ont été suivies simultanément durant l'état stationnaire et de relaxation.

3.1. MESURES SUR LE TERRAIN : EXPÉRIENCE SUR LE SITE DE POMPAGE DE COSENZA

3.1.1. Acquisition des mesures de potentiel spontané

a. Principe d'acquisition de mesure du potentiel spontané

La mesure du potentiel spontané a pour objectif de quantifier le courant électrique qui circule dans le sous-sol. Pour cela, on mesure la différence de potentiel électrique entre deux électrodes localisées à la surface du sol. Chaque électrode est implantée dans un trou d'une dizaine de centimètres rempli de bentonite. La forte conductivité électrique de la bentonite et sa faible conductivité hydraulique assure un bon contact et une humidité constante à l'électrode durant l'expérience. De plus l'électrode est enterrée et des pierres sont placées autour d'elle pour limiter l'assèchement de la bentonite au contact du soleil (Figure 3.1).

Sur le terrain, les mesures de potentiel spontané sont réalisées avec un équipement très simple constitué d'un voltmètre à haute impédance d'entrée et d'un jeu d'électrodes non polarisables Pb/PbCl₂ (électrode Petiau). Ces électrodes sont utilisées pour leurs stabilités dans le temps (Perrier et al., 1997 ; Petiau, 2000) typiquement de l'ordre de 0.2 mV/mois.

Les électrodes sont de types non polarisables. Elles sont constituées d'un couple métal/sel de ce métal. Le contact de l'électrode avec le sol se réalise par le biais d'une membrane plus ou moins poreuse (céramique ou bois). En prospection, la porosité peut être relativement élevée afin de permettre un meilleur contact électrode/sol par diffusion/percolation de l'électrolyte au travers de la membrane. Les voltmètres traditionnellement utilisés possèdent une résolution du millivolt ou du dixième de millivolt et

une très haute impédance interne ($>10^7 \Omega$) afin de s'affranchir des potentiels parasites liés aux possibles fortes impédances de contact entre l'électrode et le sol.

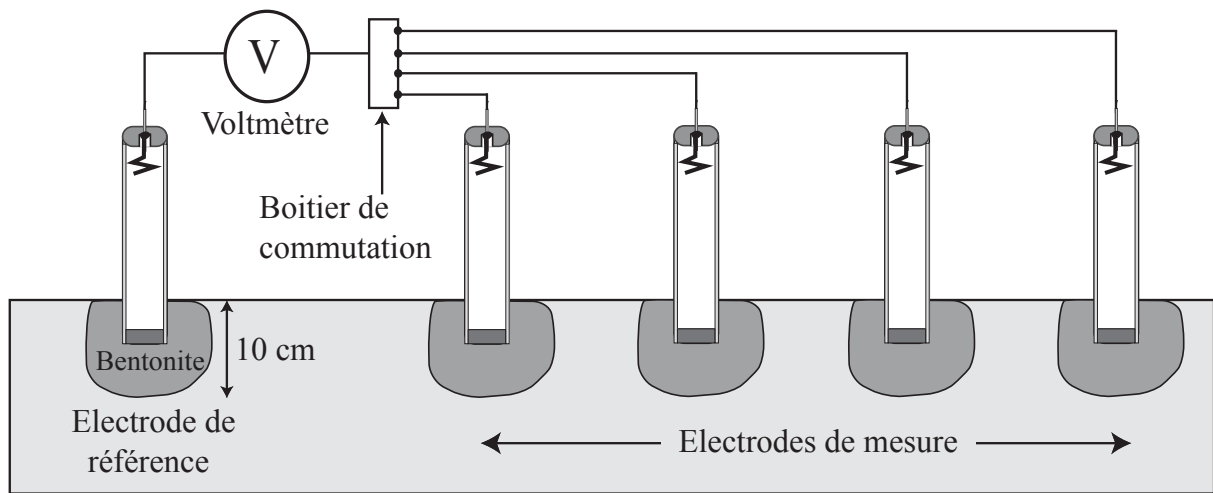


FIG 3.1 – Schéma d'une acquisition de mesures de potentiel spontané sur le terrain. Les électrodes non polarisables sont fixes. La différence de potentiel électrique est mesurée entre les électrodes avec un voltmètre à forte impédance d'entrée (par rapport à celle du sous-sol). Une électrode sert de référence.

Les électrodes de PS sont disposées sur le terrain de sorte à faire un suivi des variations de potentiel électrique (monitoring). Une électrode de référence est placée loin de l'endroit de l'expérience pour ne pas être influencée par celle-ci. Le reste des électrodes de mesure est planté sur la zone sur laquelle le suivi est réalisé. Le voltmètre utilisé est un multimètre Keithley 2701 à quatre-vingt canaux (donc 80 électrodes peuvent être connectées au maximum). Le voltmètre est connecté à un ordinateur via un port ethernet. L'utilisation du Keithley 2701 permet d'acquérir des mesures de différence de potentiel électrique avec un intervalle de temps très petit entre chaque acquisition (nous avons souvent choisi de prendre un intervalle de temps de 1 minute comme fréquence d'acquisition).

b. Description du site et disposition des électrodes sur le terrain

Le site de pompage est localisé près de la ville de Cosenza en Calabre (Sud de l'Italie). La géologie du site peut être divisée en quatre formations : la première formation de 0 à 7 m de profondeur est composée de gravier à matrice silteuse, la seconde est une couche d'argile de 7 à 11 m de profondeur, la troisième formation est l'aquifère principal composé de sable fin

de 11 à 55 m de profondeur qui repose sur un substratum argileux (quatrième formation). Cinq piézomètres permettent de suivre les variations du niveau piézométrique de la nappe. Le pompage en lui-même a eu lieu dans le puits P5 (Figure 3.2) avec un débit $Q = 2.7 \text{ L s}^{-1}$ et l'état stationnaire est atteint après 4 jours de pompage.

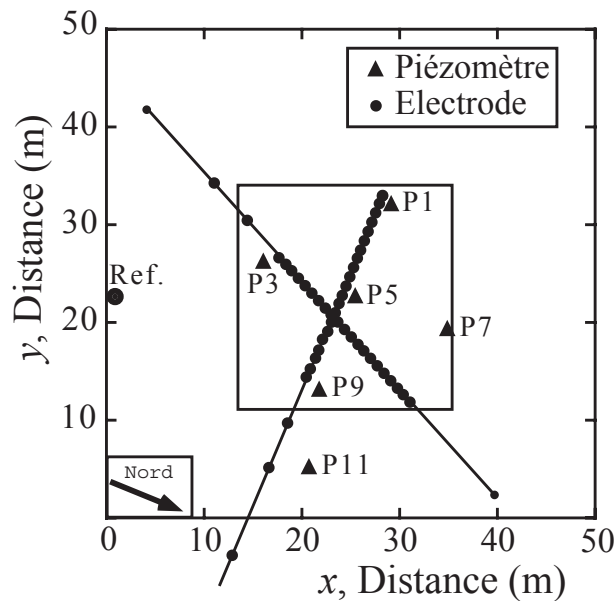


FIG 3.2 – Disposition des électrodes de mesure et des piézomètres sur le terrain. Les deux lignes d'électrodes ont été placées de façon à suivre les lignes piézométriques et elles se coupent au niveau du puits de pompage.

Avant cette expérience de pompage nous n'étions pas sûrs de pouvoir enregistrer une réponse électrique mesurable. C'est pourquoi les 53 électrodes ont été placées sur deux lignes dont l'intersection se trouve au niveau du puits de pompage (Figure 3.2). Cette disposition a été décidée dans le but de mesurer le potentiel spontané en fonction de la distance au puits de pompage d'une part et de comparer la réponse de potentiel spontané à la réponse hydraulique d'autre part. Ainsi cette disposition permet le suivi des écoulements dans le temps et dans l'espace avec les méthodes géophysique et hydraulique.

L'amplitude des signaux électriques enregistrés à la surface du sol varie de quelques millivolts à la centaine de millivolts. Lorsque le signal est faible il est parfois difficile de différencier le signal électrique du bruit. Mais il est possible de réduire ce bruit en prenant certaines précautions lors de l'acquisition des mesures comme par exemple l'enfouissement des électrodes pour les protéger des changements de température pouvant intervenir au cours de l'expérience (Revil et al., 2002a ; Rizzo et al., 2004). De plus ces signaux sont la somme de tous les mécanismes naturels de polarisation électrique se produisant dans le sous-sol.

Comme le phénomène qui nous intéresse est l'électrofiltration nous devons nous affranchir de toutes les autres composantes du potentiel spontané. Il convient donc de bien connaître l'origine et l'amplitude des différentes sources possible.

c. Les différentes sources de signaux de potentiel spontané

Nous avons vu que les sources naturelles de courant électrique peuvent être de différentes natures. Afin d'étudier un phénomène particulier (pour nous l'électrofiltration), il est nécessaire de connaître les différentes sources susceptibles de se superposer comme bruit au signal mesuré (cf. ch2, §2.1).

La première source de bruit est le phénomène d'électro-diffusion. La diffusion différentielle d'ions dans le milieu poreux sous l'effet d'un gradient de concentration génère des gradients de potentiel électrique. Comme les anions et les cations n'ont habituellement pas la même mobilité (sauf K^+ et Cl^-), la diffusion de ces ions va créer un déséquilibre de charges électriques et donc un courant électrique. Ce phénomène est caractérisé par un coefficient de couplage électro-diffusif C_d exprimé en Volts par décade de salinité. En considérant une solution de NaCl, ce coefficient C_d est estimé à 14 mV par décade de salinité (Revil et Leroy, 2004). Dans notre cas, le terrain investigué n'est pas une zone où l'électrolyte a une forte concentration ionique (ou une forte salinité). De plus le test de pompage n'excède pas quelques heures donc l'expérience n'est pas concernée par un changement de salinité de l'électrolyte. Le phénomène d'électro-diffusion n'est pas une source du potentiel spontané mesuré.

La seconde source de bruit possible est le phénomène électro-rédox. La présence d'un corps conducteur dans le sous-sol entre la partie supérieure oxygénée et les zones plus profondes anaérobies est à l'origine de la création d'un courant d'électrons entre la zone oxygénée où le corps conducteur s'oxyde et la zone anaérobie où il se réduit. Ce courant électrique se traduit par des anomalies de potentiel spontané de quelques centaines de millivolts (amas métallifère) à plusieurs volts (amas de graphite) (Sato and Mooney, 1960). Dans notre cas, le terrain investigué comprend 11 piézomètres dont le cuvelage est métallique. La présence de ces corps conducteurs peut donc être une source de potentiel spontané.

Deux cartes de potentiel spontané ont été réalisées sur le site, une pendant l'état stationnaire du pompage et une à la fin de l'expérience. Ces deux cartes sont très semblables et montrent une très forte anomalie de potentiel spontané de l'ordre de 80 mV autour de certains puits. Le phénomène d'oxydo-réduction dû à la corrosion du cuvelage métallique est donc la contribution principale du signal de potentiel spontané mesuré à la surface du sol. Néanmoins nous avons cherché à séparer la contribution de l'électrofiltration de la contribution électro-rédox. Revil et al., 2002a, ont observé que le rapport signal-sur-bruit augmente de deux ordres de grandeurs lors d'un monitoring par rapport à la cartographie de potentiel spontané. Ceci implique une très grande sensibilité des mesures électriques vis à vis des fluctuations du niveau de la nappe. Malgré la faible amplitude de la contribution électrocinétique, le signal obtenu peut être alors corrigé du bruit statique (contribution électro-rédox) et il ne dépend plus que de la contribution de l'électrofiltration.

3.1.2. Résolution de l'équation de Poisson

Dans le cadre de cette expérience, nous avons cherché la solution du potentiel électrique φ pour des écoulements de fluide induit par des pompes, le but étant de trouver la solution de l'équation de Poisson (eq. 2.15). Nous allons donc présenter ici les résultats obtenus pendant l'état stationnaire et la phase de relaxation de la nappe.

a. Pendant l'état stationnaire

La solution est donnée dans le cas d'une nappe libre. Pour l'état stationnaire d'un pompage, le premier terme de l'équation 2.13 (cf. ch.2, §2.2.1) est égal à 0 car L est constant à la limite de la zone saturée/non saturée (Darnet et al., 2004). Dans cette situation, la surface piézométrique est parallèle à la direction d'écoulement et donc le gradient du niveau piézométrique est parallèle à la surface piézométrique. A partir de l'équation 2.13 et de la condition $\nabla L \cdot \nabla h = 0$, on obtient pour l'état stationnaire $\mathfrak{S} = \rho_f g L \vec{\nabla}^2 h$.

Nous nous plaçons dans le cas de l'hypothèse de Dupuit qui, en assimilant l'écoulement en nappe à deux dimensions, amène à négliger la composante verticale de l'écoulement. Les lignes de courant sont donc parallèles entre elles, les plans des

équipotentiellles étant perpendiculaires à la direction d'écoulement. Sous l'hypothèse de Dupuit pour un aquifère homogène et non-confiné, le niveau piézométrique $h(r)$ à une distance r du puits de pompage est :

$$h(r) = \left(H_0^2 + \frac{Q}{\pi K} \ln(r/r_0) \right)^{1/2}, \quad (3.1)$$

où Q est le débit du pompage et H_0 est le niveau piézométrique non-perturbé à une distance r_0 du puits de pompage. A partir de l'équation 3.1 et de $\mathfrak{T} = \rho_f g L \bar{\nabla}^2 h$, on obtient

$$\mathfrak{T}(r) = - \frac{\rho_f g L Q^2}{4\pi^2 K^2 r^2 \left(H_0^2 + \frac{Q}{\pi K} \ln(r/r_0) \right)^{3/2}}. \quad (3.2)$$

La différence de potentiel électrique est mesurée par rapport à une électrode de référence où par définition $\varphi_0 = 0$. L'électrode de référence est placée de telle façon à être extérieure à la zone d'influence du puits de pompage. Nous pouvons donc considérer qu'elle est placée à l'infini. Le puits de pompage lui-même est considéré de conductivité infinie (le puits est en métal). Le sous-sol étant homogène, le potentiel électrique ne dépend que de la distance r au puits. L'application du théorème de Green à notre problème nous donne :

$$\varphi(\vec{r}) = - \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega_i} \frac{\rho_f g L Q^2 r' dr' d\theta dz}{4\pi^2 K^2 \sigma_i r'^3 \left[H_0^2 + \frac{Q}{\pi K} \ln(r'/r_0) \right]^{3/2}}, \quad (3.3)$$

$$\varphi(\vec{r}) = \int_{R_b}^r \int_{Z-h(r')}^Z \frac{C' Q^2 dr' dz}{4\pi^2 K^2 r'^2 \left[H_0^2 + \frac{Q}{\pi K} \ln(r'/r_0) \right]^{3/2}}, \quad (3.4)$$

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{C' Q^2}{4\pi^2 K^2} \int_{R_b}^r \frac{dr'}{r'^2 \left[H_0^2 + \frac{Q}{\pi K} \ln(r'/r_0) \right]}, \quad (3.5)$$

où R_b est le rayon du puits de pompage et,

$$C' \equiv \left(\frac{\partial \varphi}{\partial h} \right)_{\vec{r}=0} = - \frac{\rho_f g L}{\sigma_i}, \quad (3.6)$$

est le coefficient de couplage électrocinétique associé à la variation du niveau piézométrique ($V m^{-1}$). Sous l'hypothèse de Dupuit, le rabattement de la nappe est faible. Si on néglige ce rabattement, la solution au premier ordre du potentiel électrique est (Rizzo et al., 2004)

$$\boxed{\varphi(r) \approx - \frac{1}{r} \left(\frac{C' Q^2}{4\pi^2 K^2 H_0^2} \right)} \quad (3.7)$$

On peut noter que la réponse électrique diverge au point $r = 0$ comme prévu pour un puits de pompage dont la conductivité électrique est infinie. Comme le coefficient de couplage électrocinétique est généralement négatif, l'anomalie de potentiel électrique est supposée être positive autour du puits. De plus le modèle montre que le potentiel spontané est inversement proportionnel à la conductivité hydraulique au carré. La méthode est donc supposée être sensible à la perméabilité moyenne de l'aquifère ou à la distribution de celle-ci.

b. Pendant la phase de relaxation

La densité volumique de courant source peut être aussi exprimée en terme d'une distribution volumique équivalente de moment dipolaire tel que $\mathfrak{S} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{P}$ (A m^{-3}) où $\vec{P} = -L\vec{\nabla} p$ est un vecteur polarisation équivalent. En supposant une distribution de conductivité électrique constante avec σ_i la conductivité électrique de la région Ω_i et σ_e la conductivité électrique de la région Ω_e (cf. ch2, Figure 2.3), on obtient (Revil et al., 2004)

$$\vec{\nabla}^2 \varphi(\vec{r}) = \begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{P}(r) / \sigma_i, & \vec{r} \in \Omega_i \\ 0, & \vec{r} \in \Omega_e \end{cases} \quad (3.8)$$

où Ω_i est la région source où l'écoulement du fluide se produit et limitée à son sommet par le niveau de la nappe $\partial\Omega$ (Ω_e correspond à la zone non saturée). La condition aux limites à la surface du sol est $\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \varphi = 0$ et à l'interface $\partial\Omega$ les conditions aux limites sont

$$(\vec{J}_e - \vec{J}_i) \cdot \vec{n}_s = \vec{P} \cdot \vec{n}_s, \quad (3.9)$$

$$(\sigma_i \vec{\nabla} \varphi_i - \sigma_e \vec{\nabla} \varphi_e) \cdot \vec{n}_s = \vec{P} \cdot \vec{n}_s, \quad (3.10)$$

où $\vec{n}_s$ est le vecteur normal à la surface piézométrique $\partial\Omega$.

L'équation 3.9 montre que la surface piézométrique est caractérisée par un saut de la densité de courant électrique suivant la normale à la surface. La surface piézométrique peut être alors associée à une distribution de dipôles. L'application du théorème de Green nous donne :

$$\varphi(\vec{r}) = C' \int_{\partial\Omega} h(\vec{r}') \vec{n}_s(\vec{r}') \cdot \vec{\nabla}' G(\vec{r}, \vec{r}') dS. \quad (3.11)$$

avec

$$G(r, r') = -\frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{|r - r'|} \right) \quad (3.12)$$

où $G(r, r')$ est la fonction de Green lorsque la topographie du sol est relativement faible.

Ce qui conduit à (Fournier, 1989 ; Birch, 1998 ; Revil et al., 2003) :

$$\varphi(\vec{r}) \approx \frac{C'}{2\pi} \int_{\partial\Omega} h(\vec{r}') \left(\frac{\vec{n}_s(\vec{r}') \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right) dS, \quad (3.12)$$

où chaque élément de la surface piézométrique peut être assimilé comme un petit dipôle dont l'intensité est proportionnelle au niveau piézométrique. La partie sous l'intégrale correspond à l'angle solide Ω sous lequel la source est vue du point d'observation P. Si la variation du niveau piézométrique est relativement faible et si l'angle solide $\Omega = 2\pi$ alors on peut obtenir une approximation linéaire du potentiel électrique au premier ordre de la forme

$$\delta\varphi(\vec{r}) \approx C'(h(\vec{r}) - h_0), \quad (3.13)$$

où h_0 est la hauteur piézométrique au niveau de l'électrode de référence.

Après l'arrêt du pompage, le potentiel électrique est proportionnel au niveau piézométrique (éq. 3.13). Pendant la relaxation nous considérons notre aquifère comme confiné. A un point fixé, le rabattement résiduel est donné par (Domenico et Schwartz, 1997, chapitre 6, p.114)

$$\delta s \equiv h_0 - h = \frac{2.3Q}{4\pi T} \log\left(\frac{t}{t'}\right), \quad (3.14)$$

où h_0 est la hauteur piézométrique initiale, T est la transmissivité hydraulique, t' est le temps depuis l'arrêt du pompage, $t = t' + \delta t$ est le temps depuis le début du pompage, et δt est la durée du pompage. Alors sous l'hypothèse que l'équation 3.13 est valide, le potentiel électrique est donné par (Rizzo et al., 2004) :

$$\boxed{\delta\varphi = -\frac{2.3C'Q}{4\pi T} \log\left(\frac{t}{t'}\right)}. \quad (3.15)$$

3.1.3. Résultats

Les résultats de ce test de pompage ont fait l'objet d'un article scientifique présenté ci-dessous et intitulé « Self-potential signals associated with pumping tests experiments », par Rizzo, E., B. Suski, A. Revil, S. Straface, et S. Troisi, 2004, publié dans « Journal of Geophysical Research ».

Self-potential signals associated with pumping tests experiments

E. Rizzo,¹ B. Suski, and A. Revil

Département d'Hydrogéophysique et Milieux Poreux, Centre National de la Recherche Scientifique, Centre Européen de Recherche et d'Enseignement de Géosciences de l'Environnement, Université d'Aix-Marseille III, Aix-en-Provence, France

S. Straface and S. Troisi

Soil Conservation Department, University of Calabria, Cosenza, Italy

Received 26 February 2004; revised 30 June 2004; accepted 12 July 2004; published 7 October 2004.

[1] The flow of groundwater during a pumping test experiment is responsible for a measurable electrical field at the ground surface owing to the electrokinetic coupling between the Darcy velocity and the electrical current density. This electrical field can be measured passively with a network of nonpolarizable electrodes connected to a digital multichannel multimeter with a high internal impedance (>10 Mohm). These so-called self-potential signals can be used to track the pattern of groundwater flow in the subsurface. A field test was performed using a set of 53 Pb/PbCl₂ electrodes plus an additional electrode used as a unique reference in the field and a set of five piezometers to monitor the position of the piezometric surface. Using appropriate Green's functions, the electrical response is analyzed in terms of piezometric head distribution. This new methodology, which we call "electrography," allows visualization of preferential fluid flow pathways and the distribution of heads during pumping test experiments. Using a conditioning technique, this method could allow inversion of the hydraulic conductivity distribution around a pumping well.

INDEX TERMS: 0925 Exploration Geophysics: Magnetic and electrical methods; 1832 Hydrology: Groundwater transport; 5104 Physical Properties of Rocks: Fracture and flow; 5109 Physical Properties of Rocks: Magnetic and electrical properties; 5114 Physical Properties of Rocks: Permeability and porosity; **KEYWORDS:** self-potential, pumping test, transmissivity

Citation: Rizzo, E., B. Suski, A. Revil, S. Straface, and S. Troisi (2004), Self-potential signals associated with pumping tests experiments, *J. Geophys. Res.*, 109, B10203, doi:10.1029/2004JB003049.

1. Introduction

[2] In hydrogeology, the information related to hydraulic transmissivity is usually obtained from pumping test experiments [Domenico and Schwartz, 1997] and downhole measurements [Rabaute *et al.*, 2003]. However, all these methods are intrusive and the hydrological system is perturbed by the presence of the boreholes. One of the goals of geophysics is to image the interior of the Earth using nonintrusive techniques. Mainly in the last decade, hydrogeologists have started to use geophysical information in groundwater flow parameter estimation [e.g., Cassiani and Medina, 1997; Cassiani *et al.*, 1998; Troisi *et al.*, 2000, and references therein]. Because the flow of groundwater generates a detectable electrical field in the subsoil, hence at the ground surface of the Earth [e.g., Sill, 1983; Fournier, 1989; Birch, 1993, 1998; Aubert and Yéné Atangana, 1996; Titov *et al.*, 2000; Perrier *et al.*, 1998, 2002], it should be possible to invert this electrical field to obtain an information relative to the pattern of the groundwater flow. The basic idea for

such a method, which Revil *et al.* [2003a] have called electrography, has haunted the literature for a long period of time. For example, Poldini [1938] showed qualitatively the relationship between self-potential signals and the flow of the groundwater. Nowadays, the underlying physics describing the coupling between the flow of water through a porous continuum and the generation of an electrical field is well understood at the scale of the representative elementary volume of the porous continuum and described by the electrokinetic theory [e.g., Bernabé, 1998; Lorne *et al.*, 1999]. At the scale of the geological system, the forward electromagnetic problem can be stated as a classical potential field problem [e.g., Fitterman, 1978, 1979], and various algorithms have been developed in the last years to determine the source distribution responsible for the electrical potential anomalies recorded at the ground surface. Of course, like any potential field problem, the inverse problem is ill-posed and suffers from nonuniqueness of the solution. To remove this nonuniqueness, the maximum of information regarding the physical process at play and the combination of self-potential with other nonintrusive techniques or in situ sources of information in boreholes is of course welcome.

[3] Recently, research scientists have been interested in developing interpretation schemes that could be applied to the electrical field recorded during pumping tests [e.g., Titov

¹Now at Institute of Methodologies for Environmental Analysis, Institute of Methodologies for Environmental Analysis, Consiglio Nazionale delle Ricerche, Potenza, Italy.

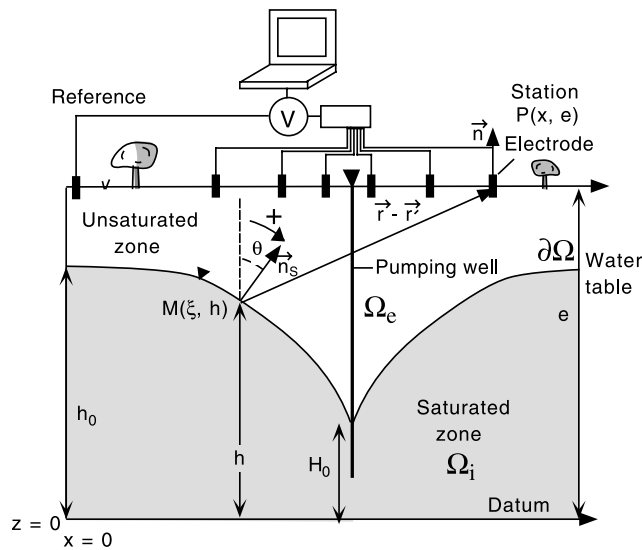


Figure 1. Monitoring of the electrical response associated with a depression cone of an unconfined aquifer. The reference electrode is taken as far as possible from the pumping well. Two electrokinetic contributions are associated with pumping. The former is associated with the shape of the water table, while the second is directly associated with the pumping. These two contributions are expected to generate positive self-potential anomalies at the ground surface. In addition to these electrokinetic contributions, the metallic casing of the borehole can be responsible for static negative self-potential anomalies associated with corrosion of the metallic casing (electro-redox component).

et al., 2002]. For example, *Revil et al.* [2003a] and *Darnet et al.* [2003] analyzed the data by *Bogoslovsky and Ogilvy* [1973] in order to determine the piezometric level distribution and the hydraulic conductivity of the subsoil. However, there is a notorious lack of information regarding the field data described by *Bogoslovsky and Ogilvy* [1973] to test the models. The same is true of the equally interesting contour data shown by *Semenov* [1980, Chapter XI]. A number of other investigators have addressed the calculation of the self-potential response of a pumping well [e.g., *Friberg*, 1996; *Wilt and Butler*, 1990; *Sheffer*, 2002; *Sheffer and Howie*, 2001, 2003]. However, most of these studies used very simple assumptions (a point flow source or sink in a uniform half-space) and did not investigated the relaxation phase following the shutdown of the pump.

[4] Clearly, additional field measurements are crucially needed to push these ideas one step further. The basic idea underlying these investigations is as follows. Pumping tests, with a set of monitoring piezometers, represent the most common method to determine the flow and transport properties of rocks and sediments in the shallow subsurface of the Earth [e.g., *Domenico and Schwartz*, 1997]. However, their main drawback is the high cost of piezometers and the fact that the observed response is perturbed by the presence of the boreholes themselves as, indeed, a borehole represents a highly permeable vertical flow pathway that perturbs the hydraulic response (even for cased wells). In addition, the scarcity of the data calls for some additional information that could be added to the pure hydrogeological

information to obtain a better representation of the hydraulic properties [e.g., *Cassiani and Christakos*, 1998]. Consequently, the reliability and interpretation of piezometric data often are problematic. On the other hand, self-potential measurements necessitate a set of nonpolarizable electrodes placed at the ground surface. There are two advantages in these measurements: (1) the self-potential method is nonintrusive and (2) the sensor, i.e., the electrode, is cheap. Therefore it is possible to use a large number of sensors at the ground surface, which is a very important advantage from the viewpoint of inverse theory and stochastic estimation techniques.

[5] In this paper, we present a new analytical solution to the coupled hydroelectric problem associated with a pumping test (section 2). New field data are presented from a test site located in Calabria (southern Italy) (section 3). The test was performed in July 2003 and includes both the monitoring of the piezometric response together with the electrical response. The results open exciting perspectives regarding our possibility to monitor groundwater flow using the self-potential method. The validation of the underlying physics has many other applications in the areas of potential electromagnetic precursors of earthquakes [e.g., *Corwin and Morrison*, 1977; *Fujinawa et al.*, 2002] and volcanic eruptions [e.g., *Revil et al.*, 2003b, 2004]. In both cases, fluid flow could be associated with (thermo) hydromechanical coupling and in turn is responsible for electromagnetic disturbances that can be recorded at the ground surface of the Earth. However, these topics remain rather controversial.

2. Theory

[6] In this section, we provide a model linking self-potential signals to groundwater flow in both the steady state pumping conditions and during the relaxation of transient recovery condition after the shutdown of the pump. These models will be used to interpret field data in section 3.

2.1. Constitutive and Continuity Equations

[7] In an isotropic porous material, the total electrical density $\mathbf{J}$ is the sum of a conductive current, described by the Ohm's law, and a net (or driving) source current density $\mathbf{J}_S$, which is associated with the pore fluid pressure field [e.g., *Sill*, 1983],

$$\mathbf{J} = -\sigma(\nabla\varphi - C\nabla p) \quad (1)$$

$$C \equiv -L/\sigma, \quad (2)$$

where φ is the electrical potential (in V), σ is the electrical conductivity (in S m^{-1}) (granular sediments [e.g., *Revil et al.*, 1998]), C is the classical electrokinetic coupling coefficient (expressed in V Pa^{-1}), L is an electrokinetic coupling term [e.g., *Fitterman*, 1978, 1979; *Revil et al.*, 2003a], and $\mathbf{J}_S = \sigma C \nabla p$ is the electrokinetic current density (in A m^{-2}), which acts as a source term for electromagnetic disturbances in the Maxwell equations. We note Ω_i and Ω_e the internal and external volumes of the source body in which fluid flow occurs, and $\partial\Omega$ the boundary between Ω_i and Ω_e (Figure 1). Using the constitutive equation (1) and

the continuity equation $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ (conservation of charge in the quasi-static limit), we obtain

$$\nabla \cdot (\sigma \mathbf{E}) = \mathfrak{S} \quad (3)$$

$$\mathfrak{S} = -\nabla \cdot (C \sigma \nabla p) = \nabla L \cdot \nabla p + L \nabla^2 p, \quad (4)$$

where $\mathbf{E} = -\nabla \varphi$ represents the electrical field in the quasi-static limit of the Maxwell equations and $\mathfrak{S}$ (in A m^{-3}) represents the volumetric density of current source [e.g., Furness, 1992].

[8] In the zone of saturation, the driving force for groundwater flow is the hydraulic head h related to the elevation head z and to the pressure head, $\psi \equiv p/\rho_f g$, by $\psi = h - z$ [e.g., Domenico and Schwartz, 1997]. The electro-osmotic contribution to groundwater flow is orders of magnitude smaller than the pressure head contribution in most rocks in absence of external sources of electrical field [e.g., Sill, 1983]. Neglecting this contribution, the fluid flow is governed by the classical diffusion equation [e.g., Domenico and Schwartz, 1997, chapter 4]

$$\nabla^2 h - \frac{S_s}{K} \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{Q}{K} \quad (5)$$

$$S_s = \rho_f g (\beta_p + \phi \beta_f), \quad (6)$$

where $K = k_f g / \eta_f$ is the hydraulic conductivity (in m s^{-1}), S_s is the specific storage (in m^{-1}), β_p is the pore compressibility, and β_f is the pore water compressibility [Domenico and Schwartz, 1997, Chapter 4]. Therefore the volumetric density of current source is simply

$$\mathfrak{S} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_s \quad (7)$$

$$\mathfrak{S} = \rho_f g [\nabla L \cdot \nabla h + L \nabla^2 h]. \quad (8)$$

In sections 2.2 and 2.3 we investigate separately the situations for steady state pumping conditions and for the relaxation of the phreatic surface, respectively.

2.2. Pumping Test in Steady State Conditions

[9] In this case we consider our aquifer as unconfined. In steady state conditions for a pumping well, the first term of the volumetric current in equation (8) is zero as L is constant through the water table. Indeed, in this situation the phreatic surface is a streamline and the gradient of the piezometric head is parallel to the piezometric surface. Using equation (8) and $\nabla L \cdot \nabla h = 0$, we obtain in steady state conditions $\mathfrak{S} = \rho_f g L \nabla^2 h$. Under the Dupuit's assumption for an homogeneous unconfined aquifer, the piezometric head $h(r)$ at distance r from the pumping boreholes, for steady radial flow, is [e.g., Verruijt, 1970]

$$h(r) = \left(H_0^2 + \frac{Q}{\pi K} \ln(r/r_0) \right)^{1/2}, \quad (9)$$

where Q is the volumetric pumping rate, H_0 is the hydraulic head in the pumping well, and r_0 is the radius of the pumping well. Using equation (9) and $\mathfrak{S} = \rho_f g L \nabla^2 h$ yields

$$\mathfrak{S}(r) = - \frac{\rho_f g L Q^2}{4\pi^2 K^2 r^2 \left(H_0^2 + \frac{Q}{\pi K} \ln(r/r_0) \right)^{3/2}}. \quad (10)$$

In the geometry shown in Figure 1, the continuity equation becomes

$$\nabla \cdot (\sigma \mathbf{E}) = \begin{cases} \mathfrak{S}(r), & \mathbf{r} \in \Omega_i \\ 0, & \mathbf{r} \in \Omega_e. \end{cases} \quad (11)$$

We assume a constant conductivity distribution in the conductive half-space below the ground surface (Figure 1). The upper half-space above the ground surface is considered to be a good insulator and the boundary condition at the ground surface is $\mathbf{n} \cdot \nabla \varphi = 0$, i.e., the electrical field is everywhere tangential to the ground surface where it is measured. With these assumptions, equation (11) is written as

$$\nabla^2 \varphi = \begin{cases} -\mathfrak{S}(r)/\sigma_i, & \mathbf{r} \in \Omega_i \\ 0, & \mathbf{r} \in \Omega_e, \end{cases} \quad (12)$$

where we do not account for any surface of electrical conductivity discontinuity in the region Ω external to the source volume. According to equation (12), the electrical potential is harmonic outside the source volume. The Green's function of the Poisson equation is solution of,

$$\nabla^2 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r}'), \quad (13)$$

where $\delta(\mathbf{r}')$ represents the Dirac distribution at source point $\mathbf{M}(\mathbf{r}')$. The 3-D and 2-D Green's functions for an homogeneous half-space with no topography are

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (14)$$

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi} \ln(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 \quad (15)$$

in three and two dimensions, respectively. Application of Green's theorem to the previous boundary value problem yields [e.g., Sobolev, 1989, p. 297]

$$\varphi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\sigma_i} \int_{\Omega_i} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathfrak{S}(\mathbf{r}') dV, \quad (16)$$

and the necessary and sufficient condition for this problem to have a solution is

$$\int_{\Omega_i} \mathfrak{S}(\mathbf{r}') dV = \int_{\Omega_i} \nabla^2 h(\mathbf{r}') dV = 0, \quad (17)$$

obtained by the continuity equation for the mass of water in steady state conditions.

[10] The electrical potential can only be measured to a reference electrode (where $\varphi_0 = 0$ by definition). We assume that this reference electrode is outside the “electrical radius of influence” of the pumping well so the reference electrode can be considered to be at infinity. From now, we consider that the casing of the borehole has an infinite conductivity (metallic casing). Assuming the ground being homogeneous, the electrical potential depends only on the distance r from the borehole. Integrating equation (16) yields

$$\varphi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\pi} \int_{\Omega_i} \frac{\rho_f g L Q^2 r' d\theta dz}{4\pi^2 K^2 \sigma_i r'^3 \left[H_0^2 + \frac{Q}{\pi K} \ln(r'/r_0) \right]^{3/2}}, \quad (18)$$

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_{R_b}^r \int_{Z-h(r')}^Z \frac{C' Q^2 dr' dz}{4\pi^2 K^2 r'^2 \left[H_0^2 + \frac{Q}{\pi K} \ln(r'/r_0) \right]^{3/2}}, \quad (19)$$

$$\varphi(\mathbf{r}) = \left(\frac{C' Q^2}{4\pi^2 K^2} \right) \int_{R_b}^r \frac{dr'}{r'^2 \left[H_0^2 + \frac{Q}{\pi K} \ln(r'/r_0) \right]}, \quad (20)$$

where R_b is the borehole radius and $C' \equiv (\partial\varphi/\partial h)_{\mathbf{J}=0} = -\rho_f g L/\sigma$ is the electrokinetic coupling coefficient associated with pressure head variations (in V m^{-1}). In the Dupuit approximation, the drawdown is relatively small. If we neglect the drawdown, the electrical potential response is given by the following first-order approximation:

$$\varphi(r) \approx -\frac{1}{r} \left(\frac{C' Q^2}{4\pi^2 K^2 H_0^2} \right). \quad (21)$$

This solution is similar to that obtained for a fully penetrating well (e.g., a line fluid sink or source). This provides a new analytical solution to determine the self-potential signals associated with pumping in a metallic cased well. Note that the electrical response diverges at $r = 0$ as we have assumed that the electrical conductivity of the casing of the borehole is infinite. Because the electrokinetic coupling coefficient C' is generally negative, the resulting self-potential anomaly around the pumping well is expected to be positive according to equation (21). In addition this model predicts that the self-potential is inversely proportional to the inverse of the hydraulic conductivity square. Therefore the method is expected to be quite sensitive to the equivalent permeability of the aquifer if not to the permeability distribution.

2.3. Recovery Test

[11] We look now for the electrical response associated with the relaxation of the phreatic surface when the pump is shutdown. In this case, the measured electrical potential at

the observation point P is [Fournier, 1989; Birch, 1993, 1998; Revil et al., 2003a]

$$\varphi(\mathbf{r}) \approx \frac{C'}{2\pi} \int_{\partial\Omega} h(\mathbf{r}') \left(\frac{\mathbf{n}_S(\mathbf{r}') \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \right) dS, \quad (22)$$

where the electrokinetic coupling coefficient in the vadose zone can be neglected. According to equation (22), each element of the water table can be seen as a small dipole with strength proportional to the piezometric level. If the water table variation is relatively small and if the solid angle from which the water table (i.e., the source surface) is seen from the observation point P is approximately equal to 2π (in three dimensions), we obtain from equation (22) a first-order (and very simple) linear approximation on the form

$$\delta\varphi(\mathbf{r}) \approx C'(h(\mathbf{r}) - h_0), \quad (23)$$

where h_0 is the hydraulic head where the reference electrode is taken. After the shutdown of the pump and according to equation (23), the electrical potential is proportional to the piezometric level. In transient conditions, we consider our aquifer as confined. So the residual drawdown, at a fixed point, is given by [Domenico and Schwartz, 1997, chapter 6, p. 114]

$$\delta s \equiv h_0 - h = \frac{2.3Q}{4\pi T} \log\left(\frac{t}{t'}\right), \quad (24)$$

where h_0 is the initial hydraulic head, T is the hydraulic transmissivity, t' is the time since pumping stopped, $t = t' + \delta t$ is the time since pumping started, and δt is the duration of the pumping test ($\delta t = 5854.7$ min here). Therefore, under the validity of the assumptions underlying equations (23) and (24), the electrical potential is given by

$$\delta\varphi = -\frac{C' 2.3Q}{4\pi T} \log\left(\frac{t}{t'}\right) \quad (25)$$

and can be used, in principle, as a proxy for the direct measurements of the piezometric surface. This idea will be tested in section 3.4.

3. Field Experiment

[12] The test site is located near the town of Montalto Uffugo, in the region of Calabria in Southern Italy. The precise location of the field is given by *Troisi et al.* [2000] and will not be repeated here. The experiment consisted in a classical pumping test in which the piezometric response was recorded in a set of monitoring piezometers (see location in Figure 2). We also measured the electrical response at the ground surface with a monitoring network of 53 electrodes connected to a multimeter and a reference electrode (Figures 3 and 4).

3.1. Geological Setting and Description of the Experiment

[13] The geology of the test site can be divided in four geological formations (Figure 2). Heterogeneous gravels in a silty sand matrix (formation A) compose the first forma-

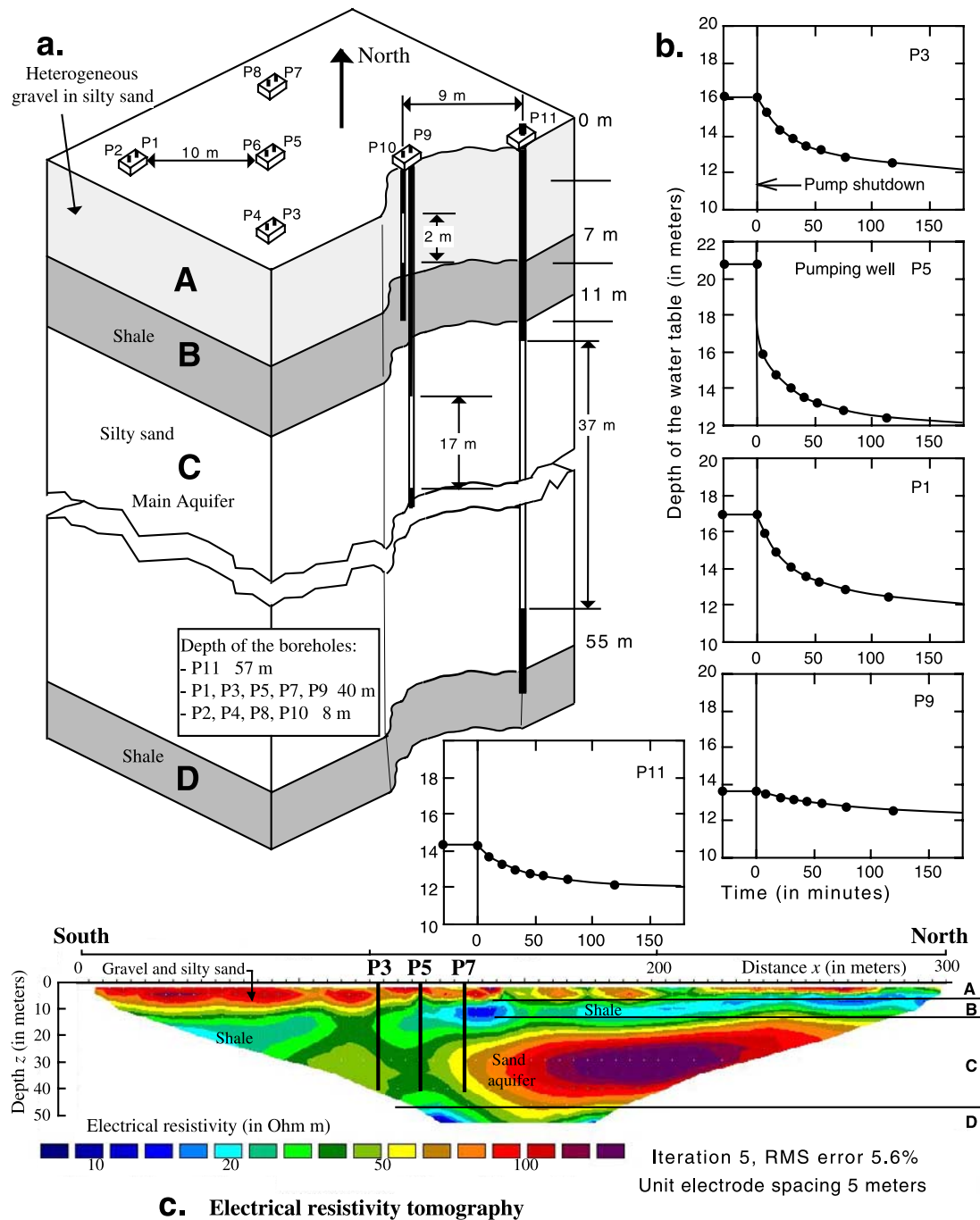


Figure 2. Sketch of the test site. (a) The test site comprising five monitoring units, each unit being composed of a 40 m deep well plus a 10 m deep piezometer. The central monitoring unit (P5 is the pumping well) is surrounded by four monitoring units created in June 1993. An additional borehole coded P11 was drilled in October 1997 to a depth of 57 m. Borehole P11 penetrates the shale unit underlying the confined aquifer. (b) Relaxation of the phreatic surface after the shutdown of the pump. (c) Electrical resistivity tomography distinctly showing the different geological formations. The shale appears with a low electrical resistivity due to the high interfacial (surface) conductivity associated with the high cation exchange capacity. The tomography also shows the heterogeneity of the main aquifer. In the main aquifer, the higher the resistivity, the lower the hydraulic conductivity.

tion. This formation extends from the ground surface to a depth of ~ 7 m. The second formation is a shale layer (formation B in Figure 2, from ~ 7 to ~ 11 m). The third formation bears the main aquifer investigated in this paper and is composed by a silty sand layer (layer C, from 11 to

55 m). The deepest formation is the shale substratum (formation D) (Figure 2). A shallow perched aquifer is sometimes present during part of the year in formation A. This was the case at the time of our experiment but the drawdown is below (not above) the shale layer.

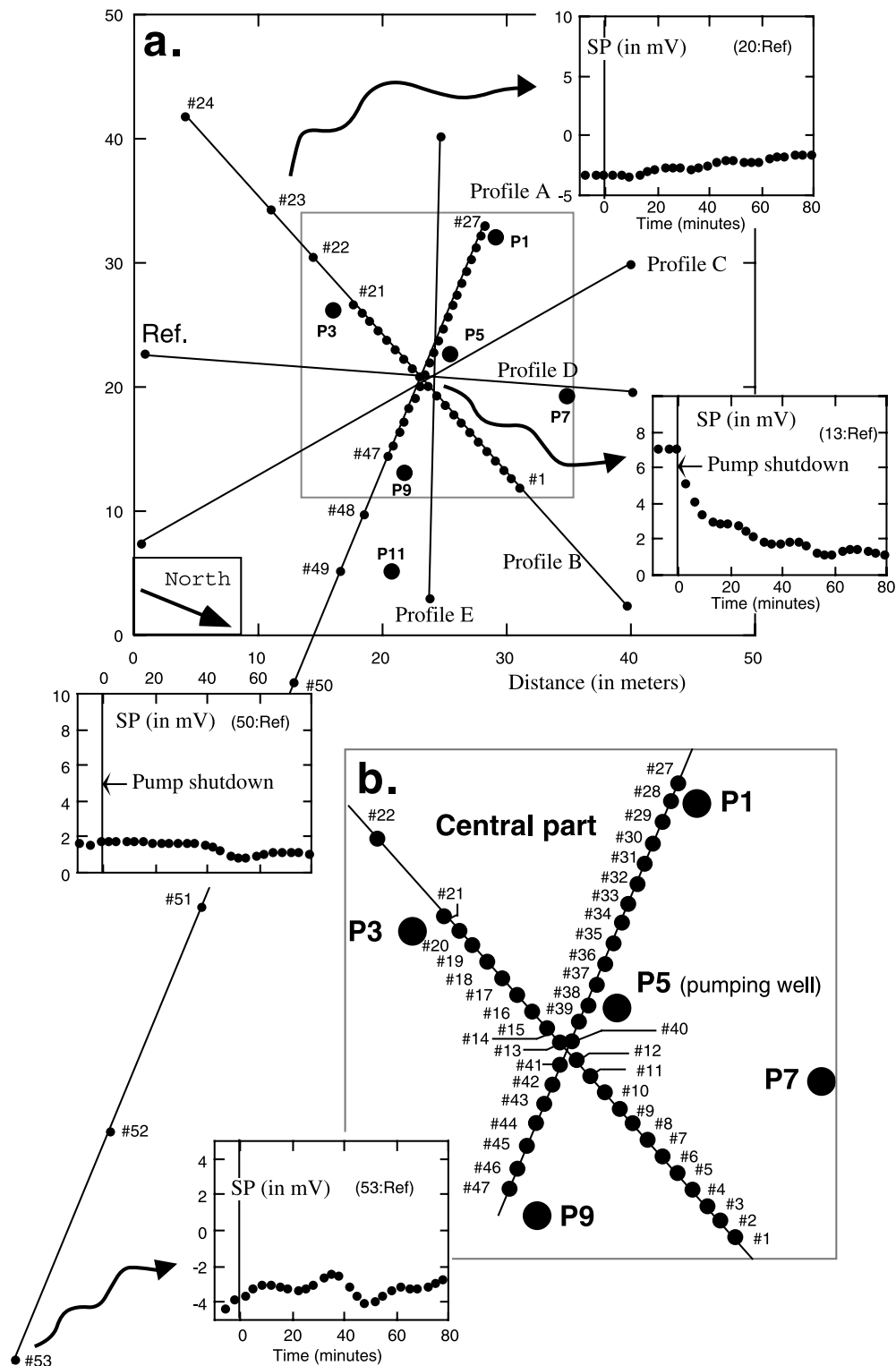


Figure 3. Position of the electrodes during the monitoring experiment (view from above). (a) Overall view of the acquisition network of electrodes. (b) Magnification of the electrode network in the vicinity of the pumping well. P5 is the pumping well, and P1, P3, P7, P9, and P11 are the monitoring piezometers. Some typical self-potential variations are also shown at different electrodes located at different distances from the pumping well ("Ref" is the reference electrode used during the measurements).

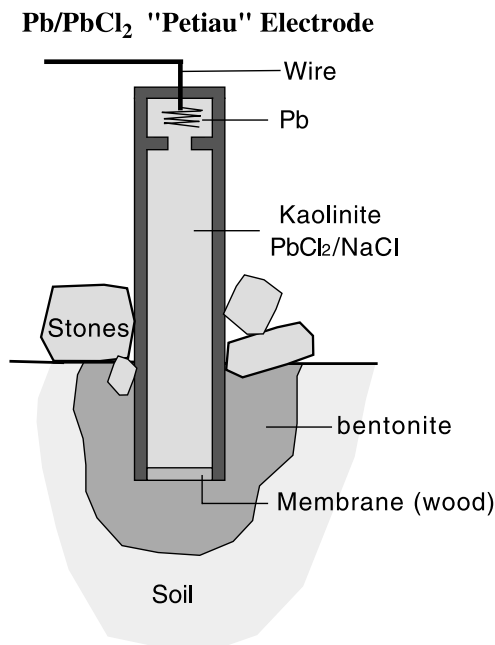


Figure 4. Self-potential monitoring station. Each station is composed of a Pb/PbCl₂ electrode placed in a small hole filled with a bentonite mud. The high electrical conductivity of bentonite and its very low hydraulic conductivity insure good electrical contact and constant moisture conditions during the experiment. Some stones are placed around the electrodes to decrease the dryness of the mud by direct contact with the sunlight.

[14] Ten boreholes (two boreholes per monitoring location) have been drilled at this test site. They are numbered P1 to P10 and they have all a metallic casing. The locations of the boreholes are shown in Figure 2. Each pair includes a borehole reaching a depth of 8 m (i.e., reaching the shallow perched groundwater) and a second borehole reaching a depth of 40 m and is therefore connected to the aquifer of interest. Moreover, there is an additional borehole coded P11 and located 19 m from the central well P5 and reaching the impervious bottom of the main aquifer (Figure 2). The diameter of the pumping well is 20 cm.

[15] The experiment was performed in July 2003. Prior the experiment, pressure sensors were placed in the monitoring piezometers (except in P5) to record the hydraulic head every 5 min during the pumping test experiment. The piezometric levels were also measured directly during the course of the experiment. The pumping experiment involved the main aquifer and was performed to obtain a steady state drawdown of several meters below formation B (i.e., above the upper shale layer). The pumping rate Q was equal to 2.7 L s^{-1} in P5, achieving the steady state conditions in ~ 4 days. In steady state conditions, pressure sensors located into the boreholes provided directly the depth of the water table.

[16] The monitoring of the self-potential signals was carried out using 53 nonpolarizable Pb/PbCl₂ "Petiau" electrodes manufactured by SDEC in France (see *Perrier et al.* [1997] and *Petiau* [2000] for analysis of the stability of these electrodes). The electrodes were located along two profiles crossing each other in the vicinity of the pumping

well (Figure 3). One electrode was used as a fixed reference station (Ref) in the field (Figure 3). To have uniform ground contact conditions for all electrodes, we dug small holes (around 10 cm deep), filled with a salty bentonite mud and covered with several small stones in order to keep the moisture conditions high during the whole monitoring experiment (the day of the experiment was very hot) (Figure 4). All electrodes were connected with a high internal impedance ($>10 \text{ Gohm}$) multimeter (Keithley 2701) (Figure 1). The multimeter was interfaced to a notebook computer to observe the data acquisition in real time. The data were acquired automatically with a time step of 1 min. Recording of self-potential signals starts at 1017 LT. The pump was shut off at 1038 LT and the monitoring was performed during several hours.

[17] Note that if the electrodes do not experience the same temperature, a small potential drift can occur due to a thermoelectric effect. According to the supplier (SDEC), the temperature drift of the Petiau electrodes is $0.2 \text{ mV}^\circ\text{C}$. So a temperature difference of 5°C can be responsible for a self-potential drift of 1 mV, which is a substantial value when compared with the strength of the electrokinetic component associated with groundwater flow and described below ($<10 \text{ mV}$). This explains why great care should be taken when placing the electrodes in the field especially regarding their exposure to sunlight. The electrode readings also can be affected by drying of the surrounding soil and by precipitations. Covering each of the electrodes with small, inverted styrofoam, weighted down by small stones, helps to reduce these effects (R. Corwin, personal communication, 2004).

3.2. Results

[18] Before the monitoring experiment, we performed a self-potential map while the pumping was operating in steady state conditions (profiles A to E, Figure 3). The results are shown in Figure 5a. We performed a similar map at the end of the experiment after the relaxation of the phreatic surface (Figure 5b). The two maps show two quite strong ($\sim 80 \text{ mV}$ in magnitude) negative self-potential anomaly centered at wells P5 and P9 with smaller signals on the other wells except P11. The static self-potential map was roughly the same during steady state pumping conditions and at the end of the experiment. This excludes that the main contribution to this signal was due to groundwater flow and electrokinetic coupling. Because the standard deviation for the measurements in doing such a static self-potential map is high (5 mV in the present case), we can expect that the self-potential signals associated with groundwater flow to be much smaller than the amplitude of this signal.

[19] To understand the origin of these static self-potential anomalies, we must recall that self-potential anomalies are caused usually by two different charging mechanisms occurring in the subsurface of the Earth. A general theory of current source density has been obtained recently by *Revil and Leroy* [2004]. The first source is related to groundwater flow (electrokinetic contribution), while the second contribution is associated with oxido-reduction processes (electro-redox contribution). This second contribution is due to corrosion of the metallic casing of the boreholes, which can be helped by the presence of biofilms.

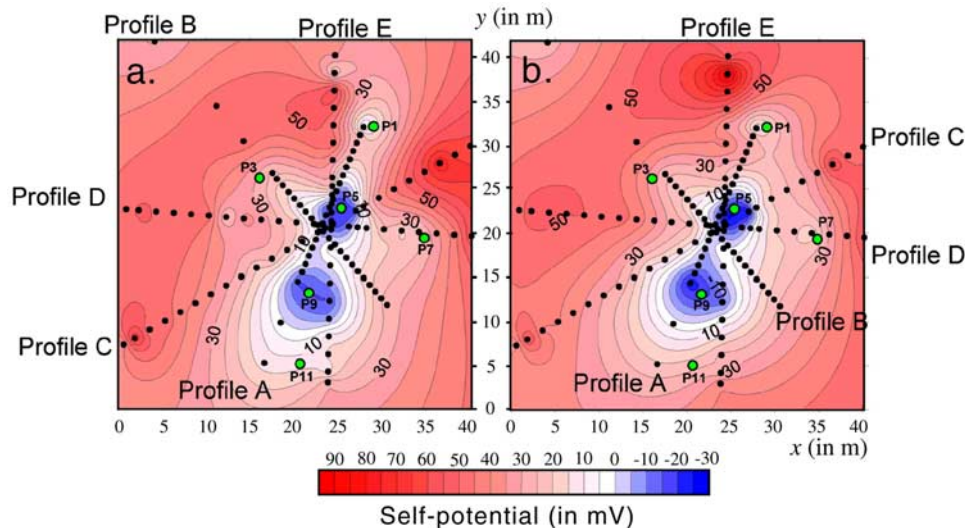


Figure 5. Self-potential maps (a) during the pumping test (steady state conditions) and (b) after the pump shutdown at the end of the relaxation of the phreatic surface. The small black circles indicate the position of the measurement points. For each location, a small hole was dug and filled with bentonite mud to improve the contact between the electrode and the ground. The main source of the signal is an electro-redox contribution, which is known to produce negative self-potential signals. The electrokinetic component is 1 order of magnitude smaller than this contribution. Note that all the boreholes drilled in 1993 exhibit some negative self-potential anomalies (with differing extent), while well P11, drilled later in 1997, does not seem to show any static self-potential anomalies (note that the reference for the maps is arbitrarily taken close to piezometer P1). Finally, the difference between the data sets of Figures 5a and 5b cannot be compared with those of Figure 11 as the standard deviation associated with self-potential mapping ($\sim 5\text{--}10\text{ mV}$) is too high by comparison with the strength of the electrokinetic contribution ($< 8\text{ mV}$).

Typically the redox contribution is responsible for strong negative self-potential anomalies [e.g., *Frischknecht et al.*, 1983; *Corwin*, 1989; *Naudet et al.*, 2003, 2004]. The redox mechanism by *Sato and Mooney* [1960] presents a plausible source for self-potential anomalies around vertical metallic conductors located into the ground.

[20] As *Naudet et al.* [2003], we look for separating the two self-potential contributions. One may ask if it would be ever possible to observe the electrokinetic component. The response to this question was partly answered by *Revil et al.* [2002], who observed that during a self-potential monitoring experiment, the signal-to-noise ratio of the potential change exceeded by two orders of magnitude the signal-to-noise ratio of the static self-potential map. Indeed, metallic (and other) noise sources are very common in areas where streaming potential surveys are conducted. Therefore it is always best, when possible, to conduct the self-potential surveys under at least two different flow conditions (e.g., full flow versus no flow for a well field, high water level versus low water level for a dam). So despite the modest amplitude of the electrokinetic contribution ($< 10\text{ mV}$, see below), it is possible to observe this contribution quite well in the field as shown next.

[21] The monitoring network of electrodes was activated at 1017 LT. The pump was shutdown at 1038 LT and the electrical response was monitored during 3 hours ($180'$) as stated above. The experiment was stopped at 1333 LT when the water level was assumed to have reached formation B. By definition there is no electrokinetic contribution at the end of the experiment. Therefore, for each electrode, we can

take a temporal reference at 1333 LT. In other words, this means that the electrical potential is set up to zero at that time (this would remove the redox component and reduce the static noise by assuming that these sources do not depend on time by comparison with the duration of the experiment). Of course, this step is not sufficient to remove entirely the noise.

[22] We observed a lot of spikes in the temporal series. These spikes were probably due to telluric currents and induction effects in the cables. To remove the spikes in the temporal series, we used a Fourier transform and a low-pass filter but by keeping the whole amplitude of the low-frequency self-potential variations. All these operations can be summarized by the flowchart of Figure 6. In Figures 7 and 8, we show the variations of the filtered electrical potentials recorded at some electrodes close to some piezometers for which the variations of the depth of the water table were measured. Note the concomitant variations of both the electrical potential and piezometric level as a function of time. This indicates unambiguously that part of the recorded electrical signal is associated with relaxation of the phreatic surface.

[23] We have also determined the difference of the electrical potential before the pump shutdown and that measured three hours after the pump shutdown for each electrode. In Figure 9, we have plotted these differences as a function of the piezometric head difference. We observe that except for piezometer P9, all the data exhibit a linear trend with an apparent coupling coefficient equal to -0.8 mV m^{-1} .

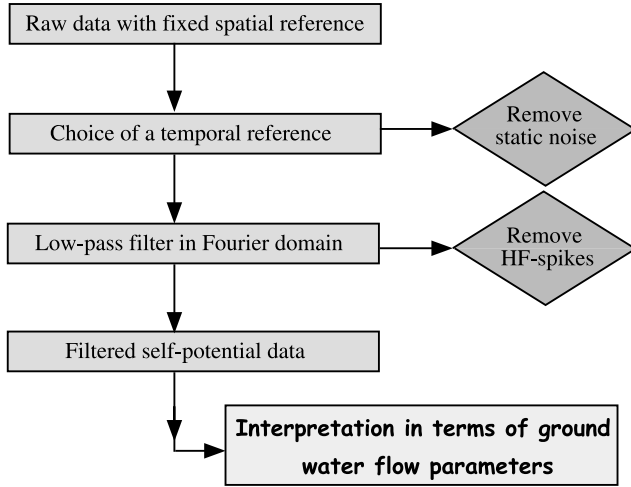


Figure 6. Flowchart used for the interpretation of the self-potential data in terms of groundwater flow parameters. To remove the high-frequency (HF) variations observed in the temporal sequences and attributed to telluric currents (or induction currents in the cables), we used a fast Fourier transform (FFT) and a low-pass filter. Then, by applying an inverse Fourier transform, we come back to the temporal domain.

3.3. Determination of the Equivalent Transmissivity

[24] To determine the equivalent homogeneous transmissivity and storage, we can apply the Theis solution to fit all the drawdown data sets obtained from the pumping test experiments. In this paper, we used a nonlinear least squares method [e.g., Tarantola and Valette, 1982] to invert the parameters of the Theis equation. This method is based on the minimization of the following cost function $\chi^2(\mathbf{a})$:

$$\text{Min}\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{t_{\max}} \left(\frac{h_{ij} - \hat{h}_{ij}}{\sigma_{ij}} \right)^2, \quad (26)$$

$$h_{ij} \equiv h_i^0 - w_{ij}, \quad (27)$$

$$\hat{h}_{ij} \equiv h_i^0 - \hat{w}_{ij}, \quad (28)$$

where the index $i \in \{1, \dots, n\}$ represents the observation well numbers ($n = 5$ here), the index j denotes the time index of the drawdown data $j \in \{1, \dots, t_{\max}\}$, h_{ij} are the observed hydraulic heads during the pumping test in the observation well i at time j , $\hat{h}_{ij}$ are the hydraulic heads determined by means of Theis solution, w_{ij} and $\hat{w}_{ij}$ are the associated drawdowns, and σ_{ij} are the measurements errors (standard deviation) of the i th data point at time j , presumed to be known. To calculate $\hat{w}_{ij}$, we use the Theis equation [e.g., Verruijt, 1970]:

$$\hat{w}_{ij} = \frac{Q}{4\pi T} W\left(\frac{r_i^2 S}{4Tt_j}\right) \quad (29)$$

$$\hat{w}_{ij} \frac{Q}{4\pi T} \left[-0.5772 - \ln\left(\frac{r_i^2 S}{4Tt_j}\right) + \left(\frac{r_i^2 S}{4Tt_j}\right) - \frac{1}{2.2!} \left(\frac{r_i^2 S}{4Tt_j}\right) + \dots \right], \quad (30)$$

where $W(u)$ is the Hantush well function. It follows from equations (26) and (30) that the cost function depends on r , t , T and S . Sufficiently close to the minimum, we expect that the cost function $\chi^2(\mathbf{a})$ can be approximated by the quadratic form

$$\chi^2(\mathbf{a}) = \chi^2(\mathbf{a}_i) + (\mathbf{a} - \mathbf{a}_i) \cdot \nabla \chi^2(\mathbf{a}_i) + \frac{1}{2} (\mathbf{a} - \mathbf{a}_i) \cdot \nabla^2 \chi^2(\mathbf{a}_i) \cdot (\mathbf{a} - \mathbf{a}_i). \quad (31)$$

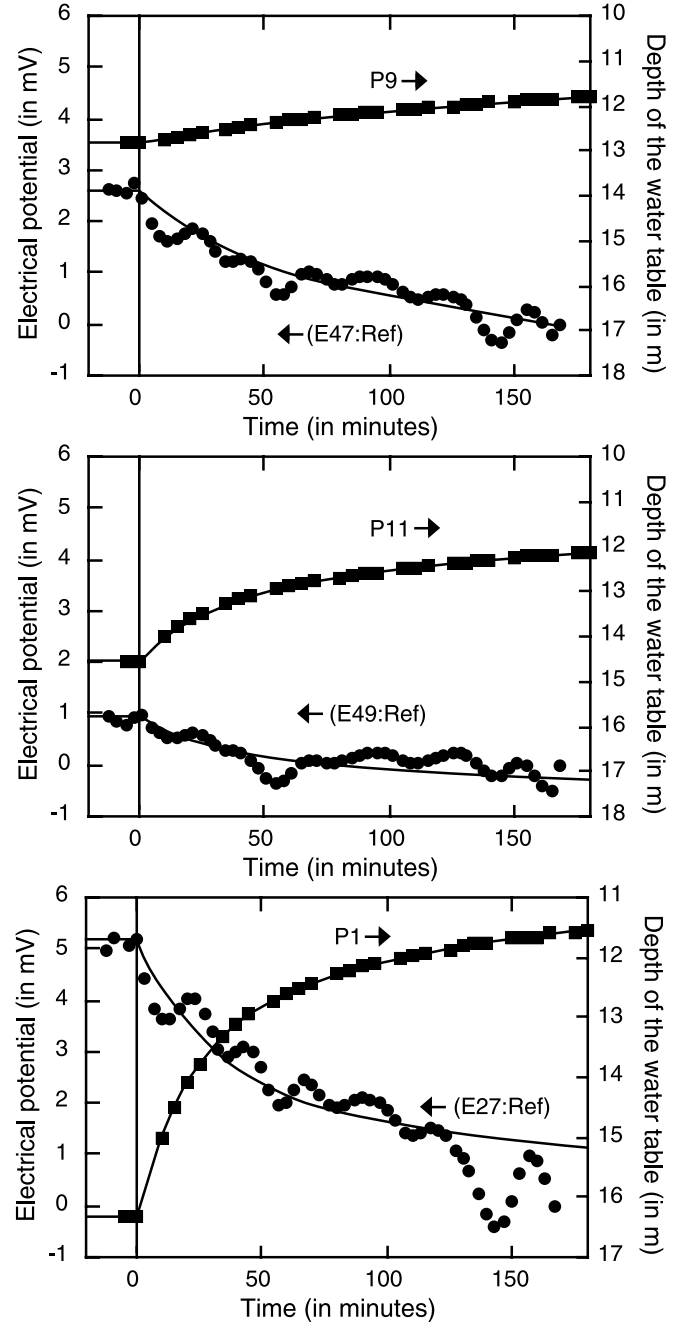


Figure 7. Variation of the self-potential with time for a selection of electrodes at different distances from the pumping well. Only a fraction of the data is shown. The time $t = 0$ indicates the shutdown of the pumping well. The “eye-guiding” curves are second-order polynomial fits of the data after the shutdown of the pump. The position of the reference electrode (Ref) is shown in Figure 3.

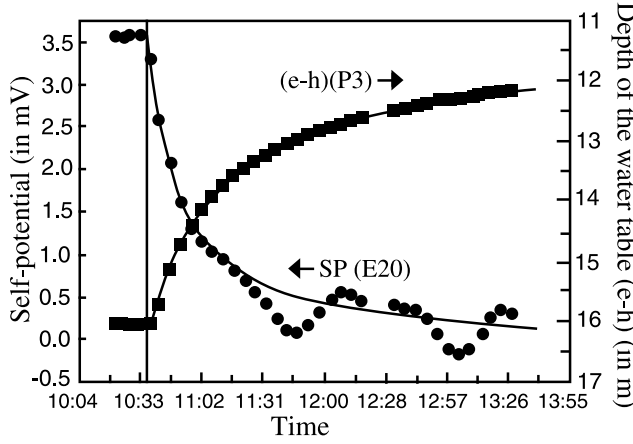


Figure 8. Comparison between the evolution of the depth of the water table ($e-h$) at piezometer P3 and the self-potential recorded at electrode E20. For the electrical potential, the final recorded values at the end of the experiment are used to define a temporal reference used to determine the electrical potential distribution during steady state pumping conditions. At $t = 1038$ LT, the pump was shutdown. This time corresponds to the end of the steady state conditions and beginning of the relaxation of the phreatic surface toward its equilibrium state. The reference is shown at Figure 3.

[25] To find the minimum of the cost function, we can differentiate the function with respect to $\mathbf{a}$ and set the result equal to zero. This yields

$$\nabla \chi^2(\mathbf{a}) \cong \nabla \chi^2(\mathbf{a}_i) + (\mathbf{a} - \mathbf{a}_i) \cdot \nabla^2 \chi^2(\mathbf{a}_i) = 0 \quad (32)$$

$$\nabla \chi^2(\mathbf{a}_i) + (\mathbf{a} - \mathbf{a}_i) \cdot [\mathbf{H}] = 0, \quad (33)$$

where $[\mathbf{H}]$ is the Hessian matrix of the cost function at $\mathbf{a}_i$. The step, $(\mathbf{a} - \mathbf{a}_i)$, to the next iteration point will be the solution of

$$(\mathbf{a} - \mathbf{a}_i) \cdot [\mathbf{H}] = -\nabla \chi^2(\mathbf{a}_i). \quad (34)$$

We want to determine the values of the transmissivity T and the storage S that minimizes the cost function, so we have

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial T} = -2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{t_{\max}} \left[\frac{(h_{ij} - \hat{h}_{ij})}{\sigma_{ij}} \right] \frac{\partial \hat{h}_{ij}}{\partial T} \quad (35)$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial S} = -2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{t_{\max}} \left[\frac{(h_{ij} - \hat{h}_{ij})}{\sigma_{ij}} \right] \frac{\partial \hat{h}_{ij}}{\partial S}. \quad (36)$$

Taking an additional partial derivative gives

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial T_k \partial T_l} = & -2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{t_{\max}} \frac{1}{\sigma_{ij}^2} \left[\frac{\partial \hat{h}_{ij}(\mathbf{a}_i)}{\partial T_k} \frac{\partial \hat{h}_{ij}(\mathbf{a}_i)}{\partial T_l} \right] \\ & - \left[h_{ij} - \hat{h}_{ij}(\mathbf{a}_i) \right] \frac{\partial^2 \hat{h}_{ij}(\mathbf{a}_i)}{\partial T_k \partial T_l}, \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial S_k \partial S_l} = & -2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{t_{\max}} \frac{1}{\sigma_{ij}^2} \left[\frac{\partial \hat{h}_{ij}(\mathbf{a}_i)}{\partial S_k} \frac{\partial \hat{h}_{ij}(\mathbf{a}_i)}{\partial S_l} \right] \\ & - \left[h_{ij} - \hat{h}_{ij}(\mathbf{a}_i) \right] \frac{\partial^2 \hat{h}_{ij}(\mathbf{a}_i)}{\partial S_k \partial S_l}. \end{aligned} \quad (38)$$

If we start with a guessed value of T and S and we define

$$\mathbf{H}_{kl}^T \equiv \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial T_k \partial T_l}, \quad (39)$$

$$\mathbf{H}_{kl}^S \equiv \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial S_k \partial S_l}, \quad (40)$$

$$\mathbf{D}_l^T \equiv \frac{\partial \chi^2}{\partial T_l}, \quad (41)$$

$$\mathbf{D}_l^S \equiv \frac{\partial \chi^2}{\partial S_l}, \quad (42)$$

the improvement of the next step, ΔT and ΔS , is given by the solution of the following equations:

$$\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{t_{\max}} \mathbf{H}_{ij}^T \Delta T = \mathbf{D}_i^T \quad (43)$$

$$\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{t_{\max}} \mathbf{H}_{ij}^S \Delta S = \mathbf{D}_i^S. \quad (44)$$

Then, the increments ΔT and ΔS can be added to the guess (a priori) values of T and S and used to reevaluate the

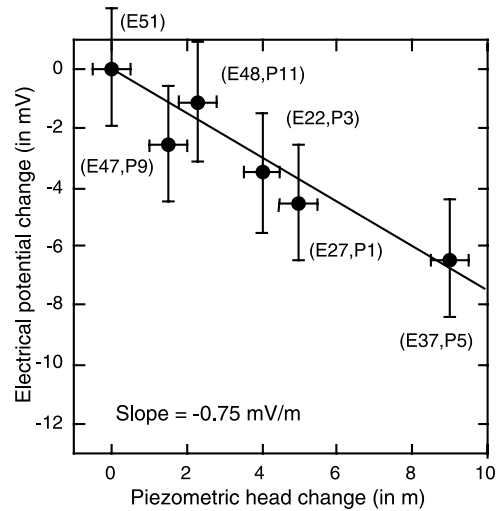


Figure 9. Self-potential change versus piezometric change during the relaxation of the phreatic surface. We use the electrodes close to each piezometer including the pumping well.

Table 1. Transmissivity and Storage Coefficient by Means of the Nonlinear Least Squares Method

Pumping Well 5	Observation Wells					Equivalent Parameters
	Well 1	Well 3	Well 7	well 9	Well 11	
$T (10^{-4}), \text{m}^2 \text{s}^{-1}$	1.04	1.05	1.13	1.52	1.30	1.22
$S (10^{-3})$	7.3	6.8	3.2	11.7	2.5	4.9

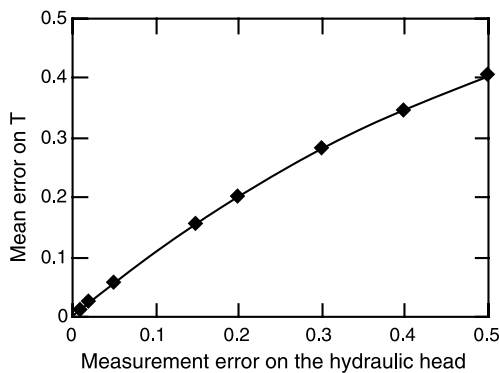
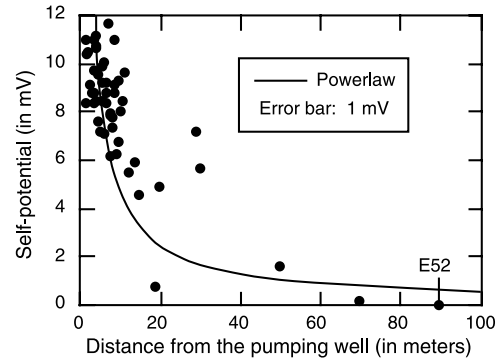
simulated head $\hat{h}$. If the cost function given by equation (26) does not meet a given criterion of convergence, the procedure is repeated until a fixed number of iteration or until the criterion is finally reached. Applying this numerical procedure to the present pumping test, we obtain the transmissivities and storativities reported in Table 1.

3.4. Uncertainty Analysis

[26] The inverse method proposed in the previous section was implemented to utilize all information available in a pumping test with several observation wells. In fact, our method minimizes the square mean error between the measured drawdowns in all observation wells and the theoretical drawdowns obtained by means of the Theis solution (equation (30)). It is well noted that Theis solution implies the hypothesis of homogenous and isotropic porous media. On the other hand, in a natural aquifer its characteristic properties vary over a few orders of magnitude. Extensive tabulations of data for many different types of aquifers and soils clearly establish that such variations in hydraulic properties are the rule than the exception [e.g., Gelhar, 1993]. In such as approach the transmissivity obtained with the Theis solution has to be considered as an effective transmissivity. Gelhar showed that for a two-dimensional flow, with no trend in mean log conductivity and a statistically isotropic $\ln(K)$ field, the effective conductivity is simply the geometric mean [Gelhar, 1993]

$$K_{ij} = K_g \delta_{ij}, \quad (45)$$

with $i, j = 1, 2$. Otherwise, if we apply the geometric mean on the single transmissivities evaluated for each observation wells, we obtain $T_g = 1.20 \times 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$, which is very close to the equivalent transmissivity obtained with our inverse approach ($T_{\text{eff}} = 1.22 \times 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$). Such as result

**Figure 10.** Mean errors on the hydraulic transmissivity versus the measurement errors as a percentage of hydraulic head observed.**Figure 11.** Variation of the electrical potential with the distance to the pumping well. The electrode E52 is chosen as a reference. In steady state conditions, the electrical potential decreases as the inverse of the distance from the pumping well.

is a confirmation of the validity of the strategy applied to determine effective transmissivity using head observations of all observation wells.

[27] Another source of error could be measurement errors in drawdowns. To investigate the impact of these errors, we generated random drawdowns measurement errors with a mean equals to 2 cm (i.e., the accuracy of the divers used in the pumping test) and a variance that is equal to a specified fraction of the head variance for each observation well. Drawdowns at the monitoring locations were then perturbed with these errors and then were used in the inversion algorithm. Several numerical experiments were conducted to examine the impact of hypothetical measurement errors of the drawdowns on the equivalent transmissivity. Results of the inversion show that the estimate by our inverse method is not sensitive to these errors.

[28] Successively we have perturbed the drawdowns measurement errors as before but with a trend. This trend was evaluated as a percentage of the hydraulic head. Monte Carlo simulations, using 200 random perturbed drawdowns, with a fixed mean and variance and variable trends, were conducted to estimate the errors in the hydraulic transmissivity. In this second case, results show that the estimates are more sensitive to the errors. The effects of trend measurement errors on the hydraulic transmissivity estimates are shown in Figure 10, as we can see, the norm of error grows with the error increases. However, transmissivity error becomes significant only for measurement errors greater than the maximum error admitted for the divers used in the experimental pumping test.

3.5. Interpretation of the Self-Potential Data

[29] We first interpret the data in steady state conditions. We have plotted the electrical potential data as a function of the distance to the pumping well in Figure 11. To draw Figure 11, all the electrical potential data have been referenced at 1333 LT (temporal reference). The application of a power law relationship to these data yields $\varphi(r) \approx 39.63r^{-0.93}$, where the electrical potential is expressed here in mV, r is in meters, and the correlation coefficient is quite low ($R = 0.54$). This relationship can be compared to the relationship developed in section 2, equation (21), which gives $\varphi(r) \approx A/r$, where $A = -C'Q^2/4\pi^2K^2H_0^2$ (such depen-

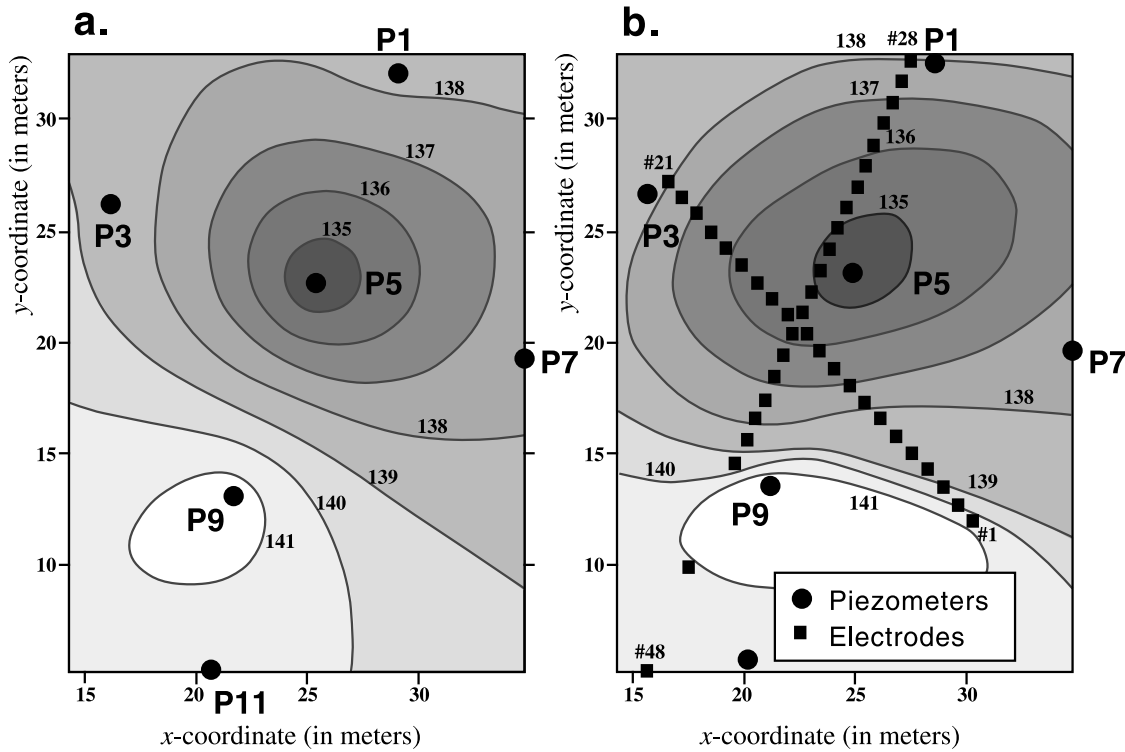


Figure 12. Determination of the piezometric surface in steady state conditions. Comparison between (b) the piezometric surface determined using the piezometric data plus the self-potential data and (a) the piezometric surface determined with only the piezometric data. Note the marked heterogeneity in the vicinity of well P9 (coupling coefficient used -0.8 mV/m, reference electrode E53, time reference 1332 LT).

dence was also observed by P. Gex (personal communication, 2003)). To interpret the data of Figure 11 with this equation, the first point is to determine the value of the electrokinetic coupling coefficient.

[30] The electrokinetic coupling coefficient C' depends mainly on the value of the electrical conductivity of the groundwater according to an empirical relationship developed by *Revil et al.* [2003a] (for an aquifer, the coupling coefficient is relatively independent of the texture of the porous material). We measured the conductivity of the groundwater in the field and we found a value of 0.0915 S m^{-1} at $25^{\circ}C$. Note that this yields a value for the electrical formation factor in the range 5–20 for sands and gravels using the resistivity tomography shown in Figure 2. These range of values are in agreement with the formation factor estimated in a similar aquifer by *Naudet et al.* [2004].

[31] Using the relationship developed by *Revil et al.* [2003a] between the electrokinetic coupling term and the electrical conductivity of the pore water, we obtain $C' = -1.6$ mV m^{-1} . However, if the pore water contains a high proportion of divalent cations like Ca^{2+} , the zeta potential entering the determination of the electrokinetic coupling coefficient is twice as small as that for monovalent cations at the same electrical conductivity of the pore water solution [*Lorne et al.*, 1999]. Therefore we take $C' \approx -0.8$ mV m^{-1} as a representative value for the electrokinetic coupling coefficient in the main aquifer. This value should be considered only as a rough estimate. We note however that this value compares favorably with the

apparent coupling coefficient determined from the data plotted Figure 9.

[32] Taking $A = 39.63$ mV m (determined above), $C' = -0.8$ mV m^{-1} , $H_0 = 20$ m (measured, Figure 2), $Q = 2.7 \times 10^{-3}$ m ^{3} s $^{-1}$, and $K = (-C'Q^2/4\pi^2H_0^2A)^{1/2}$ yields a hydraulic conductivity equal to 2.2×10^{-6} m s $^{-1}$. The uncertainty associated with this estimate depends directly on the uncertainty associated with the estimation of the coupling coefficient C' , which is difficult to evaluate. Using the fact that $T = Kb$, where b is the initial saturated thickness of the aquifer ($b \approx 44$ m), the equivalent transmissivity of the main aquifer is around 1.0×10^{-4} m ^{2} s $^{-1}$. This value is consistent with the equivalent transmissivity value determined in section 3.3 and Table 1 by means of the nonlinear least squares method. All the information available can be used to reconstruct the shape of the water table. This includes the direct measurements of the piezometric levels and the self-potential data converted in piezometric data using the relationship defined in Figure 9. The final result is shown Figure 12.

[33] We discuss now the relaxation of the electrical potential associated with the relaxation of the phreatic surface after the shutdown of the pump. For all piezometers except P9, the variation of the hydraulic head scales approximately with the logarithm of time (Figure 13). The electrical potentials are shown as a function of the logarithm of the ratio t/t' in Figure 14 (t' is the time since pumping stopped, $t = t' + \delta t$ is the time since pumping started, and $\delta t = 5854.7$ min is the duration of the pumping test). The data show a linear trend as predicted

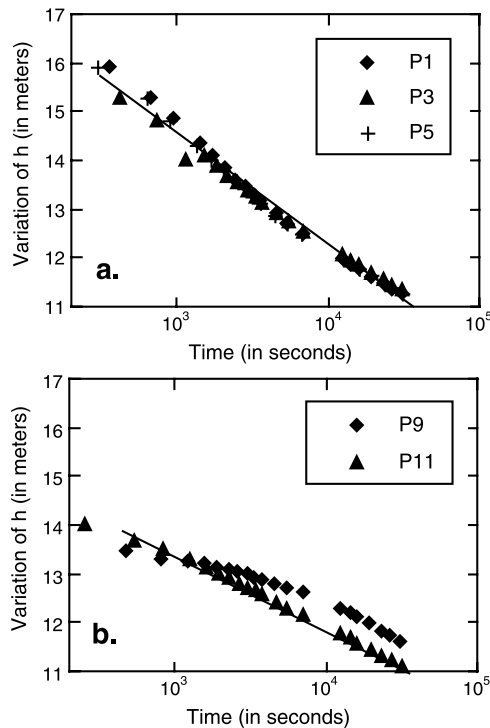


Figure 13. Variation of the hydraulic head versus time for the different piezometers. For all piezometers except P9, the variation of the hydraulic head scales approximately with the logarithm of time.

by the equation (25). Writing equation (25) as $\varphi = \varphi_0 + \alpha \log(t/t')$, we obtain α in the range 1.8–1.4 mV. Using the fact that according to equation (25), $\alpha = -C'2.3Q/4\pi T$. Taking this value and $C' = -0.8 \text{ mV m}^{-1}$, $Q = 2.7 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, we obtain T in the range $(2.2\text{--}2.8) \times$

$10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. These values are consistent with the results reported in Table 1.

4. Concluding Statements

[34] In this paper, we have shown that measurable electrical signals can be recorded at the ground surface during a pumping test experiment including the relaxation phase of the phreatic surface after the pump shutdown. The electrical signals can be understood by solving the coupled hydro-electric problem including the very high conductivity of the metallic casing. The interpretation scheme is still in its infancy as only ideal aquifers have been considered here. Extensions of this model would include (1) the determination of the hydraulic conductivity distribution around the pumping well by assuming that the hydraulic conductivity depends on both the azimuth and the distance to the pumping well and (2) the inclusion of the electrical resistivity distribution in the inverse problem. Indeed, the self-potential method cannot be used as a stand-alone technique. The recent development of multichannel resistivity meters implies that electrical resistivity tomography (ERT) can be combined with self-potential tomography (SPT) to go one step further in the determination of the geometry of the hydraulic response during a pumping test experiment. This opens exciting perspectives in the monitoring of groundwater flow in real time and the determination of the distribution of the hydraulic transmissivity using for example the successive linear estimator [Yeh *et al.*, 1996] or a maximum likelihood estimation procedure for that purpose. In addition, numerical modeling can be used to address the forward problem for an arbitrary physical property distribution (see, for example, Sheffer and Howie [2001, 2003], who used MODFLOW-3D as a “front end” to calculate the seepage flow and then calculate the resulting self-potential field).

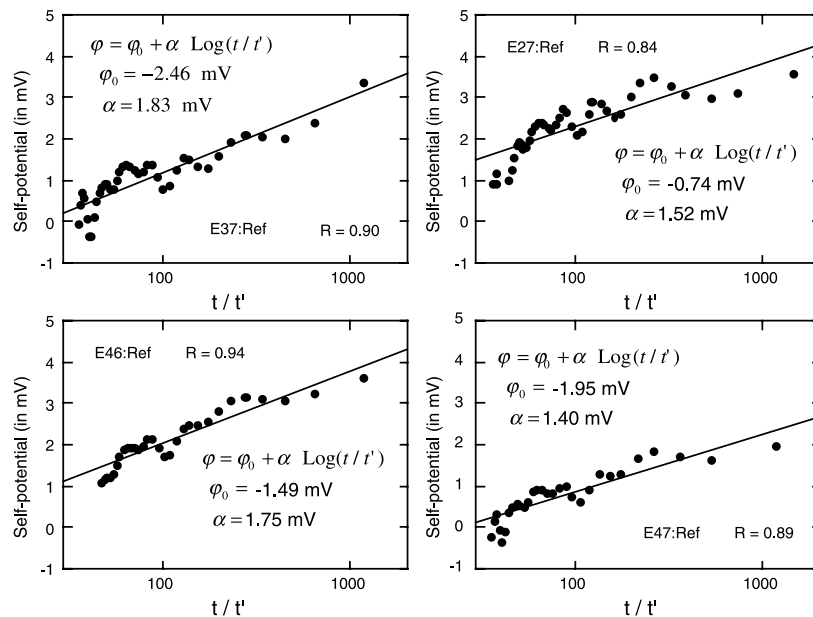


Figure 14. Variation of the electrical potential versus the ratio t/t' during the relaxation of the phreatic surface following the shutdown of the pumping well. The position of the reference electrode (Ref) is shown Figure 3.

[35] **Acknowledgments.** One of us, André Revil, thanks Bruno Hamelin for his support at CEREGE. We thank ACI "Eau et Environnement" (Bernard Dupré) and PNRH (through a project with Claude Doussan, INRA, Avignon, France) for financial supports. A.R. thanks Pierre Gex and Maurice Aubert for stimulating and fruitful discussions about self-potential signals. We thank Robert Corwin, David Fitterman, and Phil Wannamaker for their works and constructive comments regarding this paper.

References

- Aubert, M., and Q. Yéné Atangana (1996), Self-potential method in hydrogeological exploration of volcanic areas, *Ground Water*, **34**, 1010–1016.
- Bernabé, Y. (1998), Streaming potential in heterogeneous networks, *J. Geophys. Res.*, **103**, 20,827–20,841.
- 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 profiles, *Ground Water*, **36**, 779–782.
- Bogoslovsky, V. A., and A. A. Ogilvy (1973), Deformations of natural electric fields near drainage structures, *Geophys. Prospect.*, **21**, 716–723.
- Cassiani, G., and G. Christakos (1998), Analysis and estimation processes with nonhomogeneous spatial variation using secondary information, *Math. Geol.*, **30**(1), 57–76.
- Cassiani, G., and M. A. Medina (1997), Incorporating auxiliary geophysical data into ground-water flow parameter estimation, *Ground Water*, **35**, 79–91.
- Cassiani, G., G. Böhm, A. Vesnaver, and R. Nicolich (1998), A geostatistical framework for incorporating seismic tomography auxiliary data into hydraulic conductivity estimation, *J. Hydrol.*, **206**, 58–74.
- Corwin, R. F. (1989), Data quality for engineering self-potential surveys, in *Proceedings, International Symposium on the detection of subsurface flow phenomena, Lecture Notes in Earth Sciences*, Springer-Verlag, Berlin, pp. 51–72.
- Corwin, R. F., and H. F. Morrison (1977), Self-potential variations preceding earthquakes in Central California, *Geophys. Res. Lett.*, **4**(4), 171–174.
- Darnet, M., G. Marquis, and P. Sailhac (2003), Estimating aquifer hydraulic properties from the inversion of surface Streaming Potential (SP) anomalies, *Geophys. Res. Lett.*, **30**(13), 1679, doi:10.1029/2003GL017631.
- Domenico, P. A., and F. W. Schwartz (1997), *Physical and Chemical Hydrogeology*, 2nd ed., John Wiley, Hoboken, N. J.
- Fitterman, D. V. (1978), Electrokinetic and magnetic anomalies associated with dilatant regions in a layered Earth, *J. Geophys. Res.*, **83**, 5923–5928.
- Fitterman, D. V. (1979), Theory of electrokinetic-magnetic anomalies in a faulted half-space, *J. Geophys. Res.*, **84**, 6031–6040.
- 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. Prospect.*, **37**, 647–668.
- Friberg, J. (1996), Experimental and theoretical investigations into the streaming potential phenomenon with special reference to applications in glaciated terrain, Ph.D. Thesis, Div. of Appl. Geophys., Lulea Univ. of Technol., Lulea, Sweden.
- Frischknecht, F. C., L. Muth, R. Grette, T. Buckley, and B. Kornegay (1983), Geophysical methods for locating abandoned wells, *U.S. Geol. Surv. Open File*, **83**-702.
- Fujinawa, Y., T. Matsumoto, and K. Takahashi (2002), Modeling confined pressure changes inducing anomalous electromagnetism fields related to earthquakes, *J. Appl. Geophys.*, **49**, 101–110.
- Furness, P. (1992), Modeling spontaneous polarization potentials with a new integral equation, *J. Appl. Geophys.*, **29**, 143–155.
- Gelhar, L. W. (1993), *Stochastic Subsurface Hydrology*, Prentice-Hall, Old Tappan, N. J.
- Lorne, B., F. Perrier, and J. P. Avouac (1999), Streaming potential measurements: 1. Properties of the electrical double layer from crushed rock samples, *J. Geophys. Res.*, **104**, 17,857–17,877.
- Naudet, V., A. Revil, J.-Y. Bottero, and P. Bégassat (2003), Relationship between self-potential (SP) signals and redox conditions in contaminated groundwater, *Geophys. Res. Lett.*, **30**(21), 2091, doi:10.1029/2003GL018096.
- Naudet, V., A. Revil, E. Rizzo, J.-Y. Bottero, and P. Bégassat (2004), Groundwater redox conditions and conductivity in a contaminant plume from geoelectrical investigations, *Hydrol. Earth Syst. Sci.*, **8**(1), 8–22.
- Perrier, F., et al. (1997), A one year systematic study of electrodes for long period measurements of the electric field in geophysical environments, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **49**, 1677–1696.
- Perrier, F., M. Trique, B. Lorne, J. P. Avouac, S. Hautot, and P. Tarits (1998), Electrical variations associated with yearly lake level variations, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1955–1958.
- Perrier, F., G. R. Chitrakar, T. Froidefond, D. Tiwari, U. Gautam, B. Kafle, and M. Trique (2002), Estimating streaming potentials associated with geothermal circulation at the main central trust: 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.
- Poldini, E. (1938), Geophysical exploration by spontaneous polarization methods, *Mineral. Mag.*, **59**, 278–282, 347–352.
- Rabaute, A., A. Revil, and E. Brosse (2003), In situ mineralogy and permeability logs from downhole measurements: Application to a case study in clay-coated sandstone formations, *J. Geophys. Res.*, **108**(B9), 2414, doi:10.1029/2002JB002178.
- Revil, A., and P. Leroy (2004), Governing equations for ionic transport in porous shales, *J. Geophys. Res.*, **109**, B03208, doi:10.1029/2003JB002755.
- Revil, A., L. M. Cathles, S. Losh, and J. A. Nunn (1998), Electrical conductivity in shaly sands with geophysical applications, *J. Geophys. Res.*, **103**, 23,925–23,936.
- Revil, A., D. Hermitte, M. Voltz, R. Moussa, J.-G. Lacas, G. Bourrié, and F. Trolard (2002), Self-potential signals associated with variations of the hydraulic head during an infiltration experiment, *Geophys. Res. Lett.*, **29**(7), 1106, doi:10.1029/2001GL014294.
- Revil, A., V. Naudet, J. Nouzaret, and M. Pessel (2003a), Principles of electrophysiology applied to self-potential electrokinetic sources and hydrogeological applications, *Water Resour. Res.*, **39**(5), 1114, doi:10.1029/2001WR000916.
- Revil, A., G. Saracco, and P. Labazuy (2003b), The volcano-electric effect, *J. Geophys. Res.*, **108**(B5), 2251, doi:10.1029/2002JB001835.
- Revil, A., A. Finizola, F. Sortino, and M. Ripepe (2004), Geophysical investigations at Stromboli volcano, Italy: Implications for ground water flow, *Geophys. J. Int.*, **157**(1), 426–440.
- Sato, M., and H. M. Mooney (1960), The electrochemical mechanism of sulfide self-potentials, *Geophysics*, **25**(1), 226–249.
- Semenov, A. S. (1980), *Electrical Prospecting With the Natural Electric Field Method* (in Russian), 3rd ed., 448 pp., Nedra, St. Petersburg, Russia.
- Sheffer, M. R. (2002), Response of the self-potential method to changing seepage conditions in embankment dams, M.A.Sc. thesis, Dep. of Civ. Eng., Univ. of B. C., Vancouver, April 2002.
- Sheffer, M. R., and J. A. Howie (2001), Imaging subsurface seepage conditions through the modelling of streaming potential, in *Proceedings of 54th Canadian Geotechnical Conference*, pp. 1094–1101, Can. Geotech. Soc., Calgary, Alberta.
- Sheffer, M. R., and J. A. Howie (2003), A numerical modelling procedure for the study of the streaming potential phenomenon in embankment dams, paper presented at Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems, Environ. and Eng. Geophys. Soc., San Antonio, Tex.
- Sill, W. R. (1983), Self-potential modeling from primary flows, *Geophysics*, **48**, 76–86.
- Sobolev, S. L. (1989), *Partial Differential Equations of Mathematical Physics*, 427 pp., Dover, Mineola, N. Y.
- Tarantola, A., and B. Valette (1982), Generalized nonlinear inverse problems solved using the least squares criterion, *Rev. Geophys.*, **20**, 219–232.
- Titov, K., V. Loukhmanov, and A. Potapov (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*, **18**, 431–435.
- Titov, K., Y. Ilyin, P. Konosavski, and A. Levitski (2002), Electrokinetic spontaneous polarization in porous media: Petrophysics and numerical modeling, *J. Hydrol.*, **267**, 207–216.
- Troisi, S., C. Fallico, S. Straface, and E. Migliari (2000), Application of kriging with external drift to estimate hydraulic conductivity from electrical-resistivity data in unconsolidated deposits near Montalto Uffugo, Italy, *Hydrogeol. J.*, **8**, 356–367.
- Verruijt, A. (1970), *Theory of Groundwater Flow*, Gordon and Breach, Newpark, N. J.
- Wilt, M. J., and D. K. Butler (1990), Numerical modeling of SP anomalies: Documentation of program SPPC and applications: Geotechnical applications of the self-potential (SP-) method, *Rep. 4, Tech. Rep. REMR-GT-6*, Waterways Exper. Stn., U.S. Army Corps of Eng., Vicksburg, Miss.
- Yeh, T.-C. J., M. Jin, and S. Hanna (1996), An iterative stochastic inverse method: Conditional effective transmissivity and hydraulic head fields, *Water Resour. Res.*, **32**, 85–92.

A. Revil and B. Suski, Département d'Hydrogéophysique et Milieux Poreux, CNRS, CEREGE, F-1345 Aix-en-Provence cedex 04, France. (revil@cerege.fr)

E. Rizzo, Institute of Methodologies for Environmental Analysis, IMAA-CNR, I-85050 Tito Scalo, Potenza, Italy.

S. Straface and S. Troisi, Soil Conservation Department, University of Calabria, I-87040 Cosenza, Italy.

3.2. EXPÉRIENCE DE POMPAGE EN CUVE

3.2.1. Acquisition des mesures de potentiel spontané

a. Description de la cuve et principe de mesure

Le cuve en Plexiglas utilisée pour les expériences a pour dimension : 2 m de longueur, 0.5 m de hauteur et 0.05 m d'épaisseur interne. La faible épaisseur de la cuve permet de traiter les problèmes d'écoulement du fluide à deux dimensions. Dans un même temps l'épaisseur de la cuve est assez grande pour pouvoir éviter les effets de bord qui pourraient affecter l'écoulement du fluide par frottement visqueux.

La cuve est remplie d'un sable homogène dont les propriétés physiques ont été déterminées indépendamment (conductivité électrique, perméabilité, porosité, coefficient de couplage électrocinétique). Le sable utilisé dans la cuve est un sable calibré de grains de quartz fin de diamètre compris entre 100 et 160 μm avec un diamètre moyen de 132 μm . Des analyses aux rayons X ont permis de déterminer la composition du sable. Le sable est composé de silice SiO_2 ($\sim 95\%$), d'orthoclase KSi_3AlO_8 (4%) et de plagioclase $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$ ($< 1\%$). La densité des grains est considérée égale à celle du quartz pur soit 2650 kg m^{-3} . La porosité ϕ , la perméabilité k et le facteur de formation électrique F ont été mesurés au laboratoire. Les résultats sont $\phi = 0.34 \pm 0.02$, $k = 7.3 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$, et $F = 4.26 \pm 0.03$. Ce qui donne une conductivité hydraulique $K = 7.1 \cdot 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ en considérant la viscosité du fluide égale à 10^{-3} Pa s à 20°C . Le coefficient de couplage électrocinétique C' a été déterminé à l'aide du Zêtacad (au CEREGE). Lorsque le sable est saturé par de l'eau du robinet, le coefficient de couplage C' est égal à $-(2.8-3.8) \text{ mV m}^{-1}$. Cette gamme de valeur de C' est due à la variation de la conductivité électrique de l'eau du robinet.

Les mesures de potentiel spontané ont été acquises à l'aide de vingt sept électrodes Petiau (les mêmes que sur le terrain) reliées à une électrode de référence. La variation du niveau piézométrique a été suivie avec six piézomètres espacés de trente centimètres (Figure 3.3).

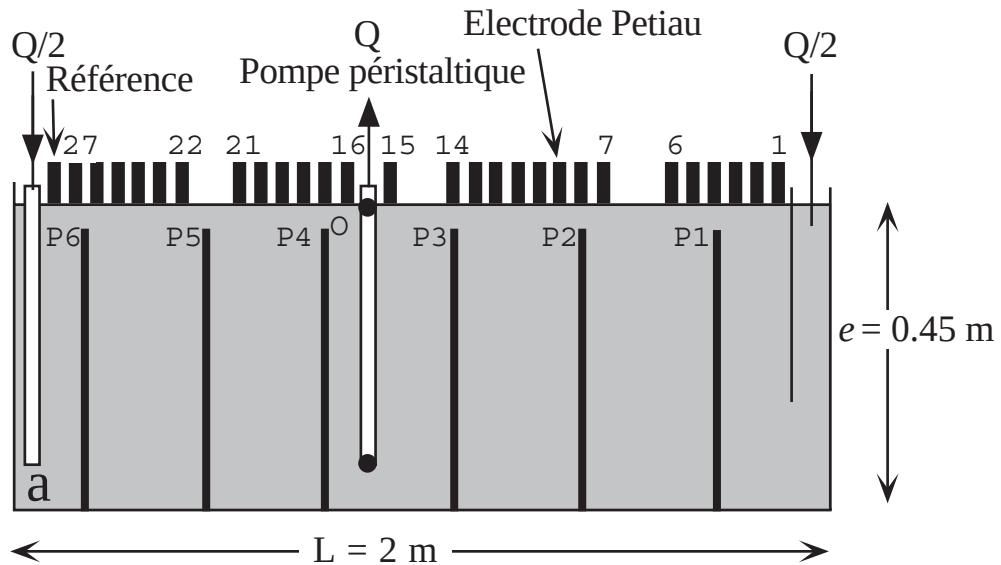


FIG 3.3 – Schéma de la cuve expérimentale. Le potentiel spontané est d'abord mesuré à la surface du sable avec 27 électrodes Petiau et les variations du niveau piézométrique sont suivies avec 6 piézomètres (P1 à P6) espacés de 30 centimètres.

Les piézomètres sont des tubes en plastique de diamètre $d = 5$ mm placés à l'extérieur de la cuve pour minimiser leurs influences sur la circulation du fluide. Le diamètre du piézomètre est choisi de manière à ce qu'il soit assez large pour éviter les effets capillaires et assez petit pour éviter de retirer trop d'eau de la cuve. Le puits de pompage est un tube de PVC crépiné à son extrémité et recouvert d'une membrane textile limitant toute aspiration potentielle de sable. Le puits est relié à une pompe péristaltique munie d'un variateur de vitesse. Le débit d'eau Q pompé est redistribué aux deux extrémités de la cuve (débit $Q/2$ de part et d'autre).

b. Les différentes sources de potentiel spontané

L'intérêt principal d'expériences en cuve est le contrôle du milieu. En effet, la cuve est remplie de sable calibré et les écoulements peuvent être plus facilement contrôlés lorsqu'ils ont lieu dans un milieu à géométrie connue. Le milieu n'est donc pas soumis à des courants électriques induits par des phénomènes d'électro-diffusion ou électro-rédox. En effet l'électrolyte est l'eau du robinet de conductivité connue (très peu saline) donc les effets d'électro-diffusion sont négligeables et le milieu n'est pas soumis à des réactions d'oxydo-

réduction (pas de corps conducteur dans la cuve). La source du signal du potentiel spontané n'est donc que la contribution du phénomène d'électrofiltration

Finalement, la seule source de bruit est liée à la nature des électrodes. Dans la cuve nous avons utilisé des électrodes Petiau. Ces électrodes ont été choisies pour leur stabilité dans le temps.

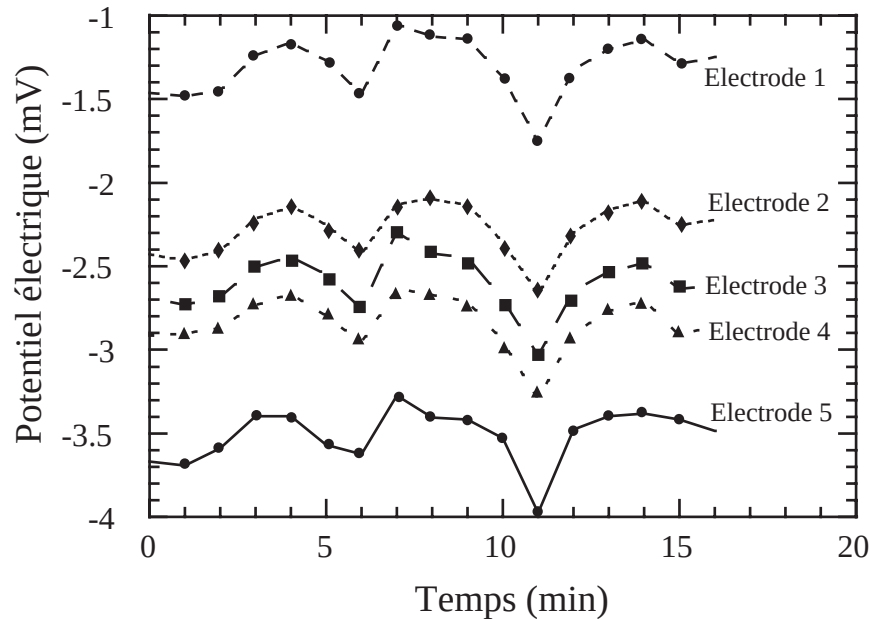


FIG 3.4 – Variation du potentiel électrique avant une expérience. Les mesures avant l'expérience donnent une idée sur la stabilité des électrodes de l'ordre de ± 1 mV.

Leur stabilité peut être déterminée en mesurant le potentiel électrique pendant que la cuve est au repos. La figure 3.4 montre que les électrodes Petiau sont stables et que les erreurs de mesure avec ces électrodes sont de l'ordre de 1 mV.

3.2.2. Résolution de l'équation de Poisson

Comme pour l'expérience de terrain, nous avons cherché la solution du potentiel électrique φ pour des écoulements de fluide dans la cuve induit par des pompages. Nous allons donc présenter ici les résultats obtenus pendant l'état stationnaire et la phase de relaxation de la nappe. Ces résultats diffèrent de ceux du terrain puisque le problème est traité à deux dimensions à cause de la géométrie de la cuve.

a. Pendant l'état stationnaire

Dans la zone saturée, la force motrice pour l'écoulement du fluide est la charge hydraulique h reliée à l'élévation z et à la pression du fluide. De même que pour l'expérience de terrain, le premier terme du courant volumique de l'équation 2.13 est égal à en considérant L constant à la traversée de la surface piézométrique (e.g., Darnet et al, 2003). Le potentiel électrique est solution de

$$\vec{\nabla}^2 \varphi = \frac{C' m}{K}, \quad (3.16)$$

où $m = Q/l$ est le taux de pompage à deux dimension ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) avec l l'épaisseur de la cuve et C' est le coefficient de couplage électrocinétique. Nous considérons que l'épaisseur de la cuve est relativement petite en comparaison de sa longueur ce qui nous amène à considérer ce problème comme un problème à deux dimensions.

En utilisant la géométrie de la cuve, l'intégration de l'équation 3.16 avec la fonction de Green à deux dimensions donne le potentiel électrique au point d'observation $P(x)$ (Suski et al., 2004)

$$\boxed{\varphi(x) = \frac{C' m}{2\pi K} \ln \left(\frac{x^2 + H^2}{L_2^2 + H^2} \right)} \quad (3.17)$$

où H est la profondeur du puit de pompage. La constante d'intégration incluse dans l'équation 3.17 vérifie bien que le potentiel électrique mesuré à l'électrode de référence au point $R = (H^2 + L_2^2)^{1/2}$ est zéro par définition.

b. Pendant la phase de relaxation

De même qu'à trois dimensions sur le terrain, nous obtenons la forme du potentiel électrique à deux dimensions dans la cuve

$$\varphi(\vec{r}) = C' \int_{\partial\Omega} h(\vec{r}') \vec{n}_s(\vec{r}') \cdot \vec{\nabla}' G(\vec{r}, \vec{r}') d\xi, \quad (3.18)$$

où $\partial\Omega$ caractérise la surface piézométrique et ξ la coordonnée curviligne le long de cette surface. Ce qui conduit à

$$\varphi(\vec{r}) \approx \frac{C'}{\pi} \int_{\partial\Omega} h(\vec{r}') \left(\frac{\vec{n}_s(\vec{r}') \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}{(\vec{r} - \vec{r}')^2} \right) d\xi. \quad (3.19)$$

En considérant que la pente de la surface piézométrique est assez faible pour que le vecteur normal $\vec{n}_s$ soit vertical, on obtient (Suski et al., 2004)

$$\boxed{\delta\varphi \approx \frac{LC'(h-h_0)}{\pi(e-h)}} \quad (3.20)$$

où $\delta\varphi$ représente la différence de potentiel entre une électrode de mesure et l'électrode de référence (V), h et h_0 sont les niveaux piézométrique correspondant à un point de mesure du potentiel électrique et au point de référence du potentiel électrique respectivement (m), L est la longueur de la cuve (m) et e sa profondeur (m).

3.2.3. Résultats

Les résultats de ce test de pompage ont fait l'objet d'un article scientifique présenté ci-dessous et intitulé « A sandbox experiment of self-potential signals associated with a pumping test », par Suski, B., E. Rizzo, et A. Revil, 2004, publié dans « Vadose Zone Journal ».

A Sandbox Experiment of Self-Potential Signals Associated with a Pumping Test

B. Suski, E. Rizzo, and A. Revil*

ABSTRACT

The flow of water in a charged porous material is the source of an electrical field called the streaming potential. The origin of this coupling is associated with the drag of the excess of charge contained in the vicinity of the pore–water interface by the pore fluid flow. In this paper, we present a sandbox experiment to study this “hydroelectric” coupling in the case of a pumping test. A relatively thin Plexiglas tank was filled with homogeneous sand and then infiltrated with tapwater. A pumping test experiment was performed in the middle of the tank with a peristaltic pump. The resulting electrical potential distribution was measured passively at the top of the tank with a network of 27 nonpolarizable electrodes related to a digital multichannel multimeter plus an additional electrode used as a reference. A detectable electrical field was produced at the ground surface and analyzed with analytical solutions of the coupled hydroelectric problem. After the shutdown of the pump, the electrical potential and the piezometric level exhibit similar relaxation times in the vicinity of the pumping well. This means that the electrical potential measured at the ground surface can be used to track the flow of the groundwater and possibly to invert the distribution of the hydraulic transmissivity of the ground.

SLUG AND PUMPING tests represent classical methods used to obtain pertinent information about the distribution of hydraulic properties (permeability and storage) of an aquifer. Bogoslovsky and Ogilvy (1973) and recently Titov et al. (2002) showed that an electrical field can be recorded at the ground surface during such tests. The nature of this electric field is said to be electrokinetic, that is, associated with the drag of the excess of charge contained in the groundwater. More precisely, this excess of charge of the pore water is located in the Gouy–Chapman diffuse layer, in the vicinity of the mineral–pore water interface (e. g., Revil et al., 2003). Recently Rizzo et al. (2004) provided new field evidences that the hydraulic transmissivity of the ground can be determined both in steady-state pumping conditions and in the relaxation phase following the shutdown of the pump.

We present a sandbox experiment to look at this hydroelectric problem at the laboratory scale (see also Mainault et al., 2004). We measured the hydraulic and electrical responses associated with a pumping test and the relaxation of these signals after the shutdown of the pump. We used a Plexiglas tank filled with a well-calibrated sand and infiltrated with tapwater. Our purpose was to show that detectable electrical signals were indeed produced both under steady-state conditions and

in the relaxation phase following the shutdown of the pump. Despite the fact that the problem is treated here for a thin tank (two-dimensional approximation), all the results obtained in this paper can easily be transposed to the three-dimensional case corresponding to the application of the method in the field.

THEORY

In this section, we present a model that will be used later to interpret the sandbox experiment. The porous material is assumed to be isotropic with respect to all the material properties introduced below. The total electrical density $\mathbf{J}$ (A m^{-2}) is the sum of a conductive current given by Ohm’s Law and a driving current density $\mathbf{J}_s$. The latest is associated with the pore fluid pressure field (e.g., Titov et al., 2000, 2002; Revil et al., 2003, and references therein). This yields the following constitutive equation:

$$\mathbf{J} = -\sigma(\nabla\varphi - C\nabla p) \quad [1]$$

$$C = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial p} \right)_{\mathbf{J}=0} = -\ell/\sigma \quad [2]$$

where φ is the macroscopic electrical potential (V), σ is the electrical conductivity of the porous composite (S m^{-1}), C is its electrokinetic coupling coefficient (V Pa^{-1}), ℓ its electrokinetic coupling term ($\text{A m}^{-1} \text{Pa}^{-1}$), and $\mathbf{J}_s = \sigma C \nabla p$ (A m^{-2}) is the electrokinetic current source density mentioned above. We note Ω_i and Ω_e the source body in which fluid flow occurs and its external volume, respectively, and $\partial\Omega$ the interface between Ω_i and Ω_e (Fig. 1). Using Eq. [1] and the continuity equation $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$, one obtains,

$$\nabla \cdot (\sigma \mathbf{E}) = \mathfrak{S} \quad [3]$$

$$\mathfrak{S} = -\nabla(C\sigma\nabla p) = \nabla\ell\nabla p + \ell\nabla^2 p \quad [4]$$

where $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ represents the electrical field in the quasistatic limit of the Maxwell equations and $\mathfrak{S}$ (A m^{-3}) represents the volumetric density of current source.

In the zone of saturation, the driving force for groundwater flow is the hydraulic head h related to the elevation head z and to the pressure head, $\psi \equiv p/\rho_i g$, by $\psi = h - z$. The fluid flow is governed by the classical diffusion equation:

$$\nabla^2 h - \frac{1}{\eta_H} \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{Q}{K} \quad [5]$$

where η_H is the hydraulic diffusivity ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$), $K = k\rho_i g/\eta_f$ is the hydraulic conductivity (m s^{-1}), and S_s is the specific storage (m^{-1}). In steady-state condition, the piezometric level satisfies $\nabla^2 h = Q/K$. Integrating this equation in two dimensions (Fig. 2 and 3), the piezometric level has a parabolic shape of the form $h = (Q/2K)x^2 +$

B. Suski, E. Rizzo, and A. Revil, CNRS-CEREGE, Dep. of Hydrogeophysics and Porous Media, BP 80, 13545 Aix-en-Provence, Cedex 4, France. Received 23 Feb. 2004. Special Section: Hydrogeophysics. *Corresponding author (revil@cerege.fr).

Published in Vadose Zone Journal 3:■■■■ (2004).

© Soil Science Society of America
677 S. Segoe Rd., Madison, WI 53711 USA

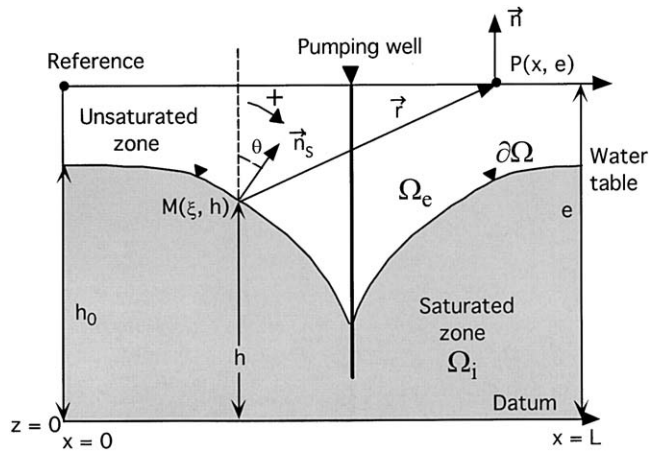


Fig. 1. Sketch indicating the position of the observation station P , the position of the source point M , the source region Ω_i in which fluid flow takes place. The source region is bounded by the interface $\partial\Omega$. The region Ω_e corresponds to the vadose zone. The vectors $\vec{n}$ and $\vec{n}_s$ represent the outward unit vectors perpendicular to the top surface and the phreatic surface, respectively.

$bx + c$, where b and c are controlled by the boundary conditions. The volumetric density of current source is given by

$$\mathcal{S} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_s \quad [6]$$

$$\mathcal{S} = \rho_g(\nabla \ell \nabla h + \ell \nabla^2 h) \quad [7]$$

In steady-state conditions for a pumping well, the first term of the volumetric current in Eq. [7] is zero as ℓ is likely constant across the water table (Darnet et al., 2003). The electrical potential is solution of

$$\nabla^2 \phi = C'm/K \quad [8]$$

where $m = Q/l$, $C' \equiv C\rho_{tg}$, l is the thickness of the tank, and m is the two-dimensional pumping rate ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$). We consider that the tank is relatively thin compared with its length and therefore we consider the problem as a two-dimensional case (Fig. 2 and 3). Using the geometry of the tank shown in Fig. 3, we integrate Eq. [8] with the two-dimensional Green's function. This yields the electrical potential at observation point $P(\mathbf{r})$:

$$\phi = \frac{Cm}{2\pi K} \ln \left(\frac{x^2 + H^2}{L^2 + H^2} \right) \quad [9]$$



Fig. 2. Picture of the Plexiglas tank. All the electrodes are connected to a multichannel multimeter interfaced to a laptop computer. One electrode is used as a reference (here located on the right side of the picture) for the measurements.

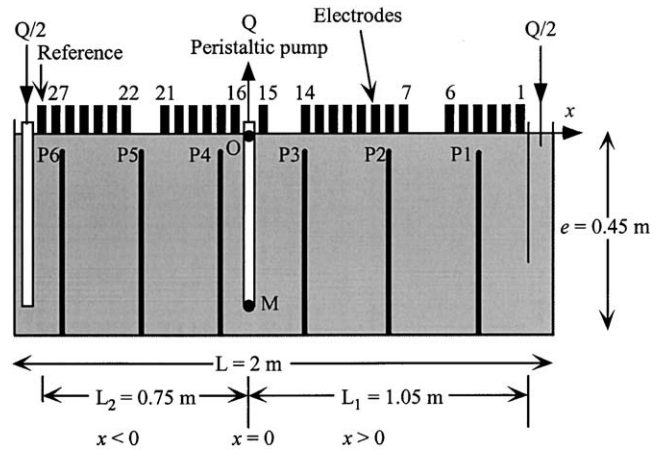


Fig. 3. Position of the electrodes (1-27 plus a reference electrode) and piezometers (P1-P6) and geometry of the tank. The pumping well is placed in the middle of the tank ($H = 0M \approx 35 \text{ cm}$). We note Q the volumetric pumping rate. The pumped water is injected at the two end-members of the tank.

where H is the depth of the pumping well (Fig. 3). The integration constant included into Eq. [9] checks that the electrical potential measured at the reference electrode at $R = (H^2 + L^2)^{1/2}$ is zero (by definition).

Relaxation of the Phreatic Surface

We look now for the electrical response associated with the relaxation of the phreatic surface when the pump is shut down. At each time step, the electrical potential at station P is given by a Fredholm equation of the first kind (see Appendix):

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{C}{\pi_c} \int_C h(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{n}_s(\mathbf{r}') \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} d\xi \quad [10]$$

The integration is performed along the line C characterizing the phreatic surface in the tank, ξ is the curvilinear coordinate along this line, $\mathbf{n}_s(\mathbf{r}')$ is the outward normal to the phreatic surface at source point $\mathbf{M}(\mathbf{r}') \in C$. In this approach, the electrical potential measured at the ground surface is controlled by the piezometric head distribution (e.g., Fournier 1989). We show in the fol-

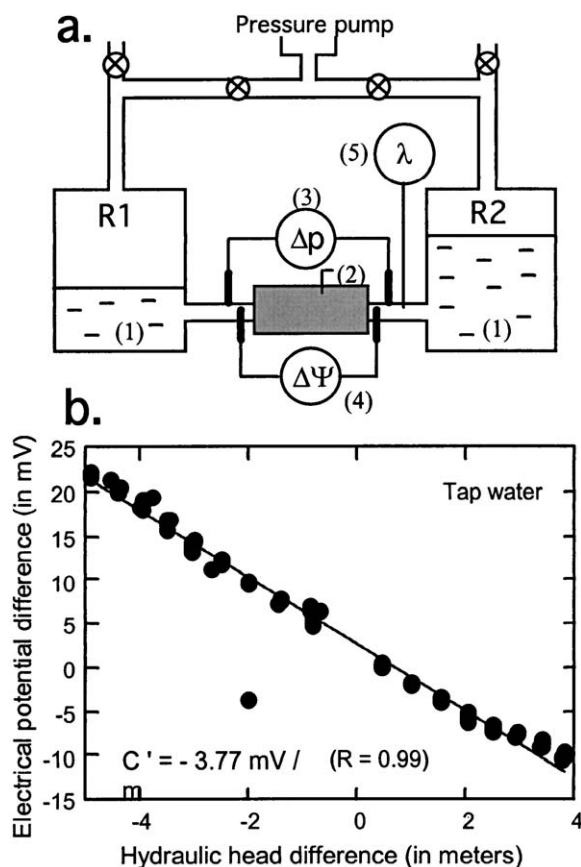


Fig. 4. Laboratory measurements of the electrokinetic coupling coefficient. (a) Sketch of the experimental setup (ZetaCad) showing pore fluid reservoirs R1 and R2 (1), sample tube (2), pressure sensors (3), voltage electrodes connected to an impedance meter (4), and measurements of the electrical conductivity of the electrolyte (5). The pressure level in the reservoirs is controlled by adjusting the pressure with N_2 gas. (b) Laboratory measurement of the electrokinetic coupling coefficient of the sand used in the sandbox experiment with tapwater.

lowing section that in the vicinity of the pumping well, the electrical potential and the piezometric level experience similar relaxations. Therefore, these electrical signals could be used as a proxy to provide additional (affordable) information to fill the gap between a given set of piezometers.

MATERIALS AND METHODS

The sand used for the experiment is a calibrated quartz sand with a grain diameter in the range 100 to 160 μm and an average diameter of 132 μm . The sand is composed of silica SiO_2 ($\approx 95\%$), KSi_3AlO_8 (4%), and $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$ ($< 1\%$). The grain density was estimated to be equal to the bulk density of pure quartz, 2650 kg m^{-3} . The porosity ϕ , the permeability k , and the electrical formation factor F were determined using distinct experiments. The results are $\phi = 0.34 \pm 0.02$, $k = 7.3 \times 10^{-12} \text{ m}^2$, and $F = 4.26 \pm 0.03$. This yields a hydraulic conductivity equal to $7.1 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$, with a fluid viscosity of 10^{-3} Pa s at 20°C. The electrokinetic coupling coefficient of the sand was determined using the setup shown in Fig. 4. When the sand was saturated with tapwater, we obtained C' in the range $-(2.8\text{--}3.8) \text{ mV m}^{-1}$. The range is due to the fact that there are some variations in the resistivity of the tapwater.

The Plexiglas tank is shown in Fig. 2 and 3. The length of

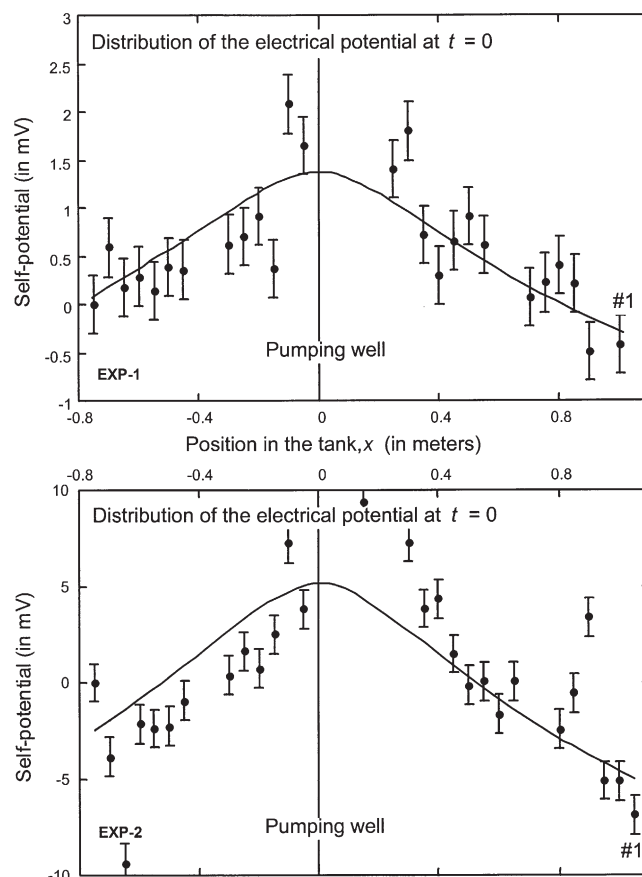


Fig. 5. Snapshot of the distribution of the electrical potential at the shutdown of the pump. The line results from a best fit of the theoretical model: Exp. 1, $Q = 60 \text{ cL min}^{-1}$ ($1.0 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$); Exp. 2, $Q = 255 \text{ cL min}^{-1}$ ($4.25 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$).

the tank is $L = 2 \text{ m}$, its height $e = 0.5 \text{ m}$, and width $l = 6 \text{ cm}$. The tank is open at its top surface. The thickness of the tank is high enough to avoid an edge effect that could affect the flow of the groundwater. Prior the experiment, tapwater (electrical conductivity 0.050 S m^{-1} at 25°C, $\text{pH} = 8.3$) was infiltrated in the tank until the capillary fringe ($\approx 7\text{--}10 \text{ cm}$) reaches the top surface of the tank, which is open to air.

During the pumping test experiments, the piezometric head was monitored with six piezometers (P1–P6) spaced every 30 cm. The piezometers are fine plastic tubes located outside the sandbox to minimize their influence on the circulation of water. The connection with the tank is made at the bottom of the tank. This diameter of the tubes ($\approx 5 \text{ mm}$) is large enough to avoid capillary effects and sufficiently small to avoid removing too much water from the tank. Self-potential signals were monitored with 28 nonpolarizable Pb/PbCl_2 electrodes (Petiau 2000) manufactured by SDEC in France. Electrodes are numbered from 1 through 27, and a reference electrode was placed at the end of the sandbox (Fig. 3).

RESULTS AND DISCUSSION

The experiment proceeded in two stages. In the first stage, we started to pump water in the pumping well installed in the center of the tank. The pumped water was injected at the two end-members of the tank (Fig. 3). Pumping was performed until steady-state conditions were reached. During this pumping stage, the self-potential signals were too contaminated by the noise com-

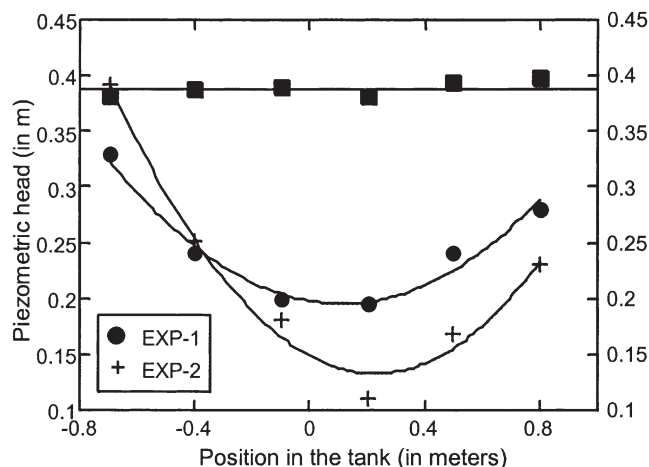


Fig. 6. Distribution of the piezometric head in the steady-state conditions of pumping for Exp. 1 (filled circles) and Exp. 2 (crosses). The filled squares represent the piezometric levels at the shutdown of the pump and at the end of the relaxation of the depression cone. The lines correspond to a parabolic fit of the measurements.

ing from the harmonic fluctuations created by the peristaltic pump to be useful. In the second stage, we followed the relaxation of the phreatic surface after the shutdown of the pump. Two experiments were conducted at two different pumping rates. $Q = 60 \text{ cL min}^{-1}$

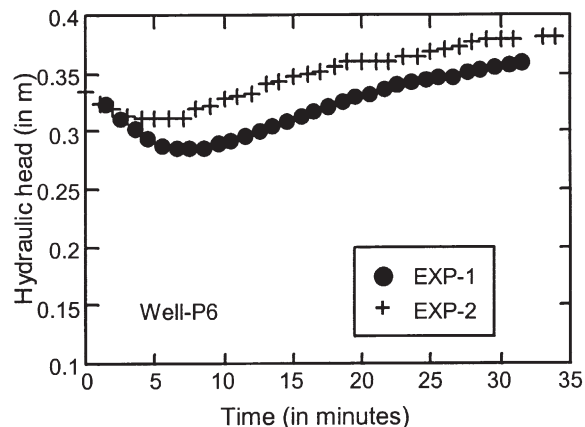


Fig. 7. Variation of the piezometric level vs. time in Piezometer P6 in the vicinity of the reference electrode. This variation h_0 ($\approx 6 \text{ cm}$) is smaller than the piezometric level variations recorded in the vicinity of the pumping well.

($1.00 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) in Exp. 1, and $Q = 255 \text{ cL min}^{-1}$ ($4.25 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) in Exp. 2.

The distribution of the electrical potential when we shut down the pump is shown Fig. 5. We used Eq. [13] to fit these data. Taking into account the hydraulic conductivity ($K = 7 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$), the measured pumping rate ($Q = 60 \text{ cL min}^{-1}$ in Exp. 1 and $Q = 255 \text{ cL min}^{-1}$

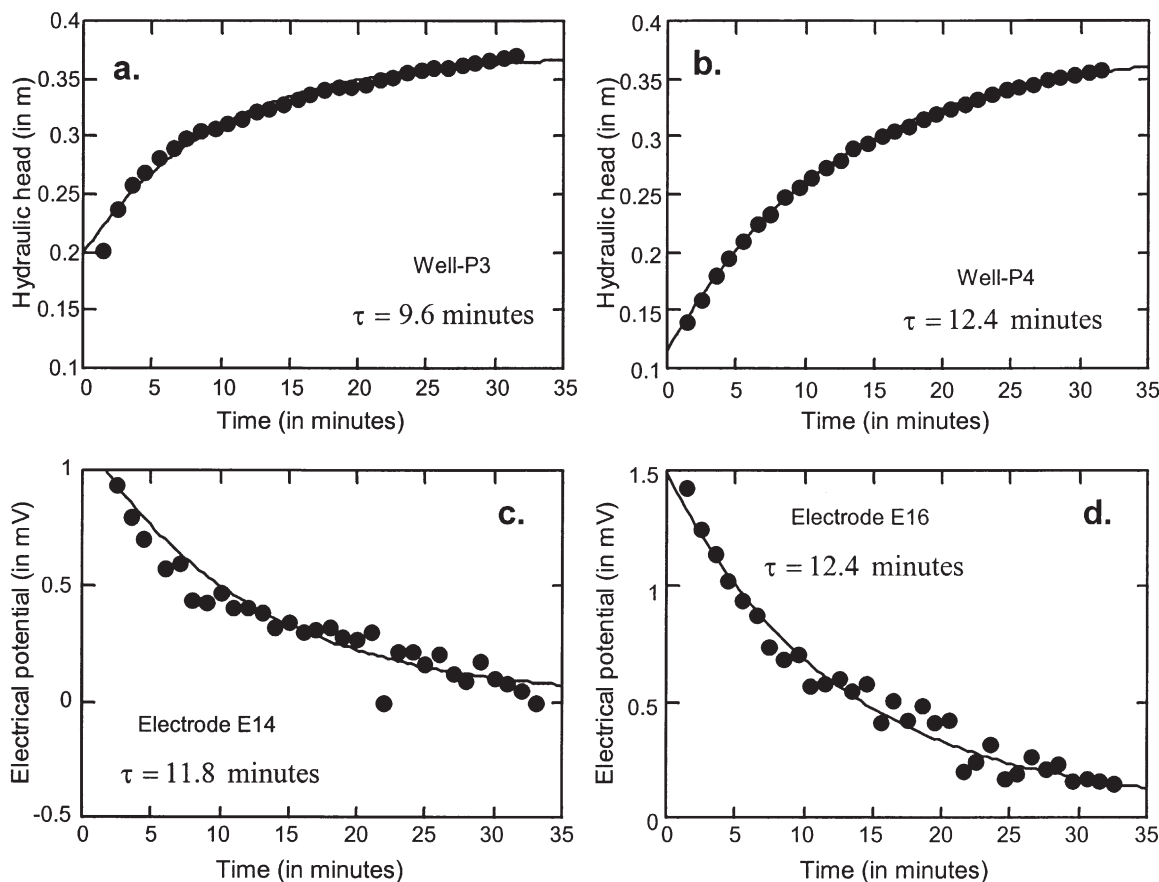


Fig. 8. (a, b) Variation of the piezometric levels vs. time in the vicinity of the pumping well. (c, d) Variation of the electrical potentials vs. time in the vicinity of the pumping well. In both cases, the fit corresponds to a decreasing exponential function $\exp(-t/\tau)$, where t is time and τ is a relaxation time (see main text). Note that the relaxation time is the same for both the electrical and the hydraulic signals in the vicinity of the pumping well (results from Exp. 1).

in Exp. 2), $l = 0.06$ m, $H = 0.35$ m, and $L_2 = 0.75$ m, it results from Eq. [13] that the self-potential anomalies are about 1.8 (Exp. 1) and 7.7 mV (Exp. 2), respectively, close to the pumping well. This is in good agreement with Fig. 5. The piezometric level is shown Fig. 6. In steady-state conditions, the piezometric level follows a parabolic equation.

We analyze now the relaxation of the phreatic surface after the shutdown of the pump. We start the analysis of the data at $t = 3.5$ min after the shutdown of the pump. Note that the distribution of the self-potential data at the top surface is expected to be different under steady-state conditions of pumping and a few minutes after the shutdown of the pump. We first investigate whether the electrode used as a reference can be considered, in first approximation, as a good absolute reference. Indeed in an ideal case, the reference electrode should be placed as far as possible from the pumping well to avoid contamination from the electrical disturbances associated with the pumping test itself. In this study we were constrained by the boundaries of the tank. However, we note that the piezometric level below the reference electrode was relatively small (<6 cm, Fig. 7), so we can consider the reference electrode as a relatively good reference for the self-potential measurements.

We look now at the relaxation of the phreatic surface and the relaxation of the electrical signals after the shutdown of the pump. In the vicinity of the pumping well, we fit the piezometric data h and the electrical signals $\delta\phi$ with two parametric functions decaying exponentially with time:

$$h = h_{\infty} + (h_0 - h_{\infty})\exp(-t/\tau_h) \quad [11]$$

$$\delta\phi = \delta\phi_{\infty} + (\delta\phi_0 - \delta\phi_{\infty})\exp(-t/\tau_e) \quad [12]$$

where τ_h and τ_e are the hydraulic and electric relaxation times, h_0 and h_{∞} are here the piezometric levels at $t = 0$ and at equilibrium, respectively, and $\delta\phi_0$ and $\delta\phi_{\infty}$ are the measured electrical potentials at $t = 0$ and at equilibrium, respectively. In Fig. 8 and 9, we observe that in the vicinity of the pumping well, the electrical signals show approximately the same relaxation as the phreatic surface (i.e., $\tau_h = \tau_e$). This experiment was repeated twice (Exp. 1 and 2) and found to be reproducible.

The electrical signals recorded by Electrodes E14 and E16 are observed to be linearly proportional to the piezometric levels recorded in piezometers P3 and P4 at the same position x in the tank (see Fig. 10 for Electrode E14). To interpret these results, we integrate Eq. [9]. Assuming that the slope of the water table is small enough to consider $\mathbf{n}_s$ vertical in Eq. [9], we obtain

$$\delta\phi \approx \frac{LC'(h - h_0)}{\pi(e - h)} \quad [13]$$

where $\delta\phi$ represents the difference of electrical potential between the measurement station and the reference electrode; h and h_0 are the piezometric levels below the measurement station and below the reference electrode, respectively; L is the length of the tank; and e its depth. We take $e = 0.38$ cm (to account for the capillary fringe

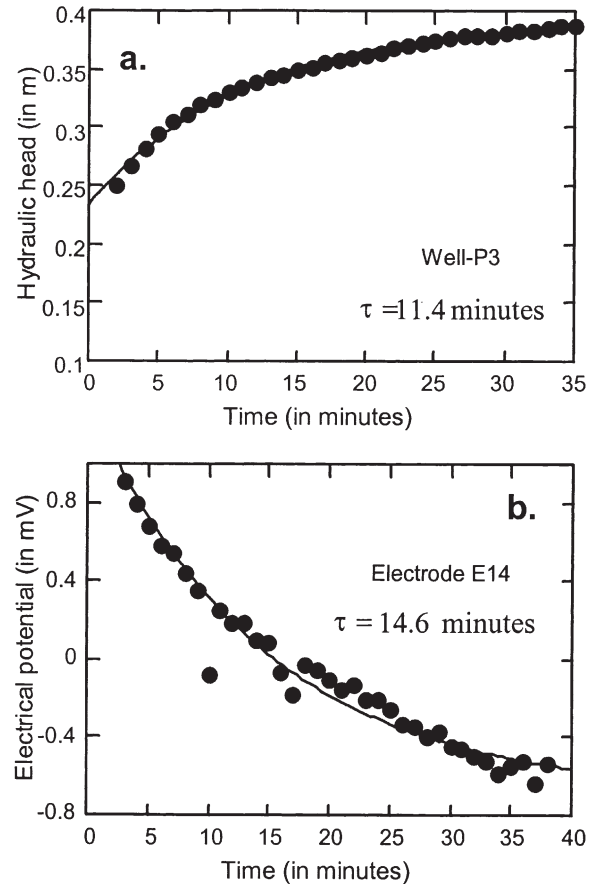


Fig. 9. Variation of the piezometric levels vs. time in the vicinity of the pumping well. (a) Variation of the electrical potentials vs. time in the vicinity of the pumping well. (b) Variation of the piezometric level vs. time (results from Exp. 2).

≈ 7 –10 cm). Predictions of Eq. [13] are compared with the experimental results in Fig. 10b. There is fair agreement between the theory and the experimental data, and the model reproduces the slope of the self-potential/piezometric head trend.

In Fig. 11, we plot the piezometric level changes between $t = 3.5$ and 38 min and the electrical changes for the electrodes located above the piezometers during the same time interval. We observe a good linear trend between the two parameters with a slope equal to -11.6 ± 1.0 mV m $^{-1}$ for both experiments. This means that the record of the electrical signals at the top surface can be used effectively to reconstruct the shape of the water table during a pumping test experiment. A minimum set of piezometers is needed to calibrate this trend. This opens exciting perspectives because the self-potential method is a very affordable method that could be used to bring geophysical information to constrain the distribution of hydraulic parameters (transmissivity and storage) in hydrogeological models.

CONCLUSIONS

This study confirms that measurable self-potential signals are produced in response to pumping tests even in a small-scale experiment and with a reasonable signal/noise ratio. These electrical signals are sensitive to the

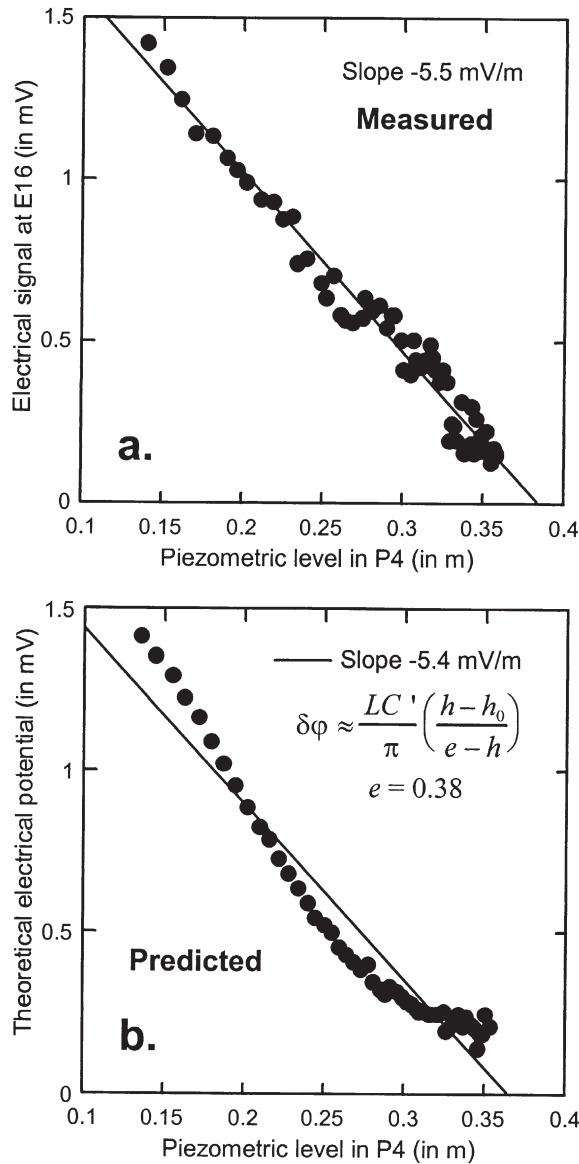


Fig. 10. (a, b) Variation of the electrical potentials at Electrode E16 vs. the piezometric levels recorded in Piezometer P4. (b, c) Predicted variation of the electrical potentials at Electrodes E16 vs. the piezometric levels recorded in Piezometer P4 (results from Exp. 1).

pumping rate, the permeability of the aquifer, and the variations of the piezometric surface. These electrical data could be used as auxiliary data in groundwater flow parameter estimation resulting in a spatially better characterization of the hydraulic properties of the ground. Cokriging methods could be used for that purpose. Because the self-potential method is a low-cost method (accounting for the price of the equipment), we expect to see a high interest of hydrogeologists for this method in the next decades. Hundreds of electrodes could be used to monitor the groundwater flow geometry (52 electrodes were used in the experiment described by Rizzo et al., 2004). These electrodes could be located both at the ground surface and in some boreholes. The next steps concern the development of algorithms that will invert these two types of information, including the

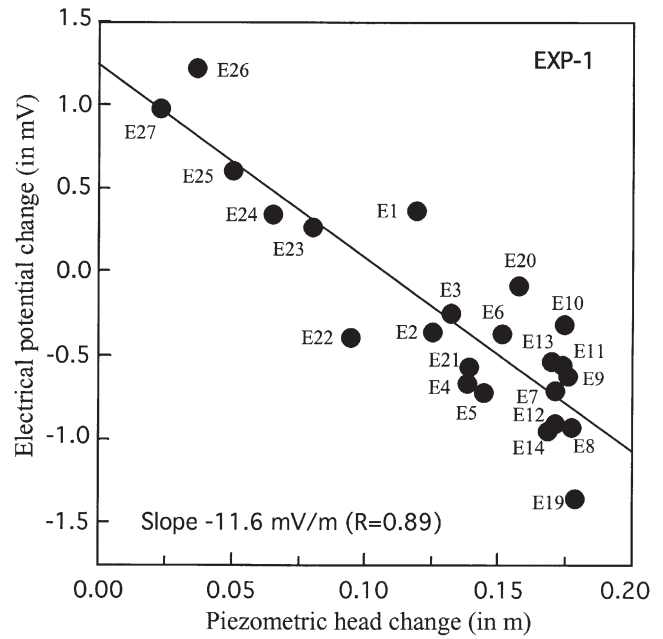


Fig. 11. Electrical potential change vs. piezometric level change (the piezometric levels are interpolated from the values measured in the piezometers) between $t = 3.5$ min and the end of the experiment (35 min later). The error bar on the electrical potentials is about 0.2 mV, and the error bar on the piezometric head change is 0.05 m. The same trend is obtained in Exp. 2 (not shown here).

electrical resistivity distribution in the inversion procedure.

APPENDIX

The volume density of current source can be expressed in terms of an equivalent volume distribution of dipole moment, $\mathfrak{J} = -\nabla \cdot \mathbf{P}$ (A m^{-3}), where $\mathbf{P}$ is an equivalent polarization vector. The continuity equation can be written as

$$\nabla \cdot (\sigma \mathbf{E}) = \begin{cases} -\nabla \cdot \mathbf{P}, & \mathbf{r} \in \Omega_i \\ 0, & \mathbf{r} \in \Omega_e \end{cases} \quad [\text{A1}]$$

where Ω_i is the source region in which fluid flow takes place and bounded at its top by the water table (Ω_e corresponds to the vadose zone, Fig. 1). We assume a piecewise conductivity distribution with σ_i the electrical conductivity of region Ω_i and σ_e the electrical conductivity of region Ω_e . With these assumptions, Eq. [A1] becomes

$$\nabla^2 \phi(\mathbf{r}) = \begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r})/\sigma_i, & \mathbf{r} \in \Omega_i \\ 0, & \mathbf{r} \in \Omega_e \end{cases} \quad [\text{A2}]$$

where in this preliminary investigation, we did not account for any surface of electrical conductivity discontinuity in the region Ω_e external to the source region. The boundary condition at the ground surface is $\mathbf{n} \cdot \nabla \phi = 0$. The boundary conditions at the piezometric surface $\partial\Omega$ are

$$(\mathbf{J}_e - \mathbf{J}_i) \cdot \mathbf{n}_s = \mathbf{P} \cdot \mathbf{n}_s \quad [\text{A3}]$$

$$(\sigma_i \nabla \phi_i - \sigma_e \nabla \phi_e) \cdot \mathbf{n}_s = \mathbf{P} \cdot \mathbf{n}_s \quad [\text{A4}]$$

where $\mathbf{n}_s$ is the outward normal to the source body (Fig. 1). According to Eq. [A3], the piezometric surface is characterized by a jump in the normal component of the electrical current density. We can therefore associate a distribution of dipoles to the piezometric surface. Application of Green's theorem yields

$$\varphi(\mathbf{r}) = C \int_C h(\mathbf{r}') \mathbf{n}_s(\mathbf{r}') \cdot \nabla' G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\xi \quad [\text{A5}]$$

where C is the two-dimensional line characterizing the phreatic surface in the tank and ξ is the curvilinear coordinate along this line. This yields

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{C}{\pi_c} \int_C h(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{n}_s(\mathbf{r}') \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2} d\xi \quad [\text{A6}]$$

We can also compute the electrical field at point P . After some algebraic calculations, we obtain the following equation from Eq. [A6]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{C'}{\pi_c} \int_C \frac{h(x, t)}{R^2} d\xi \quad [\text{A7}]$$

where $R \equiv |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ is the distance between the pumping hole and the measurement dipole. The electrical field is free from any additive constant contrary to the electrical potential. So rather than measuring the electrical potential distribution, there is the alternative possibility (not explored here) to measure the electrical field distribution at the ground surface.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank the French National Research Council (CNRS), and the Ministère de la Recherche et de l'Éducation (MENRT, ACI-Jeune #0693) for their support. A. Revil thanks Bruno Hamelin for his support at CEREGE. We thank Vincenzo Lapenna and Nicolas Florsh for fruitful discussions. We thank the PNRH program for a grant with Claude Doussan.

An electrical field of electrokinetic nature is produced in response to groundwater flow. A sandbox experiment is presented to analyze the electrical field associated with a pumping test in a Plexiglas tank filled with a tapwater-infiltrated sand. The response is analyzed both in steady-state pumping conditions and in the relaxation phase following the shutdown of the pump.

REFERENCES

- Bogoslovsky, V.A., and A.A. Ogilvy. 1973. Deformations of natural electric fields near drainage structures. *Geophys. Prospect.* 21:716–723.
- Darnet, M., G. Marquis, and P. Sailhac. 2003. Estimating aquifer hydraulic properties from the inversion of surface streaming potential (SP) anomalies. *Geophys. Res. Lett.* 30:1679. doi:10.1029/2003GL017631.
- 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. Prospect.* 37:647–668.
- Maineult, A., Y. Bernabé, and P. Ackerer. 2004. Electrical response to flow, diffusion and advection in a laboratory sand box. Available at www.vadosezonejournal.org. *Vadose Zone J.* 3:■■■■–■■■■ (this issue).
- Petiau, G. 2000. Second generation of lead-lead chloride electrodes for geophysical applications. *Pure Appl. Geophys.* 157:357–382.
- Revil, A., V. Naudet, J. Nouzaret, and M. Pessel. 2003. Principles of electrography applied to self-potential electrokinetic sources and hydrogeological applications. *Water Resour. Res.* 39(5):1114. doi:10.1029/2001WR000916.
- Revil, A., H. Schwaeger, L.M. Cathles, and P. Manhardt. 1999. Streaming potential in porous media. 2. Theory and application to geothermal systems. *J. Geophys. Res.* 104(B9):20033–20048.
- Rizzo, E., B. Suski, A. Revil, S. Straface, and S. Troisi. 2004. Self-potential signals associated with pumping-tests experiments. *J. Geophys. Res.* doi:10.1029/2004JB003049.
- Titov, K., Y. Ilyin, P. Konosavski, and A. Levitski. 2002. Electrokinetic spontaneous polarization in porous media: Petrophysics and numerical modeling. *J. Hydrol.* 267:207–216.
- Titov, K., V. Loukhmanov, and A. Potapov. 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* 18:431–435.

3.3. CONCLUSION

Ces deux études confirment que des signaux de potentiel spontané mesurables sont produits durant des expériences de pompage dans des conditions de terrain et en cuve et avec des rapports signal-sur-bruit raisonnables. Ces signaux sont mesurés pendant l'état stationnaire et durant la relaxation de la nappe libre.

Ces signaux peuvent être analysés en résolvant les équations du couplage hydro-électrique. Le potentiel spontané dépend principalement dans ce cas du taux de pompage, de la perméabilité de l'aquifère (ou de sa transmissivité hydraulique) et de la variation de la surface piézométrique. C'est principalement la relation entre la variation du niveau piézométrique et le potentiel spontané qui est intéressante. Durant la relaxation de la nappe, la variation du potentiel électrique est linéairement proportionnelle à la variation du niveau piézométrique. L'expérience de pompage de Cosenza a pu être modélisée avec le modèle GWFGEM (Ground Water Flow Geo-Electrical Mapping) (Titov et al., 2005). Les réponses électrique et hydraulique modélisées sont aussi reliées linéairement. Ce résultat confirme donc que la relation existant entre le potentiel spontané et le niveau piézométrique est bien linéaire en première approximation. Ces résultats impliquent que l'on peut utiliser ces signaux électriques comme source d'informations supplémentaires pour l'estimation des écoulements souterrains. Grâce au faible coût des électrodes, il est possible de les déployer sur le terrain pour obtenir une meilleure résolution de la distribution du niveau piézométrique afin d'acquérir finalement une meilleure caractérisation spatiale des paramètres hydrauliques du sous-sol. Maintenant que nous savons qu'il est possible d'enregistrer un signal de potentiel spontané durant un test de pompage, une nouvelle disposition circulaire des électrodes de mesure devrait être envisagée pour obtenir une meilleure résolution du signal du potentiel spontané autour du puits de pompage.

La prochaine étape consiste à étendre cette approche en supposant que la conductivité hydraulique et le coefficient d'emménagement ont des distributions hétérogènes. Cette détermination nécessite en plus la connaissance de la distribution de la conductivité électrique du sous-sol autour du puits de pompage. De plus pour pouvoir développer les algorithmes il faut acquérir beaucoup de jeux de données. Les expériences de pompage réalisées en cuve dans des conditions très bien contraintes et connues permettent de confirmer les hypothèses de terrain en retrouvant les mêmes types de signaux. En utilisant une cuve, il est justement

possible d'acquérir un grand nombre de jeux de données très facilement en changeant les différents paramètres (ce qui est beaucoup plus simple que sur le terrain).

L'association des méthodes de potentiel spontané et de résistivité électrique devrait permettre d'aller plus loin dans la détermination de la géométrie de la réponse hydraulique d'un test de pompage. Cette association implique un développement de modèles d'inversion. Ce développement ouvre des perspectives sur le suivi spatial et temporel des écoulements des nappes souterraines et sur la détermination de la distribution des perméabilités. La méthode du potentiel spontané associée à la méthode de résistivité électrique deviendrait ainsi un outil très utile pour l'hydrologie.

CHAPITRE 4

LA MÉTHODE DU POTENTIEL SPONTANÉ APPLIQUÉE AU SUIVI D'UNE INFILTRATION

Dans le Chapitre 3 nous avons vu que la méthode du potentiel spontané permet d'obtenir des informations sur l'écoulement d'une nappe souterraine dans le cas d'un pompage. De plus nous avons trouvé que la réponse électrique est linéairement proportionnelle à la variation du niveau piézométrique. Nous avons donc voulu tester cette relation de linéarité pour d'autres types d'écoulements tels que les injections d'eau directement dans la nappe ou des infiltrations.

La connaissance des transferts de fluide dans la zone de subsurface (infiltration et ruissellement) est fondamentale pour l'agriculture et les sciences de l'environnement. Ces transferts peuvent être la conséquence d'évènements pluvieux qui affectent la surface du sol et qui peuvent causer des écoulements catastrophiques et une baisse de l'eau des nappes. Par conséquent la caractérisation de la dynamique d'infiltration de l'eau dans le sous-sol est un paramètre clé pour accéder à la part que représente l'infiltration par rapport au ruissellement.

Comme dans les cas des pompages, la méthode hydrologique classique pour suivre une infiltration d'eau est de faire une série de mesures dans des piézomètres d'observation. Revil et al. (2002) ont montré qu'il était possible de mesurer des signaux de potentiel électrique associés à une expérience d'infiltration d'eau. C'est pourquoi, après les résultats concluant de ce premier test d'infiltration, nous avons décidé de tester la méthode du potentiel spontané lors d'une injection d'eau sur une parcelle expérimentale de l'INRA à Avignon en collaboration avec l'équipe Transferts de Masse en Sols Hétérogènes (Directrice : Liliana Di Pietro). Malheureusement, la variation de hauteur d'eau était très faible et le signal électrique enregistré était très bruité. Il est donc difficile d'interpréter ces données. Une seconde expérience d'infiltration à partir d'un fossé agricole a eu lieu sur le site de Roujan (Hérault, France) en Juillet 2004 en collaboration avec l'équipe du Laboratoire d'étude des Interactions entre Sol, Agrosystème et Hydrosystème de l'INRA de Montpellier (Directeur : Marc Voltz). La parcelle expérimentale a été l'objet de nombreuses

études et elle était déjà équipée de dix huit piézomètres. L'écoulement de l'eau a donc pu être suivi à la fois par les méthodes hydraulique et de potentiel spontané. En plus des résultats obtenus à partir de ces méthodes, l'infiltration de l'eau et la réponse électrique associée ont été modélisées avec le programme GWFGEM (Ground Water Flow Geo-Electrical Mapping) développé par Titov et al. (2002).

4.1. EXPÉRIENCE D'INJECTION D'EAU RÉALISÉE À AVIGNON

4.1.1. Présentation de la parcelle expérimentale et de l'expérience d'injection

La parcelle expérimentale est localisée dans le sud de la France, à Avignon (lat.: 43°55'00"N, long.: 4°52'47"E) et appartient à la zone expérimentale de l'INRA. Le plan de la parcelle (Figure 4.1) montre que ce site est muni de 14 piézomètres permettant un suivi temporel de l'évolution de la nappe et de sa chimie.

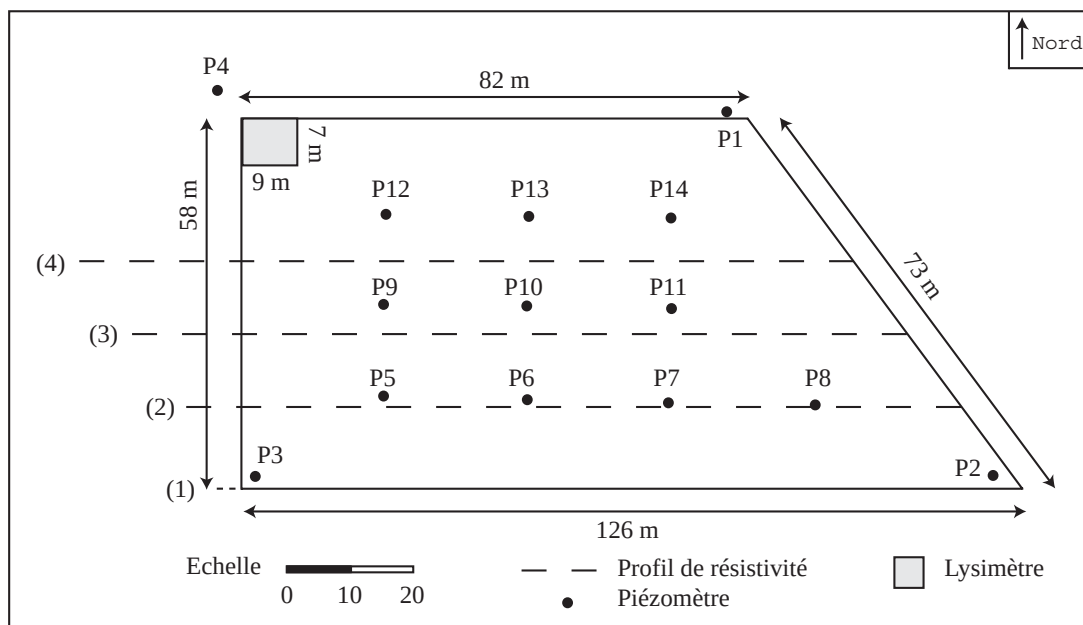


FIG 4.1 – Plan schématique de la parcelle expérimentale de l'INRA d'Avignon.

Dans un premier temps, quatre profils de résistivité électrique ont été réalisés dans le but d'imager la structure du sous-sol. L'imagerie électrique ou la tomographie de résistivité

électrique est une méthode géo-électrique largement employée pour obtenir des images hautes résolutions 2D et 3D de la résistivité du sous-sol notamment dans des zones à géologie complexe (Griffiths et Barker, 1993). La mesure de la résistivité électrique a été réalisée à l'aide du Terrameter ABEM SAS-4000 en utilisant une configuration Wenner car elle présente une grande sensibilité aux contrastes de résistivités verticaux et un bon rapport signal sur bruit. Les profils de résistivité qui ont été réalisés avaient pour but d'établir un état des lieux de la parcelle expérimentale, en localisant et en identifiant précisément la nappe et son substratum. Afin d'avoir une image globale du sous sol de la parcelle, quatre profils ont été réalisés à l'aide de 64 électrodes en acier par profil, insérées de 10 à 15 centimètres dans le sol et avec un écartement de 2 mètres (Figure 4.1).

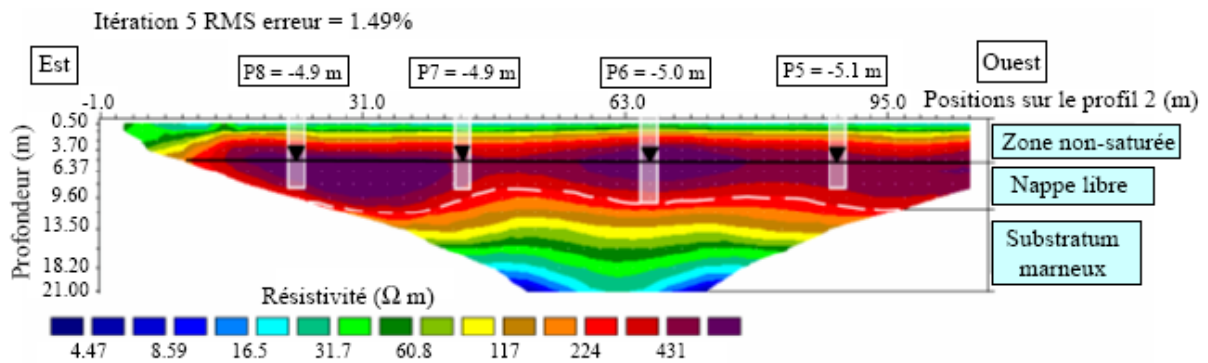


FIG 4.2 – Tomographie de résistivité correspondant au profil (2).

Trois structures majeures sont en présence : une couche d'un mètre cinquante en surface, qui correspond au sol proprement dit, une couche de galets de huit mètres d'épaisseur environ, où est localisée la nappe libre puis une couche de marnes grises, substratum sur lequel elle repose. La figure 4.2 met en évidence la forte conductivité électrique de la zone vadose qui est confirmée par la caractérisation géochimique des 3 premiers mètres de la parcelle, réalisée à partir de carottages lors du forage des piézomètres. On distingue une structure de très forte résistivité correspondant à la nappe libre (d'après les relevés piézométriques). Cette forte résistivité électrique et cette morphologie en chenaux sont en accord avec la nature des alluvions de la Durance. L'imperméable sur lequel repose la nappe est constitué de marnes bleues. Des valeurs de résistivités plus faibles pourraient être alors attendues. Cependant les mesures obtenues sur des carottes prélevées sur le site ont montrées une très faible saturation en eau de ces marnes. Ceci expliquerait leur faible variation de

résistivité électrique. A partir de 18 mètres environ, l'interpolation n'est plus assez fiable, il ne sera donc pas tenu compte du caractère très conducteur en profondeur. Les trois autres profils ne présentent pas d'hétérogénéités géologiques particulières et mettent en évidence la structure tabulaire du sous-sol, favorable à l'utilisation de mesures de potentiel spontané.

L'expérience réalisée sur le terrain consiste en l'injection d'eau, directement dans la nappe, par le biais d'un piézomètre. Le piézomètre d'injection choisi est le piézomètre P6. Un maillage régulier de 36 électrodes Cu/CuSO₄ a été installé en surface autour du piézomètre P6 (Figure 4.3) et l'électrode de référence est placée à côté du piézomètre P2 loin du puit d'injection. Les électrodes Cu/CuSO₄ sont constituées d'un tube en PVC bouché à l'extrémité supérieure par un bouchon en caoutchouc et à l'extrémité inférieure par une membrane poreuse constituée de bois de hêtre. A l'intérieur de l'électrode une tige en cuivre plonge dans une solution saturée de CuSO₄. En forçant sur le bouchon en caoutchouc, on fait pression sur le liquide qui percole doucement au travers de l'extrémité en bois, ce qui assure un parfait contact avec le sol.

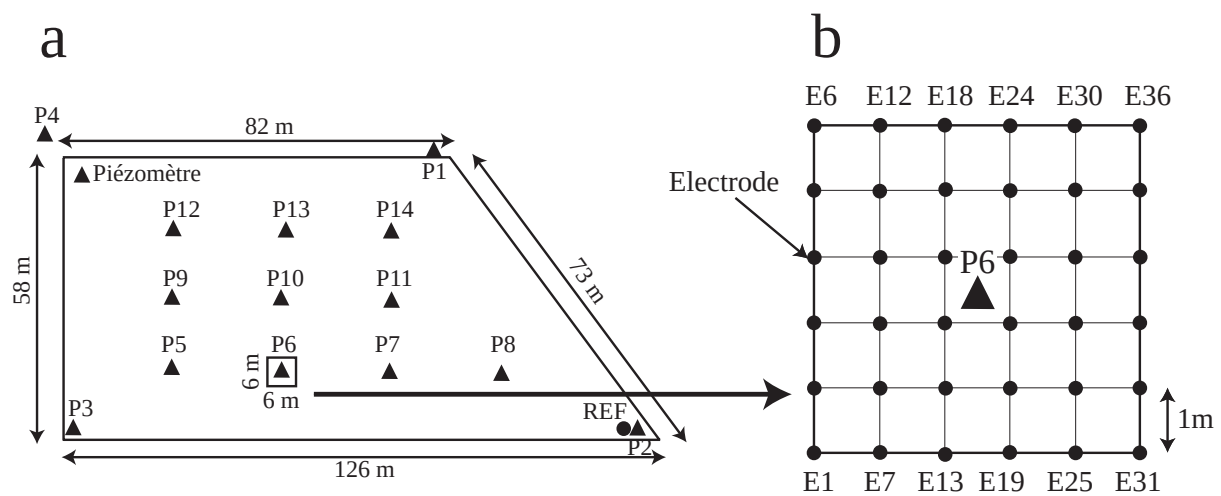


FIG 4.3 – Dispositif d'acquisition des mesures de potentiel spontané. (a) Un maillage de 36 électrodes a été disposé autour du piézomètre P6. (b) Zoom sur le dispositif d'acquisition.

A chaque nœud du maillage, un trou est creusé et rempli de bentonite, puis chaque électrode est insérée profondément afin de limiter tout effet de température pouvant biaiser les mesures. Les électrodes de mesure sont reliées à l'électrode de référence par un multimètre Keithley 2701 programmé pour exécuter une acquisition de mesures toutes les 15 secondes.

4.1.2. Résultats de l'injection

La dépendance du potentiel spontané à la vitesse d'écoulement, aux propriétés physico-chimiques et aux hautes fréquences anthropiques, nécessite une bonne connaissance du terrain et un état des lieux complet. Une rapide étude analytique préliminaire a donc été effectuée afin de déterminer l'ordre de grandeur des réponses électriques tenant compte de la conductivité du fluide et du débit d'injection imposé.

La conductivité de l'eau dans la nappe est de $\sigma_f = 0,07 \text{ S m}^{-1}$. D'après Revil et al. (2003), le terme de couplage électrocinétique peut être déterminé en première approximation, à partir uniquement de la conductivité électrique de l'eau

$$\text{Log}_{10}|C'| = -0.921 - 1.091 \cdot \text{Log}_{10}\sigma_f. \quad (4.1)$$

Cette relation donne un coefficient de couplage électrocinétique $C' = -2,2 \text{ mV/m}$. La réponse hydraulique associée à un test d'injection préliminaire donne une variation de hauteur d'eau de 0.23 m. En utilisant l'approche semi empirique $\varphi = C'(h - h_0)$ (cf. ch.3, §3.2.2.b, éq. 3.13), un test de sensibilité a été réalisé. Une variation de hauteur d'eau de 0.23 m génère alors une variation du potentiel spontané de 0,5 mV ce qui représente une variation difficilement mesurable. Malgré le très faible signal théorique, nous avons tout de même réalisé cette expérience, en prenant de nombreuses précautions afin d'optimiser au maximum la qualité des mesures. La figure 4.4 présente un suivi type des variations du potentiel spontané mesurées en surface à proximité du puit (électrode E15).

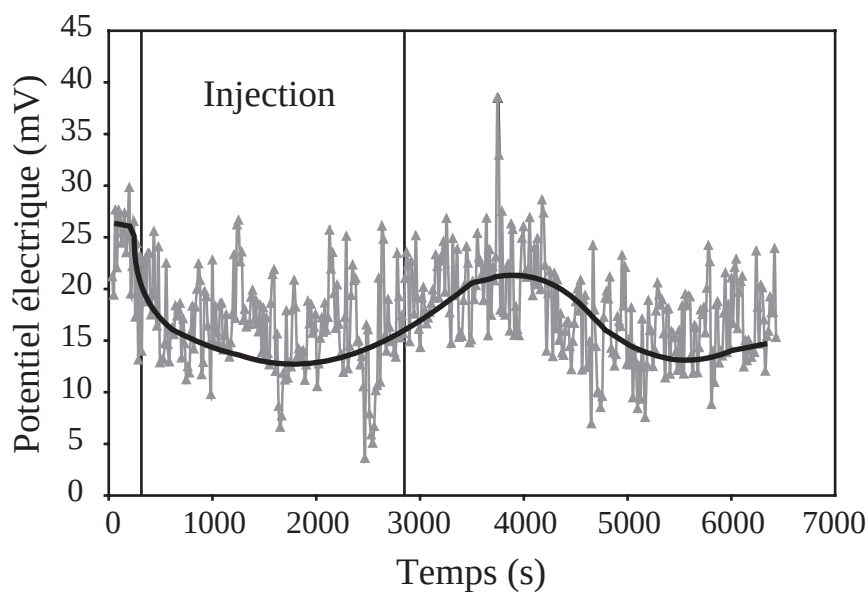


FIG 4.4 – Variation du potentiel électrique (E15) pendant l'injection d'eau.

Le signal électrique présente un bruit assez important. Ce bruit peut avoir été induit par des sources anthropiques, tenant compte du fait que la parcelle est à proximité d'une agglomération. Le signal semble tout de même présenter une certaine tendance. Dès l'injection le potentiel spontané décroît, et à la fin de l'injection, le potentiel spontané augmente puis re-décroît après une vingtaine de minutes. Le signal semble être de nature électrocinétique étant donné qu'il correspond temporellement aux contraintes imposées au milieu, mais il est très bruité et les variations sont supérieures à ce qu'avait prédit le test de sensibilité (environ 10 mV).

Au regard de ces grandes différences entre les valeurs prédites et les valeurs obtenues, il semble évident que certains paramètres ne soient pas considérés. Avant de traiter plus amplement ces résultats et de pouvoir les interpréter correctement, un état initial en terme de niveau de bruit doit être réalisé sur la parcelle ainsi que des carottages de l'encaissant en vue de la détermination du coefficient de couplage électrocinétique. Nous avons donc décidé d'installer une station d'électrodes Petiau sur la parcelle de manière pérenne, ce qui devrait nous permettre de définir la nature des signaux (étude de chronicité et d'amplitude des signaux).

4.2. EXPERIENCE D'INFILTRATION A ROUJAN

4.2.1. Description de l'expérience

Ce test d'infiltration a eut lieu sur la parcelle expérimentale localisé dans le sud de la France près de la ville de Roujan (lat.: 43°30'N, long.: 3°19'E) en Juillet 2004. Cette parcelle expérimentale fait partie du bassin versant de Roujan étudié par l'INRA de Montpellier (Laboratoire d'étude des Interactions entre Sol, Agrosystème et Hydrosystème). Le sol est un limon argileux de porosité $\phi = 20\text{-}30\%$ et de conductivité hydraulique $K \sim 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$.

L'infiltration est faite à partir d'un fossé agricole de 0.8 m de profondeur, 1.5 m de largeur et 10 m de longueur. La parcelle est instrumentée avec dix huit piézomètres installés à différentes distances du fossé et atteignant une profondeur de 4 m. Les signaux de potentiel spontané sont mesurés avec 41 électrodes de mesure de type Petiau (cf. Ch.3, §3.2.1.a) reliés à une électrode de référence placée à 100 m du fossé d'infiltration (Figure 4.5).

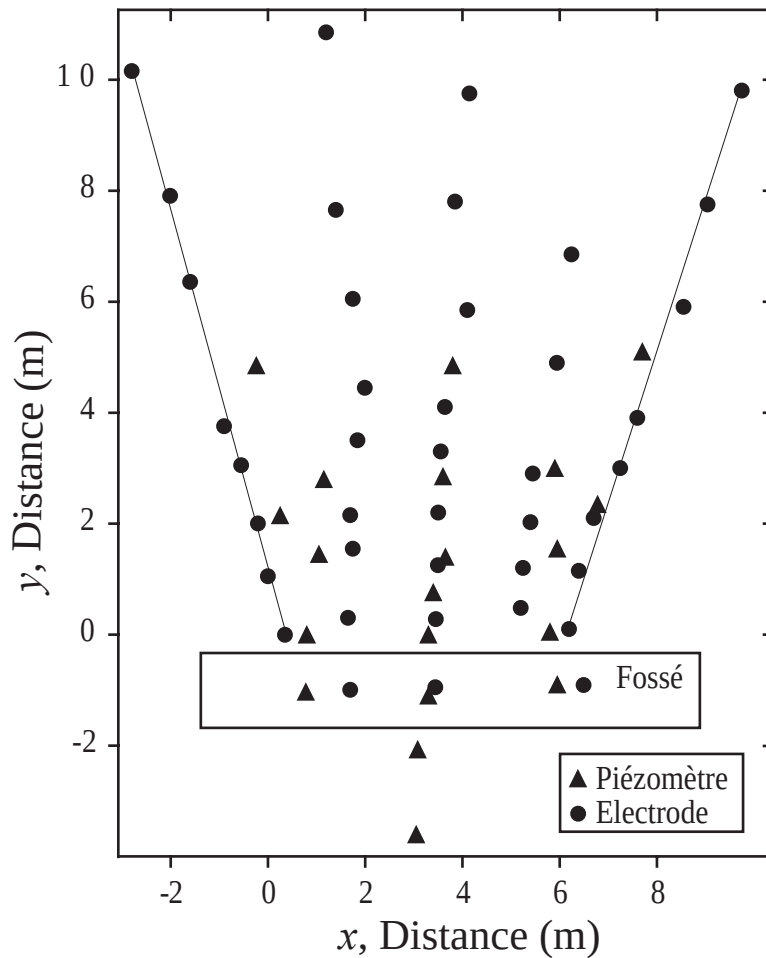


FIG 4.5 – Dispositif d'acquisition de la réponse hydraulique et électrique.

Durant l'infiltration, 14 m^3 d'eau ont été injectée dans le fossé. L'expérience est divisée en trois phases : la phase 1 dure 10 minutes et correspond à l'injection de l'eau dans le fossé jusqu'à une hauteur de 0.35 m à partir du fond du fossé, la phase 2 correspond au maintien à niveau constant de la nappe d'eau dans le fossé pendant 3 heures, et la phase 3 correspond à l'arrêt de l'injection et à la relaxation de la nappe pendant 3 heures.

Durant ce test, les signaux de potentiel spontané mesurés sont reliés à l'écoulement souterrain (effet d'électrofiltration). Néanmoins une contribution supplémentaire correspondant à la variation de température entre les électrodes de mesure et l'électrode de référence a été mesurée. Sur ce site, l'électrode de référence a été plantée à 100 m du fossé dans une zone ombragée contrairement aux électrodes de mesures proche du fossé qui étaient dans une zone ensoleillée. D'après la société SDEC, une différence de température entre les

électrodes peut être à l'origine d'une dérive des mesures. Cette dérive des électrodes Petiau est de $210 \mu\text{V } ^\circ\text{C}^{-1}$ (toujours d'après la société SDEC). Une différence de température de 10°C est alors responsable d'une dérive de la mesure du potentiel spontané de 2 mV qui est une valeur élevée en comparaison avec le phénomène électrocinétique.

La figure 4.6 représente la variation du potentiel spontané pour l'électrode E9 localisée loin du fossé d'infiltration.

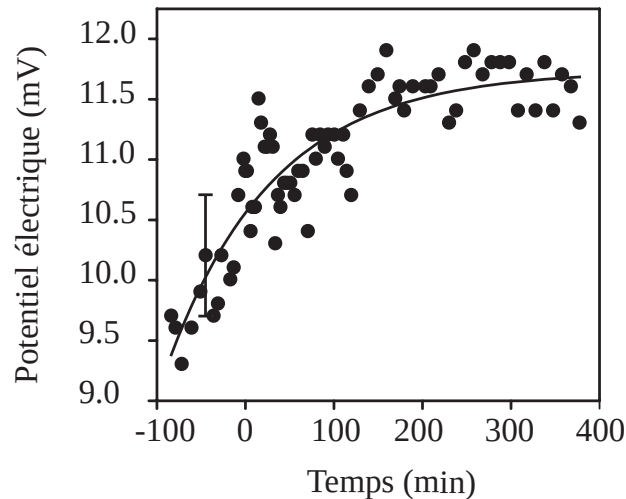


FIG 4.6 – Variation du potentiel électrique en fonction du temps pour l'électrode E9 placé loin du fossé d'infiltration. Cette variation est due à la différence de température entre l'électrode de mesure et l'électrode de référence durant l'expérience. Ces mesures peuvent être ajustées par une fonction exponentielle décroissante du premier ordre de la forme : $\varphi = \varphi_0 - \varphi_1 \exp(-t / \tau)$ avec $\varphi_0 = 11.7 \text{ mV}$, $\varphi_1 = 1.2 \text{ mV}$ et $\tau = 121.6 \text{ minutes}$ ($r^2 = 0.81$).

A cette distance la variation du niveau piézométrique est inférieur à 0.20 m . On peut donc supposer que la variation du potentiel spontané est seulement générée par la variation de température. Ces variations peuvent être ajustées par une fonction exponentielle décroissante du premier ordre de la forme : $\varphi = \varphi_0 - \varphi_1 \exp(-t / \tau)$. Cette tendance est alors soustraite pour chaque électrode et le signal ainsi obtenu est alors affranchi de l'effet de la différence de température propre à chaque électrode (Figure 4.7).

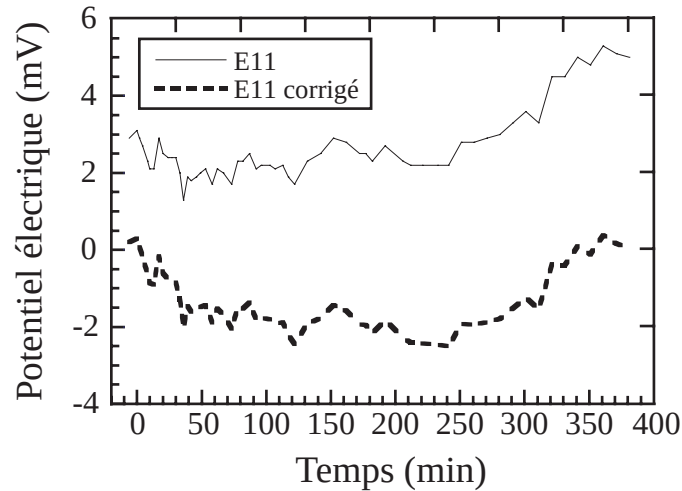


FIG 4.7 – Variation du potentiel spontané pendant l'expérience d'infiltration pour l'électrode E11 proche du fossé. La courbe en trait plein représente les valeurs de PS mesurées sur le terrain. La courbe en tiret représente les valeurs de PS mesurées sur le terrain et corrigées de l'effet de température.

Finalement la dérive des électrodes associée aux effets de la température peut être déterminée sur le terrain. Cette tendance peut être supprimée pour chaque électrode de mesure. Une fois cette correction établie, le potentiel résiduel est associé seulement à l'effet électrocinétique.

4.2.2. Résultats

Un test d'infiltration similaire préalable a été effectué sur la même parcelle expérimentale (Revil et al., 2002) avec 10 électrodes Petiau. L'expérience avait montré que lors du test infiltration d'eau, des variations de potentiel électrique sont enregistrables à la surface du sol et ces signaux montrent une dynamique similaire à la variation du niveau piézométrique mesurée avec les piézomètres. Le but de ce test était donc d'essayer de confirmer la relation existant entre les variations de potentiel spontané et du niveau piézométrique en déployant un plus grand nombre d'électrodes sur le site. Lors de cette infiltration, le niveau piézométrique n'a varié que de 0.60 m. Il était donc intéressant de tester la sensibilité de la méthode du potentiel spontané dans des conditions où le moteur du potentiel spontané est faible. De plus les réponses hydraulique et électrique ont pu être modélisées avec le code numérique aux différences finies GWFGEM (Ground Water Flow

Geo-Electrical Mapping), développé par Titov et al. (2002). Les résultats du calcul numérique confirment la relation entre le potentiel spontané et la hauteur piézométrique obtenue sur le terrain.

Les résultats de ce test d'infiltration ont fait l'objet d'un article scientifique intitulé « Monitoring of an infiltration experiment using the self-potential method », par Suski, B., A. Revil, K. Titov, P. Konosavsky, M. Voltz, C. Dagès et O. Huttel, 2005, soumis à Water Resource Research et présenté ci-dessous.

Monitoring of an infiltration experiment using the self-potential method

B. Suski (1), A. Revil (1), K. Titov (2), P. Konosavsky (3), M. Voltz (4), C. Dagès (4), and O. Huttel (4)

(1) CNRS-CEREGE, Université Paul Cézanne, Aix-en-Provence, France

(2) Geological Faculty, State University of Saint Petersburg, St. Petersburg, Russia

(3) Institute of Environmental Geology of Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

(4) INRA, Laboratoire d'étude des Interactions entre Sol, Agrosystème et Hydrosystème, Montpellier, France

Abstract. An infiltration test was performed from a ditch in the purpose to monitor the evolution of the piezometric levels using self-potential measurements made at the ground surface. We used a set of 18 piezometers and a network of 41 non-polarizable (Pb/PbCl₂) electrodes. In steady-state conditions, the variations of the self-potential signals are linearly correlated to the piezometric level changes with an apparent voltage coupling coefficient of $-5.5 \pm 0.9 \text{ mV m}^{-1}$. We measured, independently of this infiltration test, the three material properties entering the macroscopic field equations. They are the resistivity distribution of the soil, its mean hydraulic conductivity, and its intrinsic streaming potential coupling coefficient ($-5.8 \pm 1.1 \text{ mV m}^{-1}$). Then, we modelled numerically the infiltration test and the associated self-potential signals using a 2D-finite-difference code. The numerical model reproduces fairly well the observed results with no flush factors. This investigation demonstrates the effectiveness of the self-potential method in field conditions to monitor small variations ($<0.60 \text{ m}$) of the water table. It offers for the first time a precise test of the electrokinetic theory in the field with independent evaluation of the material properties entering the field equations.

Short title: Self-potential monitoring of ground water flow

Keywords: Hydrogeophysics, Piezometric levels, Preferential ground water flow

Intended for publication in Water Resources Research

1. Introduction

In situ measurements using piezometers are traditionally used in hydrogeology to access information related to the hydraulic head. However, this information is by nature poorly distributed and the data are typically insufficient to reconstruct the water table of an aquifer. As a consequence, non-intrusive geophysical techniques have gained interest in recent years as they provide complementary information associated with in situ measurements in the inverse problem [e.g., *Troisi et al.*, 2000; *Cassiani and Binley*, 2005].

The flow of water through a porous material generates a measurable electrical field called the streaming potential [e.g., *Ishido and Mizutani*, 1981; *Sill*, 1983; *Fournier*, 1989; *Morgan et al.*, 1989; *Birch*, 1993, 1998; *Maineult et al.*, 2005]. It represents one of the contributions to the self-potential (SP) signals measurable at the ground surface with non-polarizable electrodes. Various applications of these signals have been reported recently to determine structural information in active volcanoes [e.g., *Tort and Finizola*, 2005], to identify hydrofracturation [*Byrdina et al.*, 2003; *Pain et al.*, 2005], and to determine the pattern of subglacial ground water flow [*Kulessa et al.*, 2003]. Because the equipment needed for self-potential measurements is rather simple and because the electrokinetic signals are directly sensitive to the hydraulic head distribution in the ground, there is a strong interest to test the sensitivity of this method, in field conditions, to small variations of the hydraulic heads. Indeed, hopes have been raised to use this geophysical information to fill the gap of knowledge between a set of piezometers in reconstructing, at a finer scale, the shape of the water table in response to a pumping or recovery test [e.g., *Bogoslovski et Ogilvy*, 1973; *Darnet et al.*, 2003; *Rizzo et al.*, 2004].

In this paper, we present an infiltration experiment in which water was infiltrated from a confined section of an agricultural ditch. Such an experiment is in itself interesting to determine the role of such ditches in the infiltration of meteoric water during strong rain events in catchments areas. These strong rain events are frequent under Mediterranean

climates. The main goal of the present paper is however to test further the sensitivity between the self-potential signals and the hydraulic heads. Indeed, during this experiment, the maximum variation of the piezometric level was 0.60 m, a small value compared to the 9 meters of piezometric level change for the recovery test presented recently by *Rizzo et al.* [2004]. While the study of this sensitivity could appear test-specific to some readers, this is the first time, to our knowledge, that all the aspects of the coupled hydraulic-electrical problem are covered in a scientific paper for an infiltration experiment. The big picture is naturally to combine self-potential and resistivity data in order to determine the distributions of the hydraulic parameters (transmissivity and storativity) of the ground using optimization procedures.

2. Background

2.1. Review of the Literature

In this section, we provide a short review of the literature concerning the measurements of the self-potential signals related to pumping and infiltration tests. Pumping tests are standard methods used to assess the hydraulic transmissivity and storativity distributions of aquifers (see recently *Butler and Zhan* [2004] for a state-of-the-art). In the course of such tests, hydraulic heads are recorded in observation wells and in the pumping well. The time-lapse distribution of these heads provides the information needed to invert the hydraulic parameters of interest. However this information is poorly distributed due to the high cost of piezometers and therefore the inverse problem is usually strongly underdetermined (e.g., *Wu et al.* [2005]).

Self-potential signals are generated in such systems in response to ground water flow. These so-called “streaming potentials” are sensitive to hydraulic head gradients [*Sill*, 1983]. The first documented observation of self-potential signals associated with a pumping test is

1 due to *Gorelik and Nesterenko* [1956] who presented electrical potential variations versus
 2 azimuths at several stations located in the vicinity of a pumping well. They showed that the
 3 electrical field was mainly radial toward the well indicating a causal relationship between the
 4 mechanism at play and the pumping itself. Nearly twenty years later, *Bogoslovsky and Ogilvy*
 5 [1973] showed a significant positive electrical anomaly (~ 40 mV) around a pumping well
 6 during a pumping test in steady-state conditions. Isopotential lines on the ground surface (~ 40
 7 mV) around a pumping well have also been presented in Chapter XI of the monograph by
 8 *Semenov* [1980].

9 However, until the beginning of the eighties, all the self-potential data presented in
 10 relation with pumping test experiments were reported for steady-state conditions. *Murashko*
 11 [1981] presented the first self-potential survey obtained in the vicinity of a pumping well in
 12 transient conditions. He measured the self-potential response at three different time lapses
 13 after the starting of the pumping. This clearly shows the increase of the self-potential signals
 14 over time. This is the proof that the resulting self-potential signals are due to the build-up of
 15 the depression cone of the water table over time as discussed in details in *Revil et al.* [2003]
 16 and not to the pumping itself as suggested by *Darnet et al.* [2004].

17 In addition to these near-surface measurements, it is worth to mention deep hydraulic
 18 stimulations (e.g., in geothermal systems, see *Darnet et al.* [2004] and in sedimentary basins,
 19 see *Wurmstich and Morgan* [1994]) during which self-potential signals were correlated with
 20 the changes of the pressure head at depth. *Ushijima et al.* [2000] have proposed a method to
 21 locate hydrofracturation events during injection operations into the hot dry rock (HDR)
 22 geothermal site of Ogachi in Japan. Their method is based on the electrical signals owing the
 23 electrokinetic coupling.

24 A drawback of the self-potential method, often mentioned in the literature, is the
 25 number of sources responsible for the measured self-potential signals. Indeed, as a passive
 26 method, the self-potential signals include all the contributions associated with various

polarization processes at play in the ground. For pumping tests, electrochemical potentials associated with corrosion of the iron casing produce strong negative self-potential anomalies localized in the vicinity of the well (e.g., *Frischknecht et al.* [1983]; *Darnet et al.* [2003]). *Rizzo et al.* [2004] show how to distinguish this electro-redox contribution from the streaming potential signals associated with hydraulic heads.

The data by *Bogoslovsky and Ogilvy* [1973] were inverted recently to determine the position of the water table (*Revil et al.* [2003]). However, there is a lack of information regarding the field data described by *Bogoslovsky and Ogilvy* [1973] to test the interpretative methods of *Revil et al.* [2003] and *Darnet et al.* [2003], which are built on different assumptions. Recently, new data containing observations of both electrical signals and piezometric levels in the course of a pumping test experiment have been presented by *Rizzo et al.* (2004). Their experiment was carried out in an aquifer covered by a clayey aquitard and during the recovery phase to avoid signals directly related to the action of the pump itself. The observations were made with a network of fixed electrodes and carried out during 175 min after the shut down of the pump. A numerical analysis of the data by *Rizzo et al.* [2004] has been done on the basis of the numerical simulator GWFGEM (Ground Water Flow Geo-Electrical Mapping) [*Titov et al.*, 2005]. The GWFGEM software allows 2-D plus time forward modelling of streaming potentials in saturated media [*Titov et al.*, 2002]. This analysis includes the electrical resistivity distribution captured by *Rizzo et al.* [2004] on the basis of electrical resistivity tomography, as well as a possible heterogeneities in distribution of hydraulic conductivity and storativity in the aquifer around the pumping well.

In addition to field experiments, sandbox experiments were also carried out by a number of authors. For example *Merkler et al.* [1989] reported sandbox experiments in which they measured the electrical and thermal disturbances associated with leakage from an experimental channel used to mimic leakage from a dam. However, their results were not compared to a numerical model in which the material properties entering the field equations

would have independently evaluated. Recently, *Suski et al.* [2004] reported sandbox experiments in which the self-potential response was monitored during a recovery test with a network of fixed non-polarizable electrodes. They showed that the spatial and temporal variations of the electrokinetic potentials could be quantitatively assessed. *Moore et al.* [2003] reported also direct correlations between variations of the self-potentials and the hydraulic heads during a hydraulic test stimulation in a simulated geothermal system.

This short review of the literature points out the following point: to date there is no quantitative analysis of the self-potential experiment of a field infiltration experiment in a soil including both an independent evaluation of the material properties entering the field equations and a numerical simulation of the field experiment accounting for the resistivity distribution. Therefore the work reported in the present paper is the first attempt to reach such a goal.

2.2. Governing Equations

We recall here very briefly the well established field equations governing the coupled hydraulic problem in a water-saturated porous medium. In such a medium, there is always an excess of electrical charge in the vicinity of the pore water / mineral interface. The drag of this excess of charge by the flow of the ground water is responsible for a net source of electrical current that polarizes the porous continuum [*Ishido et Mizutani*, 1981; *Morgan et al.*, 1989]. The hydrostatic fluid pressure is written as $p = \rho_w g(H - z)$ (in Pa), ρ_w (in kg m^{-3}) is the water density, g (in m s^{-2}) is the gravity acceleration, H (in m) is the hydraulic head, and z (in m) is the constant elevation, from which the hydraulic heads are counted out. The two field equations to solve are obtained by combining the appropriate constitutive and continuity equations (e.g., *Titov et al.* [2002] and references therein). They are,

$$\nabla \cdot (K \nabla H) = (S + S_g) \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \psi) = -\nabla \cdot (L \nabla H), \quad (2)$$

where t is time, σ (S m^{-1}) is the bulk electrical conductivity, ψ (V) is the electrical potential, K (m s^{-1}) the hydraulic conductivity; S (dimensionless) the storativity related to the compressibility of the aquifer; and S_g (dimensionless) its specific yield related to imbibition of the unsaturated part of aquifer during the injection stage and to its drainage during the relaxation of the phreatic surface after the end of the injection. Because of hysteresis in the imbibition / drainage curve, S_g has not the same value for imbibition and drainage. The current coupling coefficient L (A m^{-2}) characterizes the electrical current density produced in response to the unit hydraulic gradient. It is also customary to introduce an intrinsic voltage coupling coefficient $C = -L / \sigma$ (V m^{-1}) that measures the sensitivity of the voltage drop in response to the unit pressure gradient. Equation (1) is the diffusion equation governing the flow of the ground water. Equation (2) is the Poisson equation governing the distribution of the electrical potential associated with the flow of the ground water. It is clear from Eq. (2) that (i) the distribution of the electrical field is controlled by the hydraulic head gradient and not by the ground water flux and (ii) the distribution of the electrical potential at a given time depends only on the distribution of the hydraulic head and not on the past distribution of the electrical potential because the transport of the electromagnetic information is assumed to be instantaneous at this scale (see discussion in the appendix of *Revil et al.* [2003]).

3. Description of the Field Experiment

The water infiltration experiment reported in this paper was carried out in July 2004 at the test site of Roujan ($43^{\circ}30'\text{N}$ and $3^{\circ}19'\text{E}$), located in the Southern part of France, on the plain of the Hérault river (see *Leonard and Andrieux* [1998] for a geological description of

the catchment area). The soil is a carbonate siltstone with an important fraction of clay minerals (up to 30%). Its porosity ϕ is in the range 0.20 to 0.30 and its hydraulic conductivity K ranges between 10^{-4} and 10^{-5} m s⁻¹ as independently determined from pumping tests and localized infiltration experiments [Andrieux *et al.*, 1993]. The topography of the site around the ditch is quite flat (<20 cm) and will be neglected below.

Eighteen piezometers (diameter 63 mm) were installed to a depth of 4 m in the vicinity of the ditch. The ditch itself was 0.8 m deep, 1.5 m wide, and 10 m long (Figure 1a). The self-potential signals were monitored using a network of 41 non-polarisable Pb/PbCl₂ (PMS9000) electrodes [Petiau, 2000] manufactured by SDEC in France. These electrodes, known to be very stable over time [Petiau, 2000], were placed in small holes (20 cm deep) filled with muddy bentonite (see Rizzo *et al.* [2004]) to maintain a uniform electrical contact with the ground and constant moisture during the duration of the experiment.

The distribution of the electrical resistivity influences the distribution of the streaming potentials. Therefore, we performed an electrical resistivity survey along a section perpendicular to the ditch to capture the electrical resistivity distribution (Figure 1b). The survey reached a depth of 5 meters and the acquisition was done with a set of 64 electrodes and the Wenner- α array (0.5 m electrode spacing). The tomogram (Figure 1b) indicates that the conductivity of the soil was rather uniform (with a mean equal to 20 Ohm m) except for the shallow subsurface (the first 0.5 m) where the resistivity was substantially higher (mean ~ 100 Ohm m). The measurements were made in summer and the high resistivity close to the surface reflects primarily the dryness of this section of the ground with a low moisture content.

The self-potential data were obtained using a Metrix MX-20 impedancemeter (internal impedance of 10 MOhm, resolution of 0.1 mV). In order to provide reliable self-potential measurements, the impedance of the meter needs to be substantially higher than the

impedance of the soil between the electrodes because of the small bias current used to measure the voltage. This is the case here. The electric potentials were measured between each electrode and a reference electrode buried 100 meters away from the ditch. A typical electrical signal recorded during the whole infiltration experiment is shown on Figure 2. This trend was obtained after the removal, from the total signal, of the contribution associated with the temperature difference between the network of electrodes (exposed to sunlights) and the buried reference electrode (see details in Appendix A).

The water table was initially located at a constant depth of 2 m below the ground surface. During the experiment, 14 m³ of fresh water were injected in the ditch. The electrical conductivity of the injected water was 0.068 S m⁻¹ at 20 °C while the electrical conductivity of the ground water in the aquifer was 0.100 S m⁻¹ at the same temperature. Using the model of *Revil et al.* [2005] and this conductivity contrast, we checked that the self-potential contribution associated with this contrast in the pore water conductivity (the so-called diffusion potential) can be safely neglected because it is much smaller than 1 mV.

The infiltration experiment can be divided into three phases (Figure 3). Phase I corresponds to the increase of the water level with time in the ditch until a hydraulic head of 0.35 m measured from the bottom of the ditch was reached in the ditch ($\approx$ 12 minutes). In the second phase (Phase II), the hydraulic head was maintained constant at this level for 3 hours. At the beginning of phase III, we stopped the injection of water. This third phase corresponds therefore to the relaxation of the phreatic surface over time. The monitoring network of electrodes was activated at 0728 LT (Local Time). The infiltration of the water in the ditch started at 0848 LT (beginning of Phase I). The hydraulic and electrical responses were monitored during 6 hours and 20 minutes.

We first computed the electrical potential difference for each electrode at the end of Phase II minus the value taken at the reference state, i.e. prior to the beginning of the

experiment. These differences were plotted as a function of the piezometric head differences using couples of electrodes and piezometers located in the same area. The results are reported in Figure 4. They exhibit a linear trend with a slope equal to $-5.5 \pm 0.9 \text{ mV m}^{-1}$ that we call an apparent voltage coupling coefficient. The difference between this apparent coupling coefficient and the true intrinsic coupling coefficient introduced in Section 2b is the following. The true coupling coefficient represents the intrinsic coupling coefficient appearing in the constitutive equation for the current density and measured in the laboratory (see Section 4 below). The apparent voltage coupling coefficient determined from the self-potential data obtained at the ground surface depends not only on the value of the intrinsic coupling coefficient but also on the geometry of the system (the position of the electrodes with respect with the water table) and the distribution of the electrical resistivity in the vadose zone. The apparent voltage coupling coefficient we found is inside the range of values reported in other studies, that is few mV per meter of hydraulic head change (e.g., *Bogoslovsky and Ogilvy* [1973], *Merkler et al.* [1989] and *Rizzo et al.* [2004] and references therein).

In quasi-steady state conditions, the linear trend observed in Figure 4 can be used to estimate the shape of the water table using a combined set of piezometers and self-potential measurements made at the ground surface. In other words, the self-potentials can be used as a proxy of the piezometric levels. A 20 cm uncertainty on the measurements is obtained by projecting the error bars onto the model prediction of Figure 4. While this uncertainty might be reduced by better measurements, this 20 cm value is more importantly site-specific as it derives from the actual value of the coupling coefficient, i.e., for smaller coupling coefficients (smaller slope in Figure 4), the same 1 mV error will project to a larger uncertainty in piezometric levels, and conversely, smaller errors for larger slopes.

In a second step, we looked at the variations of the electrical potentials versus the piezometric levels over time. The results are shown on Figure 5 for two representative piezometers. Again, we observed a relatively good linear trend between the electrical potential signals and the variations of the depth of the water table during the three phases of the experiment. The slope of the linear trend is $-3.8 \pm 0.2 \text{ mV m}^{-1}$ for the electrode/piezometer couple (E11/A1) (Figure 5a) and $-4.0 \pm 0.2 \text{ mV m}^{-1}$ for the couple (E20/C1) (Figure 5b).

Finally, from the whole set of electrical potential data, we mapped the self-potential distribution at the ground surface for different time lapses, and we compared them to the piezometric level maps. Figure 6 shows the self-potential and piezometric level 10 minutes (Figure 6a, b) and 60 minutes (Figure 6c, d) after the beginning of infiltration, respectively. On both maps, it is quite clear that the infiltration had a preferential path in the right-hand side of the ditch. The infiltration of water ended at $t = 180$ minutes (end of Phase 2) and the piezometric variations reached their maximum levels at that time (Figure 3). At the same time, the self-potential variations are at their highest level (not shown here). Again, the preferential path can be seen on the self-potential data. At the end of the experiment ($t = 380$ minutes), both the gradients of the piezometric levels and the self-potentials were vanishingly small (not shown here).

4. Laboratory Experiment

To model the electrical signals recorded at the ground surface, the knowledge of the value of the intrinsic coupling coefficient needs to be independently evaluated. Laboratory experiments were therefore carried out to determine the intrinsic value of this coupling coefficient. We used a set of six soil samples collected at different depths along a borehole located in the vicinity of the ditch. These samples were first equilibrated with water sampled from the aquifer or with the water infiltrated into the ditch for several days.

Experimental setups to measure the streaming potential coupling coefficient are described in *Ishido and Mizutani* [1981], *Morgan et al.* [1989], *Reppert et al.* [2001], and especially *Reppert and Morgan* [2001]. A very simple laboratory device (Figure 7a) was used to measure the intrinsic coupling coefficient. A soil sample is placed at the bottom of a vertical, graduated, plastic tube. This tube is 2 m-long and 1.05 cm in diameter. In order to measure the electrical potential difference across the sample specimen, two non-polarisable Ag/AgCl electrodes were inserted at the end-faces of the sample. At a given time, the hydraulic head was suddenly increased in the tube to a given value and the difference of electrical potential across the sample was measured over time (Figure 7b). The streaming potential coupling coefficient C was determined using the relationship $C = (\delta\psi / \delta h)_{j=0}$ (at constant ionic strength and temperature) where j is the total current density, $\delta\psi$ is the steady-state difference of electrical potential recorded at the end faces of the cylindrical core specimen while δh is the imposed hydraulic head in the column (Figure 7a). It takes usually few minutes to reach steady-state conditions (Figure 7b).

To improve the determination of the streaming potential coupling coefficient, this experiment was repeated with different hydraulic heads. The results are reported Figure 7c for a typical test. This figure shows very clearly that the steady-state self-potential measurements are proportional to the imposed hydraulic heads. The slope of this linear trend provides the intrinsic coupling coefficient, C . As said above, the experiments were performed with the water injected in the ditch (electrical conductivity of 0.068 S m^{-1} at 20°C) and with the ground water of the aquifer (electrical conductivity of 0.100 S m^{-1} at 20°C). All the results of these experimental investigations are reported in Table 1. Using the conductivity of the ground water, the mean value of the intrinsic coupling coefficient is $-4.3 \pm 1.0 \text{ mV m}^{-1}$. When using the conductivity of the water injected into the ditch, the mean value of the intrinsic coupling

coefficient is $-5.8 \pm 1.1 \text{ mV m}^{-1}$. Note that these values are very close to the apparent voltage coupling coefficient ($-5.5 \pm 0.9 \text{ mV m}^{-1}$).

A natural question is to know if the value of the streaming potential coupling coefficient measured on core samples at the scale of few centimeters can be representative of the field conditions. We know that such a scaling issue is a crucial problem for the permeability because cores do not sample all the types of pores/fractures or conduits that can play a role in defining the hydraulic conductivity in the field. However, we believe that such type of scaling issue is less important for the streaming potential coupling coefficient. *Revil et al.* [2003] suggested indeed that the intrinsic coupling coefficient is independent on the texture of the porous material at high pore fluid ionic strengths or in clay-free porous rocks where surface conductivity is insignificant. Because of the substantial fraction of clay minerals (up to 30%) reported in our samples, we suggest that surface conduction associated with the clay mineral fraction introduces at least some uncertainty in the distribution of the coupling coefficient. This point will be explored in more details in a future work.

5. Numerical Simulation

To gain a better understanding of the self-potential signals, we model numerically the infiltration experiment and the resulting self-potential signals using the 2D plus time numerical code GWFGEM (Ground Water Flow Geo-Electrical Mapping) developed by *Titov et al.* [2002]. This code uses the methodology proposed by *Sill* [1983] and *Wurmstich and Morgan* [1994] to determine the self-potential signals associated with ground water flow. For the 2D-plus-time self-potential modeling, Eq. (6) is solved first for $H(x,z,t)$ (x, z are the Cartesian co-ordinates, z directed upward) with appropriate boundary conditions. The right-hand part of Eq.(5) is computed with a given distribution of the current coupling coefficient

1 $L(x, z)$. In turn, Eq.(5) is solved for $\psi(x, z, t)$ with a given distribution of the electrical
 2 resistivity $\rho(x, z)$. The distribution of the electrical resistivity is determined from the electrical
 3 resistivity tomography of Figure 1b. In the present case, the resistivity model was simplified
 4 as discussed in Section 2. The details of the finite-difference numerical procedure can be
 5 found in *Titov et al.* [2002, 2005] and will not be repeated here.

6 At the beginning of the experiment, the depth of the water table is located 2 m below
 7 the ground surface (Figure 3). Because the depth of the bottom of ditch was at 0.8 meters, the
 8 injected flow crosses unsaturated soils with a thickness of 1.2 meters only. Moreover, the
 9 piezometric head in the aquifer below the ditch shows a sharp increase in the minutes
 10 following the beginning of the injection of water in the ditch. It follows that we consider the
 11 flow from the ditch to the aquifer as operating in saturated conditions.

12 Because of the symmetry of the infiltration experiment along the axis of the ditch, we
 13 only discretized one side of the ditch (Figure 8). The size of the discretized cells increases
 14 with the distance from the ditch (Figure 8). The left-hand side of the model corresponds to the
 15 ditch while the right-hand side boundary of the model is located far away from the ditch
 16 where the electrical potential is vanishingly small. The rhs boundary is setup at a distance of
 17 100 m away from the ditch. During the simulation, we checked that the distance of influence
 18 of the injection (~ 10 m) remains much smaller than 100 m, even at the end of the experiment.
 19 For the hydraulic problem, we fix the hydraulic head at the rhs boundary while we fix the
 20 electrical potential equal to zero in the electrical problem. In the aquifer below the ditch, we
 21 impose a time-dependent Dirichlet boundary condition. For that purpose, the boundary
 22 condition is based on the piezometric heads recorded in the course of the injection experiment
 23 by a piezometer located inside the ditch (see Figure 1). On the other model boundaries, we
 24 impose a no flow boundary condition for both the hydraulic and electrical problems.

1 In the course of the injection phase (Phase I), the hydraulic head increases in the ditch.
 2 Very quickly, the fraction of the unsaturated ground comprised between the ditch and the
 3 aquifer becomes saturated. In our model, an unsaturated cell becomes active when the
 4 hydraulic head increases up to the bottom of the cell. In the course of the relaxation phase
 5 following the shutdown of the injection, hydraulic heads decreases, and an active cell
 6 becomes inactive again while the hydraulic head in adjacent cells arrives at a level of bottom
 7 of the cell.

8 In the model, each cell is characterized by a set of five parameters. They are the
 9 hydraulic conductivity, the specific storage (which is the storativity divided by the thickness
 10 of the aquifer), the specific yield, the electrical conductivity, and the current coupling
 11 coefficient L . We use the electrical conductivity values discussed in Section 3. The hydraulic
 12 parameters of the model are calibrated by trial and error tests on the basis of the piezometric
 13 heads recorded in the piezometers along the transect A (marked by the piezometers A_i at
 14 Figure 1). First, for the quasi-steady-state conditions (Phase II), we determine the value of the
 15 mean hydraulic conductivity from the best fit between the recorded and calculated
 16 piezometric heads. Then, we changed the value of the aquifer storativity and we found that the
 17 hydraulic head distribution was insensitive to these changes. In order to fit the slopes of the
 18 piezometric heads versus time, we changed the specific yield value and we found that the
 19 model was unable to predict correctly the slopes for both the injection and the relaxation
 20 phases. A value of the specific yield of 0.04 provides a good fit for the increase of the
 21 hydraulic heads during the injection, while a value equal to 0.02 is needed during Phase III
 22 corresponding to the relaxation of the phreatic surface. This behavior can be explained by (1)
 23 the well-known hysteresis in the relationship between the capillary pressure and the moisture
 24 content during, imbibitions and drainage (Bear, 1988) and (2) the 3-D nature of the infiltration
 25 experiment while the numerical test is two-dimensional.

The streaming current coefficient L was determined by comparing the observed and modeled self-potential signals at electrode E11 located in the vicinity of the ditch (Figures 2 and 5). We found $L = 0.37 \text{ mA m}^{-2}$. ($3.8 \cdot 10^{-8} \text{ A Pa}^{-1} \text{ m}^{-1}$). It follows that the voltage coupling coefficient is equal to $C = -L/\sigma = -7.4 \text{ mV m}^{-1}$ using $\sigma = 0.05 \text{ S m}^{-1}$ determined from the electrical resistivity tomography (Figure 1b). Note that (1) the value of the streaming potential coupling coefficient determined previously is close to the value determined from the laboratory experiments reported in Section 3 (-5.8 mV m^{-1}) and (2) the computed trend of the self-potential signals versus time of Figure 4 matches very well the measurements. This confirms that the model captures nicely the data obtained in the course of the field experiment.

In Figure 9, the simulated self-potential signals are plotted as a function of the relative piezometric heads determined for both the injection and the relaxation phases. We used here all the values calculated for different time lapses after the beginning of the experiment in order to check if the data follows a general linear trend. The coefficient of correlation of this linear trend is high ($r = 0.932$), which confirms the predictive power of a linear relationship between self-potential data and piezometric levels. The apparent voltage coupling coefficient (i.e. the slope of the linear relationship) was found to be -3.4 mV m^{-1} . This apparent voltage coefficient, determined from the streaming potentials recorded at the ground surface, depends on many parameters like the electrical resistivity distribution of the subsurface and the distribution of the self-potential electrokinetic sources.

In Figure 10b, we show the computed self-potential distribution along transect “A” (see Figure 1) at the end of the injection phase, just before the injection was stopped. The maximum of self-potential signals was found to be directly below the ditch in agreement with observed results. Figure 10a shows both the measured and the computed self-potential signals agree to each other.

6. Concluding Statements

An infiltration test was performed from a ditch in which 14 m³ of fresh water were injected to maintain the level of water at a constant level in the ditch during several hours. The self-potential signals were recorded at the ground surface using a set of 41 non-polarisable electrodes and the variations of the phreatic surface were recorded using a set of 18 piezometers. In quasi-steady-state conditions, we found a good linear relationship between the self-potential signals and the piezometric levels. This behavior was reproduced with a finite-difference numerical code using an independent evaluation of the material properties entering the coupled field equations. This proves the ability of the self-potential method in monitoring fluctuations of the water table in a non-intrusive way. A sensitivity analysis demonstrates that the piezometric levels can be determined with a precision of 20 cm. The next step will be to provide a Bayesian inference approach to determine, in a probabilistic way, the shape of the water table from the measurements of the self-potentials and the distribution of the hydraulic conductivity in the aquifer.

Acknowledgments. This work was supported by ECCO-PNRH in France and is a joint project between CNRS-CEREGE-Université Paul Cézanne and INRA. We thank the CNRS (the French National Research Council) and the Ministère des Affaires Etrangères (EGIDE) for two grants to Konstantin Titov and Pavel Konosavsky during they stay at CEREGE.

Appendix A. Influence of the Temperature

In our field test, the reference electrode was buried 30 cm into the ground, 100 meters away from the ditch. The electrodes located in the vicinity of the ditch were just capped to avoid direct exposition to sunlight. According to the supplier (SDEC), the temperature drift of the Petiau electrodes is $\sim 0.2 \text{ mV } ^\circ\text{C}^{-1}$. Therefore, a temperature difference of 10°C between the reference electrode and the scanning electrodes can be responsible for a drift of 2 mV in the self-potential response. This is typically the magnitude of the electrokinetic potential variations that we look for to evidence. The self-potential signals recorded at electrode E9 is used as a reference to correct for the temperature effect. Electrode E9 is located in the far-field of the investigated area. Its self-potential response is shown in Figure A1. The variations of the piezometric head can be neglected in this part of the field ($< \text{few cms}$, see Figure 10). Consequently, the electrical potential variations of this electrode are only related to the fluctuations of the temperature. The data of Figure A1 were fitted with an exponential decay function, which was then used to remove this trend to the measured self-potential signals. The resulting electrical potentials discussed in the main text are therefore only associated with the variations of the piezometric surface (Figure 2). We have also removed the electrokinetic contribution associated with the constant primary flow in the aquifer by reducing the self-potential signals recorded at each electrodes by the mean of the initial values prior the beginning of the infiltration.

References

- Andrieux, P., Bouzigues, R., Joseph, C., Voltz, M., Lagacherie, P., and M. Bourlet (1993), Le Bassin Versant de Roujan, Unpublished report (in french), Montpellier, INRA – UR Science du Sol, 166 pp.
- Bear, J. (1988), *Dynamic of Fluids in Porous Media*, pp. 764, McGraw-Hill, New York.
- 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 profiles, *Ground Water*, 36, 779-782.
- Bogoslovsky, V. A., and A. A., Ogilvy (1973), Deformation of natural electric fields near drainage structures, *Geophys. Prospecting*, 21, 716-723.
- Butler, J. J. and Zhan, X. (2004), Hydraulic tests in highly permeable aquifers, *Water Resources Res.*, 40, W12402, doi: 10.1029/2003WR002998.
- Byrdina, S., Friedel, S., Wasserman, J., and J. Zlotnicki (2003), Self-potential variations with ultra-long-period seismic signals at Merapi volcano, *Geophys. Res. Lett.*, 30(22), 2156.
- Cassiani, G., and A. Binley (2005), Modeling unsaturated flow in a layered formation under quasi-state conditions using geophysical data constraints, *Advances in Water Resources*, 28, 467-477.
- Darnet, M., G. Marquis, and P. Saillac (2003), Estimating aquifer hydraulic properties from the inversion of surface Streaming Potential (SP) anomalies, *Geophys. Res. Lett.*, 30(13), 1679, doi:10.1029/2003GL017631.
- Darnet, M., A. Maineult, and G. Marquis (2004), On the origin of the self-potential (SP) anomalies induced by water injections into geothermal reservoirs, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L19609, doi: 10.1029/2004GL020922.

- 1 Doussan, C., L. Jouniaux, and J.-L. Thony (2002), Variations of self-potential and unsaturated
2 water flow with time in sandy loam and clay loam soils, *Journal of Hydrology*, 267,
3 173-185.
- 4 Fournier, C. (1989), Spontaneous potentials and resistivity surveys applied to hydrogeology in
5 a volcanique area : Case history of the Chaîne des Puys (Puy- de-Dôme, France),
6 *Geophys. Prospect.*, 37, 647-668.
- 7 Gorelik, A.M., and Nesterenko, I.P. (1956), Metod potentsialov elektrofil'tratsii pri
8 opredelenii radiusa depressionnoi voronki v khode otkachki iz skvazhini. (Method of
9 electro-filtration potential in the determination of radius of the depression cone during a
10 pumping test from borehole, in russian), *Izvestia Akad. Nauk SSSR, Ser. Geofiz. (Solid*
11 *Earth Physics)*, 11, 1361-1363.
- 12 Ishido, T., and H. Mizutani (1981), Experimental and theoretical basis of electrokinetic
13 phenomena in rock-water system and its application to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86,
14 1763-1775.
- 15 Kulesa, B., Hubbard, B., and G.H. Brown (2003), Cross-coupled flow modelling of
16 coincident streaming and electrochemical potentials and application to subglacial self-
17 potential data, *J. Geophys. Res.*, 108(B8), 2381.
- 18 Leonard, J., and P. Andrieux (1998), Infiltration characteristics of soils in Mediterranean
19 vineyards in Southern France, *Catena*, 32, 209-223.
- 20 Maineult, A., Y. Bernabé, and P. Ackerer (2005), Detection of advected concentration and pH
21 fronts from self-potential measurements, *J. Geophys. Res.*, 110, B11205,
22 doi:10.1029/2005JB003824.
- 23 Merkler, G.P., H. Armbruster, H. Hötzl, P. Marshall, A. Kassel, and E. Ungar (1989),
24 Modelling of streaming potentials and thermometrical measurements at a big laboratory

- channel, in Lecture Notes in Earth Sciences, Vol. 27, Edited by G.P. Merkler et al.,
Detection of Subsurface Flow Phenomena, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Moore, J.R., S.D. Glaser, and H.F. Morrison (2003), Large-scale modelling of water injection
into geothermal reservoirs and correlation to self-potential measurements, Proceedings
of the 28th workshop on geothermal reservoir engineering, Stanford University.
- Morgan, F.D., E.R., Williams, and T.R. Madden (1989), Streaming potential of Westerly
granite with applications, *J. Geophys. Res.*, *94(B9)*, 12449-12461.
- Pain, C.C., Saunders, J.H., Worthington, M.H., Singer, J.M., Stuart-Bruges, W., Mason, G.,
and A. Goddard (2005), A mixed finite-element method for solving the poroelastic Biot
equations with electrokinetic coupling, *Geophysical Journal International*, *160(2)*, 592-
608.
- Petiau, G. (2000), Second generation of lead-lead chloride electrodes for geophysical
applications, *Pure Appl. Geophys.*, *157*, 357-382.
- Revil, A., P. Leroy, and K. Titov (2005), Characterization of transport properties of
argillaceous sediments: application to the Callovo-Oxfordian argillite, *J. Geophys. Res.*,
110, doi: 10.1029/2004JB003442.
- Revil, A., D. Hermitte, M. Voltz, R. Moussa, J.-G. Lacas, G. Bourrié, and F. Trolard (2002),
Self-potential signals associated with variations of the hydraulic head during an
infiltration experiment, *Geophys. Res. Lett.*, *29(7)*, 1106, doi: 10.1029/2001GL014294.
- Revil, A., V. Naudet, J. Nouzaret, and M. Pessel (2003), Principles of electrography applied
to self-potential electrokinetic sources and hydrogeological applications, *Water Resour.*
Res., *39(5)*, 1114, doi: 10.1029/2001WR000916.
- Reppert, P.M., Morgan, F.D., Lesmes, D.P., and L. Jouniaux (2001), Frequency-dependent
streaming potentials, *J. Coll. Interface Sci.*, *234(1)*, 194-203.

- 1 Reppert, P.M., and F.D. Morgan (2001), Streaming potential collection and data processing
2 techniques, *J. Coll. Interface Sci.*, 233(2), 348-355.
- 3 Rizzo, E., B. Suski, A. Revil, S. Straface, and S. Troisi (2004), Self-potential signals
4 associated with pumping tests experiments, *J. Geophys. Res.*, 109, B10203, doi:
5 10.1029/2004JB003049.
- 6 Semenov, A.S. (1980), *Elektrozvedka metodom estestvennogo elektricheskogo polia*
7 (Electrical self-potential method with the natural electric field method 2nd edn, In
8 Russian), pp. 445, Nedra, Leningrad.
- 9 Sill, W.R. (1983), Self-potential modelling from primary flows, *Geophysics*, 48, 76-86.
- 10 Suski, B., E. Rizzo, and A. Revil (2004), A sandbox experiment of self-potential signals
11 associated with a pumping test, *Vadose Zone J.*, 3, 1193-1199.
- 12 Troisi, S., C. Fallico, S. Straface, and E. Migliari (2000), Application of kriging with external
13 drift to estimate hydraulic conductivity from electrical-resistivity data in unconsolidated
14 deposits near Montalto Uffugo, Italy, *Hydrogeol. J.*, 8, 356-367.
- 15 Titov, K., Y. Ilyin, P. Konosavski, and A. Levitski (2002), Electrokinetic spontaneous
16 polarization in porous media: Petrophysics and numerical modelling, *J. Hydrol.*, 267,
17 207-216.
- 18 Titov, K., A. Revil, P. Konosavsky, S. Straface, and S. Troisi (2005), Numerical modelling of
19 self-potential signals associated with a pumping test experiment, *Geophysical Journal*
20 *International*, 162, 641-650, doi: 10.1111/j.1365-246X.2005.02676.x.
- 21 Tort, A., and A. Finizola (2005), The buried caldera of Misti volcano revealed by combining a
22 self-potential survey with elliptic Fourier function analysis of topography, *J.*
23 *Volcanology and Geothermal Res.*, 141(3-4), 283-297.

- 1 Ushijima, K., H. Kaieda, and H. Mizunaga (2000), 3D modeling and inversion of fluid flow
2 tomography data, in Proceedings World Geothermal Congress, Kyushu-Tohoku, Japan,
3 May 28 – June 10, 2000, 3945-3949.
- 4 Wu, C.-M., T.-C. J. Yeh, J. Zhu, T. H. Lee, N.-S. Hsu, C.-H. Chen, and A. F. Sancho (2005),
5 Traditional analysis of aquifer tests: comparing apples to oranges, Water Resources
6 Research, 41, W09402, doi:10.1029/2004WR003717.
- 7 Wurmstich, B. and F. D., Morgan (1994), Modeling of streaming potential response caused
8 by oil well pumping, *Geophysics*, 59(1).
9

Table 1. Measurement of the streaming potential coupling coefficient C and electrical resistivity ρ of the porous soil at a temperature of 25°C. All the samples were extracted from a drillhole located in the vicinity of the ditch.

Sample	Depth interval (cm)	C (1) (mV m ⁻¹)	C (2) (mV m ⁻¹)	ρ (1) (Ω m)	L (3) (mA m ⁻²)
A1	80-100	-5.5 ± 1.4	-7.7 ± 1.0	16.83	0.33
A2	110-130	-3.6 ± 0.5	-5.3 ± 0.8	17.23	0.21
A3	140-160	-3.3 ± 0.1	-4.9 ± 0.1	19.31	0.17
A4	160-180	-5.6 ± 0.8	-5.6 ± 0.3	20.69	0.27
A5	180-190	-4.6 ± 0.1	-6.6 ± 0.7	18.77	0.25
A6	190-210	-3.2 ± 0.2	-4.6 ± 0.2	23.28	0.14

- (1) At $\sigma_f = 0.100 \text{ S m}^{-1}$ (conductivity of the ground water)
 (2) At $\sigma_f = 0.068 \text{ S m}^{-1}$ (conductivity of the injected water in the ditch)
 (3) At $\sigma_f = 0.100 \text{ S m}^{-1}$ using $L = -C / \rho$

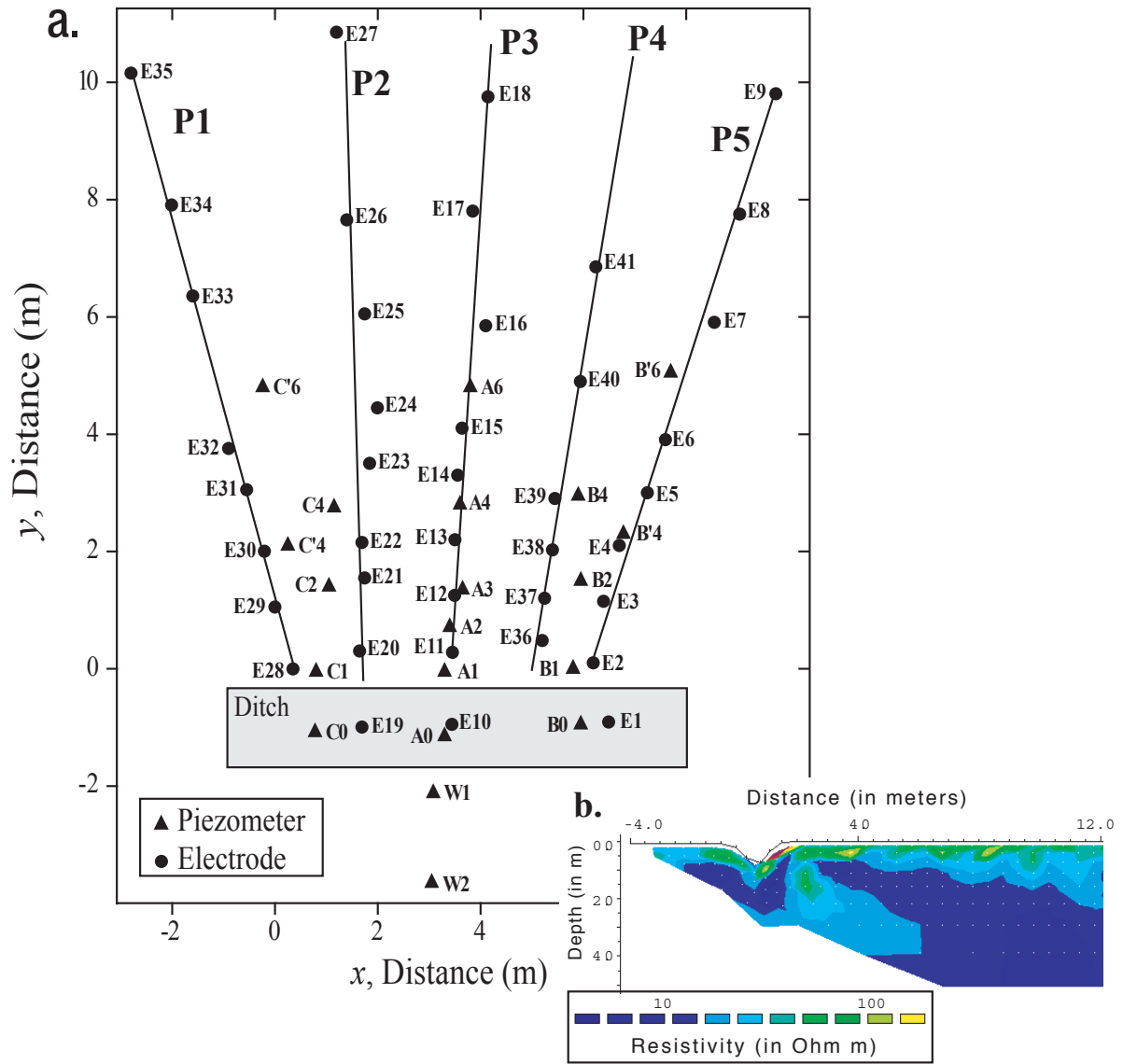


Figure 1. Geometry of the test site. **a.** Top view of the position of the electrodes and the piezometers during the monitoring experiment (the electrodes are organized along 5 profiles named P1 to P5). The reference electrode is located 100 m away from the ditch. **b.** Electrical resistivity tomogram along profile P3.

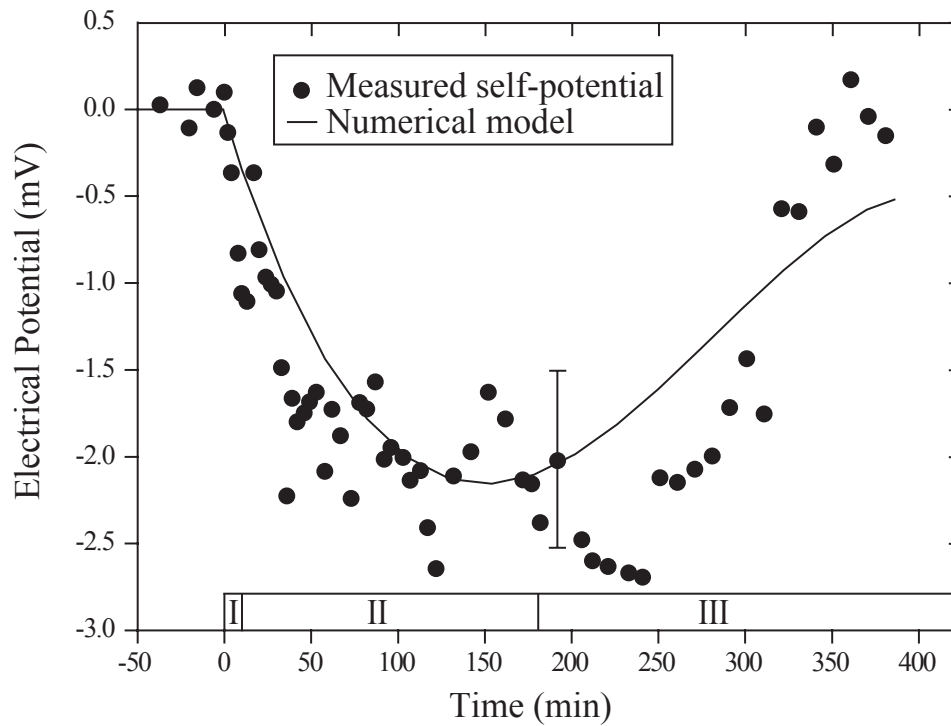


Figure 2. Variations of the electrical potential versus time at electrode E11 (filled circles) during the three phases of the experiment. Phase I corresponds to the injection. Phase II corresponds to a constant water level in the ditch. Phase III corresponds to the relaxation phase after the end of the infiltration of water in the ditch. The plain line corresponds to the numerical model described in Section 4. The error bar is determined from the standard deviation determined from the measurements.

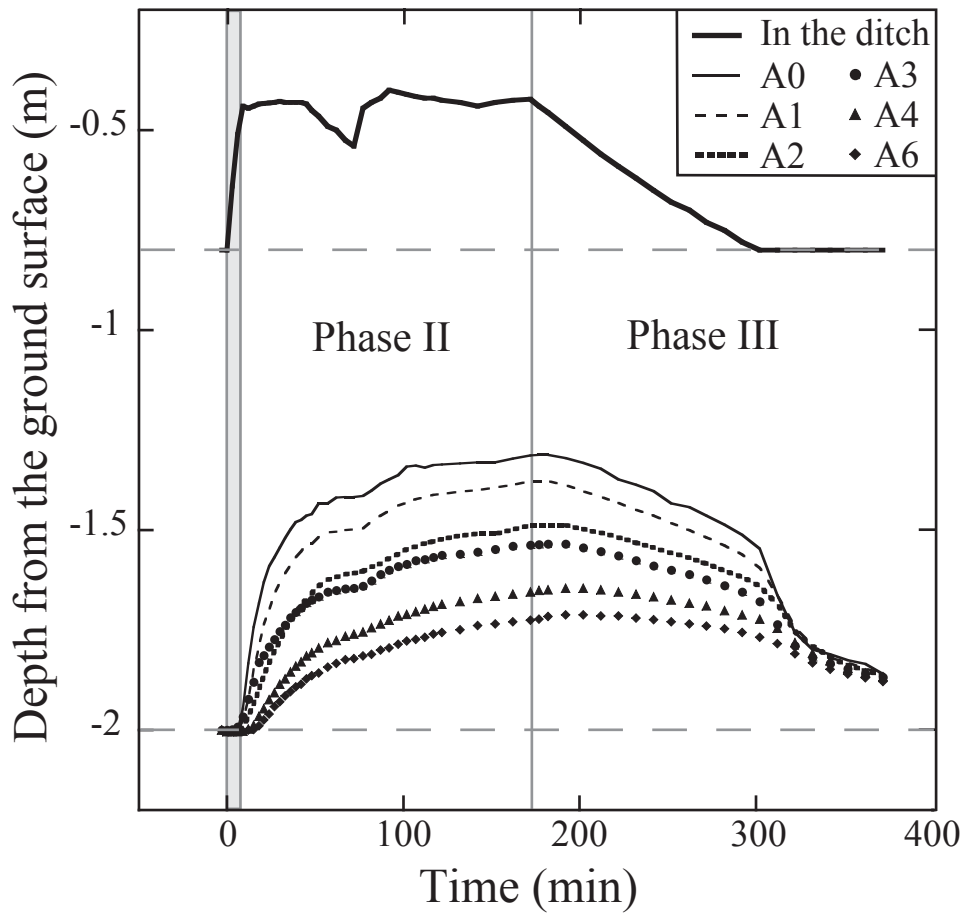


Figure 3. Temporal variations of the water level in the ditch and piezometric head variations in piezometers A_i located at various distances from the ditch. The time corresponds to the elapsed time since the beginning of the infiltration.. Phase I (grey area) corresponds to the increase of the water level in the ditch and its duration is less than 10 minutes. During Phase II, the hydraulic head is constant in the ditch during approximately 3 hours. Phase III corresponds to the relaxation of the phreatic surface. The initial water level is 1.20 m below the bottom of the ditch. Note that the piezometric levels are always below the bottom of the ditch.

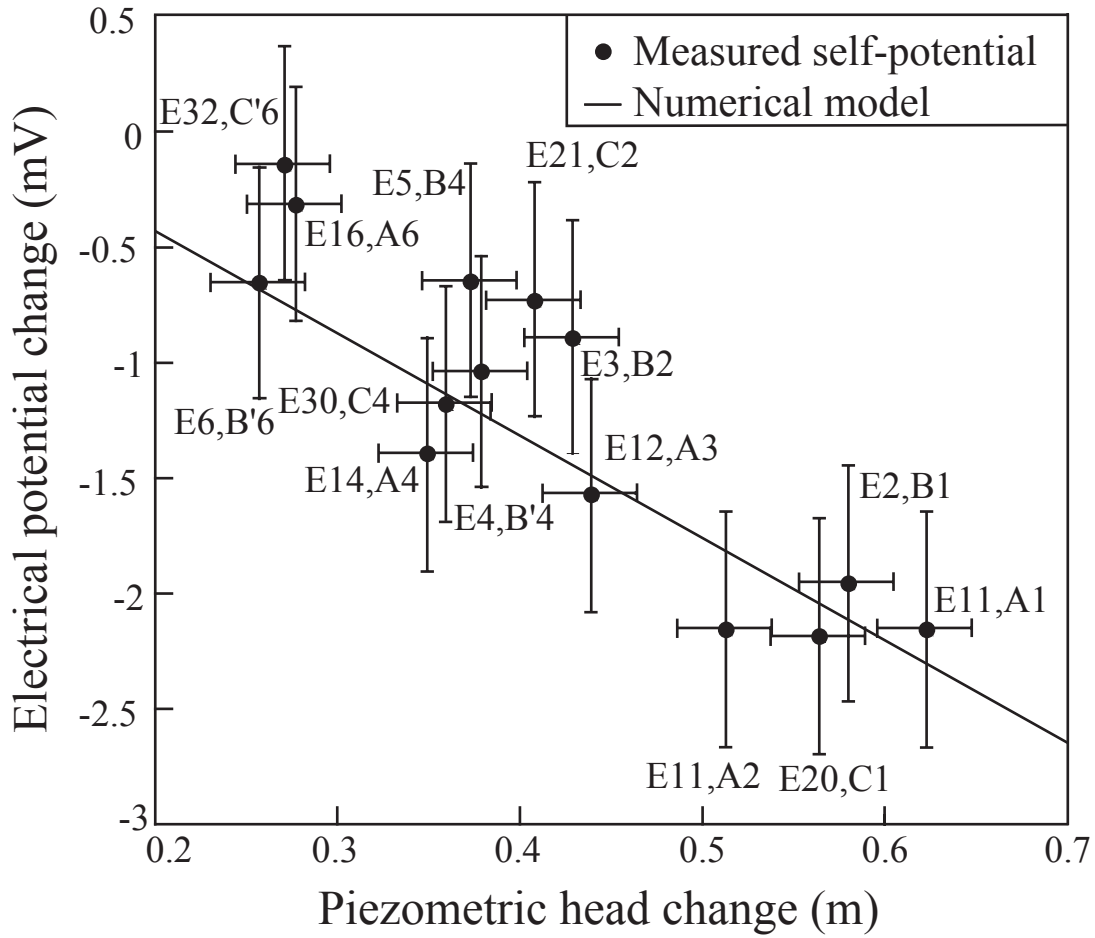


Figure 4. Electrical potential changes versus piezometric head changes between the end of Phase II and the reference state (prior the infiltration). E_i are the electrodes while A_i , C_i , or B_i corresponds to the piezometers. We use couples formed by a piezometer and an electrode close to it (see Figure 1). The data show a linear trend with a slope equal to $-5.5 \pm 0.9 \text{ mV m}^{-1}$. The plain line corresponds to the computation of the numerical model discussed in Section 5 (slope of -4.6 mV m^{-1}). The uncertainty on the self-potential measurements is approximately 1 mV, which yields an uncertainty on the estimation of the piezometric level equal to 20 cm.

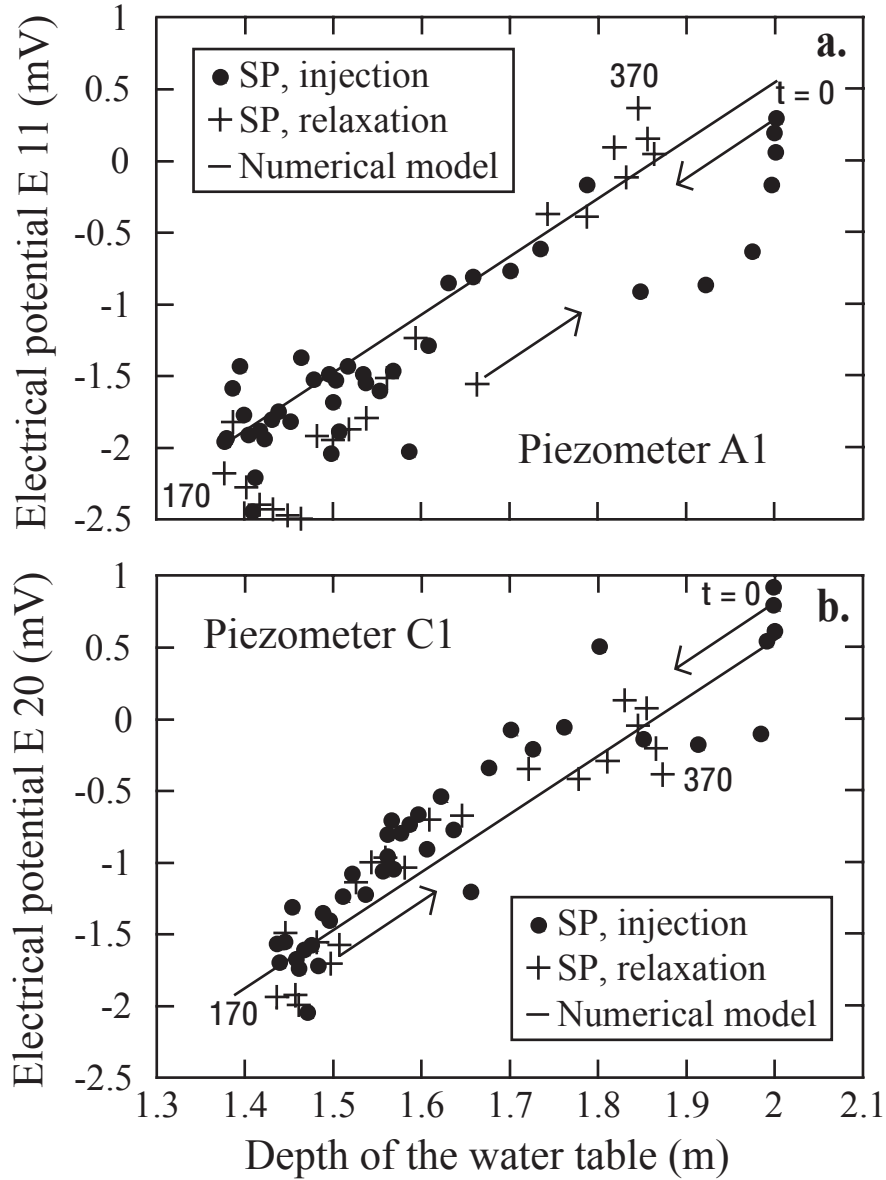


Figure 5. Electrical self-potential temporal variations versus temporal variations of the depth of the water table with respect to the ground surface for two representative couples of electrodes and piezometers. The slope of the linear trend is (a) $-3.8 \pm 0.2 \text{ mV m}^{-1}$ (couple E11/A1) and (b) $-4.0 \pm 0.2 \text{ mV m}^{-1}$ (couple E20/C1). The plain lines correspond to the predictions of the numerical model (see Section 5). The arrows indicate the evolution of the water table with time. Three elapsed times are indicated on the plots (0, 170, and 370 minutes after the beginning of the infiltration in the ditch). Note that the two piezometers are located in the vicinity of the ditch.

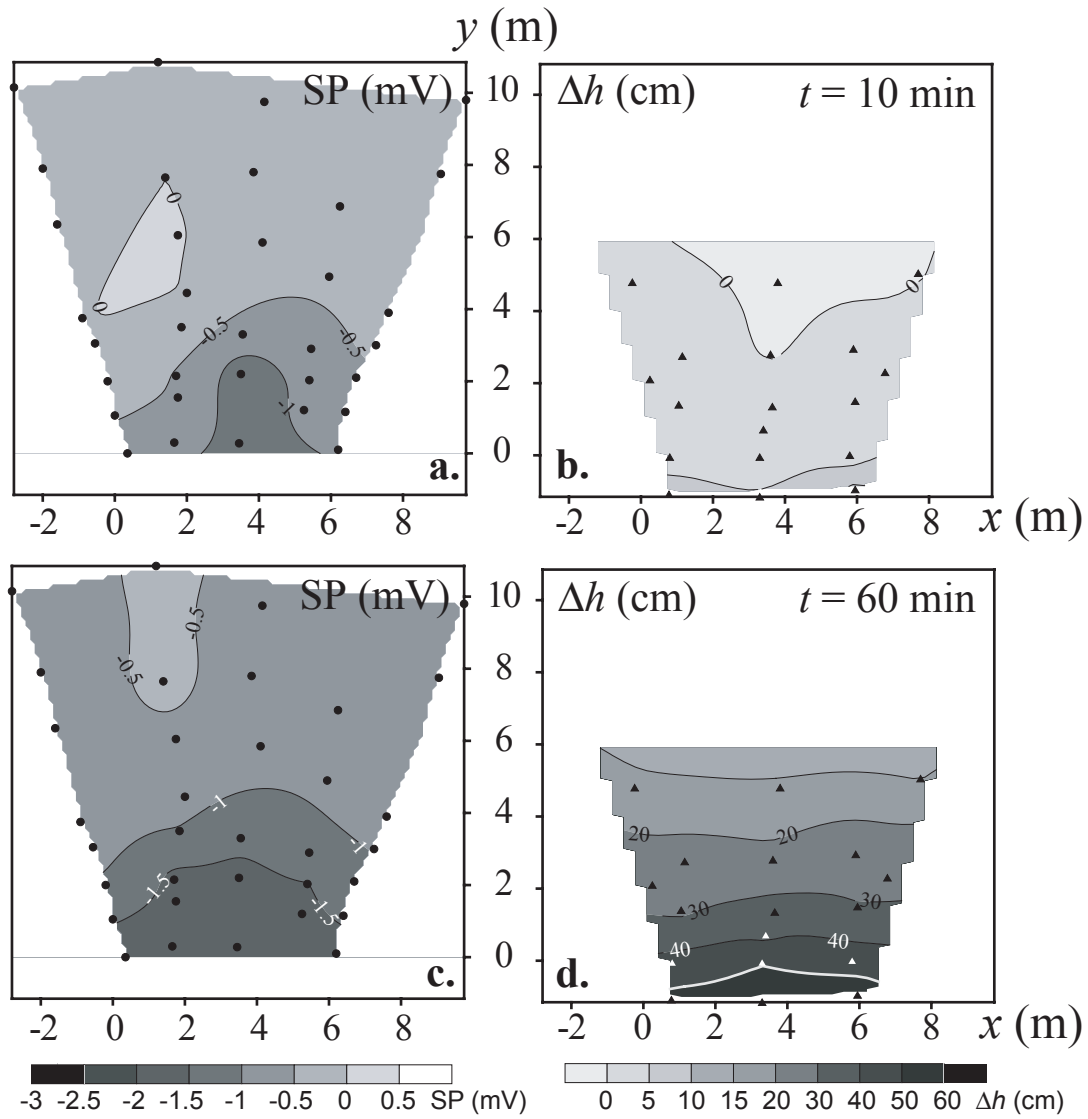


Figure 6. Comparison between the maps of the self-potential (a, c) and the maps of the piezometric levels (b, d) at two different time lapses after the beginning of the infiltration experiment. Note that both the piezometric data and the self-potential data consistently indicate a preferential ground water flow pathway on the right-hand-side of the ditch. The data have been kriged using the variance determined from the variogram of the detrended self-potential and hydraulic head data.

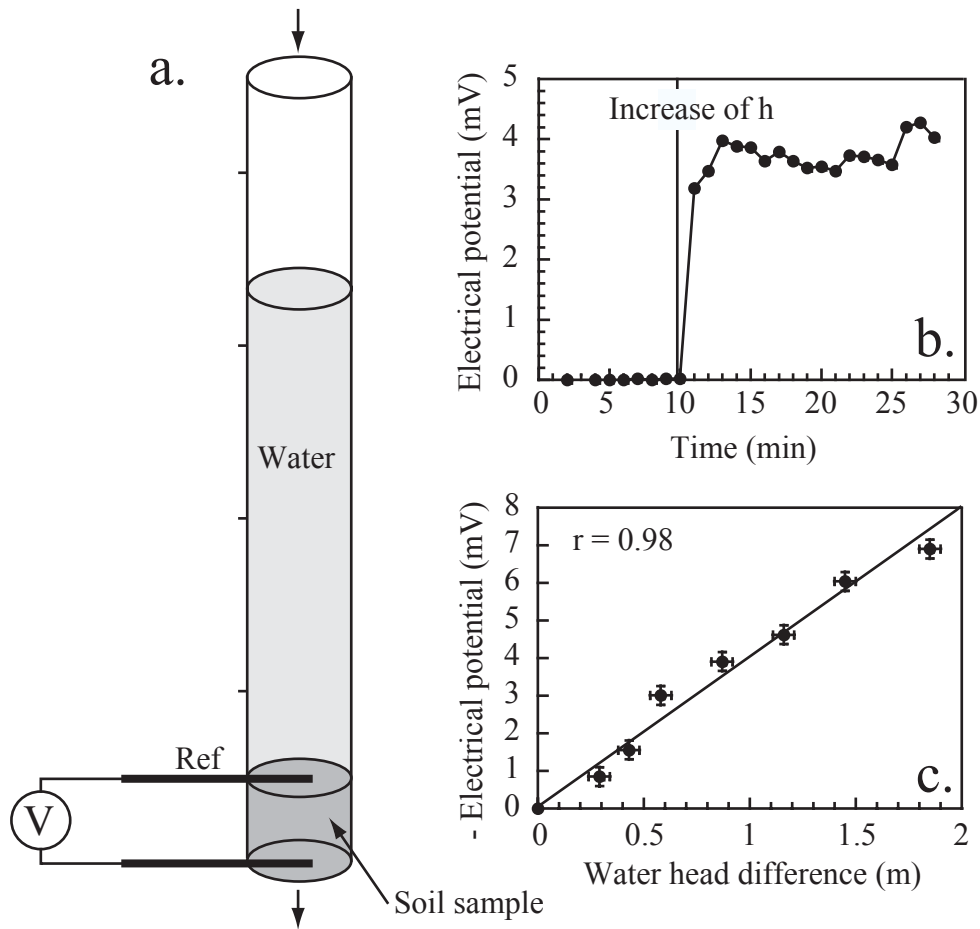


Figure 7. Laboratory experiment used to determine the intrinsic value of the streaming potential coupling coefficient. **a.** Experimental setup. The column is a plastic tube 2 m in length. Its diameter is 1.05 cm. The soil sample is placed at the bottom of a 2 m-long and 1.05 cm diameter plastic column and the electrical potential is measured using two Ag/AgCl electrodes connected to an automatic voltmeter (EasyLog). **b.** Variation of the electrical potential in response to an injection of 300 mL of water corresponding to a drop of the water head of 0.87 m. **c.** Variation of the electrical potential for different water heads corresponding to different experiments. The intrinsic streaming potential coupling coefficient is determined by the slope of the linear trend, $C' = -4.0 \text{ mV m}^{-1}$.

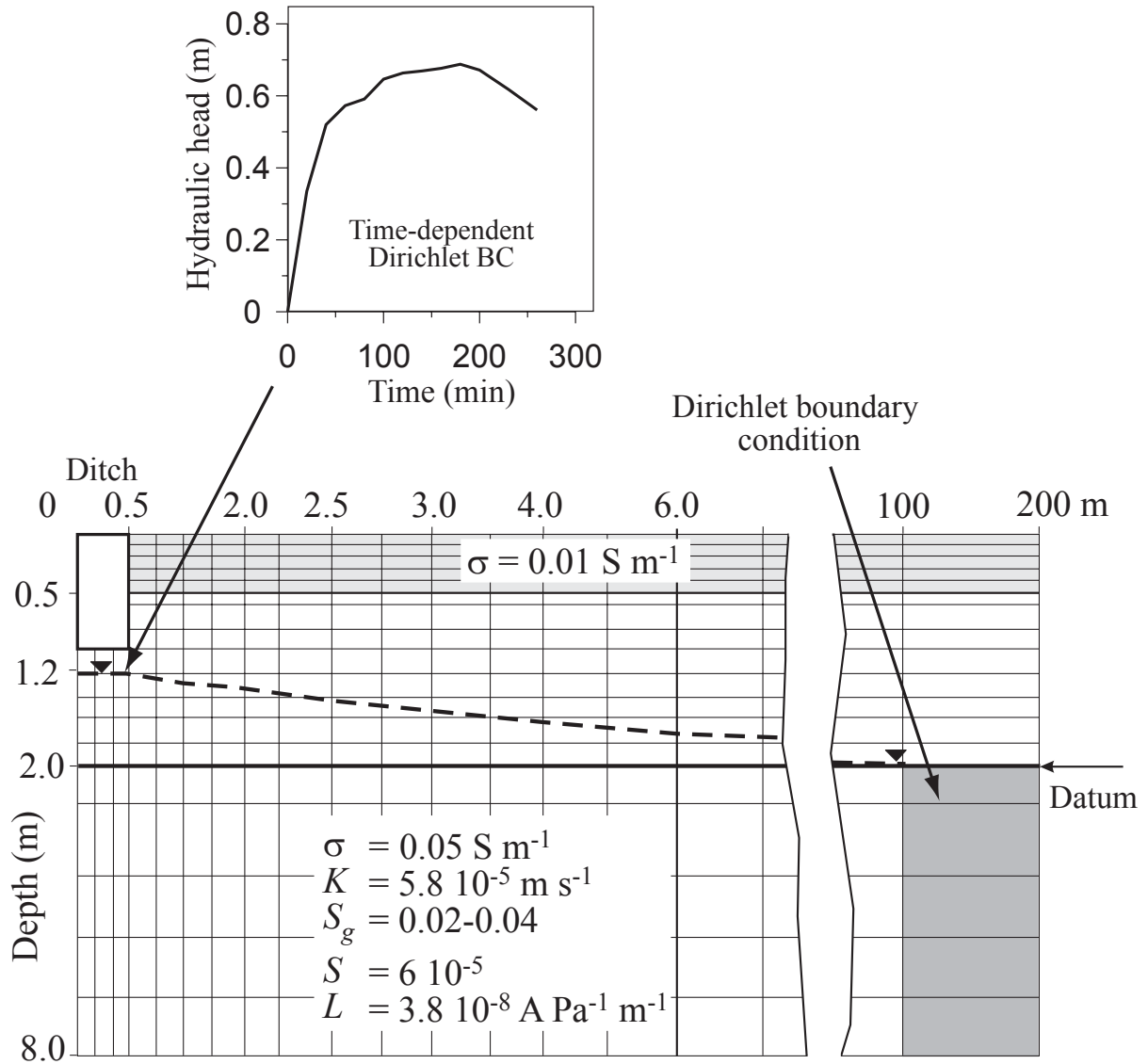


Figure 8. Discretized model. Because of the assumed symmetry centered along the ditch, we model only one side of the ditch. The piezometric level at the end of the injection phase is shown by the dashed line while the plain line shows the initial position of the water table, 2 m below the ground surface. The values of the electrical conductivity were taken from an electrical resistivity tomography. The values of the storativities were obtained by a trial and error best fit between the observed piezometric levels and the modeled hydraulic heads. The evolution of the hydraulic head below the ditch is used to formulate a time-dependent Dirichlet boundary condition at the left-hand side of the grid.

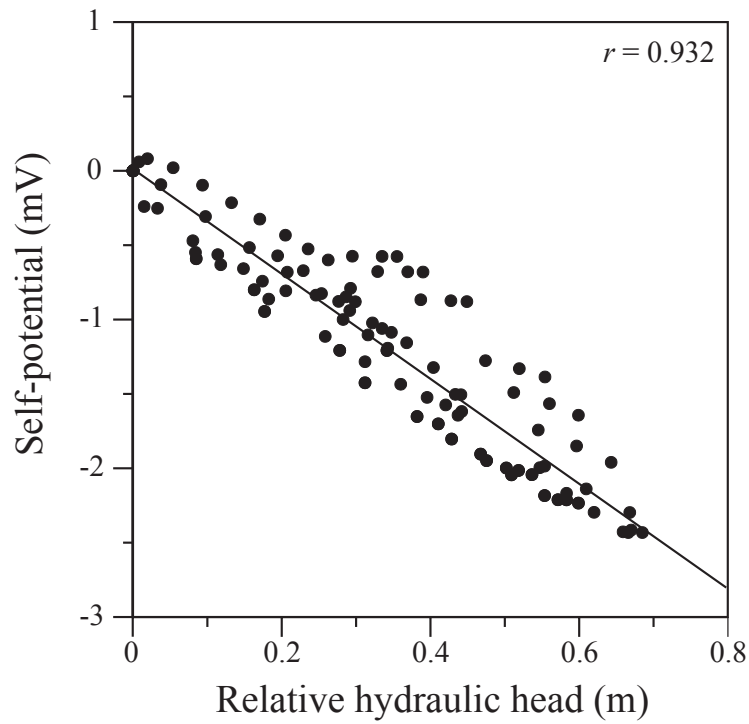


Figure 9. Relationship between the modeled self-potential signals and the modeled hydraulic heads during the simulated infiltration experiment. All the data corresponding to the three phases of the infiltration experiment are used. The linear trend is indicated by the plain line ($r = 0.932$). This slope of this trend is equal to -3.4 mV m^{-1} in good agreement with that shown by the field data (see Figure 4).

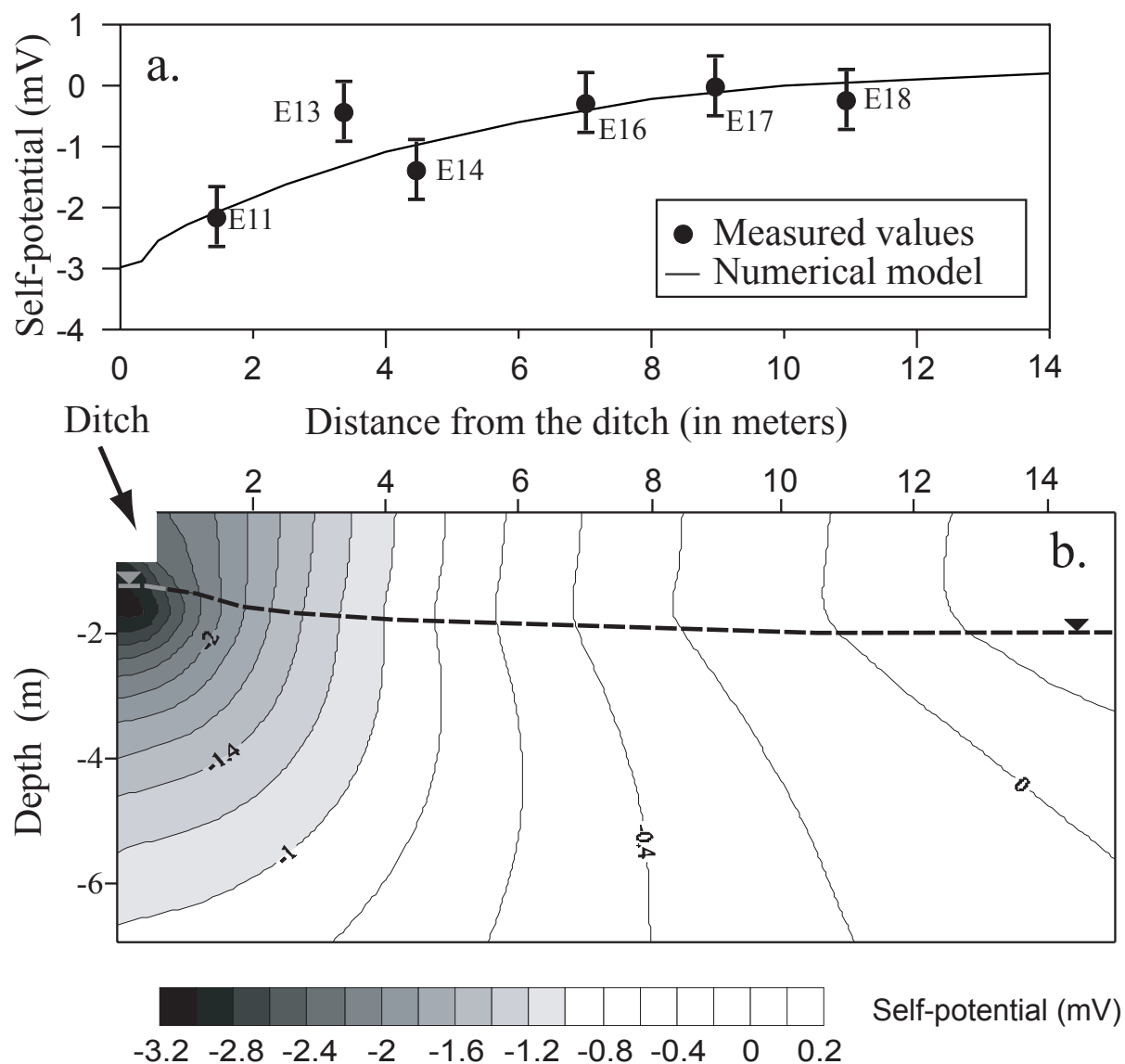


Figure 10. Distribution of the electrical potential along profile P3 (see Figure 1a) perpendicular to the ditch. **a.** Comparison between the experimental data (the filled circles) and the results of the numerical model (the plain line) at the ground surface along the central profile perpendicular to the ditch and at the end of the injection phase (Phase II). **b.** Distribution of the streaming isopotential curves determined by the numerical model along a vertical cross-section perpendicular to the ditch. The dashed line corresponds to the water table.

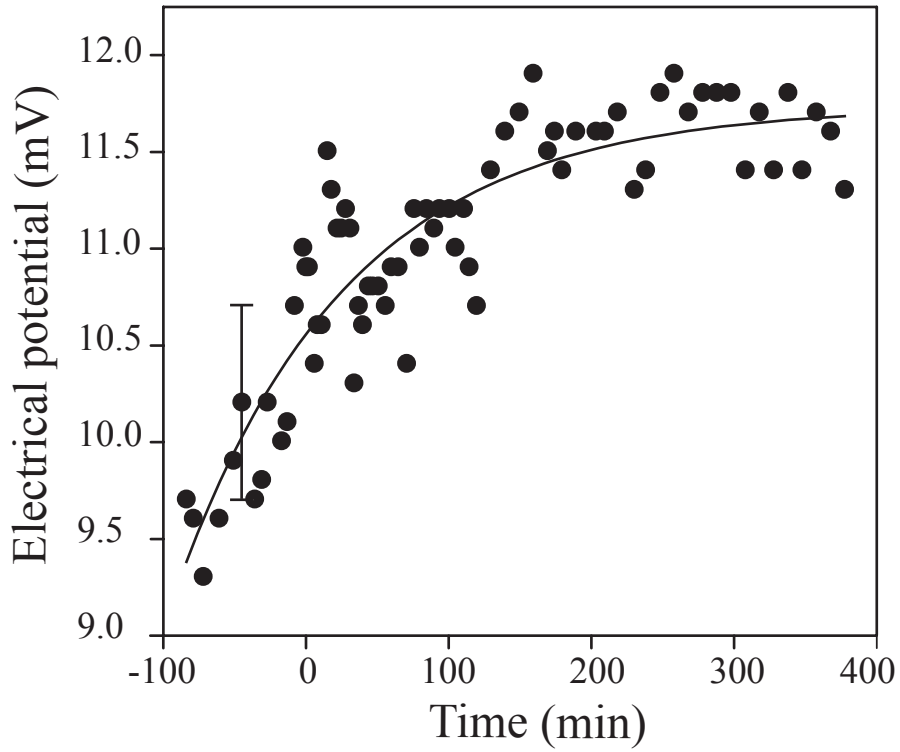


Figure A1. Electrical potential variations recorded by electrode E9 during the time of experiment and using the initial reference located 100 meters away from the ditch (raw data). Note this electrode is located far enough from the ditch to be considered as a good reference. These variations are due to the temperature changes during the infiltration test. The self-potential signals can be fitted with a first-order exponential decay function $\psi = \psi_0 - \psi_1 \exp(-t/\tau)$ where $\psi_0 = 11.7$ mV, $\psi_1 = 1.2$ mV, and $\tau = 121.6$ minutes ($r^2 = 0.81$). This trend, representing the influence of the temperature during the duration of the experiment, is removed to all the SP data.

4.4. CONCLUSION

Cette étude confirme que des signaux de potentiel spontané mesurables sont produits durant des expériences d'infiltration d'eau dans le sous-sol et avec des rapports signal-sur-bruit raisonnables, même lors d'une variation du niveau piézométrique très faible (~ 0.6 m). Le bruit causé par la différence de température entre les électrodes de mesure et l'électrode de référence a pu être soustrait au signal électrique pour ne garder que la composante électrocinétique. Le niveau piézométrique peut être alors déterminé avec une précision d'environ 0.2 m.

La conductivité hydraulique, le coefficient d'emménagement et le coefficient de couplage électrocinétique sont des paramètres du modèle. Les paramètres hydrauliques sont calibrés avec la méthode essai-erreur pendant l'état stationnaire en calant les variations du niveau piézométrique du modèle sur celles du terrain. Les paramètres calibrés du modèle sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus à partir de mesures effectuées sur des échantillons prélevés en préservant la texture du sol. Durant l'état stationnaire, on retrouve une relation linéaire entre la variation du niveau piézométrique et la réponse électrique associée pour des couples électrodes/piézomètres. La pente de la relation linéaire est du même ordre de grandeur que le coefficient de couplage électrocinétique mesuré en laboratoire sur des échantillons de sol prélevé. Les résultats obtenus sur le terrain sont comparés avec ceux obtenus à partir du modèle GWFGEM. La relation linéaire entre les deux réponses, hydraulique et électrique, a été aussi reproduite par le modèle. Ces résultats prouvent que la méthode du potentiel spontané peut être utilisée pour le suivi des écoulements associés à une infiltration.

Cependant durant cette phase d'infiltration nous nous sommes seulement intéressés à la réponse de la zone saturée. Or la percolation de l'eau dans la zone non-saturée a un très fort impact sur l'écoulement lors d'une expérience d'infiltration. Pour mieux comprendre la réponse électrique de la zone non-saturée, nous avons entrepris de faire des tests d'infiltration en cuve en suivant les variations du potentiel spontané sur les plans horizontaux et verticaux. Ce travail fait l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 5

LA MÉTHODE DU POTENTIEL SPONTANÉ APPLIQUÉE AU SUIVI D'UNE INFILTRATION EN ZONE NON-SATURÉE

Jusqu'à présent nous avons étudié les phénomènes électrocinétiques qui se produisent dans des milieux poreux soumis à un écoulement de l'eau à saturation (écoulement monophasique). Les chapitres 3 et 4 ont montré qu'il était possible de caractériser la géométrie de ces circulations hydriques et même, dans certains cas, d'estimer les paramètres hydrauliques du sous-sol à partir des mesures de potentiel spontané. On peut alors se poser la question de l'utilisation de la méthode du potentiel spontané lorsque l'écoulement est diphasique, par exemple dans la zone non-saturée du sous-sol. Il paraît intéressant d'essayer d'estimer directement le champ de vitesse de l'écoulement en déterminant l'effet électrocinétique se produisant dans les premiers mètres du sous-sol. Dans cette optique nous avons utilisé une cuve en Plexiglas pour mettre au point des expériences analogiques d'infiltration en zone non-saturée. Ces expériences consistent à enregistrer la réponse électrique sur toute une face de la cuve lors d'une infiltration d'eau. Elles ont été mises au point en collaboration avec l'équipe Transferts de Masse en Sols Hétérogènes de l'INRA d'Avignon. Ces tests restent pour le moment préliminaires et une étude plus complète sera envisagée après cette thèse. Les objectifs de ces expériences sont de déterminer si les écoulements en zone non-saturée génèrent une réponse électrique mesurable et si les réponses électrique et hydrique peuvent être reliées.

5.1. ÉCOULEMENT EN MILIEU NON-SATURÉ

Dans la zone non-saturée, la teneur en eau θ et la conductivité hydraulique K ne sont plus constantes mais dépendent du potentiel matriciel (ou de pression) h_p (cf. ch.1, §1.1.3).

Dans ce cas, le fonctionnement hydrodynamique d'un sol est contrôlé par deux caractéristiques macroscopiques dépendant à la fois de sa texture et de sa structure :

- ♦ La courbe de rétention hydrique, qui relie la teneur en eau volumique θ au potentiel matriciel h_p , et qui exprime la capacité d'un sol à retenir l'eau.
- ♦ La courbe de conductivité hydraulique, qui exprime la capacité du sol à transmettre l'eau en fonction de son état de saturation mesuré par h_p ou θ .

5.1.1. Relation teneur en eau/potentiel de pression

Dans la zone non-saturée, la teneur en eau et le potentiel matriciel varient de manière similaire. La relation entre ces deux paramètres constitue un élément essentiel de la description de l'état hydrique du milieu poreux. Elle exprime les variations d'intensité des forces de capillarité en fonction de la teneur en eau. La relation $\theta(h_p)$ est représentée graphiquement par la courbe de rétention d'eau (Figure 5.1).

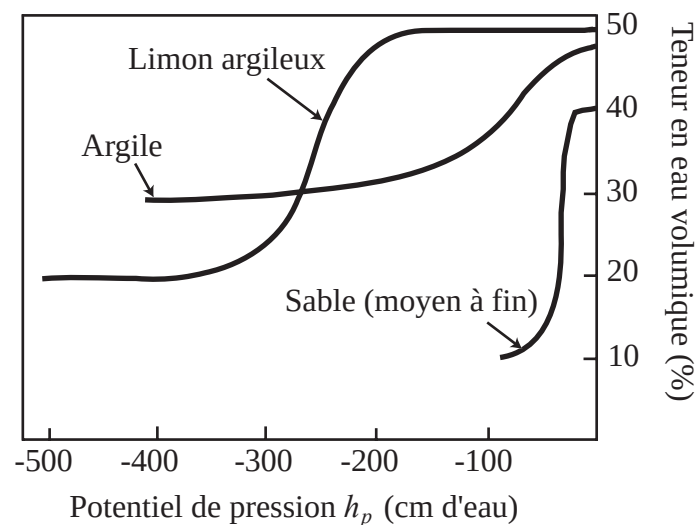


FIG 5.1 – Courbes de rétention d'eau pour des sols ayant des textures différentes (Gillham, 1984).

Van Genuchten (1980) a proposé une expression mathématique empirique de la courbe de rétention d'eau $\theta(h_p)$:

$$\theta(h_p) = \begin{cases} \theta_r + (\theta_s - \theta_r) \cdot \left(1 + |\alpha h_p|^n\right)^{-m}, & h_p < 0 \\ \theta_s, & h_p \geq 0 \end{cases} \quad (5.1)$$

où θ_r est la teneur en eau résiduelle, θ_s est la teneur en eau à saturation, h_p est le potentiel de pression, α est un paramètre empirique (m^{-1}), n est un paramètre empirique (supérieur à 1) et $m = 1 - (1/n)$ est un paramètre empirique.

5.1.2. Relation conductivité hydraulique/potentiel de pression

La conductivité hydraulique d'un sol non saturé n'est plus une valeur constante mais varie en fonction de la teneur en eau du sol ou de la pression de l'eau du sol entre une valeur maximale (la conductivité hydraulique à saturation) et une valeur nulle quand la teneur en eau diminue jusqu'à θ_r (Figure 5.2).

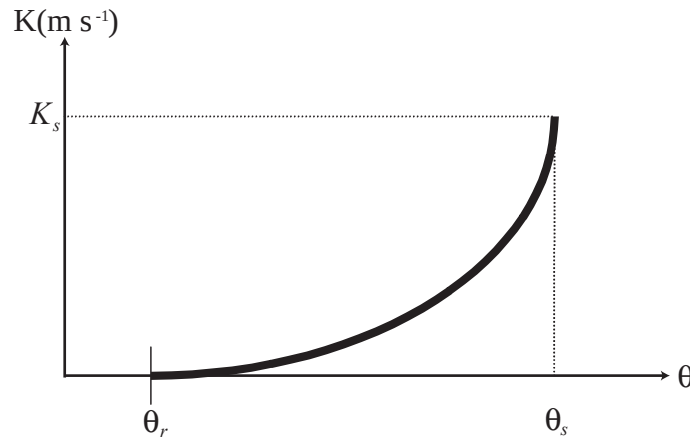


FIG 5.2 – Variation de la conductivité hydraulique en fonction de la teneur en eau.

Dans le modèle de Van Genuchten (1980), la conductivité hydraulique est déterminée à partir de la connaissance de la courbe de rétention hydrique et de la conductivité hydraulique à saturation K_s :

$$K(h_p) = \begin{cases} K_s \cdot S_e^\ell \cdot \left(1 - \left(1 - S_e^{1/m}\right)^m\right)^2, & h_p < 0 \\ K_s, & h_p \geq 0 \end{cases} \quad (5.2)$$

et,
$$Se = \frac{\theta - \theta_r}{\theta_s - \theta_r}, \quad (5.3)$$

où K_s est la conductivité hydraulique à saturation (m s^{-1}), Se est la saturation effective, ℓ est le coefficient de connexion des pores égal à 0.5 (valeur proposée par Mualem, 1976).

Ce modèle est très sensible aux petits changements de la courbe $\theta(h_p)$ à proximité de la saturation. Des petites variations de la courbe $\theta(h_p)$ peuvent aboutir à des courbes $K(h_p)$ très différentes.

5.1.3. Ecoulement de l'eau en milieu non saturé

L'équation de Richards (1931) décrit les transferts d'eau dans un milieu poreux variablement saturé. Elle découle de la combinaison de la loi de Darcy (cf. ch.1, §1.1.5, éq. 1.10) avec l'équation de continuité (cf. ch.1, §1.3, éq. 1.14) sous l'hypothèse d'un fluide incompressible de masse volumique et de viscosité dynamique constante :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{U}. \quad (5.4)$$

Finalement, en combinant la loi de Darcy et l'équation de continuité 5.4, on obtient l'équation générale aux dérivées partielles de l'écoulement en milieu non saturé (équation de Richards)

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot \left[-K(h_p) \cdot \vec{\nabla} h(x, y, z, t) \right], \quad (5.5)$$

où θ est la teneur en eau volumique, $h(x, y, z, t)$ est la charge hydraulique totale ($h_p + z$) (m) avec h_p le potentiel de pression et $K(h_p)$ est la conductivité hydraulique (m s^{-1}).

La résolution de cette équation nécessite la connaissance des deux fonctions décrivant les propriétés hydrodynamiques du sol : la courbe de rétention hydrique, $\theta(h_p)$, et la courbe de conductivité hydraulique, $K(h_p)$. L'équation de Richards est une équation non-linéaire dont la résolution nécessite en général des moyens numériques (par exemple le code numérique HYDRUS-2D, Simunek et al., 1996).

L'équation de Richards permet de déterminer la charge hydraulique totale et la répartition de la teneur en eau dans le sol. Cette résolution est néanmoins très sensible à la détermination des relations décrivant les paramètres hydrodynamiques.

5.2. POTENTIEL SPONTANÉ INDUIT PAR DES ÉCOULEMENTS DANS LA ZONE NON-SATURÉE

A cause de la complexité de la mesure, les expériences qui mettent en évidence les signaux de potentiel spontané induits par des écoulements dans la zone non saturée sont peu nombreuses (e.g., Thony et al., 1997 ; Perrier et Morat, 2000 ; Doussan et al., 2002 ; Darnet et Marquis, 2004).

Thony et al. (1997) ont étudié la relation entre les gradients verticaux de potentiel spontané et les flux hydriques. Leurs résultats ont montré que sur une période de 10 jours après un incident pluvieux, il existe une relation linéaire entre les réponses électrique et hydraulique. Suite à ces expériences, Doussan et al. (2002) ont réalisé un suivi des potentiels électriques dans un lysimètre pendant six mois afin d'essayer de confirmer cette relation linéaire. Bien que l'expérience prouve qu'il existe une corrélation entre la réponse électrique, l'infiltration et l'évaporation des eaux météoriques, celles-ci n'ont pas pu être reliées linéairement.

5.2.1. Le potentiel spontané en zone non-saturée

Au chapitre 2, nous avons vu que le potentiel spontané est généré par l'effet d'électrofiltration lorsqu'un fluide s'écoule dans le milieu poreux. On peut alors se poser la question de l'extension de la méthode du potentiel spontané au cas où le milieu poreux est soumis à un écoulement composé de deux phases non miscibles (par exemple eau et air). Dans ce cas, les équations de couplage entre la densité de courant électrique $\vec{J}$, le flux volumique d'eau $\vec{U}_f$ et de gaz $\vec{U}_g$ sont (Revil et Cerepi, 2004) :

$$\begin{bmatrix} \vec{J} \\ \vec{U}_f \\ \vec{U}_g \end{bmatrix} = -\bar{\bar{L}} \begin{bmatrix} \nabla \phi \\ \nabla p_f \\ \nabla p_g \end{bmatrix}, \quad (5.6)$$

et,

$$\bar{\bar{L}} = \begin{bmatrix} \sigma_r \tilde{\sigma} & L_r \tilde{L} & 0 \\ L_r \tilde{L} & k_r^f \tilde{k}_f / \eta_f & 0 \\ 0 & 0 & k_r^g \tilde{k}_g / \eta_g \end{bmatrix}, \quad (5.7)$$

où φ est le potentiel électrique (V), et p_f et p_g sont la pression de l'eau et du gaz respectivement (Pa) ; $\bar{L}$ est la matrice des propriétés du milieu, η_f et η_g sont les viscosités dynamique de l'eau et du gaz respectivement (Pa s), $\tilde{\sigma}$, $\tilde{k}_f$ et $\tilde{L}$ sont la conductivité électrique, la perméabilité de l'eau et le coefficient de couplage électrocinétique à saturation, $\tilde{k}_g$ est la perméabilité du gaz à saturation, et σ_r , k_r^f , k_r^g , et L_r sont la conductivité électrique relative, les perméabilités relatives de l'eau et du gaz, et le coefficient électrocinétique relatif.

5.2.2. Influence de la saturation partielle sur le coefficient de couplage électrocinétique

Très peu d'expériences ont été menées pour étudier la dépendance du coefficient de couplage électrocinétique lors d'écoulement diphasique. Morgan et al. (1989) ont observé que l'introduction de bulle d'air dans des échantillons de granite de Westerly provoquait une augmentation du coefficient de couplage électrocinétique d'un demi ordre de grandeur par rapport à sa valeur en écoulement monophasique. De même Sprunt et al. (1994) ont enregistré une augmentation de plus de deux ordres de grandeur du coefficient de couplage électrocinétique sur des échantillons de calcaire. Cependant leur étude était probablement faussée à cause du piégeage de bulles de gaz dans les électrodes.

Ces études montrent que la diminution de la saturation en eau par la présence de bulle d'air augmente la valeur du coefficient de couplage électrocinétique C . Cette augmentation est expliquée par la diminution de la conductivité électrique du milieu due à la présence des bulles d'air. Wurmstich et Morgan (1994) ont proposé de tenir compte de cet effet dans un capillaire en utilisant la loi d'Archie. Pour un matériel dont la conductivité de surface est négligeable, C est exprimé en fonction de la saturation effective Se sous la forme

$$C = C_{HS} \cdot \frac{1-w}{Se^n}, \quad (5.8)$$

où C_{HS} est le coefficient de couplage électrocinétique défini par l'équation de Helmholtz-Smoluchowski, w est le facteur de résistance hydrodynamique, et n est le second exposant de la loi d'Archie (généralement proche de 2). Pour des fortes saturations effectives (Se proche de 1), w est proche de 0 et peut être négligé (Wurmstich et Morgan, 1994).

Récemment, Guichet et al. (2003) ont quantifié l'effet de la saturation en eau sur une colonne de sable fin à l'aide de différents gaz (argon, azote et dioxyde de carbone). Le coefficient de couplage électrocinétique mesuré est divisé d'un facteur 3 lors de l'injection d'argon lorsque la saturation en eau passe de 100% à 40% (Figure 5.3) alors que la conductivité électrique du sable diminue d'un facteur 5. Ces résultats vont donc à l'encontre des premières études.

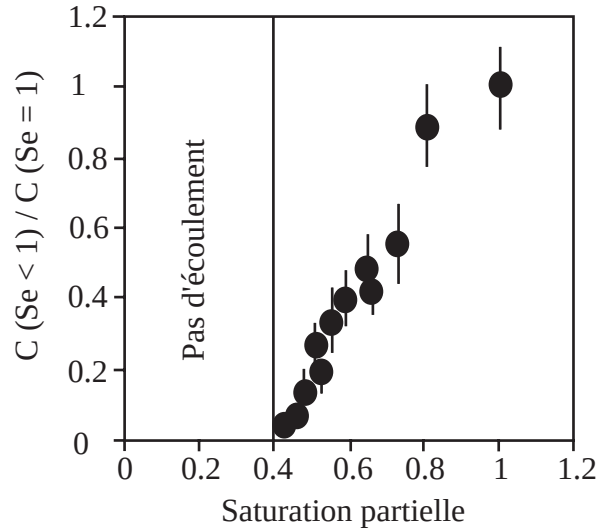


FIG. 5.3 – Variation du coefficient de couplage électrocinétique normalisé en fonction de la saturation en eau dans le cas de l'injection d'argon à $pH=8$, $\sigma_f = 140 \mu S/cm$ (Guichet et al., 2003).

Revil et Cerepi (2004) ont aussi observé une diminution de l'intensité du coefficient de couplage électrocinétique lorsque la saturation en eau diminue sur des échantillons de roche consolidée (dolomite). Ils ont alors proposé un nouveau modèle. Le coefficient de couplage électrocinétique, défini comme le coefficient de sensibilité entre le potentiel électrique et la variation de la pression hydrique, s'écrit :

$$C \equiv \left(\frac{\partial \varphi}{\partial p} \right)_{\tilde{J}=0} = -\frac{L_r}{\sigma_r} \frac{\tilde{L}}{\tilde{\sigma}} = C_r \tilde{C} \quad (5.9)$$

où $\tilde{C} \equiv -\tilde{L}/\tilde{\sigma}$ est le coefficient de couplage électrocinétique à saturation. $C_r \equiv -L_r/\sigma_r$ est appelé le coefficient de couplage relatif et dépend de la saturation en eau du milieu.

L'ensemble de ces expériences dont les résultats sont contradictoires montre qu'il est aujourd'hui très délicat d'énoncer une loi concernant l'évolution générale du coefficient de couplage électrocinétique en fonction de la saturation partielle.

5.3. INFILTRATION EN CUVE

5.3.1. Première mesure

a. Description de l'expérience

Des expériences d'infiltration ont été menées dans la cuve en plexiglas décrite au chapitre 3 (cf. §3.3.1.a). La cuve est remplie de sable calibré : porosité $\phi = 0.34 \pm 0.02$, conductivité hydraulique $K = 7.1 \cdot 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ et équipé de 77 électrodes de potentiel spontané et de six piézomètres (Figure 5.4).

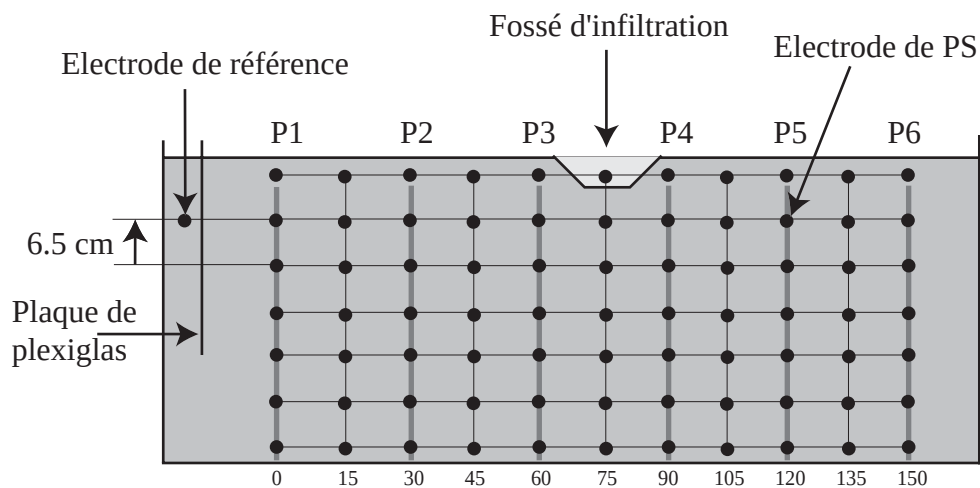


FIG 5.4 – Positions des électrodes de mesures dans la cuve. Les points représentent les 77 électrodes de PS. Les P1, ..., P6 représentent les piézomètres.

Comme dans le cas du pompage en cuve, le milieu n'est pas soumis à des courants électriques générés par des phénomènes d'électro-diffusion ou électro-rédox. En effet l'électrolyte est l'eau du robinet de conductivité connue (très peu saline) donc les effets d'électro-diffusion sont négligeables et le milieu n'est pas soumis à des réactions d'oxydo-réduction (pas de corps conducteur dans la cuve). Finalement, la seule source de bruit est liée à la nature des électrodes. Pour l'expérience d'infiltration nous avons utilisé des électrodes en fil d'argent de 1 mm de diamètre. Le fil d'argent a été choisi pour sa faible épaisseur ce qui permet d'obtenir un maillage d'électrodes de PS très dense et pour sa stabilité vis à vis de l'eau et l'oxygène. En effet, les phénomènes de polarisation à l'interface métal/sol ne sont pas importants et l'argent a un faible degré d'oxydation. Les mesures de potentiel spontané ne

sont donc pas parasitées par des phénomènes extérieurs. La stabilité des électrodes peut être déterminée en mesurant le potentiel électrique lorsque que la cuve est au repos (Figure 5.5).

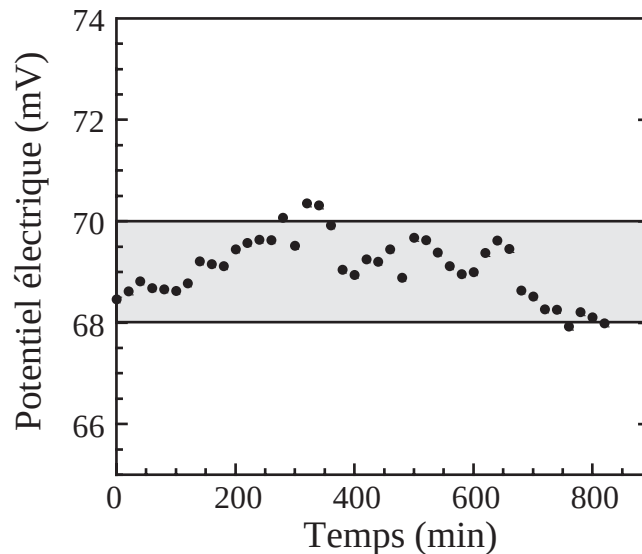


FIG 5.5 – Variation du potentiel électrique avant une expérience. Les mesures avant l'expérience donnent une idée sur la stabilité des électrodes. Avec des électrodes en argent l'incertitude de la mesure est de l'ordre de 2 mV.

La figure 5.5 montre que l'incertitude des mesures de PS avec des électrodes en argent est d'environ de 2 mV. Cette incertitude est négligeable en comparaison avec les phénomènes électrocinétiques qui génèrent des anomalies de potentiel spontané de l'ordre de 30 mV comme nous allons le voir ci-dessous.

L'utilisation de la cuve va nous permettre de mesurer l'effet électrocinétique associé aux écoulements de fluide à partir d'un fossé. L'utilisation de fil d'argent comme électrode de PS a permis d'obtenir un maillage d'électrodes très dense. Il est ainsi possible d'effectuer un suivi horizontal et vertical de l'écoulement. Une première série d'expériences d'infiltration d'eau (eau du robinet) a été entreprise sur la cuve. Un litre d'eau a été infiltré à partir d'un fossé localisé au milieu de la cuve (Figure 5.4). Le potentiel spontané est mesuré avec 77 électrodes et la réponse piézométrique avec 6 piézomètres.

b. Résultats de l'expérience

La figure 5.6 présente l'évolution de la distribution du potentiel électrique dans le temps en fonction de la profondeur. Elle met en évidence que le potentiel spontané répond instantanément à l'injection d'un litre d'eau et à son infiltration. Il est intéressant de souligner qu'au terme de cette injection, aucun des piézomètres, même les plus proches du fossé d'infiltration, n'ont indiqué la présence d'eau. Ce phénomène peut être dû à la forte capacité de rétention qui existe en zone non saturée et qui limite dans un premier temps toute présence d'eau gravitaire.

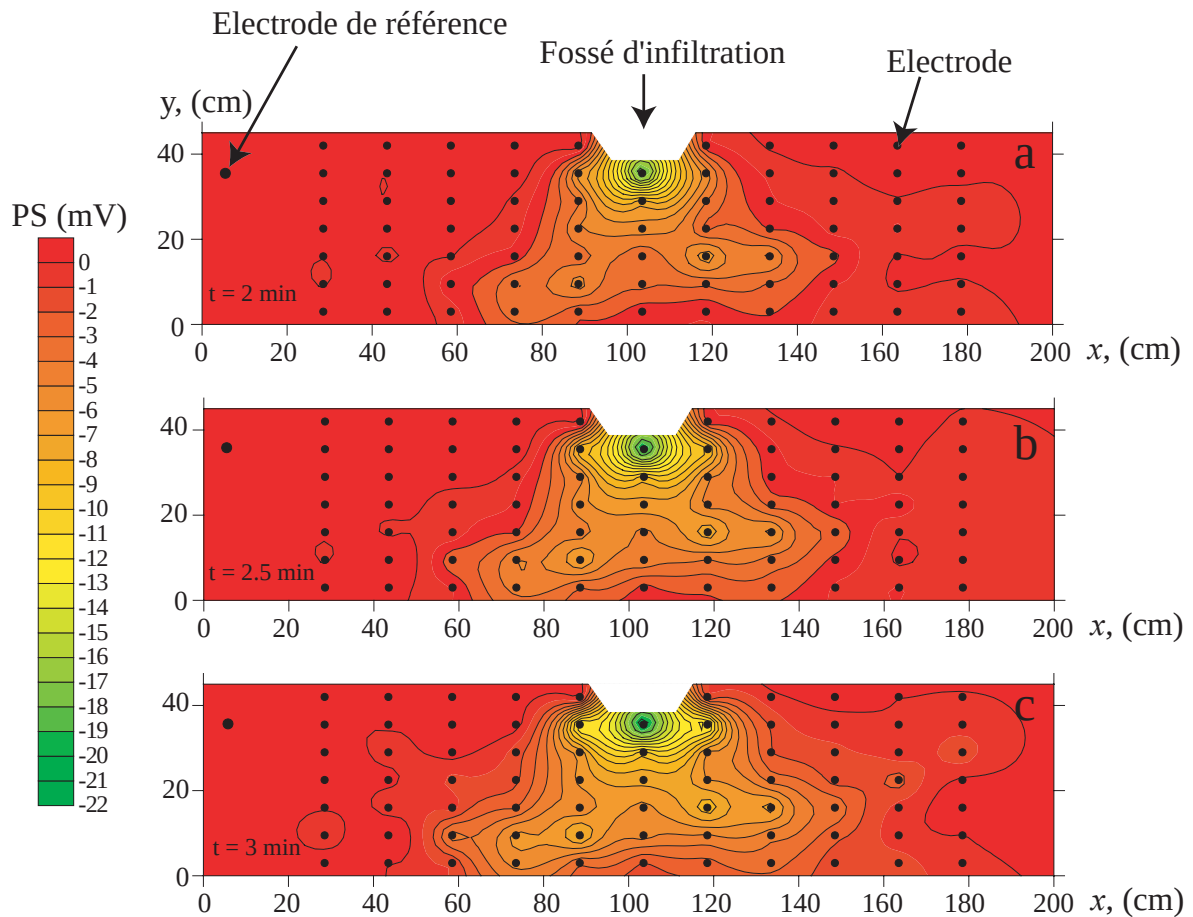


FIG 5.6 – Variation du potentiel spontané suite à une injection d'eau dans le fossé. (a) 2 minutes après le début de l'injection, (b) 2.5 minutes et (c) 3 minutes (Khiat, 2004).

Bien que cette expérience ne permette pas d'interprétations quantitatives, l'analyse de la figure 5.6 nous permet de mettre en évidence plusieurs phénomènes. Dès la deuxième minute après le début de l'infiltration, une modification de la distribution des potentiels

électriques au sein de la cuve est visible. L'évolution de l'infiltration principalement verticale jusque-là commence à s'étaler horizontalement. Il semblerait également qu'une dissymétrie apparaisse au sein de la cuve avec un étalement vers le bas, plus prononcé sur la partie gauche. Cette dissymétrie est probablement liée à une hétérogénéité de saturation initiale dans la cuve. L'eau est retirée de la cuve à partir d'un pompage qui a dû remanier le sable qui était proche de la pompe. Enfin, une montée d'eau dans les piézomètres est mesurée deux minutes après le début d'une seconde injection d'un deuxième litre d'eau. Le premier piézomètre qui marque cette présence d'eau gravitaire est le piézomètre P4, suivi des piézomètres P3 et P5.

Les tests d'infiltrations réalisés en cuve ne permettent pas à ce stade de tirer des conclusions définitives mais ouvrent des perspectives. En effet, cette démarche s'intègre au sein d'un programme global de recherche sur la modélisation des effets de polarité du milieu non-saturé lors d'infiltration de fluide. La mise en évidence de la distribution spatiale de potentiels électriques par une expérimentation en milieu contraint permet de confirmer la sensibilité de la méthode du potentiel spontané à un écoulement de fluide dans la zone non-saturée. Cependant ces expériences n'ont pas pu être couplées aux données hydrauliques, les piézomètres n'étant pas des instruments de mesure adéquats pour la mesure du niveau de saturation en eau. C'est pourquoi, pour améliorer le suivi hydraulique, des capteurs de pressions ont été insérés dans la cuve.

5.3.2. Deuxième série de mesures

a. Description de l'expérience

Cette seconde infiltration a été faite à partir d'un fossé creusé sur le côté de la cuve. La variation du potentiel spontané a été suivie avec 80 électrodes de fil d'argent. La pression matricielle a été mesurée à l'aide de 18 microtensiomètres constitués chacun d'un capteur de pression différentielle de sensibilité $0,1 \text{ mV mbar}^{-1}$ relié à une bougie poreuse céramique montée sur capillaires (SDEC). La résistivité électrique a été déterminée avec 16 quadripôles d'électrodes (Figure 5.7). Pendant la durée de l'infiltration trois types de données ont été acquises : la pression matricielle, le potentiel spontané et la résistivité électrique. Le potentiel électrique et la pression matricielle sont mesurés simultanément toutes les 30 secondes.

Le flux d'infiltration de l'eau est contrôlé tout au long de l'expérience. Une nappe d'eau est maintenue constante dans le fossé durant toute l'expérience soit pendant 4 heures et 14 minutes grâce au dispositif d'infiltration. La charge hydraulique est de 2,6 cm au dessus du fossé. Comme les mesures de résistivité électrique impliquent une injection de courant, nous avons décidé de ne pas les faire en même temps que celles du potentiel spontané. Les variations de la résistivité électrique au sein de la cuve sont alors mesurées lors d'une seconde expérience d'infiltration.

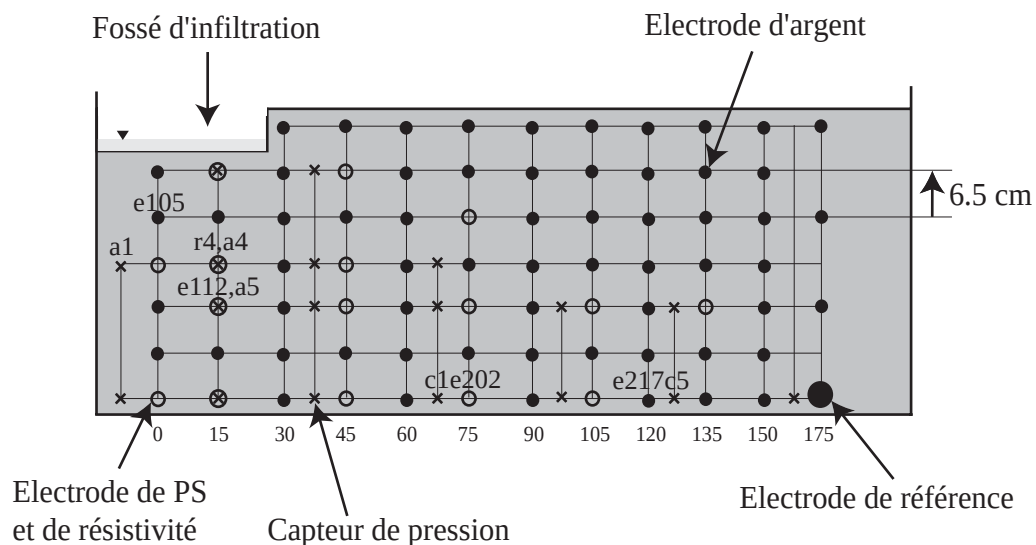


FIG 5.7 – Positions des électrodes de mesures dans la cuve. Les points représentent les 80 électrodes de PS (noté e), les ronds vides les électrodes qui ont servi de point de mesure de PS et de résistivité électrique (noté r) et les croix correspondent aux capteurs de pression (noté a et c).

Avant l'infiltration plusieurs étapes ont été systématiquement respectées pour essayer de retrouver la cuve dans un état hydrique le plus proche possible pour chaque expérience. Avant chaque test, la cuve est d'abord complètement saturée puis désaturée. La désaturation de la cuve se fait en deux temps. Les deux robinets qui sont sur les deux bords opposés de la cuve sont ouverts pour laisser s'écouler l'eau gravitaire. Dans un second temps la cuve est branchée à une pompe péristaltique. Cette désaturation est effectuée à un très faible débit pendant 19 heures et le volume d'eau ainsi récupéré est égal à 10 litres.

Par rapport à la première expérience d'infiltration, ce second test est beaucoup plus contrôlé. Ce contrôle implique une meilleure connaissance de l'état hydraulique préliminaire, et un meilleur suivi du débit d'infiltration. Tous ces contrôles sont faits dans le but de pouvoir

essayer de modéliser analytiquement et numériquement les phénomènes hydrauliques et électriques.

b. Résultats des mesures du potentiel spontané et de la pression matricielle

Les variations du potentiel spontané ont pu être mesurées durant l'expérience. La figure 5.8.a présente l'évolution de ces signaux pendant l'infiltration pour une électrode placée directement sous le fossé d'infiltration (e105).

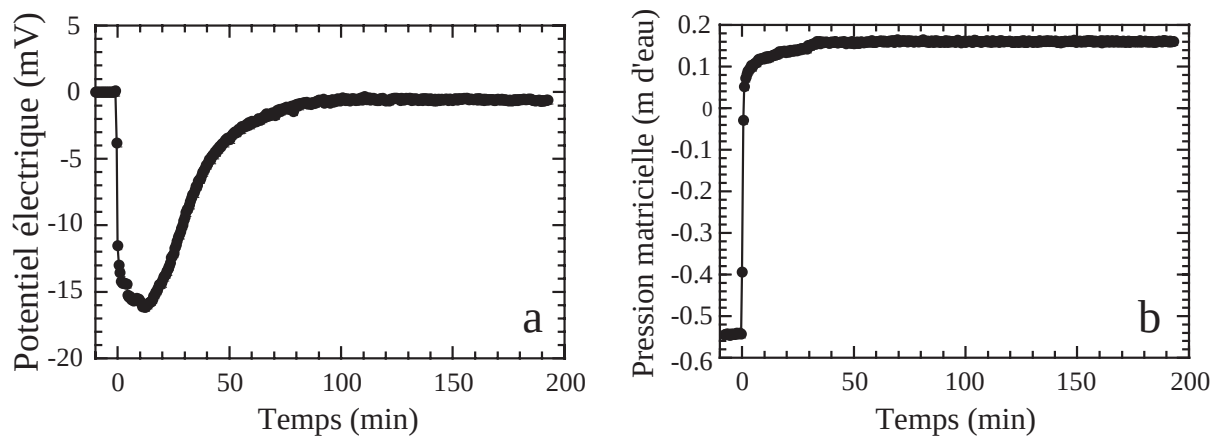


FIG 5.8 – Comparaison entre (a) la variation du potentiel spontané durant l'expérience d'infiltration pour une électrode placée directement sous le fossé. Le temps $t = 0$ correspond au début de l'infiltration (e105), et (b) la variation de la pression matricielle pendant l'infiltration (a1).

L'électrode e105 placée directement sous le fossé à 8.5 cm réagit immédiatement à l'injection de l'eau au temps $t = 0$ minutes qui correspond au début de l'infiltration (Figure 5.8.a). Ces variations peuvent être comparées avec celles de la pression matricielle mesurées à l'aide du capteur de pression le plus proche (Figure 5.8.b). Le milieu est dit saturé lorsque la pression matricielle est supérieure à 0. Sous le fossé, le sable est saturé au bout d'une minute ($p = 0.052$ m d'eau). Au bout de 50 minutes, la pression matricielle devient stable. Le sable est alors totalement saturé sur toute la hauteur sous le fossé. Cependant le potentiel électrique n'atteint l'état d'équilibre qu'après environ 100 minutes (Figure 5.8.a). Il existe donc un décalage entre le moment où le sable sous le fossé est totalement saturé et le moment où le

potentiel spontané ne varie plus. En effet la mesure du potentiel spontané n'est pas le résultat d'un phénomène local. Le potentiel spontané mesuré en un point de la cuve est la somme de signaux dont la source peut être localisée en d'autres points. Le potentiel spontané varie donc jusqu'au moment où la cuve est entièrement saturée c'est-à-dire lorsque la cuve atteint l'état d'équilibre et qu'il n'y a plus d'écoulements.

Les variations du potentiel électrique sont mesurées avec les 80 électrodes de la cuve. Ceci nous permet de cartographier l'évolution du potentiel électrique dans le temps en fonction de la profondeur. La figure 5.9 présente un exemple de carte pour trois temps successifs.

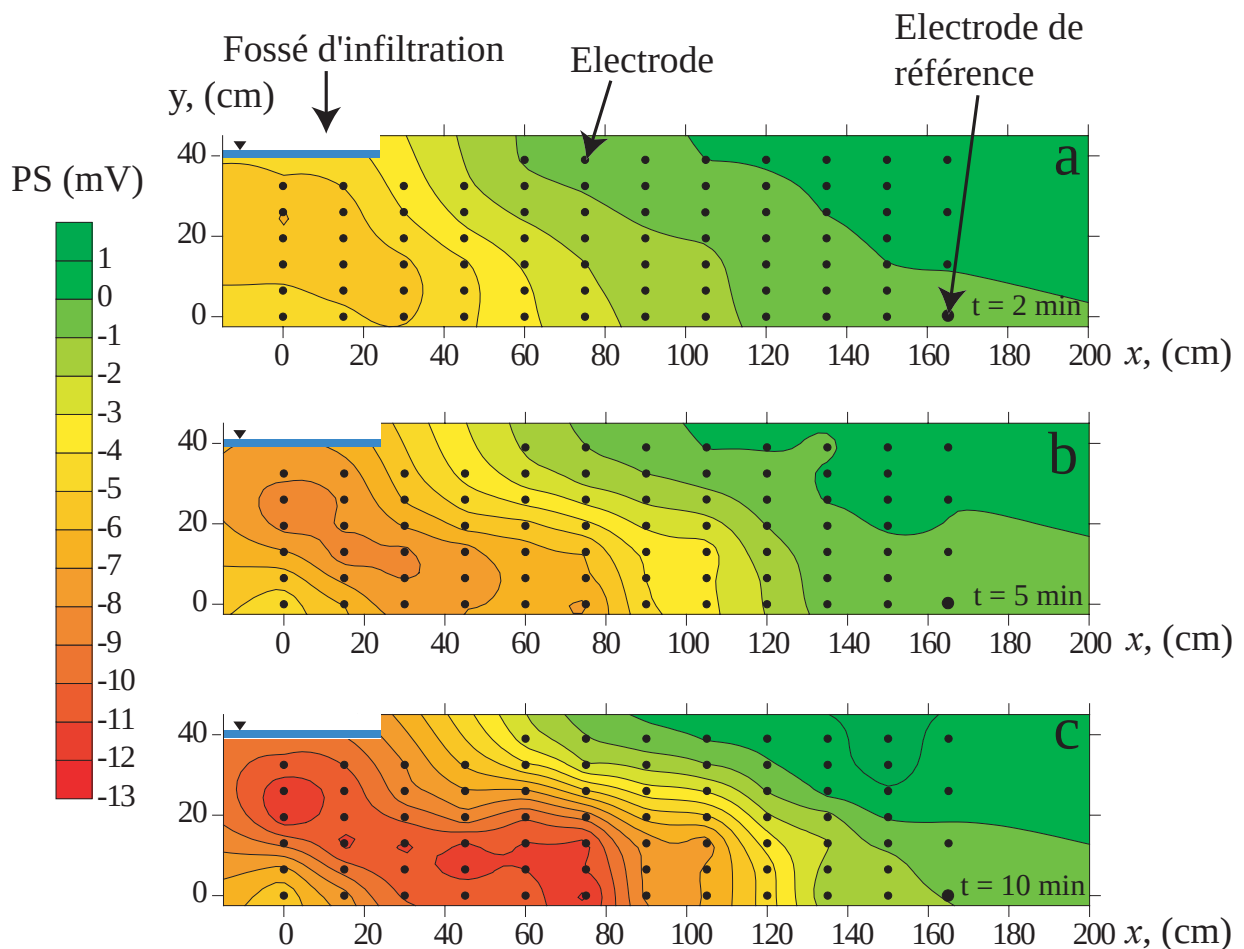


FIG 5.9 – Mesures du potentiel spontané dans la zone non-saturée (a) 2 minutes après le début de l'infiltration, (b) 5 minutes et (c) 10 minutes.

Bien que cette expérience ne permette pas d'interprétations quantitatives, l'analyse de la figure 5.9 nous permet de mettre en évidence plusieurs phénomènes. Dès la deuxième minute, une modification de la distribution des potentiels électriques au sein de la cuve sous le

fossé est visible. Au bout de 5 minutes, l'évolution de l'infiltration principalement verticale jusque-là commence à s'étaler horizontalement. Une perturbation apparaît au sein de la cuve en bas à gauche. Cette perturbation est probablement liée à la désaturation de la cuve par le pompage qui a dû remanier le sable qui était proche de la pompe. Enfin, au bout de 10 minutes, le panache d'infiltration est négatif (-13 mV) et s'étale de plus en plus horizontalement mais n'atteint pas encore le bout de la cuve. Ces mesures de potentiel spontané doivent être comparées aux mesures de pression matricielle effectuées par les capteurs de pression (Figure 5.10).

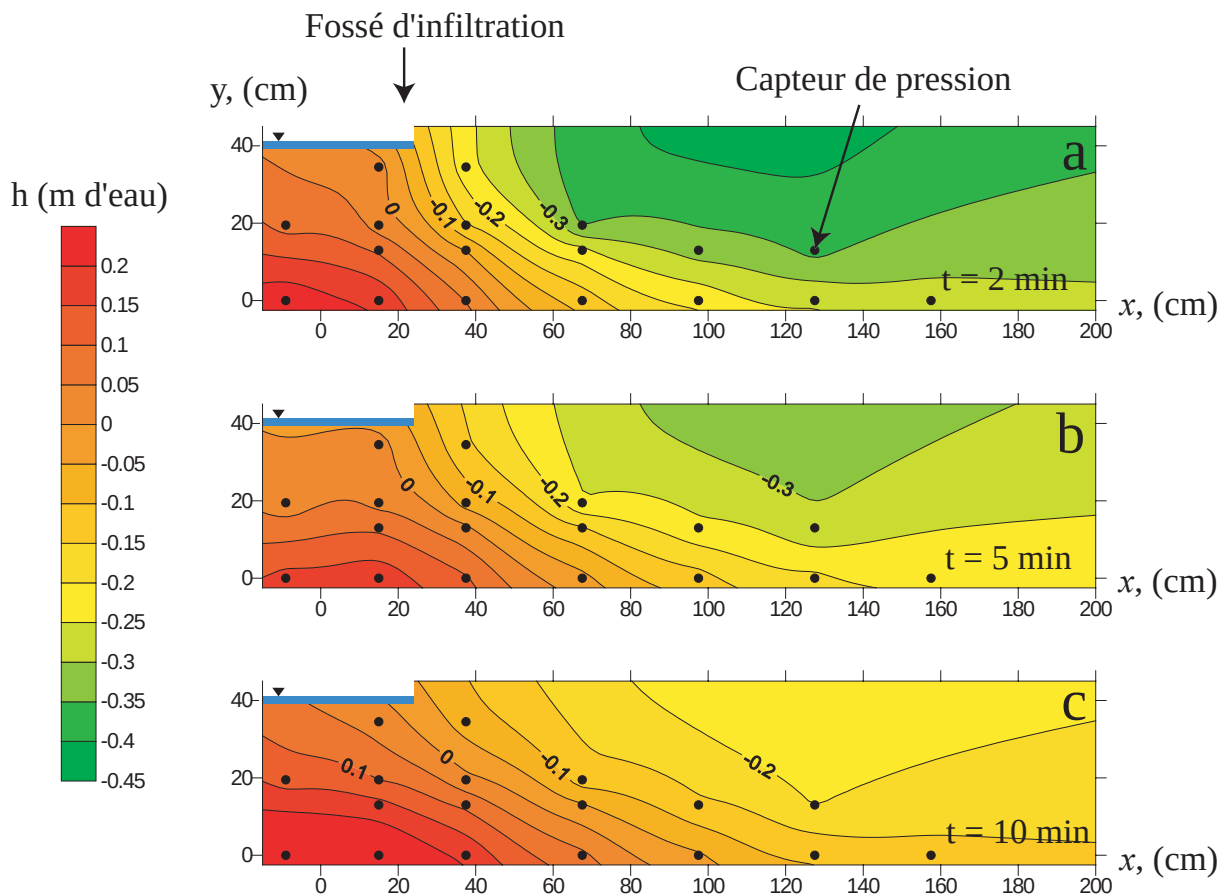


FIG 5.10 – Mesures de la pression matricielle dans la zone non-saturée (a) 2 minutes après le début de l'infiltration, (b) 5 minutes et (c) 10 minutes.

Les cartes de la pression matricielle ont été tracées pour les mêmes instants que les potentiels électriques. Les capteurs de pression suivent une même forme de variations que le potentiel électrique. Les variations sont d'abord verticales (Figure 5.10.a) puis à mesure que l'infiltration continue le panache d'infiltration s'étend horizontalement (Figure 5.10.b et c). Il

est cependant plus facile de comparer les réponses électrique et hydraulique en regardant les données obtenues pour des couples électrode/capteur de pression.

c. Relation potentiel spontané / pression matricielle

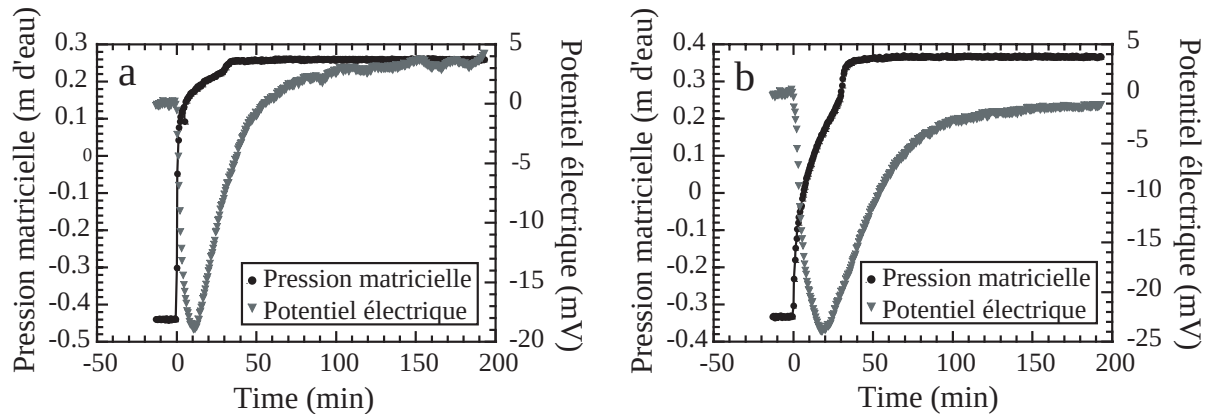


FIG 5.11 – Variation de la pression matricielle et du potentiel électrique en fonction du temps ($t = 0$ minutes correspond au début de l'infiltration) : (a) pour un couple capteur de pression/électrode sous le fossé d'infiltration (a5/e112), (b) pour un couple de capteur de pression/électrode au milieu de la cuve (c1/e202).

La figure 5.11 est une comparaison entre les variations du potentiel électrique et celles de la pression matricielle pour un couple électrode/capteur de pression placé à 21 cm sous le fossé d'infiltration (capteur a5/électrode 112, Figure 5.11.a) et un autre couple placé au milieu de la cuve (capteur c1/électrode 202 Figure 5.11.b) à 75 cm du milieu du fossé. On peut alors se demander si le minimum du potentiel électrique correspond au passage de l'état non-saturé/saturé. Les résultats de la comparaison entre les différentes mesures sont résumés dans le tableau 5.1.

	Capteur a5	Electrode 112	Capteur c1	Electrode 202
Pression matricielle > 0	1 minute		6.5 minutes	
Minimum de PS		10.5 minutes		18 minutes

TAB 5.1 – Comparaison entre le temps où la pression matricielle devient positive pour les capteurs de pression et le temps où le potentiel électrique est minimal.

Tout d'abord on peut remarquer que les acquisitions d'une pression positive par les capteurs de pression et d'un minimum de PS par les électrodes dépendent de la distance au fossé des points de mesure. Il est donc possible de suivre l'étalement horizontal du panache d'infiltration. De plus, les résultats du tableau 5.1 montrent qu'il y a un décalage de l'ordre de 10 minutes entre le minimum de PS enregistré par les électrodes et le passage à une pression matricielle positive pour les capteurs associés. De même les deux capteurs de pression atteignent un état stable environ 50 minutes après le début de l'infiltration tandis que le potentiel électrique devient stationnaire après 100 minutes. Pour ces deux électrodes on retrouve la même période de temps jusqu'à l'obtention de l'état stationnaire. D'après les mesures électriques il semblerait que l'on atteigne un état d'équilibre 100 minutes après le début de l'infiltration. Au capteur c5 (à 127 cm du fossé), on enregistre une période de saturation ($p \leq 0$) de 19 minutes. Pour une période aussi longue, il semble alors possible d'examiner la relation entre les variations du potentiel électrique (enregistrées par l'électrode e217, à 120 cm du fossé) en fonction de la pression matricielle.

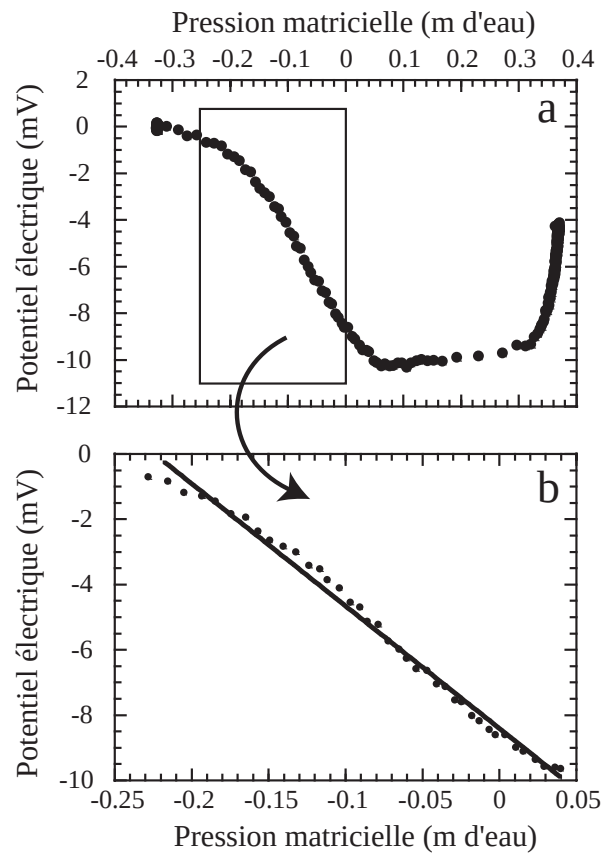


FIG 5.12 – Variation du potentiel électrique ϕ (mV) en fonction de la pression matricielle notée p (m d'eau) (a) pendant toute la durée de l'expérience, (b) pendant la phase de saturation. Pendant la phase d'infiltration le potentiel spontané a été ajusté à l'aide d'une fonction linéaire de la forme : $\phi = -8.4 - 37.6 p$ avec $R = 0.99$.

La figure 5.12.a présente les variations du potentiel spontané en fonction de la pression matricielle. A partir de ce graphique, il semble intéressant de zoomer sur la seule période de saturation ($p \leq 0$) qui dure 19 minutes (Figure 5.12.b). Sur cette période, les variations du potentiel électrique peuvent être ajustées par une fonction linéaire ($R = 0.99$). Il semble donc qu'il existe une relation linéaire entre la variation de la pression matricielle et la variation du potentiel électrique pendant la phase de saturation.

d. Relation potentiel spontané / flux d'infiltration

Durant tout la phase d'infiltration, le flux d'eau injectée dans le fossé a été mesuré. La figure 5.13.a présente les variations du flux d'eau injectée durant le temps de l'expérience. Ces variations peuvent être comparées aux variations du potentiel électrique enregistrées par une électrode placée directement sous le fossé (e105) (Figure 5.13.b).

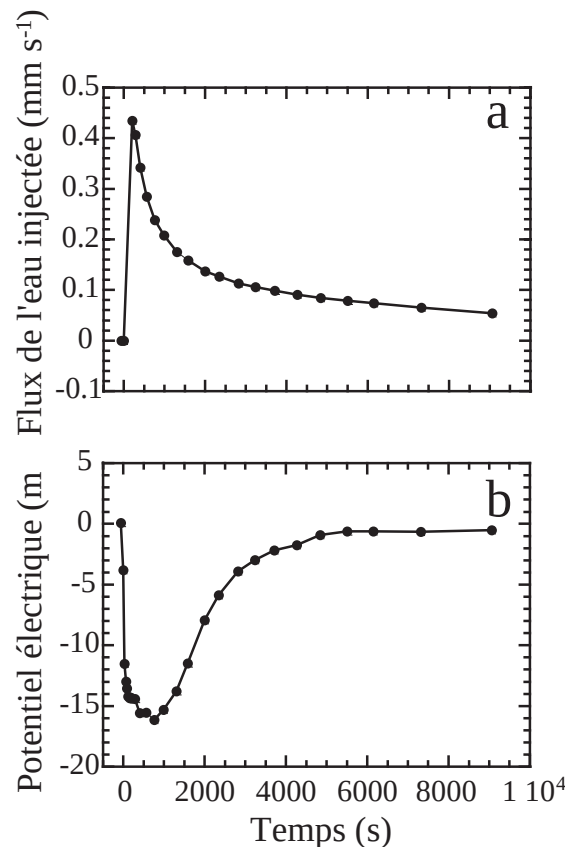


FIG 5.13 – (a) Flux de l'eau infiltrée (injectée dans le fossé) ; (b) Variation du potentiel électrique mesuré avec l'électrode e105 situé 8.5 cm sous le fossé. La figure révèle que le minimum du potentiel électrique est 9 minutes plus tard que le maximum du flux.

Les variations du potentiel spontané semblent être liées au flux de l'eau injectée. Les deux graphiques montrent une même tendance générale et un même pic. Cependant, on peut noter que les deux extrema présentent un décalage de 9 minutes. Ce décalage est du même ordre de grandeur que celui mesuré par les capteurs de pression (cf. §5.3.2.c).

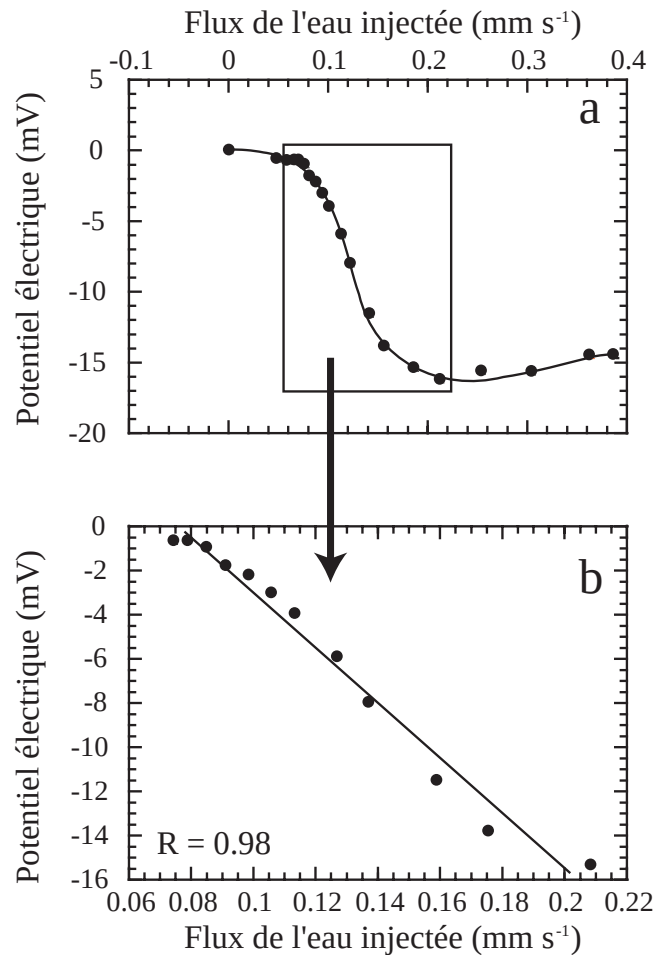


FIG 5.14 – Variation du potentiel électrique ϕ (mV) en fonction du flux de l'eau infiltrée notée U (mm s⁻¹) (a) pendant toute la durée de l'expérience, (b) pour une période comprise entre $t = 9'20''$ après le début de l'infiltration et $t = 91'40''$. Pendant cette période le potentiel spontané a été ajusté à l'aide de d'une fonction linéaire de la forme : $\phi = 9.51 - 125.02 U$ avec $R = 0.98$.

La figure 5.14.a présente les variations du potentiel spontané en fonction du flux de l'eau injectée dans le fossé. Neuf minutes après le début de l'injection les variations du potentiel spontané sont linéairement proportionnelles aux variations du flux de l'eau injectée (Figure 5.14.b). Or nous avons vu au §5.3.2.c, qu'après 9 minutes le sable sous le fossé est totalement saturé ($p > 0$). Après 9 minutes, l'écoulement sous le fossé est un écoulement en

zone saturée. On retrouve donc une relation linéaire entre le flux de l'eau et le potentiel spontané qui confirme les résultats déjà obtenus sur le terrain et en cuve (cf. ch. 3 et 4).

Il est alors intéressant de comparer les variations du potentiel spontané et du flux de l'eau injectée pour une électrode plus éloignée du fossé d'infiltration et donc pour laquelle la période de saturation est plus longue. La figure 5.15.a présente justement ces variations pour l'électrode e217 (déjà étudiée au §5.3.2.c).

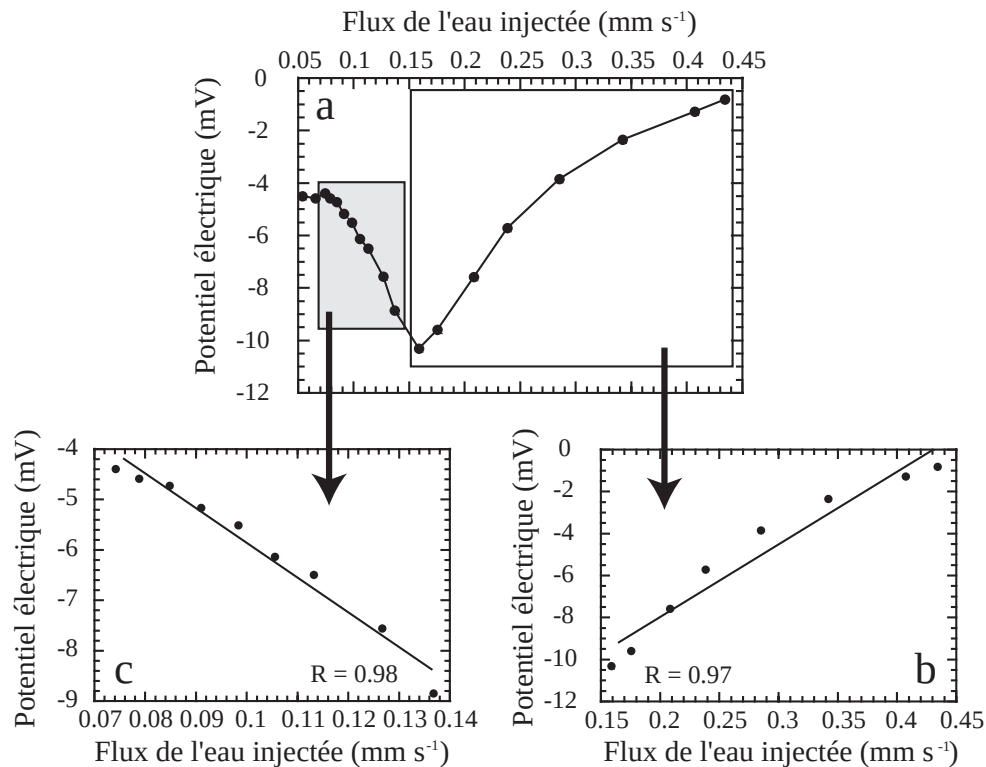


FIG 5.15 – Variation du potentiel électrique ϕ (mV) en fonction du flux de l'eau infiltrée notée U (mm s^{-1}) (a) pendant toute la durée de l'expérience, (b) pendant la phase de saturation entre $t = 0$ minute et $t = 26$ minutes après le début de l'infiltration. Pendant cette période le potentiel spontané a été ajusté à l'aide d'une fonction linéaire de la forme : $\phi = -14.9 + 34.4 U$ avec $R = 0.97$. (c) Après la période de saturation entre $t = 33$ minutes et $t = 102$ minutes après le début de l'infiltration. Le potentiel spontané a été ajusté à l'aide d'une fonction linéaire de la forme : $\phi = 1 - 68.6 U$ avec $R = 0.98$.

La figure 5.15.a montre que l'on peut distinguer les deux périodes de l'expérience. La première est celle de la saturation pendant laquelle on assiste à un écoulement en zone non-saturée (Figure 5.15.b). La seconde phase est celle d'un écoulement en zone saturée (Figure 5.15.c). Pendant ces deux phases, le potentiel spontané est relié linéairement au flux de l'eau injectée. Cependant on peut observer que pendant la phase de saturation de la cuve, les valeurs du potentiel spontané sont négativement proportionnelles au flux d'infiltration alors

que pendant la période d'infiltration en milieu saturé les valeurs du potentiel spontané sont positivement proportionnelles au flux d'infiltration.

e. Résultats résistivité électrique / pression matricielle

Nous avons vu dans le chapitre 2 que pour résoudre le problème inverse il est nécessaire de coupler les mesures de potentiel spontané avec des mesures de résistivité électrique. Des mesures de résistivité électrique ont pu être réalisées dans la cuve à l'aide du résistivimètre rapide développé par l'INRA d'Avignon et relié à 16 quadripôles d'électrodes (Figure 5.7).

La méthode de mesure de la résistivité électrique d'un milieu consiste à envoyer un courant d'intensité I connue à l'aide de deux électrodes et de mesurer la différence de potentiel électrique U induit entre deux électrodes de réception. A partir de la loi d'Ohm $U = R \cdot I$ où I est l'intensité du courant électrique (A) et R est la résistance (Ω), on peut définir la résistivité électrique ρ ($\Omega \text{ m}$)

$$\rho = k \cdot R, \quad (5.10)$$

où k (m) est le coefficient géométrique qui dépend de la configuration des électrodes.

Le résistivimètre rapide permet de mesurer la résistance du milieu. Pour passer de la résistance à la résistivité électrique, nous avons dû déterminer les coefficients géométriques pour chaque quadripôle. Cela a été possible en mesurant la résistivité électrique du sable à saturation ($\rho = 68 \Omega \text{ m}$). En assumant qu'à la fin de l'expérience d'infiltration le sable est totalement saturé k a pu être calculé pour chaque quadripôle et k est compris entre 0.5 et 1.5 m. En connaissant k , il est alors possible de déterminer l'évolution de la résistivité électrique du milieu durant toute la phase d'infiltration. La figure 5.16.b est un exemple de la variation de la résistivité électrique durant le test d'infiltration pour un quadripôle placé directement sous le fossé.

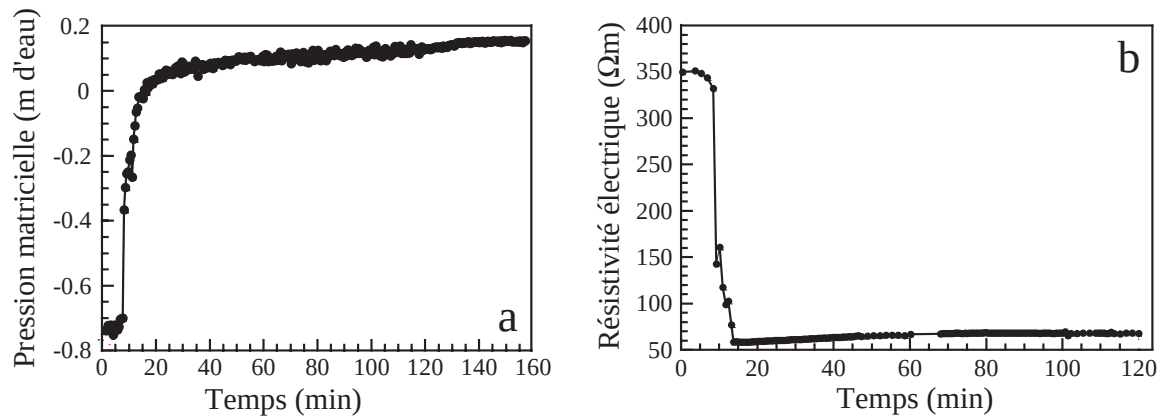


FIG 5.16 – Comparaison entre (a) les variations de la pression matricielle et, (b) les variations de la résistivité électrique, au cours de l'expérience d'infiltration.

La figure 5.16 montre que la résistivité électrique sous le fossé d'infiltration varie instantanément à l'injection d'eau. En effet la résistivité électrique d'un matériaux dépend à la fois de la résistivité électrique de la roche dont il est composé et de l'eau dans ses pores. La résistivité électrique dépend donc directement de la saturation en eau du milieu. La formule d'Archie (1942) relie la résistivité électrique et la saturation en eau du milieu. C'est une relation empirique de la forme

$$\rho = a \phi^{-m} s^{-n} \rho_f, \quad (5.11)$$

où ρ_f est la résistivité de l'eau porales, ϕ est la porosité et s est la saturation ; a , m et n sont des constantes déterminées en laboratoire et telles que $0.5 \leq a \leq 2.5$, $1.3 \leq m \leq 2.5$, et $n \cong 2$.

A partir des mesures de résistivité électrique, on trouve que le sable est saturé à 15 cm sous le fossé 8 minutes après le début de l'infiltration. Le capteur associé mesure une pression positive 9 minutes après le début de l'infiltration (Figure 5.16.a). La résistivité électrique est donc une méthode sûre pour la détermination de la saturation en eau d'un milieu. Cette méthode peut donc être utilisée pour le suivi d'un front d'infiltration (e.g., Kemna et al., 2002 ; Kechavarzi et al., 2005).

5.4. CONCLUSION

Plusieurs expériences de suivi de la distribution du potentiel spontané dans la zone non-saturée durant une expérience d'infiltration ont révélé l'existence de phénomènes électrocinétiques associés aux variations du degré de saturation. Les valeurs du potentiel

spontané sont un bon indicateur de la direction du flux hydrique. De plus cette méthode réagit immédiatement à l'injection de l'eau. Ces mesures de potentiel spontané ont été couplées à des mesures de pression matricielle qui est un indicateur du passage de l'état non saturé à l'état saturé. La comparaison entre les deux méthodes de mesure a montré qu'il existe peut être une corrélation entre le passage non saturé/saturé enregistré par les capteurs de pression et les électrodes de PS. Enfin il semble que pour la période de saturation il existe une relation linéaire entre le potentiel spontané et la pression matricielle. Il semble donc maintenant indispensable d'essayer de modéliser numériquement les flux hydriques pour essayer de les comparer aux variations du potentiel spontané.

Il semble possible d'utiliser la méthode du potentiel spontané pour estimer les flux hydriques dans la zone non saturée. Pour cela, il faut connaître la relation qui existe entre le potentiel électrique et le flux hydrique. Cette relation n'a pas pu être établie jusqu'à présent. La raison principale est que nous connaissons mal l'influence de la saturation sur le coefficient de couplage électrocinétique. Les différents résultats obtenus à ce sujet sont très contradictoires et les récentes expériences de Guichet et al. (2003) et Revil et Cerepi (2004) montrent que cette dépendance est très complexe. Une manière de résoudre ce problème est de tenir compte de l'influence de la saturation sur les couplages électrocinétique via les mesures de résistivité électrique.

CHAPITRE 6

LA MÉTHODE DU POTENTIEL SPONTANÉ APPLIQUÉE À LA DÉTERMINATION DE LA SURFACE PIÉZOMÉTRIQUE À L'ÉCHELLE D'UN BASSIN VERSANT

Dans les chapitres précédents nous avons montré qu'il était possible de déterminer la variation de la surface piézométrique lors d'un écoulement forcé (pompage ou infiltration) à partir de mesures de potentiel spontané. Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la réponse électrique associée aux écoulements naturels à l'échelle d'un bassin versant. Actuellement, peu de mesures de potentiel spontané ont été acquises à cette échelle. Le site de Roujan (Hérault) est bien contraint d'un point vu hydrologique et hydrogéologique par 9 pluviomètres et 28 piézomètres, ce qui en fait un site test idéal. Les objectifs de ce travail étaient, (1) de constituer un jeu de données de potentiel spontané fiables répété dans le temps au cours d'un cycle hydrologique, et (2) de déterminer si les mesures du potentiel spontané sur l'ensemble du bassin versant peuvent aider à retrouver sur la géométrie de la surface piézométrique.

6.1. MESURES DU POTENTIEL SPONTANÉ SUR LE TERRAIN

6.1.1. Présentation du site de Roujan

Le bassin versant de Roujan (Hérault) est un petit bassin viticole d'environ 1,3 kilomètres carrés (le site a déjà servi d'étude au chapitre 4). Depuis 1995, l'équipe de l'INRA de Montpellier (du laboratoire LISAH, dirigé par M. Voltz) y étudie l'incidence des régimes pluviométriques sur les transferts d'eau et de pesticides. Pour ce faire, 28 piézomètres ont été

installés sur l'ensemble du bassin versant (le niveau piézométrique étant relevé toutes les semaines) ainsi que de nombreux pluviomètres (Figure 6.1).

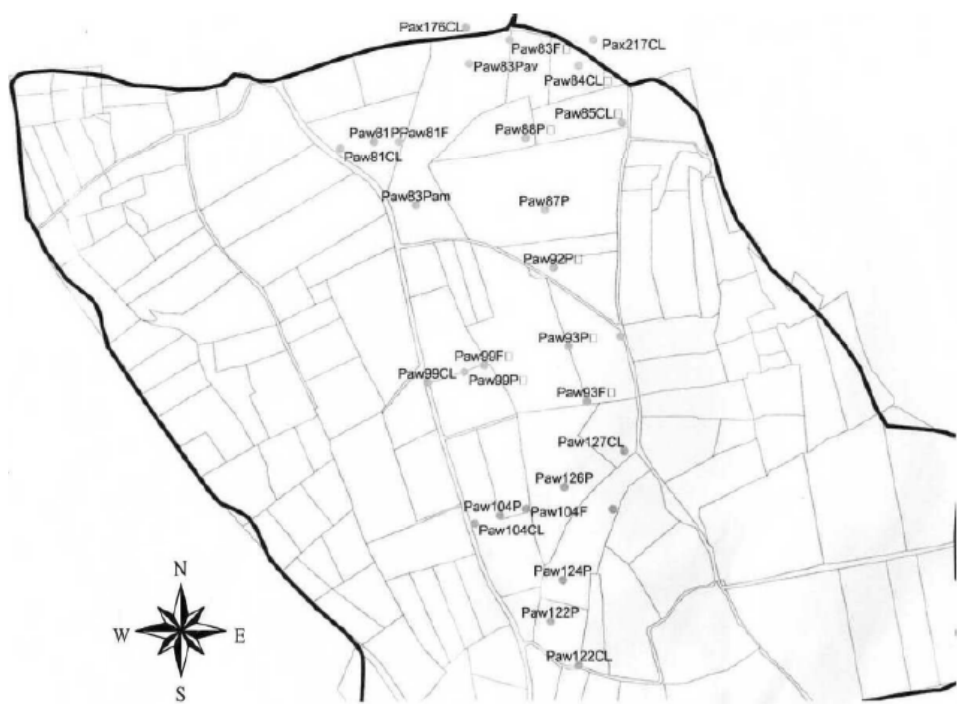


FIG 6.1 – Carte du bassin versant de Roujan. Les piézomètres sont figurés par les points.

Le bassin versant contient un aquifère constitué de silt argileux. Cet aquifère repose sur un substratum formé par des marnes miocènes considérées comme imperméable et la zone non-saturée peut atteindre une épaisseur de dix mètres. La conductivité électrique de l'eau souterraine est de $0,10 \text{ S m}^{-1}$ (à 25°C) pour un pH compris entre 8.3 et 8.6.

Deux campagnes de mesures de potentiel spontané ont eu lieu sur le site. La première a eu lieu du 14 au 19 juin 2005 peu de temps après un violent orage (30 à 40 mm d'eau). Durant cette période, 875 mesures de potentiel spontané ont été réalisées. Les données de potentiel spontané ont été acquises avec deux électrodes Cu/CuSO_4 non polarisables (cf. ch.4, §4.4.1) reliées à un multimètre Metrix MX-20. La référence du potentiel spontané a été choisie approximativement au centre du bassin versant permettant ainsi de couvrir l'ensemble de sa superficie sans changer de position pour la base. Ces mesures de potentiel spontané ont été accompagnées de mesures de résistivité électrique. Six profils de résistivité électrique ont été effectués avec l'appareil ABEM-SAS 4000 en utilisant une configuration Wenner. Une seconde campagne de mesures de potentiel spontané a eu lieu le 30 et 31 août 2005 après une période de plus grande sécheresse. Pendant cette campagne 865 mesures de potentiel spontané

ont été réalisées à l'aide du même matériel d'acquisition (deux électrodes Cu/CuSO₄ et un multimètre Metrix MX-20). L'objectif de ces deux études est d'identifier à l'échelle du bassin les voies de transfert hydriques et de quantifier les flux.

6.1.2. Incertitude sur la mesure du potentiel spontané

Avant d'entreprendre l'analyse des résultats, nous nous sommes tout d'abord intéressés à l'incertitude sur les mesures de potentiel spontané. En effet, les mesures effectuées sur le terrain sont entachées de bruits d'origines diverses (potentiel de diffusion, effet rédox, sources anthropiques...) (cf. ch.3, §3.1.1.c). Nous avons donc essayé de déterminer la distribution de probabilité des mesures en réalisant une dizaine de mesures du potentiel spontané autour de chaque piézomètre. Dans un premier temps, une moyenne arithmétique a été calculée pour obtenir une seule valeur pour chaque point de mesure. Cette moyenne est ensuite soustraite sur l'ensemble des mesures de potentiel spontané. Pour finir, on définit des classes de valeurs et on détermine le nombre de valeurs compris dans chaque classe. Le résultat est présenté sur la figure 6.2.

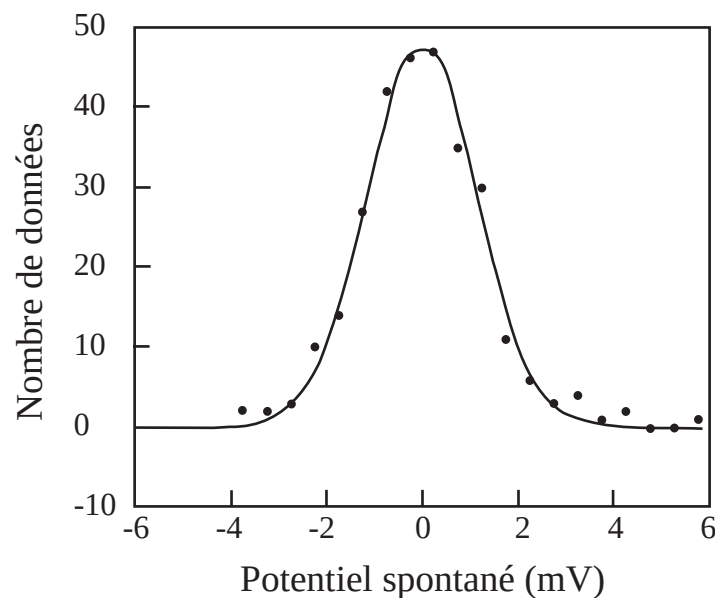


FIG 6.2 – Répartition des écarts à la moyenne des mesures de potentiel spontané. La courbe représente une distribution Gaussienne.

Le résultat montre que la distribution des mesures du potentiel spontané à un point P suit une loi de distribution de probabilité Gaussienne. De plus, à partir de la distribution des mesures de potentiel spontané, on peut estimer l'erreur sur la mesure à ± 2 mV. Une correction supplémentaire permet de tenir compte de la dérive des électrodes dans le temps. La dérive temporelle entre les deux électrodes est déterminée en mesurant plusieurs fois dans la journée le potentiel spontané au niveau de l'électrode de référence. Finalement on obtient une mesure de potentiel spontané affranchie du bruit et qui a pu être analysée dans le but de reconstituer la géométrie de la nappe.

6.2. LES DIFFÉRENTS TYPES DE MODÈLES CONCEPTUELS

Dans le passé, deux types de modèle conceptuel ont été développés par M. Aubert et C. Fourier pour expliquer les signaux de potentiel spontané mesurés à la surface du sol. Le Modèle-V (M. Aubert) relie les signaux de potentiel spontané à l'épaisseur de la zone non-saturée. A l'opposé, le Modèle-W (C. Fourier) relie les signaux de potentiel spontané à la distribution de la surface piézométrique d'une nappe libre.

6.2.1. Le Modèle-V

Le modèle proposé par Aubert et Antagana (1996) suppose que, pour une distribution de résistivité électrique homogène dans la zone non-saturée, les signaux de potentiel spontané mesurés à la surface du sol sont reliés à l'épaisseur de la zone non-saturée au dessus d'un aquifère. Ils développent une méthode d'interprétation des signaux de potentiel spontané dans laquelle les sources sont localisées dans la zone non-saturée.

Zhang et Aubert (2003) ont démontré qu'au premier ordre la relation entre le potentiel spontané et l'épaisseur de la zone non-saturée peut s'écrire

$$\varphi(P) - \varphi_0 = c_V [(z - h) - (z_0 - h_0)], \quad (6.1)$$

où $\varphi(P)$ est le potentiel spontané mesuré au point de mesure P , c_V est le coefficient de couplage électrocinétique apparent, $z(x,y)$ décrit la topographie de la surface du sol, $h(x,y)$ décrit la topographie de la surface piézométrique, $(z - h)$ représente l'épaisseur de la zone non-saturée au point de mesure P , et $(z_0 - h_0)$ est l'épaisseur de la zone non-saturée au niveau du point de référence où $\varphi_0 = 0$.

6.2.2. Le Modèle-W

Inversement, Fournier (1989) a montré que la force électromotrice du potentiel spontané est localisée à l'interface entre la zone saturée et la zone non-saturée. Cette approche suppose que le signal de potentiel spontané est équivalent à un potentiel électrique produit par une couche de dipôles électriques localisée au niveau de la surface piézométrique et d'intensité proportionnelle à la hauteur piézométrique. Cette analyse repose sur l'hypothèse que le coefficient de couplage électrocinétique C' change brutalement au passage de la zone non-saturée (C'_1) à la zone saturée (C'_2) et qu'il est constant dans chacune des deux zones.

Au premier ordre la relation entre le potentiel spontané et la hauteur piézométrique peut s'écrire lorsque la pente de la surface piézométrique est faible

$$\varphi(P) - \varphi_0 = c_w (h - h_0), \quad (6.2)$$

où $c_w = (C'_2 - C'_1)$ est le coefficient de couplage électrocinétique apparent, h est la hauteur piézométrique au niveau du point de mesure P , et h_0 est la hauteur piézométrique au niveau du point de référence où $\varphi_0 = 0$.

6.3. PREMIÈRE CAMPAGNE DE MESURES (JUN 2005)

6.3.1. Résultats des mesures

Lors de la campagne de juin 2005, 150 points de mesures de potentiel spontané réparties sur l'ensemble du bassin versant ont été obtenus ainsi qu'un profil de potentiel spontané à plus haute résolution situé sur le long d'un profil de résistivité électrique noté AB. A partir de ces mesures, il a été possible de tracer une carte de la distribution du potentiel spontané sur l'ensemble du bassin versant de Roujan (Figure 6.3).

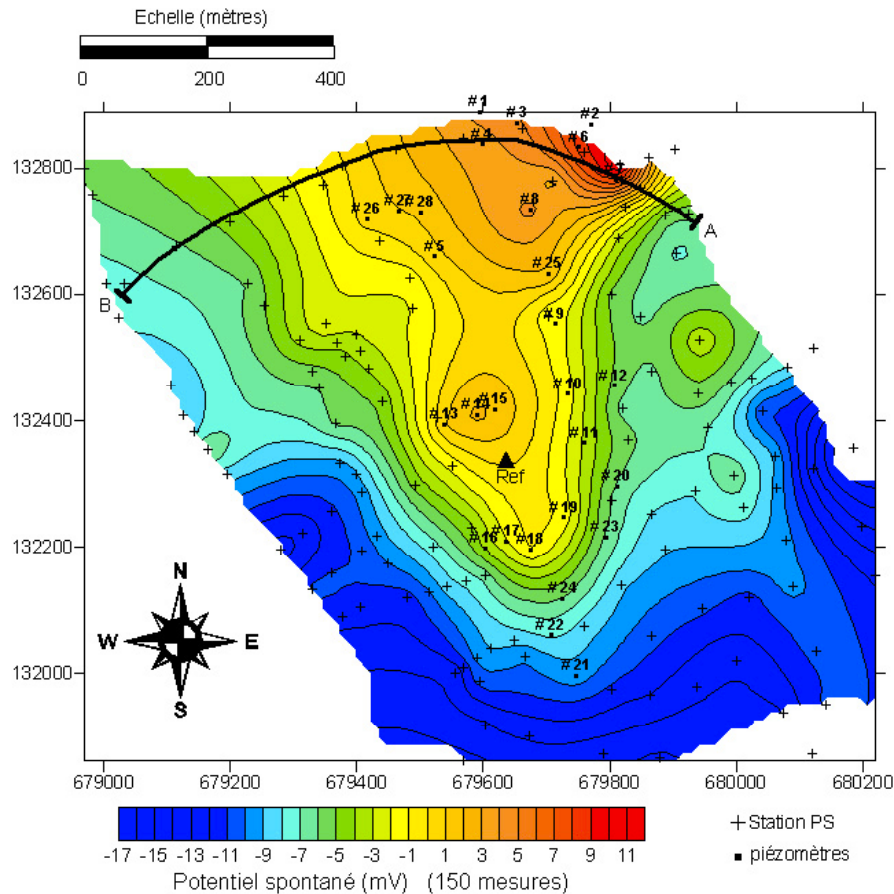


FIG 6.3 – Carte du potentiel spontané mesuré sur le bassin versant de Roujan en juin 2005. Les piézomètres et les points de mesures du potentiel spontané sont localisés sur la carte. AB indique la position de profil de résistivité électrique et Ref indique la position de l'électrode de référence.

Les valeurs du potentiel spontané s'échelonnent de -17 à $+12$ millivolts avec des valeurs du potentiel spontané de plus en plus positives lorsqu'on se rapproche de la dépression centrale. Dans l'ensemble, l'écoulement de la nappe vers la dépression centrale de l'aquifère se reflète bien dans la distribution des valeurs de potentiel spontané puisque on observe bien un gradient positif dans le sens de l'écoulement. Ce gradient positif est d'autant plus visible lorsque la carte du potentiel spontané est représentée sur un fond topographique du bassin versant (Figure 6.4). Le potentiel spontané est bien le plus positif dans le bas de la dépression.

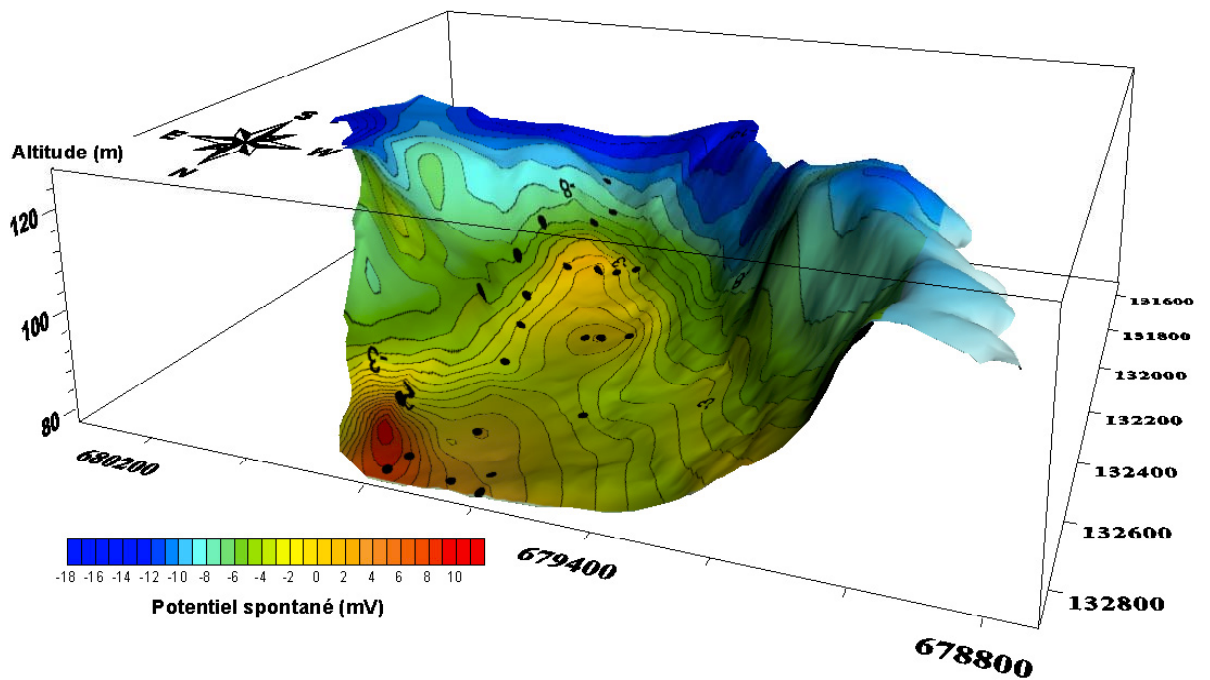


FIG 6.4 – Représentation de la carte du potentiel spontané du bassin versant de Roujan sur un fond topographique à trois dimensions.

On peut également remarquer sur la figure 6.3 et la figure 6.4 une forte anomalie positive de potentiel spontané mesurée au niveau du piézomètre 7. Cette anomalie a pu être comparée avec les mesures de résistivité électrique obtenues sur le profil AB (Figure 6.5). En effet, un profil de potentiel spontané à haute résolution (un point de mesure de potentiel spontané tous les 2.5 m) a été effectué le long du profil de résistivité électrique AB. Cette comparaison est représentée sur la figure 6.5.

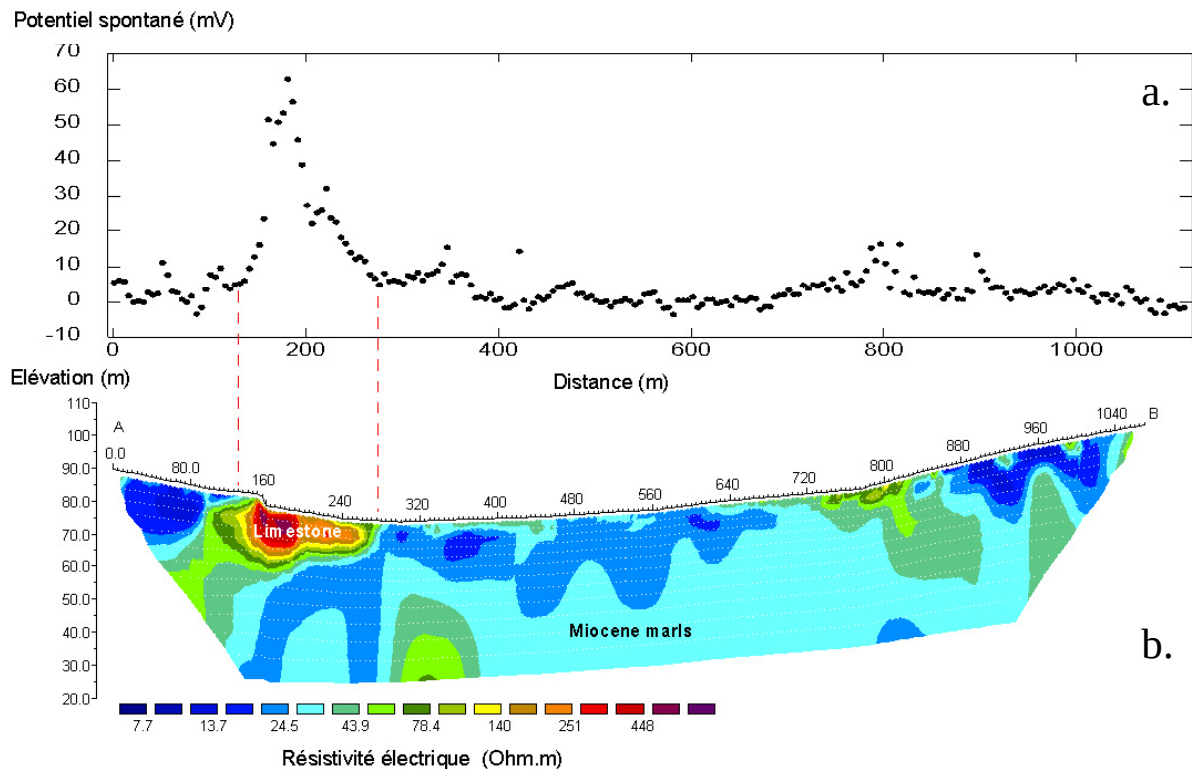


FIG 6.5 – Comparaison entre (a) le profil de potentiel spontané et (b) le profil de résistivité électrique. L'anomalie de potentiel spontané correspond bien à une structure plus résistante en surface.

Le profil de résistivité électrique explique l'anomalie positive de potentiel spontané. Celle-ci est associée à une structure très résistante (400 à 500 Ω m) qui correspond à une formation carbonatée (Figure 6.5). Cette comparaison montre bien l'importance pour chaque campagne de mesures de potentiel spontané d'être accompagnée de mesures de résistivité électrique du sous-sol et les grands soins que l'on doit prendre lors de l'analyse des données de potentiel spontané.

6.3.2. Détermination du niveau piézométrique de la nappe

L'objectif de cette campagne de mesures était de déterminer le niveau piézométrique de la nappe à partir des données de potentiel spontané. Pour cela, les mesures de potentiel spontané ont été reliées aux relevés piézométriques suivant les deux modèles conceptuels définis au §6.2.

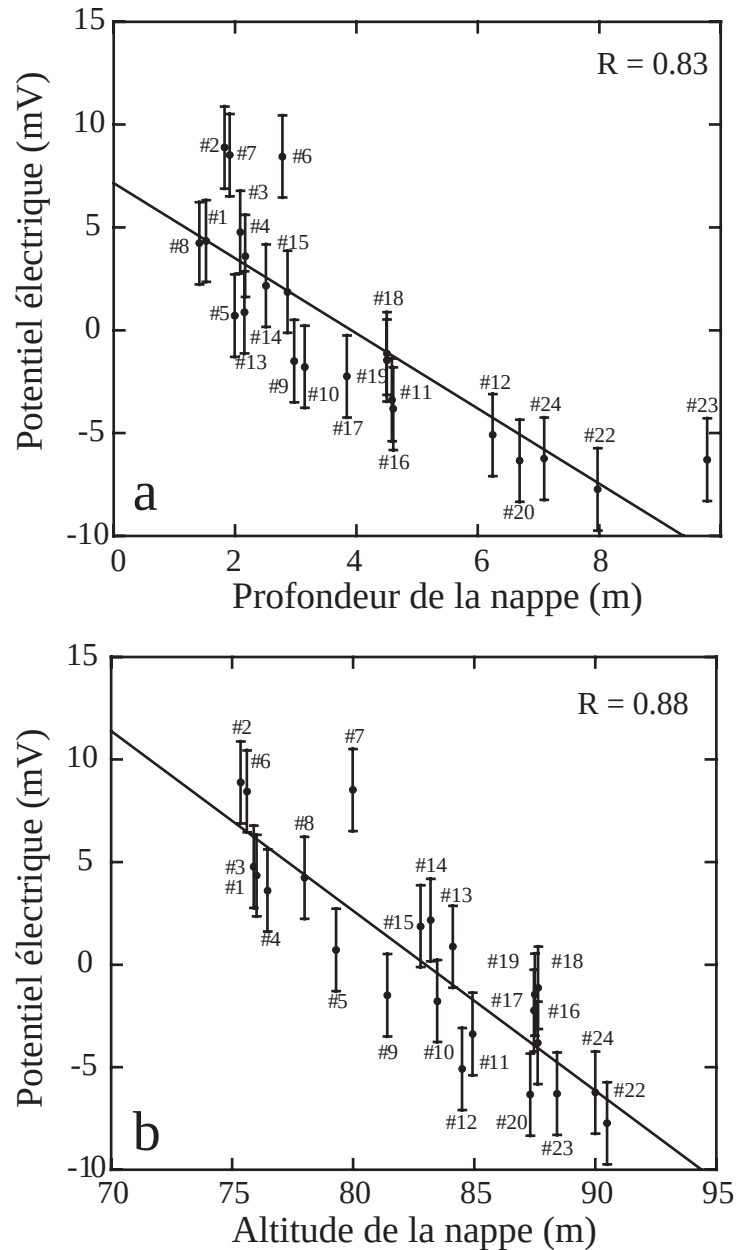


FIG 6.6 – Comparaison entre (a) le potentiel spontané et la profondeur de la nappe (Modèle-V), et (b) le potentiel spontané et l'altitude de la nappe (Modèle-W).

La figure 6.6.a présente la relation entre les mesures de potentiel spontané et la profondeur de la nappe pour chaque couple point de mesure de potentiel spontané/piézomètre. On retrouve bien une relation linéaire comme le prévoit le Modèle-V avec un coefficient de corrélation de 0.83. On peut remarquer que les piézomètres 2, 6 et 7 se dégagent de la tendance générale. En effet, ces piézomètres se trouvent sur la forte anomalie positive associée à la structure carbonatée de la figure 6.5. Les valeurs de potentiel spontané mesurées près de ces piézomètres sont donc fortement perturbées par la structure carbonatée. Ces

mesures sont donc retirées afin d'obtenir une tendance linéaire qui ne tienne pas compte de l'effet de cette structure.

De même, la figure 6.6.b présente la relation entre les mesures de potentiel spontané et la hauteur piézométrique pour chaque couple point de mesure de potentiel spontané/piézomètre. On retrouve bien une relation linéaire comme le prévoit le Modèle-W avec un coefficient de corrélation de 0.88. De même que pour le Modèle-V, les piézomètres 2, 6 et 7 ont été retirés de la tendance générale en raison de leur proximité avec la structure carbonatée. On trouve finalement que la corrélation est plus forte pour le Modèle-W que pour le Modèle-V.

Dans le cadre des mesures effectuées sur le site de Roujan, la théorie de Claude Fournier (Modèle-W) s'avère plus proche des observations que celle de Maurice Aubert (Modèle-V). La représentation de la géométrie de la nappe a donc été effectuée en tenant compte de la relation linéaire entre le potentiel spontané et la hauteur piézométrique (Figure 6.7).

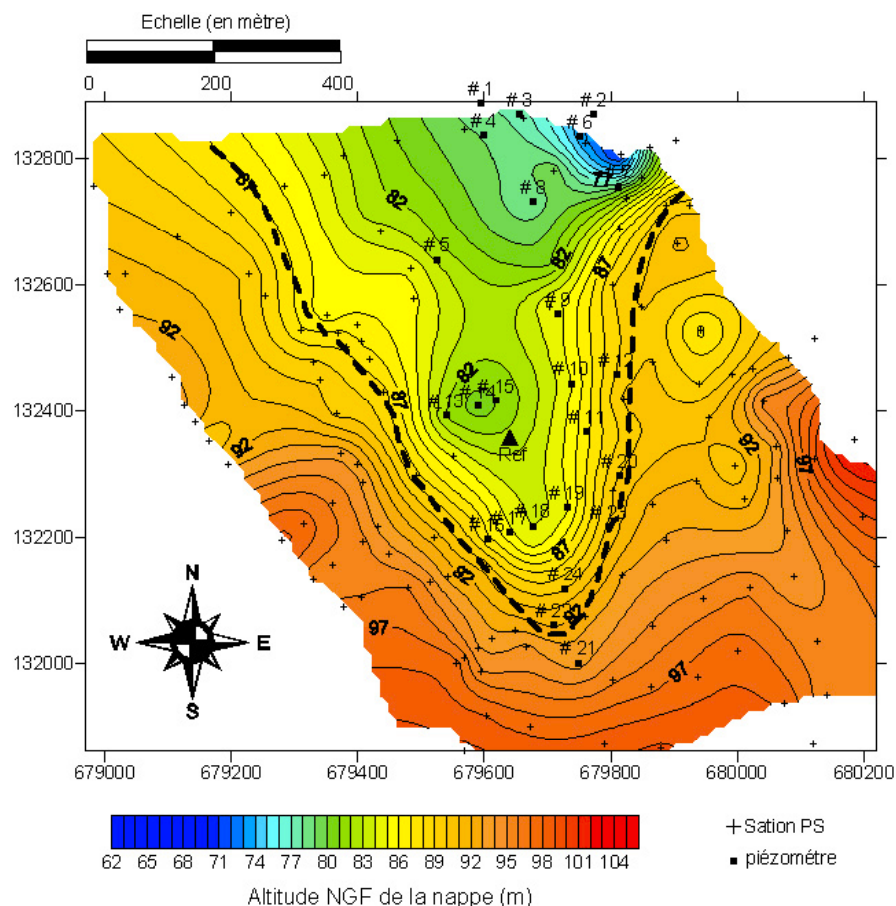


FIG 6.7 – Altitude de la nappe sur l'ensemble du bassin versant de Roujan déterminée à partir du Modèle-W.

La carte de potentiel spontané couplée avec la relation linéaire du Modèle-W permet d'obtenir par krigeage une carte de la géométrie de la nappe sur l'ensemble du bassin versant (Figure 6.7). On peut remarquer, sur la figure 6.7, une zone de resserrement des courbes de l'altitude de la nappe vers 92 mètres (figurée en pointillés noirs). Cette limite semble correspondre à la limite d'extension spatiale de la nappe dans le bassin versant. Cette hypothèse peut être justifiée par les relevés du piézomètre 21 localisé au sud du bassin versant et situé exactement dans la zone de resserrement des courbes d'altitude de la nappe. Lors de la campagne de mesures, aucune hauteur piézométrique n'a pu être mesurée dans le piézomètre car celui-ci se trouvait à sec. L'isovaleur d'altitude de la nappe vers 92 m pourrait bien correspondre à la limite de l'extension de la nappe au cours du mois de juin 2005. Il conviendrait cependant d'effectuer plusieurs relevés piézométriques au niveau de cette zone afin de vérifier cette observation. Finalement, la carte semble montrer l'extension du bassin versant de Roujan et l'existence d'une dépression du sud vers le nord qui correspond au chemin d'écoulement préférentiel de l'eau.

Nous avons vu que l'erreur sur les mesures de potentiel spontané est d'environ ± 2 mV (cf. §6.1.2). Si on tient compte de la relation linéaire du Modèle-W, ceci correspond à une erreur d'estimation de l'altitude de la nappe de deux mètres. Afin de vérifier et de quantifier l'erreur d'estimation des données de potentiel spontané, nous avons comparé les valeurs de hauteur piézométrique mesurées dans chacun des piézomètres du bassin versant avec les valeurs de hauteurs piézométriques krigées calculées à partir des mesures de potentiel spontané réalisées à proximité des piézomètres (Figure 6.8).

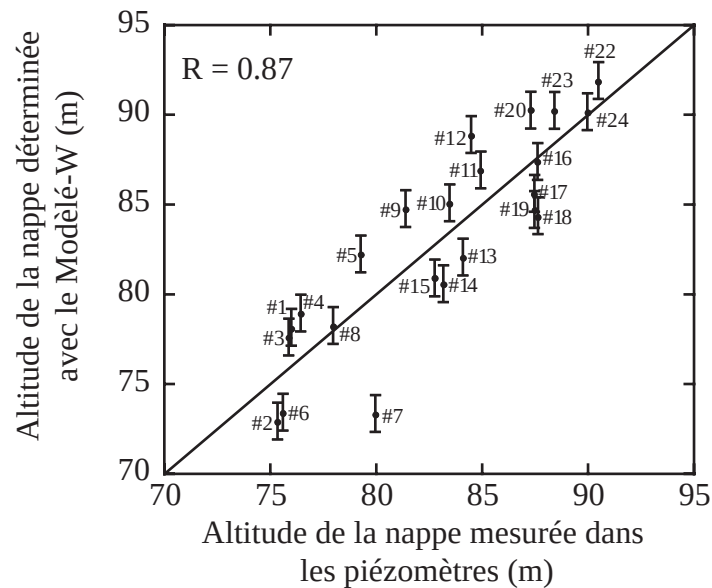


FIG 6.8 – Comparaison entre l'altitude de la nappe estimée à partir du Modèle-W et l'altitude de la nappe mesurée dans les piézomètres.

On observe alors que l'estimation de l'erreur de ± 2 mètres exposée précédemment est globalement respectée. Seul le piézomètre 7 indique un écart d'environ huit mètres entre la hauteur piézométrique estimée et celle réellement mesurée sur le terrain. Cet écart s'explique de par sa proximité à l'anomalie de potentiel spontané correspondant à la structure carbonatée. Il s'avère donc qu'actuellement la relation linéaire entre le potentiel spontané et l'altitude de la nappe permet de cartographier de manière rapide la géométrie d'une nappe à l'échelle d'un petit bassin versant. En revanche, pour des besoins plus précis de l'estimation de la profondeur de la nappe (en dessous du mètre), la méthode du potentiel spontané reste, à elle seule, insuffisante.

6.4. DEUXIÈME CAMPAGNE DE MESURES (AOÛT 2005)

6.4.1. Résultats des mesures

Afin d'avoir un suivi temporel des variations des valeurs de potentiel spontané en fonction des variations de hauteurs piézométriques, une nouvelle campagne de mesures a été réalisée les 30 et 31 août 2005 après une période sèche (été 2005). Un total de 173 points de mesures a été réalisé. Chaque valeur attribuée aux différents points de mesures correspond à

la moyenne arithmétique de cinq acquisitions. Comme pour les résultats de juin, il a été possible de tracer une carte de la distribution du potentiel spontané sur l'ensemble du bassin versant de Roujan (Figure 6.9).

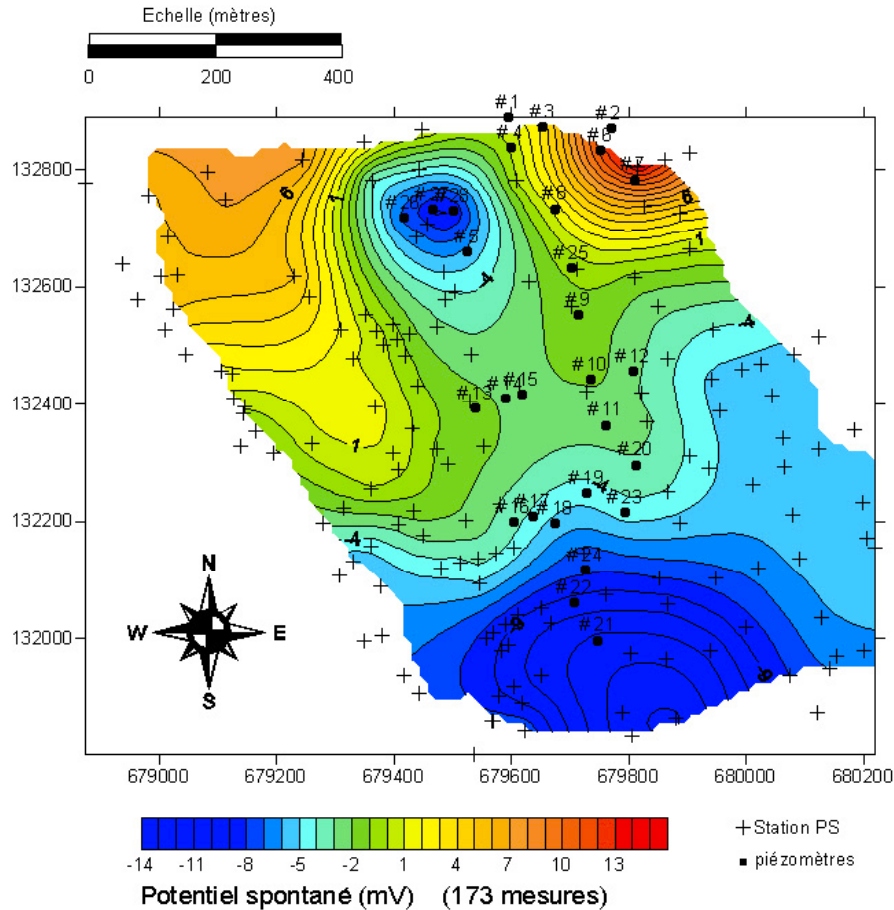


FIG 6.9 – Carte du potentiel spontané mesuré sur le bassin versant de Roujan en août 2005. Les piézomètres (points noirs) et les points de mesures du potentiel spontané (croix) sont localisés sur la carte.

Sur cette nouvelle carte de potentiel spontané, on remarque tout d'abord que la tendance générale d'un gradient positif vers le centre du bassin versant (observée préalablement sur la carte établie à partir des mesures effectuées mi-juin) se dessine à nouveau. On retrouve aussi la même gamme de valeur de potentiel spontané mesurée trois mois auparavant puisque celle-ci s'échelonne de -11 à +18 millivolts (contre -17 à +12 mV pour la mi-juin). On retrouve également la forte anomalie positive (+18 mV) au niveau du piézomètre 7. Cependant, on observe également de nombreuses différences. En effet, en comparaison avec la carte établie pour le mois de juin, les valeurs négatives du potentiel spontané semblent ne pas suivre la ligne de crête ou du moins de manière beaucoup moins

prononcée. Contrairement à la précédente carte, on remarque au nord du bassin versant une forte anomalie négative, qui n'était pas visible au mois de juin, et qui se situe à proximité de deux bassins de décantation. Cette anomalie négative peut suggérer qu'il y a des fuites dans les bassins de décantation et que de l'eau pourrait s'infiltrer dans la nappe. De plus les relevés piézométriques ont montré que tous les piézomètres autour des bassins de décantation étaient à sec pendant cette période. Cette anomalie de potentiel spontané ne semble donc pas avoir été générée par l'écoulement de la nappe mais plutôt par une fuite d'eau à partir des bassins de décantation. Finalement, à partir de cette carte du potentiel spontané, on peut supposer que la géométrie générale de la nappe a changé entre le mois de juin et le mois d'août 2005.

6.4.2. Détermination du niveau piézométrique de la nappe

Comme pour le mois de juin, l'objectif de cette campagne de mesures était de déterminer le niveau piézométrique de la nappe à partir des données de potentiel spontané. Pour cela, les mesures de potentiel spontané ont été reliées aux relevés piézomètres suivant les deux modèles conceptuels définis au §6.2. Les résultats sont présentés sur la figure 6.10.

Dans le cadre des mesures du potentiel spontané effectuées le 30 et 31 août 2005, la relation linéaire entre potentiel spontané et la profondeur de la nappe s'avère moins bien marquée. En effet, on observe un coefficient de corrélation $R = 0.50$ contre $R = 0.83$ pour les mesures de la mi-juin (Figure 6.10.a). A l'opposé, en ce qui concerne la relation linéaire entre le potentiel spontané et la hauteur piézométrique, le coefficient de corrélation reste relativement identique entre les deux périodes de mesures puisque l'on observe un coefficient de corrélation $R = 0.78$ contre $R = 0.88$ pour les mesures de la mi-juin (Figure 6.10.b).

Ces résultats, notamment la diminution du coefficient de corrélation entre le potentiel spontané et la profondeur de la nappe, peuvent être expliqués par un abaissement du niveau piézométrique et par la plus faible teneur en eau de la zone non-saturée par rapport à la période de juin. En effet, la période estivale relativement sèche a provoqué un abaissement moyen de la nappe de 0.85 mètres. De plus, nous avons déjà vu que le coefficient de couplage électrocinétique dépend de la saturation en eau du milieu et, que d'après les dernières expériences réalisées, il diminue lorsque la saturation diminue (cf. ch.5, §5.2.2). Finalement, la corrélation entre la réponse électrique et l'épaisseur de la zone non-saturée dans le Modèle-V est plus faible au mois d'août par rapport à celle enregistrée au cours du mois de juin.

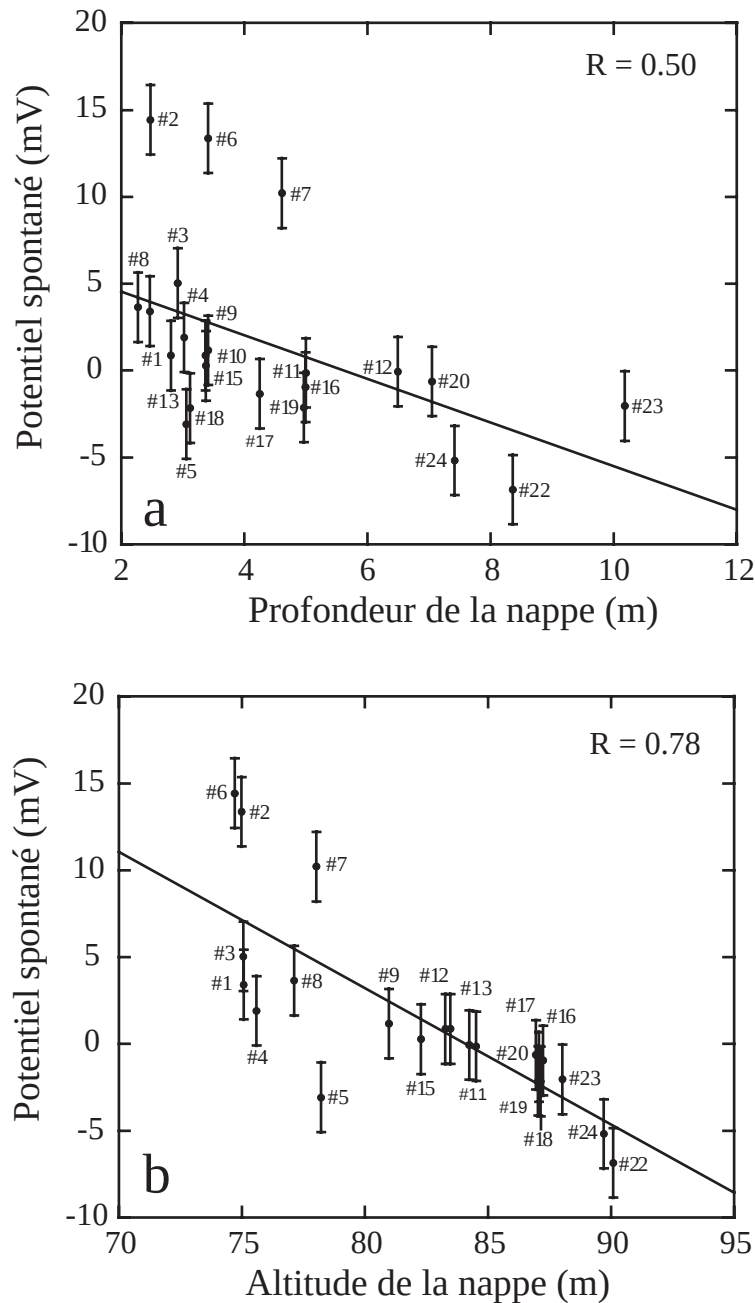


FIG 6.10 – Comparaison entre (a) le potentiel spontané et la profondeur de la nappe (Modèle-V), et (b) le potentiel spontané et l'altitude de la nappe (Modèle-W).

Finalement, la géométrie de la nappe a été déduite d'après la relation linéaire entre le potentiel spontané et la hauteur piézométrique (Modèle-W). Le résultat est présenté sur la figure 6.11.

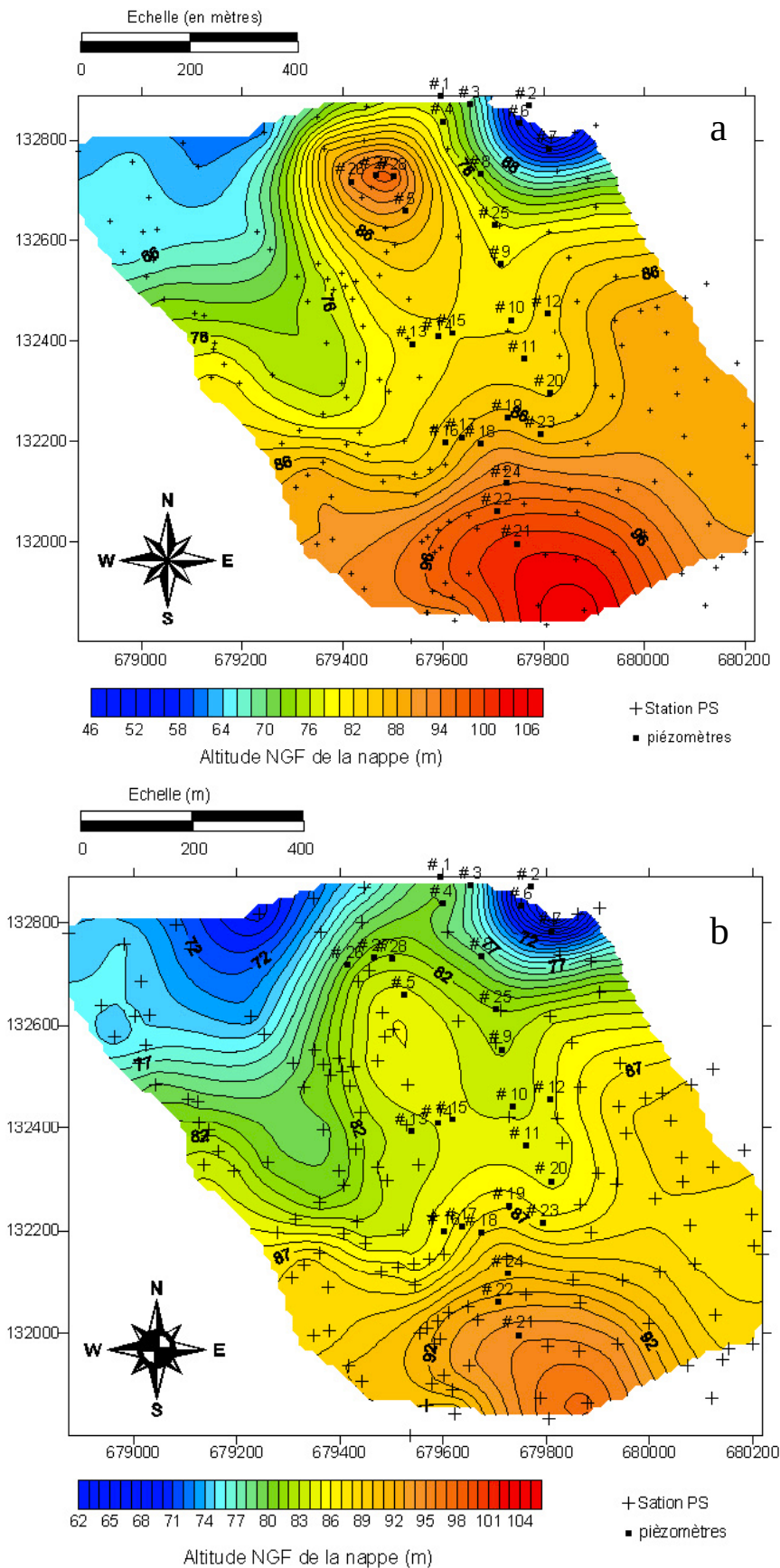


FIG 6.11 – Altitude de la nappe sur l'ensemble du bassin versant de Roujan déterminée avec le Modèle-W. (a) A partir de la carte du potentiel spontané (Figure 6.9), (b) sans tenir compte de l'anomalie de potentiel spontané négative associée aux bassins de décantation.

Sur la figure 6.11.a, on observe principalement une anomalie située au nord du bassin versant au niveau des piézomètres numérotés 26, 27 et 28. Cette anomalie suggère que l'altitude de la nappe est haute à cet endroit. Or, les relevés piézométriques ont montré que ces trois piézomètres étaient à sec. Au §6.4.1, nous avons suggéré que cette anomalie a pu être induite par une fuite d'eau dans les bassins de décantation. C'est pourquoi, sur la figure 6.11.b, nous n'avons pas tenu compte de l'anomalie de potentiel spontané associée aux bassins de décantation dans le calcul de l'altitude de la nappe. Dans ce cas, la diminution du niveau piézométrique de la nappe mesurée dans les piézomètres entre les deux acquisitions (d'une moyenne de 0.85 mètres) se reflète bien sur la carte d'altitude de la nappe du mois d'août.

Nous avons là aussi entrepris d'effectuer la comparaison entre l'altitude de la nappe estimée à partir du krigeage des valeurs obtenues avec le Modèle-W et l'altitude mesurée dans chacun des piézomètres. Le résultat de cette comparaison est présenté sur la figure 6.12.

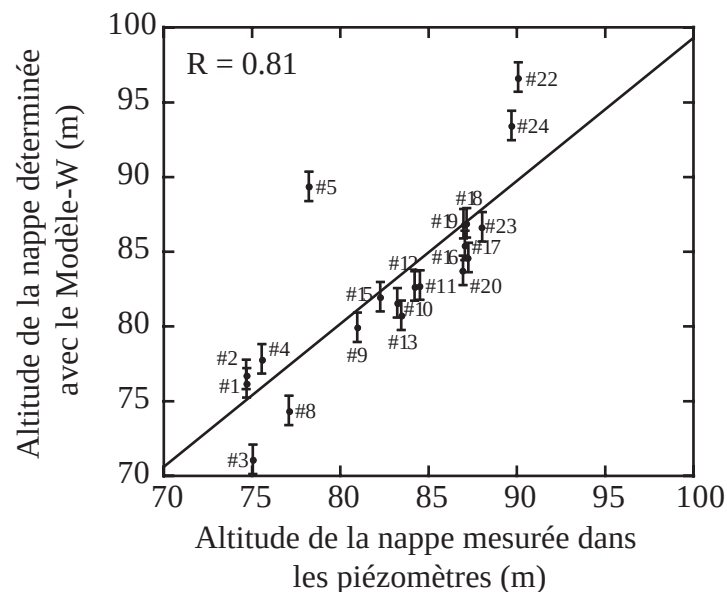


FIG 6.12 – Comparaison entre l'altitude de la nappe estimée à partir du Modèle-W et l'altitude de la nappe mesurée dans les piézomètres.

En comparaison à la tendance observée pour la période du mois de juin, l'estimation de l'altitude de la nappe pour le mois d'août s'avère moins précise. Le coefficient de corrélation est moins important ($R = 0.81$ pour le mois d'août contre $R = 0.88$ pour le mois de juin). On notera aussi que l'estimation faite de l'altitude de la nappe sur le piézomètre 5 est largement erronée (d'environ dix mètres) par rapport à la valeur mesurée. Là aussi, ceci peut

s'expliquer par la position du ce piézomètre à proximité des bassins de décantation décrit précédemment. Globalement, l'évolution majeure observée entre les deux campagnes de mesure correspond à l'influence de la saturation en eau de la zone non-saturée qui se reflète ici dans la diminution du coefficient de corrélation entre la profondeur de la nappe et les valeurs de potentiel spontané (qui passe de $R = 0.83$ pour la période de juin à $R = 0.50$ pour la période du mois d'août).

6.5. INVERSION DES SIGNAUX DE POTENTIEL SPONTANÉ

Les problèmes inverses sont une gamme de problèmes physiques qui permettent de retrouver les causes d'un phénomène (ici la surface piézométrique) à partir de l'étude de ses effets (ici le potentiel spontané). Cette section propose une nouvelle démarche d'inversion des données de potentiel spontané qui est en cours de réalisation et qui reste encore à améliorer. Nous présenterons donc ici les grandes lignes de ce nouveau modèle d'inversion.

Les deux types de modèle conceptuel décrit au §6.2 ont été associés pour relier les valeurs de potentiel spontané mesurées à la forme de la surface piézométrique. Pour construire le modèle d'inversion, nous avons utilisé une approche qui consiste à résoudre le problème en deux étapes :

1. déterminer les paramètres a posteriori de chaque modèle conceptuel à partir de l'approche du maximum de probabilité.
2. utiliser la méthode d'optimum de probabilité Bayésienne pour accéder à l'incertitude sur chaque modèle conceptuel. Le résultat de l'inversion est alors la combinaison des deux modèles pondérés.

Le modèle d'inversion repose sur le principe d'exclusivité des modèles c'est-à-dire qu'il y a le même nombre de modèle mathématique pour chaque modèle conceptuel (ici une relation linéaire pour chaque modèle).

6.5.1. Approche du maximum de probabilité

L'approche du maximum de probabilité est la méthode statistique utilisée pour incorporer des informations a priori (potentiel spontané ainsi que l'incertitude sur la mesure)

pour l'estimation de la surface piézométrique. Les deux modèles (Modèle-V et Modèle-W) peuvent être écrits comme un système d'équations linéaires

$$\mathbf{d} = \mathbf{G}\mathbf{m}, \quad (6.3)$$

où $\mathbf{d} = \{\varphi_1, \dots, \varphi_N\}^T$ est le vecteur colonne de dimension N des N points de mesure de potentiel spontané, $\mathbf{G}$ est la matrice de dimension $N \times M$ et $\mathbf{m}$ est le vecteur colonne de dimension M contenant les M paramètres du modèle. L'équation linéaire du modèle peut être représentée par une distribution $p_G(\mathbf{m}, \mathbf{d})$ centrée sur $\mathbf{d} = \mathbf{G}\mathbf{m}$ et dont la largeur reflète l'incertitude sur les paramètres.

Comme le problème est indéterminé, on a besoin d'ajouter des informations a priori pour déterminer la distribution de probabilité des données. Pour cela on combine la distribution a priori des paramètres du modèle $p_A(\mathbf{m})$ avec la distribution a priori des données $p_A(\mathbf{d})$

$$p_A(\mathbf{m}, \mathbf{d}) = p_A(\mathbf{m})p_A(\mathbf{d}). \quad (6.4)$$

La distribution $p_A(\mathbf{m}, \mathbf{d})$ représente la densité de probabilité des données centrée sur les données observée et les paramètres du modèle à priori avec une largeur qui reflète l'incertitude sur les paramètres.

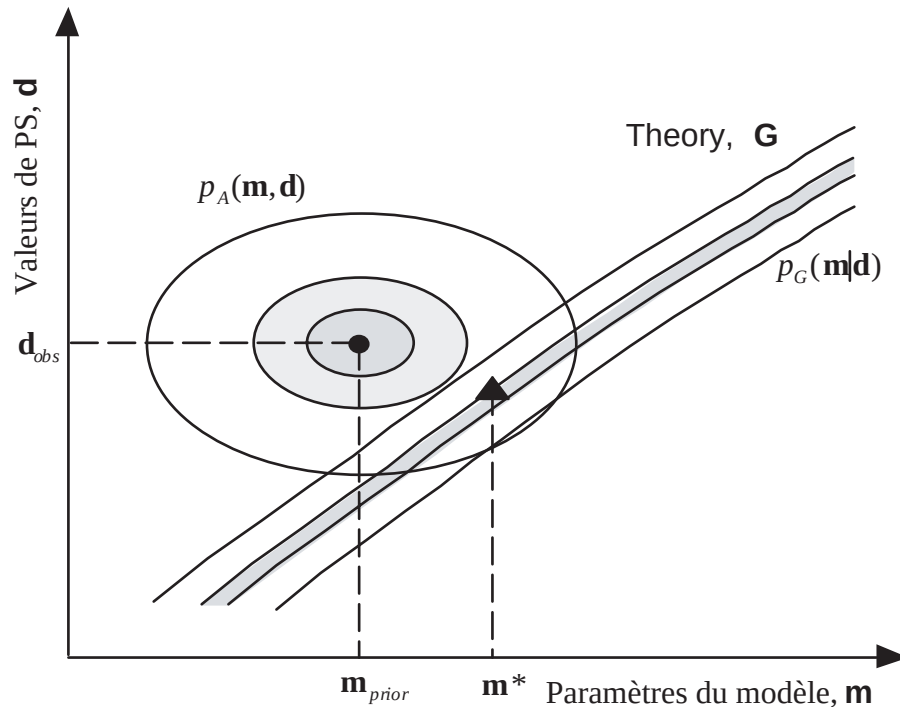


FIG 6.13 – Détermination des paramètres a posteriori de chaque modèle conceptuel à partir de l'approche du maximum de probabilité.

L'approche du maximum de probabilité est résumée dans la figure 6.13. Cette figure montre la distribution a priori $p_A(\mathbf{m}, \mathbf{d})$ des valeurs de potentiel spontané observées sur le terrain et des paramètres a priori du modèle. Le modèle n'est pas exact et de ce fait il est représenté par une distribution $p_G(\mathbf{m} | \mathbf{d})$. Par conséquent le maximum de probabilité est le produit de $p_G(\mathbf{m} | \mathbf{d})$ et de $p_A(\mathbf{m}, \mathbf{d})$ représenté par le triangle. C'est le point de coupure entre $p_G(\mathbf{m} | \mathbf{d})$ et $p_A(\mathbf{m}, \mathbf{d})$. $\mathbf{m}^*$ est le vecteur a posteriori des paramètres du modèle.

6.5.2. Méthode d'optimum de probabilité Bayésienne

Les valeurs de potentiel spontané mesurées sur le terrain peuvent être décrites par les deux modèles Modèle-V et Modèle-W. Dans ce cas, il est difficile de justifier l'utilisation d'un modèle plutôt qu'un autre. Une alternative est alors de combiner les prédictions des deux modèles à partir d'une méthode de pondération. Les deux modèles ont été pondérés avec la méthode d'optimum de probabilité Bayésienne.

Le résultat final est un vecteur $\mathbf{h}$ de la surface piézométrique dont la distribution de probabilité $p(\mathbf{h}, \mathbf{d})$ a posteriori est donnée par

$$p(\mathbf{h}, \mathbf{d}) = \sum_{k=1}^K p(\mathbf{h} | M_k, \mathbf{d}) p(M_k | \mathbf{d}), \quad (6.5)$$

où M_k correspond au vecteur du modèle et dans notre cas $\mathbf{M} = (M_V, M_W)$, et K est le nombre de modèle ($K = 2$). La distribution de probabilité $p(\mathbf{h}, \mathbf{d})$ est la moyenne de la distribution a posteriori $p(\mathbf{h} | M_k, \mathbf{d})$ de chaque modèle pondéré par la probabilité a posteriori des modèles $p(M_k | \mathbf{d})$. Cette probabilité a posteriori des modèles $p(M_k | \mathbf{d})$ est déterminée à partir de la loi de Bayes et elle dépend du vecteur a posteriori des paramètres du modèle $\mathbf{m}^*$ (cf. §6.5.1).

Cette nouvelle approche ouvre une perspective intéressante pour la détermination du niveau piézométrique d'une nappe à partir de mesures de potentiel spontané. Néanmoins, elle nécessite encore un travail important de modélisation auquel je souhaite participer.

6.6. CONCLUSION

Ce travail a permis d'établir une carte approximative de l'altitude de la nappe du bassin versant de Roujan par une approche de type linéaire entre le potentiel spontané et la

hauteur piézométrique et/ou la profondeur de la nappe. L'approximation du niveau piézométrique est de plus ou moins 2 mètres ce qui reste relativement acceptable pour une prévision de la géométrie d'une nappe à l'échelle d'un bassin versant. Les mesures du potentiel spontané ont en outre permis de délimiter l'extension spatiale de la nappe. Finalement, la méthode du potentiel spontané s'est montrée être un outil intéressant pour la compréhension et la quantification des chemins d'écoulement préférentiel à l'échelle du bassin versant. La connaissance de l'évolution temporelle de l'extension de la nappe pourrait permettre d'apporter des informations sur les migrations de polluants et répondre à l'objectif fixé par l'INRA de Montpellier. Ce travail s'est aussi inscrit pour la première fois dans une analyse des variations du potentiel spontané en fonction d'une part de la variation des hauteurs piézométriques (Modèle-W) et d'autre part en fonction de l'épaisseur de la zone non-saturée (Modèle-V) à l'échelle d'un bassin versant. Cette approche a permis de constater l'évolution de l'importance des deux contributions en fonction des conditions hydriques du sous-sol et plus précisément de la saturation en eau. Ainsi, les premiers résultats obtenus montrent bien une diminution de la contribution de l'épaisseur de la zone non-saturée au niveau des signaux de potentiel spontané en fonction de la saturation du milieu. Il est donc important d'effectuer régulièrement des campagnes de mesures pour retracer les variations du potentiel spontané sous différents aspects hydriques du sous-sol.

Finalement, les mesures effectuées à Roujan constituent un premier jeu de données de potentiel spontané réalisé à l'échelle d'un bassin versant. Actuellement, peu de données de potentiel spontané ont été réalisées à cette échelle et les mesures acquises durant ces deux campagnes pourront servir de base de comparaison avec d'autres mesures ultérieures. Une nouvelle approche, qui constitue l'une des perspectives de ce travail, sera d'utiliser un nouveau modèle d'inversion afin de retrouver la surface piézométrique à partir de l'étude de la répartition des équipotentiels de potentiel spontané. Cette démarche qui repose sur l'approche du maximum de probabilité et sur la méthode d'optimum de probabilité Bayésienne est en cours de réalisation. La continuité des prises de mesures du potentiel spontané sur le bassin versant de Roujan à intervalle régulier (tous les trois mois environ) dessine la suite de ce travail avec comme optique de comprendre l'évolution des contributions du signal de potentiel spontané en fonction des paramètres hydriques du sous-sol (hauteur de nappe, saturation). Des données de résistivité électrique et de polarisation provoquée dans le domaine spectral (en collaboration avec l'UMR Sisyphe, Paris VI) pourront être utilisées pour déterminer la transmissivité hydraulique. La combinaison de toutes ces données permettrait enfin de visualiser la vitesse de Darcy à l'échelle du bassin versant.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les écoulements d'eau dans le sous-sol engendrent un champ électrique mesurable en surface qui est d'origine électrocinétique (phénomène d'électrofiltration). La mesure de ce champ électrique correspond à la méthode du potentiel spontané. Dans ce travail de thèse nous avons cherché à améliorer la compréhension des signaux de potentiel spontané associés aux circulations hydriques dans le sous-sol afin de caractériser la géométrie et la dynamique d'un écoulement souterrain. Nous avons étudié ces signaux de potentiel spontané dans le cas d'écoulement forcés (pompage et infiltration) menées à l'échelle du laboratoire et à l'échelle du terrain et d'écoulement naturel à l'échelle du bassin versant.

Durant les vingt dernières années, le regain d'intérêt pour la méthode du potentiel spontané a encouragé son évolution. Cette évolution a été marquée par une meilleure compréhension des processus physiques à l'origine des signaux de potentiel spontané, par des expériences réalisées à différentes échelles de mesure, par un développement de codes numériques permettant de simuler les sources du potentiel spontané, et par l'étude du problème inverse. Nous avons donc essayé de participer à cette évolution en utilisant les améliorations déjà apportées pour l'appliquer dans le domaine de l'hydrogéologie. En effet, cette méthode électrique possède l'avantage d'être très peu coûteuse et non-intrusive, ce qui permet en pratique d'employer un grand nombre d'électrodes de mesure et d'augmenter l'information spatiale obtenue. Ainsi, l'utilisation à l'échelle du terrain du potentiel spontané permettraient une caractérisation des zones non appareillées entre les piézomètres, qui aujourd'hui restent des zones d'ombre. L'utilisation de cette méthode en tant qu'outil en hydrogéologie pourrait donc apporter des informations supplémentaires pour permettre une caractérisation globale de l'aquifère.

Les expériences de pompage réalisées sur le terrain et en laboratoire ont montré que la distribution en surface du signal électrique d'origine électrocinétique, pouvait directement être relié aux propriétés du milieu poreux, au débit du pompage ainsi qu'aux variations piézométriques associées. En première approximation, les variations du potentiel spontané sont reliées linéairement aux variations piézométriques. Ces résultats sont très encourageants et permettent d'envisager une utilisation future du potentiel spontané, en tant qu'outil d'identification quantitative de la conductivité hydraulique K du milieu. A l'échelle du

laboratoire, l'étude des phénomènes physiques associés à ces circulations est directement envisageable, le milieu étant calibré. Cette étape de validation des théories par des expérimentations est essentielle avant de pouvoir envisager l'inversion des mesures électriques en terme de caractérisation des écoulements souterrains. Toutefois, la distribution de résistivité électrique du sous-sol n'a pas été prise en compte dans nos expériences. C'est pourquoi, l'intérêt est porté aujourd'hui, sur l'élaboration d'algorithme d'inversion intégrant des informations hydrauliques, électriques et tenant compte de la distribution de résistivité électrique du sous-sol.

Le test d'infiltration réalisé sur le site de Roujan confirme que des signaux de potentiel spontané mesurables sont produits durant des expériences d'infiltration d'eau et avec des rapports signal sur bruit raisonnables même lors d'une variation du niveau piézométrique très faible (~ 0.6 m). La modélisation du couplage électrocinétique à l'aide du modèle numérique GWFGEM a permis de retrouver les paramètres hydrauliques du milieu. Durant l'état stationnaire de l'infiltration, on retrouve une relation linéaire entre la variation du niveau piézométrique et la réponse électrique associée. De plus la pente de la relation linéaire est du même ordre de grandeur que le coefficient de couplage électrocinétique mesuré sur des échantillons de sol prélevé. Ces résultats prouvent que la méthode du potentiel spontané peut être utilisée pour le suivi des écoulements associés à une infiltration. Cependant durant cette phase d'infiltration nous nous sommes seulement intéressés à la réponse de la zone saturée. Or la percolation de l'eau dans la zone non-saturée a un très fort impact sur l'écoulement lors d'une expérience d'infiltration.

Pour mieux comprendre la réponse électrique de la zone non saturée, nous avons entrepris une série des tests d'infiltration en cuve en suivant les variations du potentiel spontané sur les plans horizontaux et verticaux. Nous avons mis en évidence une signature électrique associée à l'infiltration de l'eau en zone non-saturée. Bien que l'interprétation de ces résultats, ne soit pour l'instant que qualitative, nous avons pu observer une corrélation spatiale du signal de potentiel spontané avec la pression matricielle et le flux d'infiltration au sein de la cuve. Il semble alors possible d'utiliser la méthode du potentiel spontané pour estimer les flux hydriques dans la zone non-saturée.

Enfin un nouveau modèle d'inversion des signaux de potentiel spontané a été appliqué pour déterminer le niveau piézométrique d'une nappe à l'échelle du bassin versant. Ce nouveau modèle est basé sur la combinaison de deux approches conceptuelles différentes. Pour l'une la source des variations du potentiel spontané réside dans la zone non-saturée alors que pour la seconde la source est la surface piézométrique. Ce modèle d'inversion a été

appliqué aux mesures de potentiel spontané acquises sur le bassin versant de Roujan. Le résultat du modèle nous donne une carte de la hauteur piézométrique.

Ce travail de thèse laisse apparaître plusieurs améliorations et perspectives possibles. Sur le plan de l'acquisition des données sur le terrain, des améliorations sont à apporter pour obtenir une sensibilité plus forte de la mesure. Les mesures de potentiel spontané doivent être maintenant combinées avec une campagne de mesures de résistivité électrique pour obtenir une meilleure détermination de la géométrie de la surface piézométrique. La combinaison de ces différentes techniques géo-électriques appliquées à des mesures en cuve permettrait de développer les modèles numériques directs de simulation et à terme résoudre le problème inverse. Dans ce cas, la méthode du potentiel spontané pourrait devenir ainsi une technique hydrogéophysique incontournable pour la caractérisation et le suivi des écoulements hydriques dans les milieux poreux.

ANNEXE A

Le facteur de formation F

Les minéraux formant le squelette d'une roche ou d'un sol sont en générale isolants. La conduction d'un courant électrique se fait par l'eau porale ou par la surface des minéraux dans la double couche électrique (couche de Stern et couche diffuse). Dans le second cas on parle de conduction de surface. Dans un milieu poreux isotrope et saturé en eau, la conductivité électrique d'une roche σ peut être reliée à la conductivité électrique du fluide σ_f par la relation de Waxman et Smits (1968),

$$\sigma = \frac{\sigma_f}{F} + \sigma_s, \quad (\text{A.1})$$

où σ_s est la conductivité de surface et F est le facteur de formation de la roche. La loi empirique d'Archie (1942) relie le facteur de formation F à la porosité,

$$F = \phi^{-m}, \quad (\text{A.2})$$

où $1.5 < m < 2.5$ est le facteur de cimentation. Ce facteur de cimentation dépend de la texture du milieu poreux (Mandelson et Cohen, 1982). Pour des milieux granulaires, le facteur de cimentation dépend de la forme des grains (et par exemple de la rugosité de leur surface, Schwartz et al., 1989). Pour des grains sphériques, $m = 1.5$ (Schwartz et Kimminau, 1987).

BIBLIOGRAPHIE

Archie, G. E., 1942, The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics, *Amer. Inst. Min. Metallurg. Petr. Eng.*, 146, 54–62.

Aubert, M., and Q. Yéné Atangana, 1996, Self-potential method in hydrogeological exploration of volcanic areas, *Ground Water*, 34, 1010-1016.

Bear, J., 1972, *Dynamics of fluids in porous media*, Dover Publications, Inc., New York, 764 pp.

Bernabé, Y., 1998, Streaming potential in heterogeneous networks. *J. Geophys. Res.*, 103 (B9), 20827-20841.

Binley, A., G. Cassiani, R. Middleton, and P. Winship, 2002, Vadose zone flow model parameterisation using cross-borehole radar and resistivity imaging, *J. of Hydrology*, 267, 147–159.

Birch, F.S., 1998, Imaging the water table by filtering self-potential profiles, *Ground Water*, 36, 779-782.

Bogoslovsky, V.A., and A.A. Ogilvy, 1973, Deformations of natural electric fields near drainage structures, *Geophys. Prospect.*, 21, 716-723.

Cassiani, G., and A. Binley, 2005, Modeling unsaturated flow in a layered formation under quasi-steady state conditions using geophysical data constraints, *Advances in Water Resources*, 28, 467–477.

Castany, G., 1961, Méthodes d'études des nappes aquifères, *AISH/IAHS publication n°56*, 55-67.

Corwin, R.F., and D.B. Hoover, 1979, The self-potential method in geothermal exploration. *Geophysics*, 44 (2), 226-245.

Darcy, H., 1856, *Les fontaines publiques de la ville de Dijon*, Dalmont, Paris.

Darnet, M., and G. Marquis, 2004, Modelling streaming potential (SP) signals induced by water movement in the vadose zone, *Journal of Hydrology*, 285, 114-124.

Darnet, M., G. Marquis, and P. Sailhac, 2003. Estimating aquifer hydraulic properties from the inversion of surface streaming potential (SP) anomalies. *Geophys. Res. Lett.*, 30 :1679. doi :10.1029/2003GL017631.

Day-Lewis, F.D., K. Singha, and A. Binley, 2005, Applying petrophysical models to radar travel time and electrical resistivity tomograms: Resolution-dependent limitations, *J. Geophys. Res.*, 110, B08206, doi:10.1029/2004JB003569.

de Marsily, G, 1994, *Hydrogéologie : comprendre et estimer les écoulements souterrains et le transport des polluants*, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 243 pp.

Domenico, P.A., and F.W. Schwartz, 1997, *Physical and Chemical Hydrogeology*, 2nd ed., John Wiley, Hoboken, N.J, 506 pp.

Doussan, C., L. Jouniaux, and J.-L. Thony, 2002, Variations of self-potential and unsaturated water flow with time in sandy loam and clay loam soils, *Journal of Hydrology*, 267, 173-185.

Duhkin, S.S., and B.V. Derjaguin, 1974, *Electrokinetic Phenomena. Surface and Colloid Science*, vol 7. Ed : E. Matijevic and F.R. E irich, John Wiley and Sons, New York.

Dupuit, J., *Etudes théoriques et pratiques sur le mouvement des eaux dans les canaux découverts et à travers les terrains perméables*, Dunod, Paris, 1848-1863

Ferris, J.G., et al., 1962, Theory of aquifer tests, *U.S. Geol. Surv. Water Supply Papers*, 1536-E., 69-174.

Finizola, A., J.-F. Lénat, O. Macedo, D. Ramos, J.-C. Thouret, and F. Sortino, 2004, Fluid circulation and structural discontinuities inside Misti volcano (Peru) inferred from self-potential measurements, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 135, 343– 360.

Finizola, A., F. Sortino, J.-F. Lénat, and M. Valenza, 2002, Fluid circulation at Stromboli volcano (Aeolian Islands, Italy) from self-potential and CO₂ surveys, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 116, 1-18.

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.

French, H.K., C. Hardbattle, A. Binley, P. Winship, and L. Jakobsen, 2002, Monitoring snowmelt induced unsaturated flow and transport using electrical resistivity tomography, *Journal of Hydrology*, 267, 273–284.

Garambois, S., P. Sénéchal, and H. Perroud, 2002, On the use of combined geophysical methods to assess water content and water conductivity of near-surface formations, *J. of Hydrology*, 259 (1-4), 32-48.

Gillham, R.W., 1984, The capillary fringe and its effect on water-table, *J. Hydrol.*, 67, 307-324.

Griffiths, D.H., and R.D. Barker, 1993, Two dimensional resistivity mapping in areas of complex geology, *Journal of Applied Geophysics*, 29, 211-226.

- Guichet, X., L. Jouniaux, and J Pozzi, 2003, Streaming potentiel of a sand column in partial saturation conditions, *Journal of Geophysical Research*, 108(B3), 2141, doi:10.1029/2001JB001517.
- Hearst, J.R., P.H. Nelson, and F.L. Paillett, 2000, Well logging for physical properties, Wiley-VCH Verlag GmbH, Germany.
- Helmholtz, H. Von, 1879, Studien über elektrische Grenzschichten. *Annalen der Physik und Chemie, Neue Folge*, 7(7), 337-382.
- Hubbert, M.K., 1940, The theory of groundwater motion, *J. Geol.*, v.48, 785-944.
- Ishido, T., and H. Mizutani, 1981, Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86, 1763-1775.
- Jouniaux, L., and J.-P Pozzi, 1995a, Permeability dependence of streaming potential in rocks for various fluid conductivities. *Geophys. Res. Lett.*, 22(4), 485-488.
- Jouniaux, L., and J.-P Pozzi, 1995b, Streaming potential and permeability of saturated sandstones under triaxial stress : consequences for electrotelluric anomalies prior to earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 100 (B6), 10197-10209.
- Kechavarzi C., K. Soga and T.H. Illangasekare, 2005, Two-dimensional laboratory simulation of LNAPL infiltration and redistribution in the vadose zone, *Journal of Contaminant Hydrology*, 76(3-4), 211-233.
- Kemna, A., B. Kulesa, and H. Vereecken, 2002, Imaging and characterisation of subsurface solute transport using electrical resistivity tomography (ERT) and equivalent transport models, *J. of Hydrology*, 267 (3-4), 125-146.
- Khiat, M.O., 2004, *Caractérisation des écoulements dans les milieux poreux par la méthode du potentiel spontané*, Rapport de stage de DEA de l'Ecole Doctorale Sciences de l'Environnement d'Aix-Marseille III.
- Lefebvre, R., 2003, Ecoulement multiphase en milieux poreux, www.inrs-ete.quebec.ca/pub/cours/Chap02_2003.pdf
- Leroy, P., and A. Revil, 2004, A triple-layer model of the surface electrochemical properties of clay minerals, *Journal of Colloid and Interface Science*, 270: 371-381.
- Lorne, B., F. Perrier, and J.-P. Avouac, 1999, Streaming potential measurements 1. Properties of the electrical double layer from crushed rock samples. *J. Geophys. Res.* 104 (B8) ; 17857-17877.
- Margat, G., and J. Castany, 1977, *Dictionnaire français d'hydrogéologie*, B.R.G.M., Service Géologique National, 249 p.

Mendelson, K.S., and M.H. Cohen, 1982, The effect of grain anisotropy on the electrical properties of sedimentary rocks, *Geophysics*, 47(2), 257-263.

Morgan, F.D., E.R. Williams, and T.R. Madden, 1989, Streaming potential properties of westerley granite with applications, *Journal of Geophysical Research*, 94(12), 449–461.

Mualem, Y., 1976, A new model for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated porous media, *Water Resources Research*, 12: 513-522.

Musy, A., and M. Soutter, 1991, *Physique du sol*, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 335 pp.

Naudet, V., A. Revil, J.-Y. Bottero, and P. Bégassat, 2003, Relationship between self-potential (SP) signals and redox conditions in contaminated groundwater, *Géophys. Res. Lett.*, 30(21), 2091, doi : 10.1029/2003GL018096.

Naudet, V., A. Revil, E. Rizzo, J.-Y. Bottero, and P. Begassat, 2004. Groundwater redox conditions and conductivity in a contaminant plume from geoelectric investigations, *Hydrology and Earth System Science*, 8 (1), 8-22.

Pengra, D.B., S.X. Li, and P. Wong, 1999, Determination of rock properties by low-frequency AC electrokinetics, *J. Geophys. Res.*, 104(29), 485-508.

Perrier, F., G. Petiau, G. Clerc, V. Bogorodsky, E. Erkul, L. Jouniaux, D. Lesmes, J. Macnae, J.M. Meunier, D. Morgan, D. Nascimento, G. Oettinger, G. Schwarz, H. Toh, M.J. Valiant, K. Vozoff, O. Yazici-Cakin, 1997, A one year systematic study of electrodes for long period measurements of the electric field in geophysical environments, *J. Geomagn. Geoelectr.*, 49, 1677–1696.

Perrier, F., G. R. Chitrakar, T. Froidefond, D. Tiwari, U. Gautam, B. Kafle, and M. Trique, 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 Geological Soc.*, 26, 17-27.

Perrier, F., and P. Morat, 2000, Characterization of electrical daily variations induced by capillary flow in the non-saturated zone, *Pure and Applied Geophysics*, 157, 785-810.

Perrier, F., M. Trique, B. Lorne, J.P. Avouac, S. Hauot, and P. Tratis, 1998, Electrical 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.

Quincke, G., 1861, Ueber die Fortführung materieller Teilchen durch strömende Elektrizität, *Annalen der Physik und Chemie*, 113 (8), 513-598.

Reuss, F.F., 1809, Mémoire de la Société Impériale Naturaliste de Moscou, 2, 327.

- Revil, A., 1999, Ionic diffusivity, electrical conductivity, membrane and thermoelectric potentials in colloids and granular porous media: a unified model. *Journal of Colloid and Interface Science*, 212, 503-522.
- Revil, A., and A. Cerepi, 2004, Streaming potential in two-phase flow conditions, *Geophysical Research Letters*, 31(L11605), doi :10.1029/2004GL020140.
- Revil, A., and P. Leroy, 2004, Governing equations for ionic transport in porous shales, *J. Geophys. Res.*, 109(B03208), doi 10.1029/2003JB002755.
- Revil, A., and P.W.J. Glover, 1997, Theory of the ionic-surface conduction in porous media, *Phys. Review B*, 55, 3, 1,757-1,773.
- Revil, A., D. Hermitte, E. Spangenberg, and J.J Cochmé, 2002b, Electrical properties of zeolitized volcanoclastic materials, *J. Geophys Res.*, 107(B8), 2168, doi : 10.1029/2001JB000599.
- Revil, A., D. Hermitte, M. Voltz, R. Moussa, J.-G. Lacas, G. Bourrié, and F. Trolard, 2002a, Self-potential signals associated with variations of the hydraulic head during an infiltration experiment, *Geophys. Res. Lett.*, 29(7), 1106, doi:10.1029/2001GL014294.
- Revil, A., H. Schwaeger, L.M. Cathles, and P.D. Manhardt, 1999b, Streaming potential in porous media, 2. Theory and application to geothermal systems, *J. Geophys. Res.*, 104, 20,033-20,048
- Revil, A., P. Leroy, and K. Titov, 2005, Characterization of transport properties of argillaceous sediments: Application to the Callovo-Oxfordian argillite, *Journal of Geophysical Research*, 110/B06202: 1-18.
- Revil, A., P.A. Pezard, and P. Glover, 1999a, Streaming potential in porous media 1. Theory of the zeta potential, *J. Geophys. Res.*, 104, 20,021-20,031.
- Revil, A., V. Naudet, and J.D. Meunier, 2004, The hydroelectric problem of porous rocks : Inversion of the water table from self-potential data, *Geophysical Journal International*, 159, 435-444.
- Revil, A., V. Naudet, J. Nouzaret, and M. Pessel, 2003, Principles of electrography applied to self-potential electrokinetic sources and hydrogeological applications, *Water Resour. Res.*, 39(5), 1114, doi :10.1029/2001WR000916.
- Rice, C.L., and R. Whitehead, 1965, Electrokinetic flow in a narrow cylindrical capillary, *Journal of Physical Chemistry*, 69 (11), 4017-4024.
- Richards, L. A., 1931, Capillary conduction of liquids through porous mediums, *Physics*, 1, 318-333.
- Rizzo, E., B. Suski, A. Revil, S. Straface, and S. Troisi, 2004, Self-potential signals associated with pumping tests experiments, *J. Geophys. Res.*, 109, B10203, doi: 10.1029/2004JB003049.

Sandberga, S.K., L.D. Slater, and R. Versteeg, 2002, An integrated geophysical investigation of the hydrogeology of an anisotropic unconfined aquifer, *Journal of Hydrology*, 267, 227–243.

Sato, M., and H.M. Mooney, 1960, The electrochemical mechanism of sulfide selfpotentials, *Geophysics*, 25, 226–249.

Schwartz, L.M., and S. Kimminau, 1987, Analysis of electrical conduction in the grain consolidation model, *Geophysics*, 52(10), 1402-1411.

Schwartz, L.M., P.N. Sen, and D.L. Johnson, 1989, Johnson, Influence of rough surfaces on electrolytic conduction in porous media, *Phys. Rev. B.*, 40(4).

Sill, W.R., 1983, Self potential modeling from primary flows, *Geophysics*, 48, 76-86.

Simunek, J., M. Sejna, and M.T. Van Genuchten, 1996, HYDRUS-2D. Simulating Water Flow and Solute Transport in Two Dimensional Variably Saturated Media, U.S. Salinity Laboratory, U.S.D.A., Agriculture Research Service, Riverside, CA.

Smoluchowski, 1903, *M. Krak. Anz.*, 182.

Sobolev, S.L., 1989, *Partiel Differential Equations of Mathematical Physics*, Dover, Mineola, N.Y, 427pp.

Sprunt, E. V., T.B. Mercer, and N.F. Djabbarah, 1994, Streaming potential from multiphase flow, *Geophysics*, 59(5), 707–711.

Suski, B., A. Revil, K. Titov, P. Konosavsky , M. Voltz , C. Dagès, and O. Huttel, Monitoring of an infiltration experiment using the self-potential method, *submitted in Water Resour. Res.*, 2005.

Suski, B., E. Rizzo, and A. Revil, 2004, A sandbox experiment of self-potential signals associated with a pumping-test, *Vadose Zone Journal*, 3:1193-1199, 2004.

Thony, J.-L., P. Morat., G. Vachaud, and J.-L. Le Mouel, 1997, Field characterization of the relationship between electrical potential gradients and soil water flux, *Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences de Paris (II)*, 325, 317-321.

Titov, K., Y. Ilyin, P. Konosavski, and A. Levitski, 2002, Electrokinetic spontaneous polarization in porous media: petrophysics and numerical modeling, *J. Hydrol.*, 267, 207-216.

Titov, K., A. Revil , P. Konosavsky, S. Straface, and S. Troisi, 2005, Numerical modelling of self-potential signals associated with a pumping test experiment, *Intended for publication in Geophysical Journal International*.

Van Genuchten, M.T., 1980, A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils, *Soil Science Society of America Journal*, 44: 892-898.

Waxman, M.H., and L.J.M. Smits, 1968, Electrical conductivities in oil-bearing shaly sands, *Journal of the Society of Petroleum Engineering*, 8, 107–122.

Winter, H., M. Arroyo, V. Haak, J. Stool, and R. Vogt, 1989, Geoelectrical measurements at the KTB location, *Lectures notes in Earth Sciences*, 27 ; 313-316.

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

Zhang, G-B., and M. Aubert, 2003, Quantitative interpretation of self-potential anomalies in hydrogeological exploration of volcanic areas: a new approach, *Near Surface Geophysics*, 69-75.

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE 1

FIG 1.1 – Détermination de la charge hydraulique dans un piézomètre.....	7
FIG 1.2 – Réseau d'écoulement en coupe d'une nappe libre.....	10
FIG 1.3 – Réseau d'écoulement en coupe d'une nappe captive.....	11
FIG 1.4 – Concept d'emmagasinement dans les aquifères libres et captifs.....	12

CHAPITRE 2

FIG 2.1 – Méthodologie générale concernant l'interprétation des signaux de potentiel spontané d'origine électrocinétique.....	20
FIG. 2.2 – Schéma de la distribution ionique de la double couche électrique.....	23
FIG 2.3 – Topographie de la surface piézométrique pour une nappe libre.....	26
FIG 2.4 – Schéma du dispositif expérimental (Zêtacad TM).....	29
FIG 2.5 – Mesure du coefficient de couplage électrocinétique d'un échantillon pour une conductivité du fluide donné avec le Zêtacad.....	30
FIG 2.6 – Mesure du coefficient de couplage électrocinétique en laboratoire pour un sol.....	31
FIG 2.7 – Variation du coefficient de couplage électrocinétique en fonction de la perméabilité.....	34
FIG 2.8 – Variation du coefficient de couplage électrocinétique en fonction de la conductivité électrique du fluide pour différents types de roches.....	35
FIG 2.9 – Variation du coefficient de couplage électrocinétique pour un sable de quartz fin en fonction de la conductivité électrique du fluide.....	36

CHAPITRE 3

FIG 3.1 – Schéma d'une acquisition de mesures de potentiel spontané sur le terrain.....	41
FIG 3.2 – Disposition des électrodes de mesure et des piézomètres sur le terrain.....	42
FIG 3.3 – Schéma de la cuve expérimentale.....	63
FIG 3.4 – Variation du potentiel électrique avant une expérience.....	64

CHAPITRE 4

FIG 4.1 – Plan schématique de la parcelle expérimentale de l'INRA d'Avignon.....	78
FIG 4.2 – Tomographie de résistivité correspondant au profil (2).....	79
FIG 4.3 – Dispositif d'acquisition des mesures de potentiel spontané.....	80
FIG 4.4 – Variation du potentiel électrique en fonction du temps pendant une injection d'eau.....	81
FIG 4.5 – Dispositif d'acquisition de la réponse hydraulique et électrique.....	83
FIG 4.6 – Variation du potentiel électrique en fonction du temps.....	84
FIG 4.7 – Variation du potentiel spontané pendant l'expérience d'infiltration pour une électrode proche du fossé.....	85

CHAPITRE 5

FIG 5.1 – Courbes de rétention d'eau pour des sols ayant des textures différentes.....	126
FIG 5.2 – Variation de la conductivité hydraulique en fonction de la teneur en eau.....	127
FIG. 5.3 – Variation du coefficient de couplage électrocinétique normalisé en fonction de la saturation en eau.....	131
FIG 5.4 – Positions des électrodes de mesures dans la cuve.....	132
FIG 5.5 – Variation du potentiel électrique avant une expérience.....	133
FIG 5.6 – Variation du potentiel spontané suite à une injection d'eau dans le fossé.....	134
FIG 5.7 – Positions des électrodes de mesures dans la cuve.....	136
FIG 5.8 – Comparaison entre la variation du potentiel spontané et la variation de la pression matricielle pendant l'infiltration.....	137
FIG 5.9 – Mesures du potentiel spontané dans la zone non saturée.....	138
FIG 5.10 – Mesures de la pression matricielle dans la zone non saturée.....	139
FIG 5.11 – Variation de la pression matricielle et du potentiel électrique en fonction du temps.....	140
FIG 5.12 – Variation du potentiel électrique en fonction de la pression matricielle notée.....	141
FIG 5.13 – Comparaison entre le flux de l'eau infiltrée et la variation du potentiel électrique mesuré.....	142
FIG 5.14 – Variation du potentiel électrique en fonction du flux de l'eau infiltrée.....	143
FIG 5.15 – Variation du potentiel électrique en fonction du flux de l'eau infiltrée notée.....	144
FIG 5.16 – Comparaison entre les variations de la pression matricielle et les variations de la résistivité électrique.....	146

CHAPITRE 6

FIG 6.1 – Carte du bassin versant de Roujan.....	150
FIG 6.2 – Répartition des écarts à la moyenne des mesures de potentiel spontané.....	151
FIG 6.3 – Carte du potentiel spontané mesuré sur le bassin versant de Roujan en juin 2005.....	154
FIG 6.4 – Représentation de la carte du potentiel spontané du bassin versant de Roujan sur un fond topographique à trois dimensions.....	155
FIG 6.5 – Comparaison entre le profil de potentiel spontané et le profil de résistivité électrique.....	156
FIG 6.6 – Comparaison entre le potentiel spontané et la profondeur de la nappe (V-Model), et le potentiel spontané et l'altitude de la nappe (W-Model).....	157
FIG 6.7 – Altitude de la nappe sur l'ensemble du bassin versant de Roujan déterminée à partir du W-Model.....	158
FIG 6.8 – Comparaison entre l'altitude de la nappe estimée à partir du W-Model et l'altitude de la nappe mesurée dans les piézomètres.....	160
FIG 6.9 – Carte du potentiel spontané mesuré sur le bassin versant de Roujan en août 2005.....	161
FIG 6.10 – Comparaison entre le potentiel spontané et la profondeur de la nappe (V-Model), et le potentiel spontané et l'altitude de la nappe (W-Model).....	163
FIG 6.11 – Altitude de la nappe sur l'ensemble du bassin versant de Roujan déterminée à partir du W-Model.....	164

FIG 6.12 – Comparaison entre l'altitude de la nappe estimée à partir du W-Model et l'altitude de la nappe mesurée dans les piézomètres.....	165
FIG 6.13 – Détermination des paramètres a posteriori de chaque modèle conceptuel à partir de l'approche du maximum de probabilité.....	167

LISTE DES TABLEAUX

CHAPITRE 1

TAB 1.1 – Conductivités hydrauliques à saturation pour différents matériaux.....	9
TAB 1.2. – Propriétés distinctives des nappes libres et captives.....	10

CHAPITRE 5

TAB 5.1 – Comparaison entre le temps où la pression matricielle devient positive pour les capteurs de pression et le temps où le potentiel électrique est minimal.....	140
--	-----

LISTE DES SYMBOLES

ϕ : porosité

θ : teneur en eau volumique

s : saturation volumique

h : charge hydraulique (m)

h_p : potentiel matricielle (ou de pression) (m)

p : pression de l'eau (Pa)

ρ_f : masse volumique du fluide (kg m^{-3})

z : potentiel gravitaire (m)

$\vec{U}$: flux d'eau (ou vitesse de Darcy) (m s^{-1})

K : perméabilité intrinsèque du milieu poreux (m^2)

η : viscosité (Pa s)

K : conductivité hydraulique (m s^{-1})

T : transmissivité hydraulique ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)

e : épaisseur de la nappe (m)

S : coefficient d'emménagement (sans dimension)

ϕ_d : porosité de drainage

S_s : emmagasinement spécifique (m^{-1})

β_f : coefficient de compressibilité du fluide

β_s : coefficient de compressibilité des grains solides

α : coefficient de compressibilité spécifique du sol

Q : débit volumique de fluide prélevé (ou apporté s'il est négatif) par unité de volume en chaque point

$\Delta\phi$: différence de potentiel électrique apparaissant aux bornes d'un échantillon poreux

Δp : différence de pression de l'eau

ε_r : constante relative diélectrique du fluide

ε_0 : permittivité électrique du vide ($8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$)

ζ : potentiel zêta (V)

σ_f : conductivité électrique du fluide (S m^{-1})

C_{HS} : coefficient de couplage électrocinétique (V Pa^{-1})

$\vec{J}$: densité de courant électrique totale (A m^{-2})

σ : conductivité du milieu poreux

φ : potentiel électrique (V)

L : coefficient de couplage électrocinétique ($\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$).

F : facteur de formation électrique du milieu poreux

$\partial\Omega$: surface piézométrique

$\vec{n}$: normale à la surface du sol

$\vec{n}_s$: normale à la surface piézométrique

Ω_i : zone saturée

Ω_e : zone non saturée

σ_i : conductivité électrique de la zone saturée

σ_e : conductivité électrique de la zone non saturée

$\vec{J}_s$: courant de convection

C : terme de couplage électrocinétique (V Pa^{-1})

$\mathfrak{I}$: densité volumique de courant source (A m^{-3})

$\vec{E}$: champ électrique

C' : coefficient de couplage électrocinétique associé aux variations de hauteur d'eau

σ_s : conductivité électrique de surface

r_p : valeur moyenne de rayon de pore

χ_D : épaisseur de la couche diffuse

$G(r, r')$: fonction de Green

t : temps (s)

θ_r : teneur en eau résiduelle,

θ_s : teneur en eau à saturation

K_s : conductivité hydraulique à saturation (m s^{-1})

Se : saturation effective

ℓ : coefficient de connexion des pores

p_g : pression du gaz (Pa)

$\overline{\overline{L}}$: matrice des propriétés du milieu

η_g : viscosité dynamique du gaz (Pa s)

$\tilde{\sigma}$: conductivité électrique

$\tilde{k}_f$: perméabilité de l'eau

$\tilde{L}$: coefficient de couplage électrocinétique à saturation,

$\tilde{k}_g$: perméabilité du gaz à saturation

σ_r : conductivité électrique relative

k_r^f : perméabilité relative de l'eau

k_r^g : perméabilité relative du gaz,

L_r : coefficient électrocinétique relatif

ρ : résistivité électrique d'un sol

c_V : coefficient de couplage électrocinétique apparent dans le Modèle-V

c_W : coefficient de couplage électrocinétique apparent dans le Modèle-W