



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis de Grado en Geofísica

ANÁLISIS DE LA RESPUESTA SISMOELÉCTRICA EN
MEDIOS PARCIALMENTE SATURADOS

Azul Senn

Director: Dr. Fabio I. Zyserman
Codirector: Dr. Santiago G. Solazzi

LA PLATA, ARGENTINA
MARZO, 2024

Fabio I. Zyserman, Director

Simón Lissa
Miembro tribunal examinador

Santiago G. Solazzi, Codirector

A quienes aman y luchan por la Tierra.

Índice general

1	Introducción	7
1.1	Generalidades	7
1.2	Descripción de Contenidos	9
2	Marco Teórico	10
2.1	El Fenómeno Electrocinético	10
2.2	El Fenómeno Sismoeléctrico	12
2.2.1	Ecuaciones de Pride	12
2.3	Propiedades Efectivas de los Fluidos	16
2.4	Flujo Bifásico en Medios Porosos	17
2.4.1	Ecuaciones de conservación de Movimiento y de la Masa	17
2.4.2	Presión Capilar y Permeabilidad Relativa	18
3	Abordaje Numérico	20
3.1	Resolución de Ecuaciones de Pride	20
3.1.1	Modos PSVTM y SHTE	20
3.2	Resolución de Ecuaciones de Flujo Bifásico	23
3.3	Resolución del modo PSVTM	24
3.4	Validación	24
4	Análisis de Casos y Resultados	32
4.1	Gradientes de saturación 1D	32
4.1.1	Análisis	37
4.2	Infiltración de contaminantes	42
5	Síntesis y trabajos a futuro	53
6	Bibliografía	55

Índice de Figuras

Figura 2.1	(a) Ilustración del flujo poral, de la DCE y (b) del potencial eléctrico asociado.	11
Figura 2.2	Curvatura de la interfase aire-agua.	18
Figura 3.1	Esquema del dominio computacional 2D para el caso PSVTM. Este es en general heterogéneo.	23
Figura 3.2	Diagrama de flujo que muestra la relación entre la salida del código que resuelve las ecuaciones de flujo bifásico (S_w^{num}) y la entrada al que resuelve las ecuaciones de Pride.	24
Figura 3.3	Aceleración en componente x en función del tiempo en pozo 1. Los colores azul y naranja denotan la trazas tomadas a 180 m y 135 m de profundidad, respectivamente.	26
Figura 3.4	A la izquierda las respuestas sísmicas en superficie de la componente x del modelo obtenido con el código original (a) y con el modificado (c). A la derecha, sus correspondientes campos eléctricos (b) y (d).	27
Figura 3.5	A la izquierda las respuestas sísmicas en superficie de la componente z del modelo obtenido con el código original (a) y con el modificado (c). A la derecha, sus correspondientes campos eléctricos (b) y (d).	28
Figura 3.6	A la izquierda las respuestas sísmicas en el pozo 1, ubicado a -40 m del modelo obtenido con el código original (a) y con el modificado (c). A la derecha, sus correspondientes campos eléctricos (b) y (d). Las trazas corresponden a la componente z	30
Figura 4.1	Geometría y saturaciones del Modelo 1.	34
Figura 4.2	Geometría y saturaciones del Modelo 2.	35
Figura 4.3	Geometría y saturaciones del Modelo 3	36
Figura 4.4	Trazas de aceleración (a izquierda) y campo eléctrico (a derecha) en el pozo 1, ubicado a -40 m del centro del dominio para el Modelo 1, Modelo 2 y Modelo 3.	38
Figura 4.5	Aceleración y campo eléctrico en la componente z de un receptor ubicado en el pozo 1 ($x=-40$ m) a una profundidad de 50 m, para el Modelo 1, Modelo 2 y Modelo 3.	40

Figura 4.6	Respuesta de interfase de la componente z del Modelo 1, Modelo 2 y Modelo 3. El receptor está ubicado a 50 m de profundidad en el pozo 1, posicionado a -40 m del centro del dominio.	41
Figura 4.7	Campos de saturación de agua para un acuífero (a) sin contaminante, y con contaminante para los períodos de infiltración de (b) 50 días, (c) 100 días y (d) 200 días. Para el caso sin contaminante ilustramos también la ubicación de la fuente, receptores y destacamos el receptor utilizado para el análisis ubicado a un offset de 90 m en superficie.	43
Figura 4.8	A la izquierda las trazas en superficie de las respuestas sísmicas para cada modelo con distinto período de infiltración. A la derecha, sus correspondientes campos eléctricos.	44
Figura 4.9	Aceleración correspondiente a un receptor ubicado en la posición de 90 m en superficie.	45
Figura 4.10	Campo eléctrico correspondiente a un receptor ubicado en la posición de 90 m en superficie.	46
Figura 4.11	Respuesta de interfase correspondiente a un receptor ubicado en la posición de 90 m en superficie.	47
Figura 4.12	A la izquierda las instantáneas de las respuestas sísmicas para el modelo sin contaminante y aquellos período de infiltración de 50, 100 y 200 días. A la derecha, las instantáneas de sus correspondientes campos eléctricos.	49
Figura 4.13	A la izquierda las instantáneas de campo eléctrico para el modelo sin contaminante y aquellos con períodos de infiltración de 50, 100 y 200 días a $t=0.024$ s. A la derecha, para los mismos modelos, las instantáneas de campo eléctrico a $t=0.031$ s.	51

Índice de Tablas

Tabla 3.1	Propiedades del subsuelo obtenidas utilizando el modelo de rocas expuesto en la Sección 2. La capa 1 corresponde a la totalmente saturada con agua y la capa 2 a la de saturación parcial.	31
Tabla 4.1	Parámetros básicos que caracterizan las propiedades de las rocas y los fluidos usados en todos los modelos.	33
Tabla 4.2	Parámetros básicos del Modelo 1	34
Tabla 4.3	Parámetros Modelo 2	35
Tabla 4.4	Propiedades del subsuelo obtenidas para el Modelo 2 utilizando el modelo de rocas expuesto en la Sección 2.	36
Tabla 4.5	Parámetros Modelo 3	37
Tabla 4.6	Propiedades del subsuelo obtenidas para el Modelo 3 utilizando el modelo de rocas expuesto en la Sección 2.	37

Resumen

En esta tesis ahondamos el estudio del modelado numérico del fenómeno sismoeléctrico en medios parcialmente saturados donde el campo saturación responde a las ecuaciones de flujo bifásico. Los métodos sismoeléctricos tienen gran importancia en situaciones en las cuales buscamos tener un acercamiento a aquello que sucede en el subsuelo, en particular, en zonas de la tierra donde encontramos rocas que están saturadas por más de un fluido. En este contexto, el movimiento de los fluidos porales puede modelarse utilizando las ecuaciones de flujo bifásico. Cuando una onda sísmica mueve cargas en rocas parcialmente saturadas, se produce una conversión de energía sísmica a electromagnética debido a la presencia de una doble capa eléctrica. Este fenómeno da origen al conocido método sismoeléctrico, que será la herramienta geofísica utilizada en esta tesis para analizar medios parcialmente saturados con distribuciones realistas de fluidos.

Utilizaremos simulaciones numéricas para dos fenómenos de ocurrencia frecuente en la naturaleza. Consideraremos, en primer lugar, una zona saturada con agua y aire donde la proporción relativa de los fluidos varía linealmente con la profundidad; en segundo lugar, una expansión de un contaminante denso no acuoso en un acuífero. Resaltamos que las aplicaciones pueden extenderse a otros contextos.

El énfasis estará puesto en el estudio de la respuesta de interfase y de la información que puede brindarnos respecto a cambios en la saturación de fluidos. Los modelos nos muestran que frente a cambios de saturación, la respuesta de interfase muestra modificaciones significativas. Nuestros resultados resaltan la importancia de proponer modelos que nos permitan hacer una caracterización más cercana a lo que solemos observar: que los fluidos porales presentan distribuciones variables en el tiempo y gradualmente variables (no abruptos) en el espacio.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Generalidades

El estudio de la región superficial de la corteza terrestre, y en particular de medios parcialmente saturados, es de gran importancia en la geofísica aplicada y ambiental. Encontramos en la naturaleza diversas situaciones que los involucran, por ejemplo, acuíferos o reservas donde tienen lugar cambios hidrológicos, variaciones de salinidad o derrames de contaminante, regiones con presencia de hidrocarburos y reservas de dióxido de carbono donde haya escape de gases o rupturas de su capa sello. Detectar la presencia y observar la evolución de las fases fluidas que saturan el subsuelo utilizando técnicas no invasivas puede ser útil entonces para indagar en este tipo de ambientes y procesos, reconocerlos y posicionarnos frente a decisiones de remediación u otro tipo de intervenciones cuando sea necesario. En este contexto, una mayor comprensión de los efectos que tienen las distribuciones irregulares de fluidos porales en los datos geofísicos podría permitir una mejor caracterización del subsuelo y una oportunidad para formularnos nuevos interrogantes.

Los métodos sismoeléctricos pueden utilizarse para caracterizar la estructura de la zona más somera del subsuelo de forma no invasiva y muestran resultados interesantes para detectar fluidos como agua, petróleo, CO₂ o hielo. Estos métodos tienen la resolución de la sísmica y la sensibilidad de los métodos electromagnéticos para detectar fluidos (Jouniaux y Zyserman, 2016). A su vez, presentan muchas ventajas al utilizarlos en zonas donde hay movilidad de fluidos o contrastes de propiedades físicas como la porosidad, permeabilidad y flujos geotermales (ver, por ejemplo, Thompson et al. (2005) y Dupuis et al. (2007)). En un medio poroso, los minerales que conforman la pared poral suelen estar cargados, dando lugar a que se forme una Doble Capa Eléctrica (DCE) entre la roca y el fluido. La DCE permite que existan fenómenos electrocinéticos, por ejemplo, que un gradiente hidráulico genere un campo eléctrico en microescala. Este es el principio de la sismoeléctrica, donde hay acoplamiento de fenómenos mecánicos y electromagnéticos generados por el paso de una onda sísmica que mueve un fluido, y por lo tanto, cargas. Los efectos macroscópicos acoplados que podemos observar en las ecuaciones en un volumen representativo

están estrechamente relacionados con la DCE en la superficie de interfase entre la partícula sólida y el agua del poro (Grobbe et al., 2020).

El fenómeno electrocinético fue estudiado por fuera de la geofísica durante varios años y quien probó su existencia por primera vez fue Reuss (1809). Posteriormente, Helmholtz (1879) derivó una expresión matemática para la electro-ósmosis y la electroforesis. En el área de ciencias de la Tierra, la *respuesta de interfase*, un tipo de conversión sismoeléctrica que abordaremos en detalle en este trabajo, fue reportada por primera vez por Ivanov (1939). Por otra parte, en un contexto de aplicaciones geofísicas, el acoplamiento de energía sísmica y eléctrica fue observado por Thompson (1936) y testeado por Martner y Sparks (1959). Ya a fines de siglo XX, Pride (1994) propuso un conjunto de ecuaciones que describen el fenómeno de acoplamiento sismoeléctrico combinando las leyes de Maxwell (1865) con la formulación de poroelasticidad de Biot (1956), que describe la propagación de ondas sísmicas en medios porosos saturados con un fluido viscoso. En la actualidad se siguen investigando los alcances y aplicaciones de estos métodos, así como las estructuras o composiciones del subsuelo que podrían caracterizarse con ellos (p. ej., Monachesi et al. (2023), donde se incorpora una interfase entre dos fluidos inmiscibles).

Es común en geofísica utilizar distribuciones binarias de fluidos para el modelado de medios porosos parcialmente saturados (p. ej., Johnson (2001); Rubino y Velis (2011); Masson y Pride (2011); Quintal et al. (2011)). Sin embargo, experimentos de flujo realizados en rocas porosas heterogéneas evidencian que los campos de saturación poseen variaciones espaciales continuas, es decir, con valores locales que se encuentran en el rango entre 0 y 1 (p. ej., Shi et al. (2011); Alemu et al. (2013)). Es por esto que nos parece importante mejorar los modelos de roca parcialmente saturada que suelen usarse para analizar el método sismoeléctrico. Además, las fases fluidas involucradas en una gran parte de los estudios de interés de la geofísica aplicada y ambiental pueden ser consideradas inmiscibles. Tal es el caso del flujo simultáneo de hidrocarburos y agua en un reservorio geológico o el flujo de contaminantes no acuosos y agua en un acuífero (Helmig et al. (2006); Hoteit y Firoozabadi (2008)). Por estas razones, es preciso modelar correctamente los efectos característicos del flujo de dos fases inmiscibles en un medio poroso heterogéneo (Solazzi, 2018).

Si deseamos conocer el efecto que tienen las distribuciones realistas de fluidos inmiscibles en las propiedades de las ondas sismoeléctricas, debemos realizar un análisis que contemple los procesos de flujo bifásico con su descripción sismoeléctrica asociada. Para esto necesitamos herramientas que nos permitan generar modelos de roca parcialmente saturada según las leyes de flujo bifásico en medios porosos además de otras que nos proporcionen el cálculo de la respuesta sismoeléctrica asociada.

El principal objetivo de este trabajo es estudiar la relación entre las características de los procesos de flujo y su respuesta sismoeléctrica a partir del modelado numérico, prestando mayormente atención a la respuesta de interfase que nos brinda información que no es visible con la sísmica. Este análisis nos va a permitir observar la sensibilidad del método sismoeléctrico para describir, además de la geometría del subsuelo, la distribución de fluidos que se encuentran con distintos valores de

saturación en el medio, dándonos la posibilidad de modelar e interpretar diferentes situaciones en la Tierra. En primer lugar estudiamos la sensibilidad del método para detectar gradientes lineales de saturación y luego, la posibilidad de detectar el cambio en el tiempo de una infiltración de un contaminante en un acuífero.

1.2. Descripción de Contenidos

En el Capítulo 2 describimos el marco teórico empleado para modelar el fenómeno simioeléctrico y los medios parcialmente saturados así como las ecuaciones de flujo bifásico de fluidos inmiscibles y sus relaciones constitutivas. En el Capítulo 3 detallamos el abordaje numérico realizado, explicando la concatenación de dos programas a partir de una modificación que permite ingresar la salida de aquel que resuelve las ecuaciones de flujo bifásico en el que resuelve las ecuaciones de Pride (1994), con el objetivo de realizar un análisis de la respuesta simioeléctrica para campos de saturación heterogéneos. En el Capítulo 4 presentamos el análisis y los resultados del modelado a partir del estudio de dos situaciones de complejidad creciente: un gradiente lineal de saturación 1D y un derrame de contaminante en un acuífero con distintos períodos de infiltración. En el Capítulo 5 exponemos las conclusiones obtenidas a partir del análisis realizado y los trabajos a futuro.

Capítulo 2

Marco Teórico

En este Capítulo describimos las ecuaciones y las hipótesis que utilizamos para modelar la física del método sismoeléctrico en medios parcialmente saturados con dos fluidos inmiscibles. En la primera sección detallamos la relación entre el fenómeno electrocinético y la doble capa eléctrica en medios parcialmente saturados, que es el origen a microescala del acoplamiento sismoeléctrico. En la segunda sección explicamos el fenómeno sismoeléctrico e introducimos las ecuaciones de Pride que lo modelan junto con los parámetros derivados. En la tercera sección presentamos las propiedades efectivas de los fluidos, necesarias para incorporar un flujo bifásico en la formulación de Pride. En la cuarta sección describimos las ecuaciones constitutivas del flujo bifásico en medios porosos propias del tipo de distribución de fluidos tratada en este trabajo. Para estas descripciones vamos a seguir los trabajos de [Bucher et al. \(2021\)](#), [Solazzi et al. \(2017\)](#) y [Monachesi \(2013\)](#).

2.1. El Fenómeno Electrocinético

Las rocas y los suelos que componen la zona más somera de la corteza terrestre pueden conceptualizarse como medios porosos, es decir, como una matriz sólida que contiene un volumen poral interconectado que permite la circulación de fluidos. En este tipo de medios, la matriz sólida se asume eléctricamente neutra pero la pared poral puede tener un exceso de carga por defectos cristalinos (que en presencia de cuarzo es usualmente negativa). Cuando la roca está saturada y sus poros contienen electrolito, parte de los iones son absorbidos anulando el desbalance de carga. En otras palabras, los iones libres del fluido se desplazan hacia la pared poral, formando así la capa de [Stern \(1924\)](#) que compensa parcialmente el exceso de carga de los minerales que componen la roca. Adyacente a la capa de Stern se forma una *capa difusa* con iones positivos y negativos que compensan los excesos en el borde del poro y en la capa de Stern hasta lograr un estado de equilibrio en el centro del poro. La capa de Stern y la difusa constituyen la denominada *doble capa eléctrica* (DCE), ilustrada en la Figura 2.1. La parte de la carga que no se compensa da origen al potencial de la doble capa eléctrica y al desbalance de carga en la zona difusa.

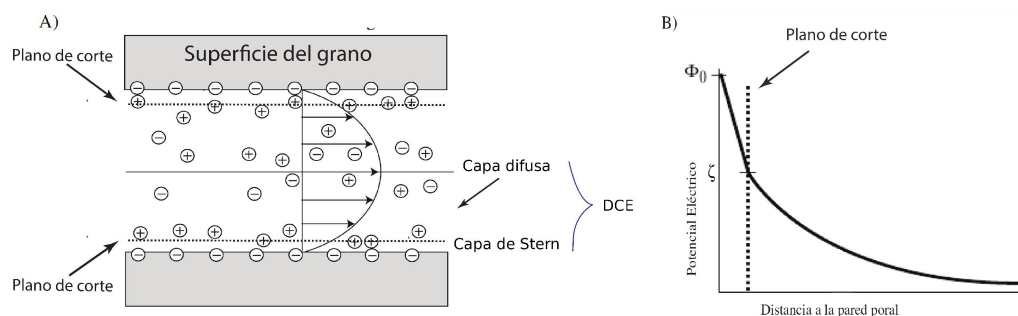


Figura 2.1: (a) Ilustración del flujo poral, de la DCE y (b) del potencial eléctrico asociado.

Dado que el exceso de carga en el fluido varía con la distancia a la pared poral, el potencial de la capa difusa disminuye aproximadamente de forma exponencial alejándose de la superficie del grano (Figura 2.1 (a)). Cuando hay flujo, la zona del fluido más cercana a la pared poral presenta una velocidad virtualmente nula. A cierta distancia de la pared poral, dentro de la capa difusa, se ubica el *plano de corte*, a partir del cual el fluido presenta un desplazamiento relativo no nulo. Por simplicidad suele asumirse que este plano se encuentra en la interfase entre la capa de Stern y la capa difusa (Grobbe et al., 2020). El potencial electrostático en este plano se denomina *potencial zeta* (Figura 2.1 (b)). Este potencial es relevante por su capacidad de ser medido en laboratorio (por ejemplo Yang (2008)).

Cuando se propagan ondas sísmicas se genera una aceleración que además de accionar un flujo de fluidos, también transporta la carga de la capa difusa con respecto a la carga ligada en las superficies de los granos, dando lugar a una corriente eléctrica. Este tipo de generación de corriente eléctrica a partir de un desplazamiento relativo de fluido y sólido se conoce como *electrofiltración* y es responsable de los denominados fenómenos sismoeléctricos (Haines y Pride, 2006). Es así que el fenómeno sismoeléctrico contiene al acoplamiento electrocinético.

Además, en ausencia de flujo, el sistema poroso (matriz más fluido) es eléctricamente neutro. La presencia de la doble capa eléctrica permite entonces relacionar las propiedades eléctricas y de flujo de fluidos en la roca, debido a que el transporte de fluidos puede ser causado por la propagación de ondas poroelásticas.

Para poder describir medios parcialmente saturados y también incorporar el flujo de interés, vamos a trabajar con la formulación de medio continuo, donde las leyes de conservación y de equilibrio se basan en la existencia de variables macroscópicas (Bear, 1972).

2.2. El Fenómeno Sismoeléctrico

El *fenómeno sismoeléctrico* refiere a la conversión de energía mecánica a electromagnética en medios poroelásticos total o parcialmente saturados de un electrolito fluido. Este fenómeno se produce cuando una perturbación mecánica da lugar a un movimiento relativo entre el fluido poral y la matriz rocosa. La electrosísmica estudia la conversión recíproca.

Como mencionamos anteriormente, la existencia de la doble capa eléctrica permite la generación de corrientes eléctricas. Estas son fuentes de campos electromagnéticos inducidos, es decir, es allí donde se encuentra la conversión energética. Las corrientes pueden darse por distintos mecanismos, dando lugar a diferentes señales electromagnéticas como el *campo cosísmico*, la *respuesta de interfase* y las *ondas evanescentes*. Estas difieren tanto en su amplitud y velocidad como en el soporte espacial y la fuente que las genera. El campo cosísmico está siempre presente y se propaga soportado en la onda con una velocidad sísmica que depende del medio; la respuesta de interfase tiene lugar cuando hay un contraste de propiedades eléctricas y/o mecánicas en el subsuelo y, de forma particular, se propaga con una velocidad electromagnética que depende del medio; mientras que las ondas evanescentes se producen cuando la onda sísmica se refracta críticamente entre dos medios, viajando paralelamente a la interfase que los separa (ver, por ejemplo, [Bucher et al. \(2023\)](#)).

2.2.1. Ecuaciones de Pride

Las ecuaciones de [Pride \(1994\)](#) describen los fenómenos sismoeléctricos y electrosísmicos macroscópicamente. Para esto consideramos un medio isótropo saturado con una dependencia temporal $e^{i\omega t}$. En el dominio espacial y de las frecuencias, las ecuaciones correspondientes pueden expresarse de la siguiente forma:

$$(\sigma + i\epsilon\omega) \mathbf{E} - \nabla \times \mathbf{H} + L(\omega)\eta\kappa^{-1} [i\omega\mathbf{u}^f - L(\omega)\mathbf{E}] = \mathbf{J}_e^{\text{ext}}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + i\omega\mu\mathbf{H} = \mathbf{J}_m^{\text{ext}}, \quad (2.2)$$

$$-\omega^2\rho_b\mathbf{u}^s - \omega^2\rho_f\mathbf{u}^f = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{F}^s, \quad (2.3)$$

$$-\omega^2\rho_f\mathbf{u}^s + \eta\kappa^{-1} [i\omega\mathbf{u}^f - L(\omega)\mathbf{E}] + \nabla p_f = \mathbf{F}^f, \quad (2.4)$$

junto con las relaciones constitutivas para el medio

$$\tau_{ij}(u) = 2G\varepsilon_{ij}(\mathbf{u}^s) + \delta_{ij}(\lambda_c\nabla \cdot \mathbf{u}^s - D\zeta), \quad (2.5)$$

$$p_f(u) = -D\nabla \cdot \mathbf{u}^s + K_{av}\zeta. \quad (2.6)$$

En estas ecuaciones \mathbf{E} [V/m] es el campo eléctrico, \mathbf{H} [A/m] es el campo magnético, $\mathbf{J}_m^{\text{ext}}$ [A/m²] y $\mathbf{J}_e^{\text{ext}}$ [A/m²] son las fuentes electromagnéticas externas. A la fuente sísmica en la fase sólida la denotamos con \mathbf{F}^s [Pa/m] y a la fuente sísmica en la fase fluida con \mathbf{F}^f [Pa/m]; \mathbf{u}^s [m] es el desplazamiento del sólido y \mathbf{u}^f [m] el desplazamiento relativo entre el sólido y el fluido, que puede expresarse como $\mathbf{u}^f = \phi(\tilde{\mathbf{u}}^f - \mathbf{u}^s)$, siendo $\tilde{\mathbf{u}}^f$ el desplazamiento absoluto del fluido y ϕ la porosidad del medio. Además σ [Sm⁻¹] es la conductividad del medio, μ [Tm/A] la permeabilidad magnética del

medio, ϵ [$\text{C}^2 \text{Nm}^2$] la permitividad eléctrica del medio y L [$\text{A}/\text{Pa} \cdot \text{m}$] el coeficiente de acoplamiento electrocinético. A la presión del fluido la denotamos con p_f [Pa], a la densidad del fluido con ρ_f [kg/m^3] y a la densidad volumétrica del medio poroelástico, que definiremos más adelante, con ρ_b ; τ [N/m^2] es el tensor de tensiones; κ [m^2] la permeabilidad del medio, η [$\text{Pa} \cdot \text{s}$] la viscosidad dinámica del fluido, G [Pa] el módulo de corte de la matriz; ϵ_{ij} el tensor de deformaciones, D [$-$] el coeficiente de acoplamiento de Biot y K_{av} [Pa] el coeficiente de almacenamiento del fluido. Un cambio en el contenido de fluido se expresa con $\zeta = -\nabla \cdot \mathbf{u}^f$.

Las ecuaciones (2.1), (2.2), (2.3) y (2.4) son las de movimiento o de momento y las ecuaciones (2.5) y (2.6) son relaciones constitutivas. Vemos el acoplamiento de las leyes de Maxwell y las ecuaciones de Biot con la incorporación del factor $L(\omega)$, que refiere a la conversión entre energía electromagnética y sísmica. Si $L(\omega)$ es igual a cero no existe esta conversión y las ecuaciones de Pride se desacoplan, dando las ecuaciones de Maxwell y las de poroelasticidad de Biot de forma separada (es decir, un desacoplamiento completo entre los campos de respuesta poroelástico y electromagnéticos). Las variables mecánicas y electromagnéticas se vinculan a través de las *relaciones de transporte*, expresadas en las ecuaciones (2.1) y (2.4).

Para esta formulación vamos a considerar la roca como una matriz seca saturada con fluido. La matriz seca estará compuesta por una proporción de cuarzo γ_{qz} y una de arena γ_{ar} , tales que $\gamma_{qz} + \gamma_{ar} = 1$ y por lo tanto, la densidad de los granos sólidos, siguiendo a Bordes et al. (2015) será

$$\rho_s = \rho_{s,qz}\gamma_{qz} + \rho_{s,ar}(1 - \gamma_{qz}), \quad (2.7)$$

donde $\rho_{s,qz}$ y $\rho_{s,ar}$ denotan las densidades de los minerales de cuarzo y arena respectivamente.

Definimos el módulo de corte G y de incompresibilidad K_m de la matriz de acuerdo al modelo de Pride (2005) como:

$$G = G_s \frac{1 - \phi}{1 + 3c_s\phi/2}, \quad (2.8)$$

donde G_s es el módulo de corte efectivo de los granos sólidos, ϕ la porosidad y c_s es el parámetro de consolidación, que cuantifica el grado de cohesión entre los granos sólidos de la roca porosa;

$$K_m = K_s \frac{1 - \phi}{1 + c_s\phi}, \quad (2.9)$$

donde K_s es el módulo de compresibilidad de los granos sólidos.

Para considerar la naturaleza disipativa del subsuelo en la teoría de propagación de ondas de Biot, usamos un módulo de corte complejo dependiente de la frecuencia $\bar{G}(\omega)$. Utilizamos el modelo de viscoelasticidad lineal presentado por Liu et al. (1976):

$$\bar{G}(\omega) = \frac{G}{R(\omega) - iT(\omega)}, \quad (2.10)$$

siendo R y T las funciones que caracterizan el comportamiento viscoelástico, dadas por Santos et al. (2004):

$$R(\omega) = 1 - \frac{1}{\pi\bar{Q}} \ln \left(\frac{1 + \omega^2 T_1^2}{1 + \omega^2 T_2^2} \right), \quad (2.11)$$

$$T(\omega) = \frac{2}{\pi\bar{Q}} \tan^{-1} \left(\frac{\omega(T_1 - T_2)}{1 + \omega^2 T_1 T_2} \right). \quad (2.12)$$

Los parámetros del modelo \bar{Q} , T_1 y T_2 son elegidos de forma tal que el factor de calidad:

$$Q(\omega) = \frac{T(\omega)}{R(\omega)}$$

sea aproximadamente igual a la constante \bar{Q} en el rango de frecuencias involucradas en el problema tratado.

La frecuencia característica de Biot ω_j está dada por:

$$\omega_j = \frac{\eta}{\rho_f F \kappa_0}. \quad (2.13)$$

Esta frecuencia ω_j marca el límite entre un flujo poral laminar gobernado por fuerzas viscosas cuando ω es menor a ω_j y un flujo poral gobernado por fuerzas inerciales en caso contrario. Es decir, que el flujo sea de tipo Poiseuille o no depende de ω , ya que las propiedades del medio están dadas. Por lo tanto, depende del contenido de frecuencias de la onda que emitimos, es decir, cuando la frecuencia de perturbación es baja respecto de ω_j , la disipación por flujo global o flujo de Biot es despreciable.

Para los medios involucrados en los modelos y las fuentes sísmicas que utilizamos en esta tesis, la frecuencia característica ω_j está muy por encima de la máxima frecuencia de interés. Esto nos permite aproximar la permeabilidad dinámica $\kappa(\omega)$, que depende de la frecuencia, por su correspondiente estática κ_0 .

Podemos estimar el valor de la permeabilidad en el límite de bajas frecuencias κ_0 en función del tamaño de los granos D_q mediante la expresión:

$$\kappa_0 = B \frac{\phi^3}{1 - \phi^2} D_q^2, \quad (2.14)$$

donde B es un factor geométrico. En general y en este trabajo asumimos $B = 0,003$ (ver (Carcione y Picotti, 2006) y (Castromán et al., 2020)).

La conductividad eléctrica σ es una medida de la capacidad de un material para conducir corrientes eléctricas y es inversamente proporcional a la resistividad. Como consideramos las conductividades eléctricas de los fluidos no mojantes iguales a cero, utilizamos la expresión de Warden et al. (2013), que es una extensión de la fórmula original de Pride (1994)

$$\sigma_b(\omega) = \frac{1}{F} \sigma_w + \frac{2}{F} \frac{C_{em} + C_{os}(\omega)}{\Lambda}, \quad (2.15)$$

donde $\sigma_b(\omega)$ es la conductividad eléctrica de la matriz sólida saturada con el fluido, σ_w la conductividad del fluido, C_{em} representa un exceso de conductividad asociado a la migración electromagnética de los iones de la doble capa y C_{os} se corresponde a la conductividad electro-ósmica debida al flujo inducido eléctricamente por el exceso de iones de la doble capa. Además F es el factor de formación que depende de la porosidad y mide cuánto dificulta la roca a que las cargas se muevan. Puede expresarse como $F = \phi^{-\hat{m}}$, donde \hat{m} es el exponente de cementación de Archie (1942).

Por otro lado, el Potencial Zeta ζ puede modelarse de acuerdo a Pride y Morgan (1991)

$$\zeta = a + b \log_{10}(C_0). \quad (2.16)$$

En particular tomamos los valores de $a = 8$ mV y $b = 26$ mV, para trabajar con ζ en [mV]. Esta ecuación ha sido validada por Revil et al. (1999) y σ_w representa la conductividad del fluido, donde C_0 [mol/l] es la salinidad y puede ser modelada asumiendo que el fluido saturante es un electrolito simétrico (NaCl) según Carcione et al. (2003):

$$\sigma_w = \sum_{l=Na^+,Cl^-} (ez_l)^2 b_l N_l, \quad (2.17)$$

donde $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C es la carga eléctrica del electrón; z_l la valencia de cada especie de ion, que se considera igual a 1 para ambas, b_l es la movilidad y N_l su concentración. En esta expresión consideramos un único compuesto salino (NaCl).

En este trabajo asumimos que la permitividad eléctrica del fluido efectivo ϵ se reduce a la permitividad eléctrica del agua ϵ_w , es decir:

$$\epsilon = \epsilon_w, \quad (2.18)$$

dado que este parámetro interviene solo en la determinación de propiedades asociadas a la doble capa eléctrica y éstas están determinadas por el fluido mojante.

A su vez, damos por supuesto que la roca no incluye materiales ferromagnéticos, considerando las susceptibilidades magnéticas de la fase fluida y sólida como despreciables, entonces:

$$\mu = \mu_0. \quad (2.19)$$

donde μ_0 [N/A²] es la permeabilidad magnética en el vacío.

Teniendo en cuenta lo expuesto en la primera sección respecto al fenómeno electrocinético 2.1, describimos la interacción entre el flujo del fluido y el campo eléctrico mediante el coeficiente de acoplamiento electrocinético $L(\omega)$, que tiene una dependencia con la frecuencia. Sin embargo, se considera como real en el límite de bajas frecuencias (Garambois y Dietrich, 2001):

$$L_0 = \frac{\phi \epsilon \zeta^p}{\alpha_\infty \eta} \left(1 - \frac{2d^l}{\Lambda} \right), \quad (2.20)$$

donde Λ es un factor geométrico que representa el tamaño poral efectivo ponderado por el campo eléctrico subyacente; α_∞ es la tortuosidad, que puede ser calculada

como $\alpha_\infty = \phi F$; $\epsilon_0 \kappa$ es la permitividad eléctrica relativa del fluido y d^l es la longitud de Debye, una medida del espesor de la doble capa eléctrica.

2.3. Propiedades Efectivas de los Fluidos

Las formulación de Pride describe el fenómeno sismoeléctrico para medios porosos homogéneos e isotrópicos totalmente saturados por un único fluido poral. Como nuestro objetivo es incorporar campos de saturación realistas de fluidos inmiscibles para estudiar sus propiedades sismoeléctricas, en este trabajo debemos adaptar algunos modelos de propiedades de los fluidos para obtener la respuesta en medios parcialmente saturados. Para esto es necesario extender la formulación de Pride con la construcción de *fluidos efectivos*, donde reemplazaremos un fluido poral bifásico por uno homogéneo de propiedades equivalentes. Siguiendo trabajos de la literatura específica, como [Solazzi \(2018\)](#), asumiremos que el espacio poral se encuentra saturado por un fluido efectivo que posee propiedades que no son más que promedios ponderados de las propiedades de los dos fluidos saturantes. Los parámetros que utilizamos son calculados a partir de modelos que detallaremos en cada caso, empleando el subíndice w para referirnos a propiedades del agua (fluido mojante) y el subíndice n para las propiedades del fluido no mojante al momento de derivar los parámetros efectivos del fluido, que denotaremos con subíndice fe .

Densidad Efectiva

Definimos la densidad volumétrica del medio poroelástico como

$$\rho_b = (1 - \phi)\rho_s + \phi\rho_{fe}, \quad (2.21)$$

donde la densidad efectiva responde a [Bordes et al. \(2015\)](#)

$$\rho_{fe} = S_w\rho_w + (1 - S_w)\rho_n. \quad (2.22)$$

En estas ecuaciones $S_w = V_w/V_p$ denota la saturación de agua, siendo V_w el volumen de agua y V_p el volumen poral del medio; ρ_s la densidad de la matriz sólida o densidad media de los componentes sólidos de la roca presentada en la ecuación (2.7); ρ_{fe} la densidad del fluido efectivo o densidad media de los fluidos que están en el poro de la roca; ρ_n y ρ_w las densidades no mojantes y mojantes, respectivamente.

Viscosidad Efectiva

La viscosidad η es una medida de la resistencia de un fluido a deformaciones tangenciales. La viscosidad efectiva η_{fe} de dos fluidos inmiscibles, donde uno de ellos es agua, puede modelarse en función de su viscosidad η_w y la del fluido no mojante η_n con la expresión experimental de [Teja y Rice \(1981\)](#)

$$\eta_{fe} = \eta_n \left(\frac{\eta_w}{\eta_n} \right)^{S_w}. \quad (2.23)$$

Módulo de Incompresibilidad Efectivo

La compresibilidad del fluido poral es un parámetro de vital importancia en el proceso de propagación de ondas en medios porosos. En caso de que el espacio poral contenga dos fluidos porales, bajo la hipótesis de que los mismos se encuentran en equilibrio de presiones y que las fuerzas capilares pueden despreciarse, el módulo de incompresibilidad efectivo del fluido poral se puede aproximar por

$$K_{fe} = \frac{1}{\frac{1-S_w}{K_n} + \frac{S_w}{K_w}}, \quad (2.24)$$

donde, como mencionamos al principio de la sección, los subíndices w y n indican propiedades del agua y del fluido no mojante respectivamente.

Saturación Efectiva

Se ha comprobado experimentalmente que no es posible extraer de una dada muestra todo su contenido de agua. Esto quiere decir que siempre existirá una saturación residual de agua y un valor máximo de saturación, por lo tanto utilizaremos saturaciones efectivas del agua y del fluido no mojante. En el caso del agua la saturación efectiva es

$$S_{e,w} = \frac{S_w - S_{w,r}}{1 - S_{w,r}}, \quad (2.25)$$

donde $S_{w,r}$ es la saturación residual. El valor numérico 1 de $S_{e,w}$ se asocia a la posibilidad de tener un medio totalmente saturado con agua.

Al considerar una fase mojante y otra no mojante, la relación entre las saturaciones efectivas de ambas está dada por:

$$S_{e,w} + S_{e,n} = 1. \quad (2.26)$$

2.4. Flujo Bifásico en Medios Porosos

2.4.1. Ecuaciones de conservación de Movimiento y de la Masa

El flujo bifásico inmiscible en medios porosos puede describirse con dos ecuaciones de conservación de masa y dos ecuaciones de Darcy, una para la fase mojante y otra para la no mojante. Si consideramos que ni la densidad de los fluidos ni la porosidad de la matriz varían en el tiempo, las ecuaciones de conservación de la masa responden a [Peaceman \(1977\)](#).

$$\phi \frac{\partial S_w}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q}_w = 0, \quad (2.27)$$

$$\phi \frac{\partial S_n}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q}_n = 0. \quad (2.28)$$

El flujo de cada fase responde a la ecuación de Darcy:

$$\mathbf{q}_w = -\frac{\kappa_{r,w}(S_w)}{\eta_w} \kappa \nabla (p_w - \rho_w \mathbf{g} \cdot \mathbf{x}), \quad (2.29)$$

$$\mathbf{q}_n = -\frac{\kappa_{r,n}(S_w)}{\eta_n} \kappa \nabla (p_n - \rho_n \mathbf{g} \cdot \mathbf{x}), \quad (2.30)$$

donde introducimos los vectores de flujo o velocidades de Darcy \mathbf{q}_w y \mathbf{q}_n para las fases mojanete y no mojanete respectivamente, cuyas unidades son longitud por unidad de tiempo. En las ecuaciones (2.29) y (2.30) $\mathbf{g} \cdot \mathbf{x}$ denota la proyección del vector de aceleración de la gravedad, cuya única componente no nula se encuentra en la vertical en las diversas direcciones del problema.

2.4.2. Presión Capilar y Permeabilidad Relativa

Al usar una formulación de medio continuo para expresar las ecuaciones de flujo en medios porosos, es necesario usar modelos que definan el comportamiento macroscópico de la permeabilidad relativa y la presión capilar, que están íntimamente relacionadas con las propiedades del medio. A escala macroscópica en un medio parcialmente saturado, la interfase aire-agua constituye una discontinuidad de presión. Ese salto de presión en la microescala, denominado presión capilar p_c , puede definirse siguiendo la ecuación de Young-Laplace:

$$p_c = p_n - p_w = \Sigma_{wn} \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{r''} \right) = \frac{2\Sigma_{wn}}{r}, \quad (2.31)$$

donde r es el radio de curvatura medio de la superficie que separa a ambas fases y Σ_{wn} es la tensión superficial de la misma. Esta última se define como la cantidad de trabajo necesaria para separar un área unitaria de la interfase de los dos fluidos. En esta ecuación, la relación entre p_c y la curvatura de la interfase aire-agua se determina planteando el equilibrio dinámico en un área elemental en torno de un punto situado en dicha interfase (ver Fig. 2.2). En este caso, r' y r'' son los radios principales de curvatura de la superficie [Monachesi \(2013\)](#).

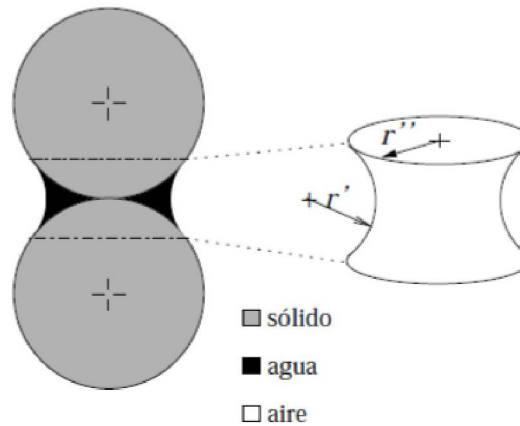


Figura 2.2: Curvatura de la interfase aire-agua.

La expresión macroscópica de la ecuación de Young Laplace puede formularse por medio de una relación constitutiva entre la presión capilar macroscópica y la saturación efectiva de la fase mojante. Un modelo ampliamente usado para este propósito es el de [Brooks y Corey \(1964\)](#):

$$S_{e,w}(p_c) = \begin{cases} (p_c/p_d)^{-\lambda_{BC}} & \text{si } p_c > p_d, \\ 1 & \text{si } p_c < p_d \end{cases} \quad (2.32)$$

donde λ_{BC} es el factor de distribución de tamaño poral, un parámetro que caracteriza la distribución de tamaño de los poros del medio. La presión de entrada p_d representa el valor de presión que debe alcanzar la fase no mojante para desplazar a la fase mojante del espacio poral. Notamos que la presión capilar asociada este modelo disminuye a medida que la roca se satura con la fase mojante. Al alcanzar el valor máximo de saturación, la presión capilar toma el valor de la presión de entrada $P_c(S_{e,w}) = p_d$.

La *permeabilidad relativa* es un parámetro que cuantifica la reducción en la permeabilidad en las formulaciones de medio continuo, debido a que las dos fases inmiscibles fluyen en el medio poroso simultáneamente por diferentes regiones del mismo y a su vez, pueden impedirse el paso entre sí. En este sentido, la permeabilidad relativa asociada al modelo de [Brooks y Corey \(1964\)](#) puede escribirse como:

$$k_{r,w}(S_w) = S_{e,w}^{(2+3\lambda_{BC})/\lambda_{BC}}, \quad (2.33)$$

$$k_{r,n}(S_w) = (1 - S_{e,w})^2 (1 - S_{e,w}^{(2+\lambda_{BC})/\lambda_{BC}}). \quad (2.34)$$

De estas expresiones notamos que la permeabilidad relativa de la fase mojante $k_{r,w}(S_w)$ aumenta con la saturación efectiva de la fase mojante S_w , variando entre 0 y 1. Ocurre lo contrario con la permeabilidad relativa de la fase no mojante $k_{r,n}(S_w)$, que disminuye al aumentar la saturación efectiva de la fase mojante. El sistema de ecuaciones de flujo bifásico se constituye por las ecuaciones (2.27) a (2.30), donde las saturaciones y presiones de cada fase se encuentran relacionadas por las ecuaciones (2.26) y (2.31). Estas ecuaciones son altamente no lineales, por lo que es necesario utilizar las relaciones constitutivas expuestas para su resolución, además del empleo de métodos numéricos.

Capítulo 3

Abordaje Numérico

En este Capítulo presentamos las hipótesis empleadas para la resolución numérica de las ecuaciones que, como vimos en el Capítulo 2, se caracterizan por ser altamente no lineales, junto a los cambios introducidos en los códigos con los que trabajamos. Detallaremos el procedimiento realizado con el objetivo de estudiar cómo son las propiedades sismoeléctricas en medios parcialmente saturados con distribuciones realistas de fluidos inmiscibles. Para esto concatenamos la salida de un programa donde resolvemos las ecuaciones de flujo bifásico en medios porosos heterogéneos (Künze, 2014) con otro donde modelamos la respuesta sismoeléctrica en medios parcialmente saturados (Zyserman et al., 2010). En la primera sección detallamos las hipótesis necesarias para la resolución numérica de las ecuaciones de Pride, incluyendo las del modelo que permiten una separación en modos (PSVTM y SHTE) para desacoplar las ecuaciones tridimensionales de Pride en dos modos posibles de ser tratados en forma independiente. En la segunda sección exponemos las hipótesis empleadas para la resolución de las ecuaciones de flujo bifásico en medios porosos heterogéneos. En la tercera sección describimos los cambios realizados en el código de modelado sismoeléctrico para incorporar los campos de saturación realistas de fluidos y en la cuarta sección mostramos que los resultados obtenidos para un modelo de capas planas y paralelas con cierta distribución de fluidos puede simularse en el código original y en el modificado con iguales resultados, validando así los cambios introducidos.

3.1. Resolución de Ecuaciones de Pride

3.1.1. Modos PSVTM y SHTE

Es conveniente desacoplar las ecuaciones 3D de Pride en dos modos de propagación independientes. Para ello consideramos un subsuelo isótropo cuyas propiedades no cambian en una dirección particular: el SHTE, donde las ondas SH de corte horizontalmente polarizadas están acopladas al modo transversal eléctrico (cuando el vector de campo eléctrico es paralelo al rumbo), y el PSVTM, donde las ondas compresionales rápida y lenta de Biot están acopladas al modo transversal magnético

(cuando el vector de campo eléctrico perpendicular al rumbo) mediante ondas de corte verticalmente polarizadas. En este trabajo utilizaremos el modo PSVTM. Para desacoplar y luego resolver las ecuaciones de Pride debemos realizar ciertas hipótesis respecto de los modelos considerados (Zyserman et al., 2010), que describimos a continuación.

1. El rango de frecuencias de interés están dentro del rango sísmico ($\omega \ll \omega_j$), lo cual permite escribir:

$$\Re\{\eta/\kappa(\omega)\} \rightarrow \eta/\kappa_0, \quad (3.1)$$

$$\Im\left\{\frac{\eta/\kappa(\omega)}{\omega}\right\} \rightarrow g_0 = \frac{1.5\rho_f T}{\phi}. \quad (3.2)$$

2. Como en el rango de frecuencias sísmicas las corrientes de conducción son varios órdenes de magnitud menores que las de desplazamiento para los materiales del subsuelo, se puede despreciar el término $i\omega\mathbf{E}$ frente a $\sigma\mathbf{E}$ en la ecuación (2.1)
3. Las ondas sísmicas inducidas por campos electromagnéticos (efectos de retroalimentación) se desprecian. Esto, en conjunto con la condición anterior, permite hacer la siguiente aproximación:

$$\sigma(\omega)\mathbf{E} + i\epsilon\omega\mathbf{E} + L^2(\omega)\mathbf{E}\eta\kappa^{-1}(\omega) \sim \sigma(\omega)\mathbf{E}. \quad (3.3)$$

4. El coeficiente de acoplamiento electrocinético se considera real y constante en el límite de bajas frecuencias, es decir que se aproxima $L(\omega) \sim L_0$, donde L_0 es el coeficiente de acoplamiento electrocinético para $\omega = 0$, dado por la ecuación (2.20).
5. Las fuentes electromagnéticas externas son cero.

Como ya mencionamos, consideramos suelos bidimensionales, es decir, con un único eje de simetría. Además, la fuente considerada también tiene la misma simetría (es infinita en la dirección del rumbo). Esto nos permite realizar una separación en modos, que dependen de la geometría de la Tierra y del tipo de fuente. Asumiendo que el eje de simetría coincide con el eje coordenado y , se tiene:

- en el modo PSVTM: Las componentes no nulas de los campos son E_x, E_z y H_y y las componentes no nulas de los desplazamientos son $u_x^s, u_z^s, u_x^f, u_z^f$.
- en el modo SHTE: Las componentes no nulas de los campos son E_y, H_x, H_z y las componentes no nulas de los desplazamientos son u_y^s, u_y^f .

Considerando las hipótesis respecto al modelo de Pride pueden reescribirse las ecuaciones desacopladas para el modo PSVTM de la siguiente manera (Zyserman et al., 2010):

$$\sigma(\omega)(E_x, E_z) - \left(-\frac{\partial H_y}{\partial z}, \frac{\partial H_y}{\partial x}\right) = -i\omega L_0 \eta \kappa_0^{-1} (u_x^f, u_z^f), \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} + i\omega \mu H_y = 0, \quad (3.5)$$

$$-\omega^2 \rho_b \mathbf{u}^s - \omega^2 \rho \mathbf{u}^f = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{F}^s, \quad (3.6)$$

$$-\omega^2 \rho_f \mathbf{u}^s + i\omega \eta \kappa_0^{-1} \mathbf{u}^f - \omega^2 g_0 \mathbf{u}^f + \nabla p_f = \mathbf{F}^f. \quad (3.7)$$

que son válidas en un dominio bidimensional Ω , en el cual se resuelven las ecuaciones con las siguientes condiciones de contorno absorbentes para los bordes representados por Γ :

$$\beta(1 - i)\mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\chi} + H_y = 0 \text{ en } \Gamma^M, \quad (3.8)$$

$$\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\nu} = 0 \text{ en } \Gamma^{t,B}, \quad (3.9)$$

$$p_f = 0 \text{ en } \Gamma^{t,B}, \quad (3.10)$$

$$-\mathcal{G}(u) = i\omega \mathcal{D}\mathcal{S}(u) \text{ en } \Gamma^{l,r,t,b}, \quad (3.11)$$

donde $\mathcal{G}(u) = (-\boldsymbol{\tau}(u) \boldsymbol{\nu} \boldsymbol{\nu}, \boldsymbol{\tau}(u) \boldsymbol{\nu} \boldsymbol{\chi}, p_f)^t$, $\mathcal{S}(u) = (\mathbf{u}^s \cdot \boldsymbol{\nu}, \mathbf{u}^s \cdot \boldsymbol{\chi}, \mathbf{u}^f \cdot \boldsymbol{\nu})$.

La ecuación (3.9) es una condición de borde absorbente de primer orden [Santos (1998); Zyserman et al. (1999)] para los campos electromagnéticos con $\beta = \left(\frac{\sigma}{2\mu\omega}\right)^{1/2}$. Las ecuaciones (3.10, 3.11) son la condición de borde de superficie libre para las ecuaciones de Biot, que tiene en cuenta la superficie terrestre y la ecuación (3.11) es una condición de borde absorbente de primer orden para los desplazamientos del fluido y del sólido Santos et al. (2004) para los bordes computacionales izquierdo, inferior y derecho. Es de observar que debido a que tanto los desplazamientos del sólido como los del fluido tienen dos componentes en este modo, las condiciones de borde libre y las de borde absorbente para los tres bordes están mezcladas entre sí.

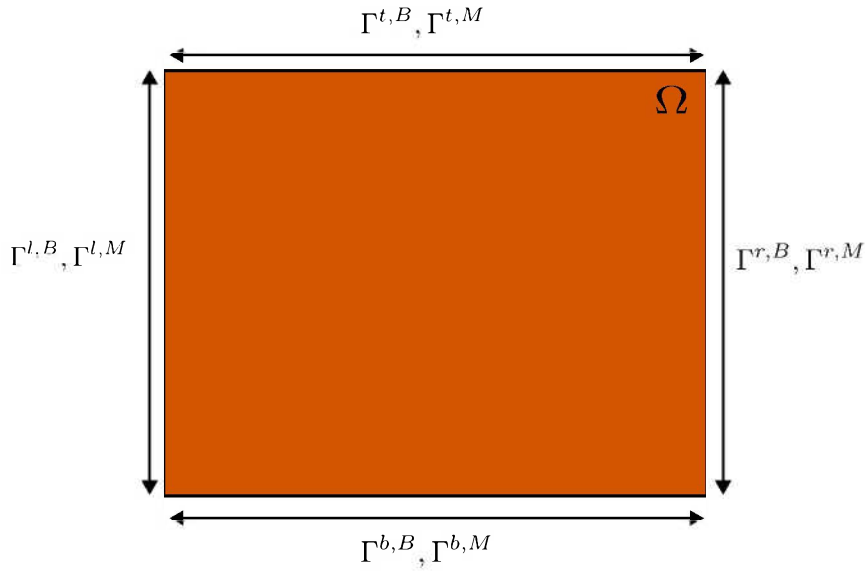


Figura 3.1: Esquema del dominio computacional 2D para el caso PSVTM. Este es en general heterogéneo.

En la Figura 3.1 mostramos la geometría del modelo en el que se resuelven estas ecuaciones diferenciales. \mathcal{D} es una matriz definida positiva que depende de ρ_b , ρ_f , g_0 , λ_c , G , α y K_{aw} , donde $\lambda_c = K_c - \frac{2}{3}G$ siendo K_c el módulo de compresibilidad del material saturado y $\alpha = 1 - \frac{K_m}{K_s}$. Además, Γ^M es el borde computacional de la región donde se resuelve la parte de Maxwell, Γ^B el respectivo de Biot y los superíndices l, r, t y b refieren a los bordes derecho, izquierdo, superior e inferior del dominio Ω respectivamente. Por otro lado, χ es un versor tangente a los bordes orientado de forma antihoraria y ν es el vector normal al borde.

3.2. Resolución de Ecuaciones de Flujo Bifásico

Existen varias formas de resolver las ecuaciones de flujo bifásico (2.27 - 2.30). Las mismas difieren principalmente en la estrategia utilizada para desacoplar las ecuaciones de saturación (o de conservación de masa) (2.27) y (2.28) de las ecuaciones de presión (o de conservación de momento) (2.29) y (2.30). En este trabajo, los campos de saturación utilizados han sido obtenidos por medio de programa de flujo bifásico en medios porosos denominado MafloTT, basado en el método de volúmenes finitos que fue desarrollado por Künze (2014). El mismo utiliza una formulación presión-saturación tomando a la presión y saturación de la fase mojanante como variables principales del sistema de ecuaciones no lineales, es decir, que por medio de las relaciones $p_n = p_c(S_w) + p_w$ y $S_n = 1 - S_w$, se expresa el sistema de ecuaciones con p_w y S_w como variables únicas del sistema. El sistema se resuelve con un esquema secuencialmente implícito (Jenny et al., 2006). Es decir, en cada paso de tiempo se resuelve primero la ecuación de flujo para obtener las presiones basándonos en un estado inicial de saturación y luego la ecuación de saturación siguiendo un método implícito de Newton-Raphson. La discretización espacial se realiza con

el método de volúmenes finitos. Las condiciones de borde del problema pueden ser de tipo Dirichlet (presión constante) o de tipo Newman (flujo constante) para una fase determinada (mojante o no mojante).

3.3. Resolución del modo PSVTM

Una vez obtenido el campo de saturación para un medio determinado frente a unas condiciones de flujo de interés, se implementa el cómputo de todos los parámetros efectivos que de él dependen. Para ello realizamos una modificación en el código de modelado sismoeléctrico preexistente que permite introducir como dato de entrada, además de las características de la matriz rocosa y de los fluidos que saturan el medio poroso, un valor entre 0 y 1 que indique la saturación de agua S_w respecto a la del fluido no mojante. Esta información se introduce mediante una matriz S_w^{num} que posibilita una variación elemento a elemento en el modelo computacional del valor de saturación y de los parámetros que dependen de ella.

A continuación, para la resolución de las ecuaciones desacopladas 2D de Pride utilizamos una versión modificada de un código desarrollado por [Zyserman et al. \(2010\)](#), donde se implementa el Método de Elementos Finitos y condiciones de borde absorbentes (ver 3.1).

En la Figura 3.2 exponemos un diagrama de flujo que muestra cómo se relacionan la salida del primer código con la entrada del segundo.

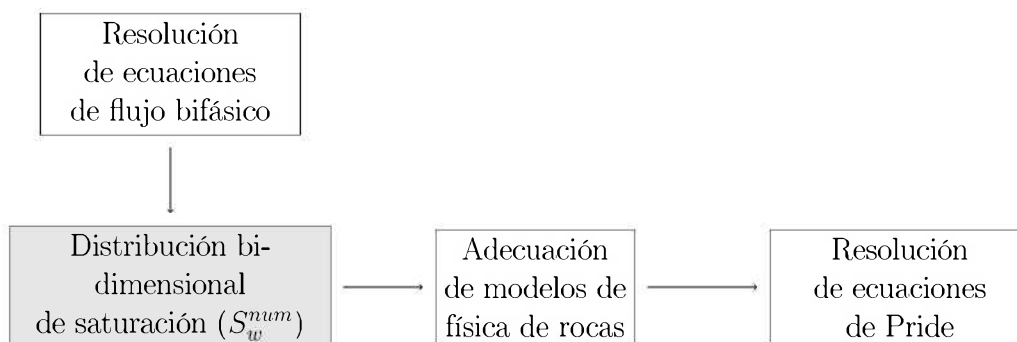


Figura 3.2: Diagrama de flujo que muestra la relación entre la salida del código que resuelve las ecuaciones de flujo bifásico (S_w^{num}) y la entrada al que resuelve las ecuaciones de Pride.

3.4. Validación

El objetivo de la validación es detectar si efectivamente la matriz S_w^{num} (3.12) introduce los cambios esperados en cuanto a distribuciones espaciales de saturación y además, corroborar que coinciden las salidas obtenidas con un modelo sencillo del código *original*, desarrollado para medios porosos saturados por distribuciones simples (binarias) ([Zyserman et al., 2010](#)), con las salidas correspondientes del código *modificado* en esta tesis de grado, que permite contemplar cambios espacialmente graduales y altamente complejos de saturación en el medio. Para realizar esta comparación consideramos un medio poroso compuesto por una capa de composición

rocosa única con una discontinuidad marcada de valores de saturación entre los fluidos agua y aire. Este modelo de prueba está constituido por un medio de porosidad $\phi = 0.35$ compuesto de granos de cuarzo. En ambos códigos consideramos que el medio poroso posee la misma geometría, la cual consiste en un medio rectangular de 300 m de altura y el doble de ancho constituido, de arriba hacia abajo, por la siguiente estructura laminar: una capa de aire de 20 m que simula la atmósfera y que es necesaria para el correcto funcionamiento del código, una capa totalmente saturada con agua de 130 m de espesor con un valor de saturación de agua igual a 1 y otra de 170 m de espesor constituida por un fluido efectivo compuesto de agua y aire con una saturación de agua de $S_w = 0.5$. La geometría del modelo coincide con la del Modelo 1 de la Sección 4 (4.1.1; ver Figura 4.1) y simula, de forma idealizada, un instante asociado a la infiltración abrupta de un frente de agua en un medio poroso que originalmente se encontraba saturado por agua y aire en partes iguales. Es importante resaltar que en el código modificado los valores de saturación fueron introducidos con una matriz de saturación S_w^{num} cuyos elementos son el valor de saturación del agua respecto del otro fluido. En este caso los valores por fila son 0 para la capa de aire y 1 para la capa totalmente saturada con agua ($S_w = 1$) hasta la fila correspondiente a la profundidad de 170 m. A partir de allí los elementos toman el valor $S_w = 0.5$, es decir

$$S_w^{num} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & 1 & \cdots & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & 1 & \cdots & 1 \\ 0.5 & 0.5 & \cdots & 0.5 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0.5 & 0.5 & \cdots & 0.5 \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

En el código original esta situación de cambio de fluido entre ambas capas se introduce numéricamente a partir de una matriz $flunum$ que indica el tipo de fluido en cada elemento de la grilla. Esta matriz tiene filas de valor 0 para la capa de aire, filas de valor 1 para la capa de agua y filas de valor 2 para aquel fluido compuesto por aire y agua con una saturación $S_w = 0.5$. En caso de agregar otro tipo de fluido hay que ingresar cada valor de saturación como dato de entrada además de todos los parámetros que lo caracterizan. Según el tipo de fluido se calculan los distintos parámetros que tienen relación particularmente con la saturación como el módulo de incompresibilidad efectivo, la densidad efectiva y la viscosidad efectiva. En el código modificado la situación se incorpora con la matriz S_w^{num} que se aprecia en la expresión (3.12). Mediante esta matriz se coloca la proporción de fluido mojanter respecto al no mojanter que componen la roca. La diferencia principal radica en que en el código original sería necesario introducir como datos de entrada todos los valores de saturación requeridos para trabajar con cada tipo de fluido descripto, mientras que, en el código modificado, con la matriz de saturación pueden ingresarse directamente para calcular los parámetros para cada elemento de la grilla a partir

de la proporción relativa entre fluidos. En particular nos interesa introducir campos de saturación que son la salida del código de flujo.

En primer lugar, corroboramos que el programa funcione correctamente y que se correspondan las trazas obtenidas con el modelo empleado, es decir con la teoría de Pride (ver Fig. 3.3). En segundo lugar, corroboramos que se correspondan las trazas obtenidas con el modelo modificado con aquellas del modelo original (ver Figuras 3.4, 3.5 y 3.6). Utilizamos las relaciones de dispersión de Biot para el cálculo de velocidades, obteniendo numéricamente el valor de velocidad $v_p = 2509$ m/s para la zona totalmente saturada y el valor de $v_p = 2089$ m/s para la zona parcialmente saturada. Ahora bien, la velocidad de propagación se corresponde con la pendiente de la curva de tiempo de viaje en función de la distancia que marca la trayectoria de la onda, por lo tanto, comparando el tiempo que tarda en recorrer cierta distancia la onda con la velocidad calculada veremos si es correcto el modelo. Si asumimos que existe un pozo, denominado pozo 1, ubicado a -40 m del centro y localizamos una fuente a una profundidad de 200 m centrada en el modelo, podemos tomar las trazas correspondientes a la profundidades de 135 m y 180 m para realizar el análisis de las velocidades correspondientes. Exponemos estas trazas en un mismo gráfico para ilustrar sus comportamientos (ver Figura 3.3).

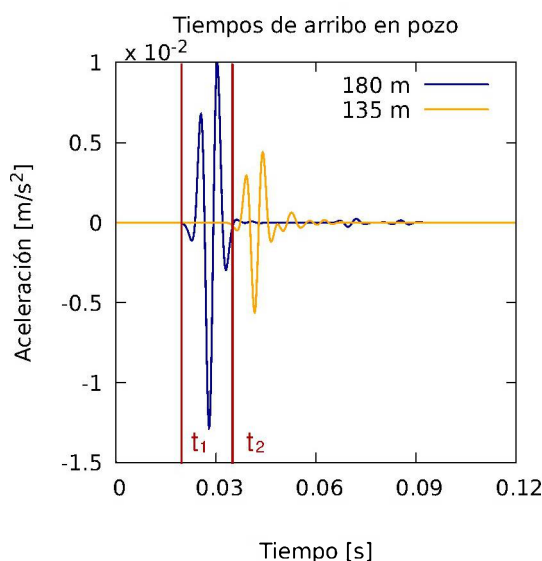


Figura 3.3: Aceleración en componente x en función del tiempo en pozo 1. Los colores azul y naranja denotan la trazas tomadas a 180 m y 135 m de profundidad, respectivamente.

Como la velocidad de propagación en el medio es constante para las profundidades de la Figura 3.3, al comparar las distancias y tiempos obtenemos: $d_1/v = t_1$, $d_2/v = t_2$. Luego $(d_2 - d_1)/(t_2 - t_1) = v$. Picando los tiempos de arribo, obtenemos que para la profundidad de 180 m la onda arriba a $t_1=0.02$ s y para la profundidad de 135 m la onda lo hace a $t_2=0.035$ s. Por la ubicación de los receptores en pozo y la fuente, calculamos las distancias d_1 y d_2 : $d_1 = \sqrt{(20\text{m})^2 + (40\text{m})^2} = 44.7$ m, $d_2 = \sqrt{(65\text{m})^2 + (40\text{m})^2} = 76.3$ m, entonces $d_2 - d_1 = 31.7$ m. Haciendo la diferencia entre los tiempos podemos calcular la velocidad de propagación: $t_2 - t_1 =$

$0.035 \text{ s} - 0.02 \text{ s} = 0.015 \text{ s}$, $v_p = 31.7 \text{ m} / 0.015 \text{ s} = 2113 \text{ m/s}$. De esta forma, vemos que el valor calculado se corresponde con lo esperado para el medio parcialmente saturado, expuesto en la tabla 4.1, con un error menor al 5%, que está asociado al picado del primer arribo. Este análisis está hecho en base a lo obtenido con el código *modificado*. Un análisis similar puede realizarse para el código *original* y los resultados son similares.

Las Figuras 3.4, 3.5 y 3.6 permiten hacer una comparación directa entre el código original y el modificado.

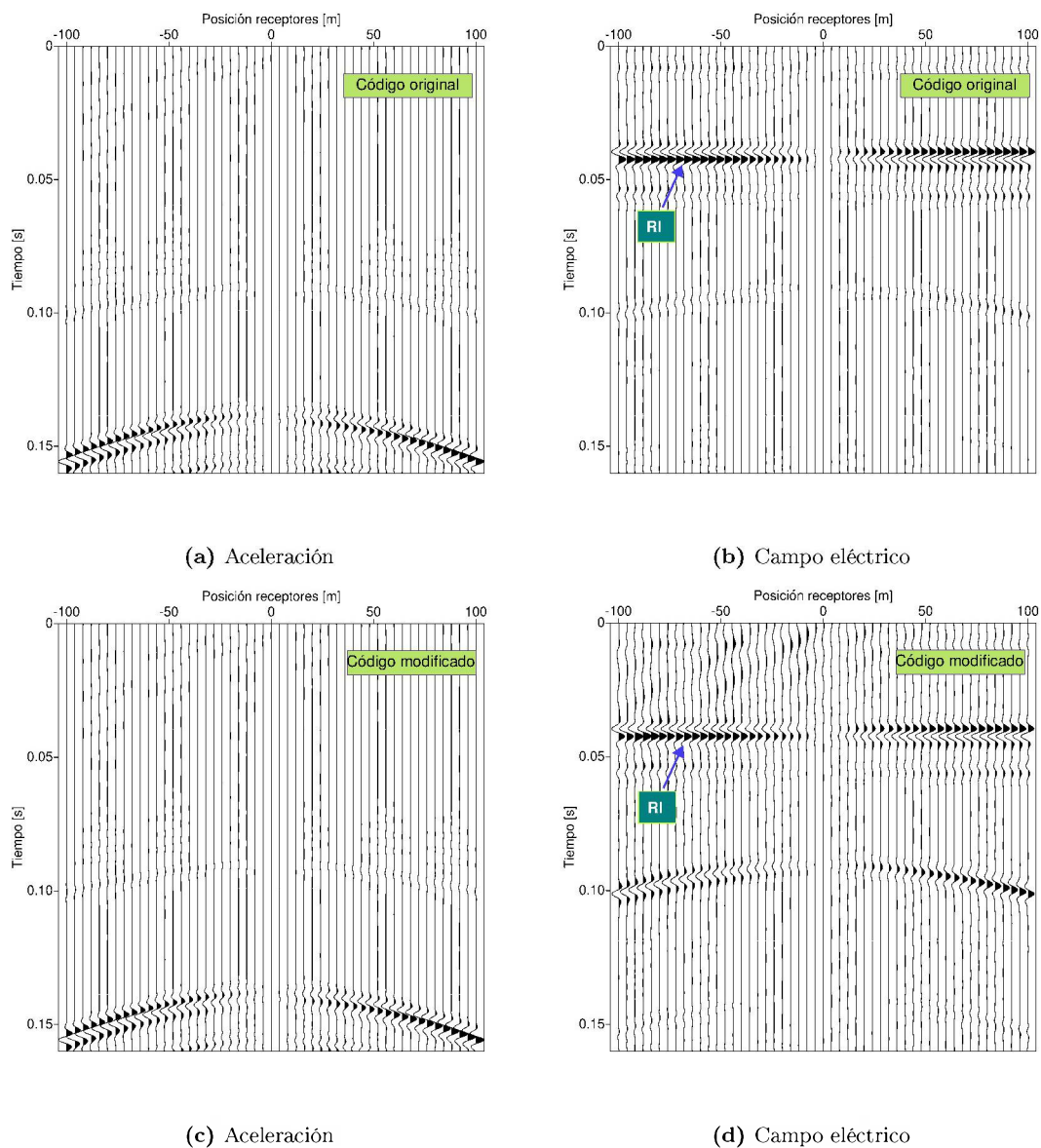


Figura 3.4: A la izquierda las respuestas sísmicas en superficie de la componente x del modelo obtenido con el código original (a) y con el modificado (c). A la derecha, sus correspondientes campos eléctricos (b) y (d).

En la Figura 3.4 vemos las trazas en superficie de la componente x para am-

bos modelos y notamos que coinciden. Esto nos confirma que obtenemos el mismo resultado al emplear el código original y el código modificado en medios que pueden tratarse con ambos. Además destacamos en las Figuras de campo eléctrico (panel a derecha) la respuesta de interfase, que arriba prácticamente en forma simultánea a todos los receptores. Es interesante exponer la componente z donde podemos distinguir otros tipos de fases presentes, debido a la escala utilizada para graficar las amplitudes.

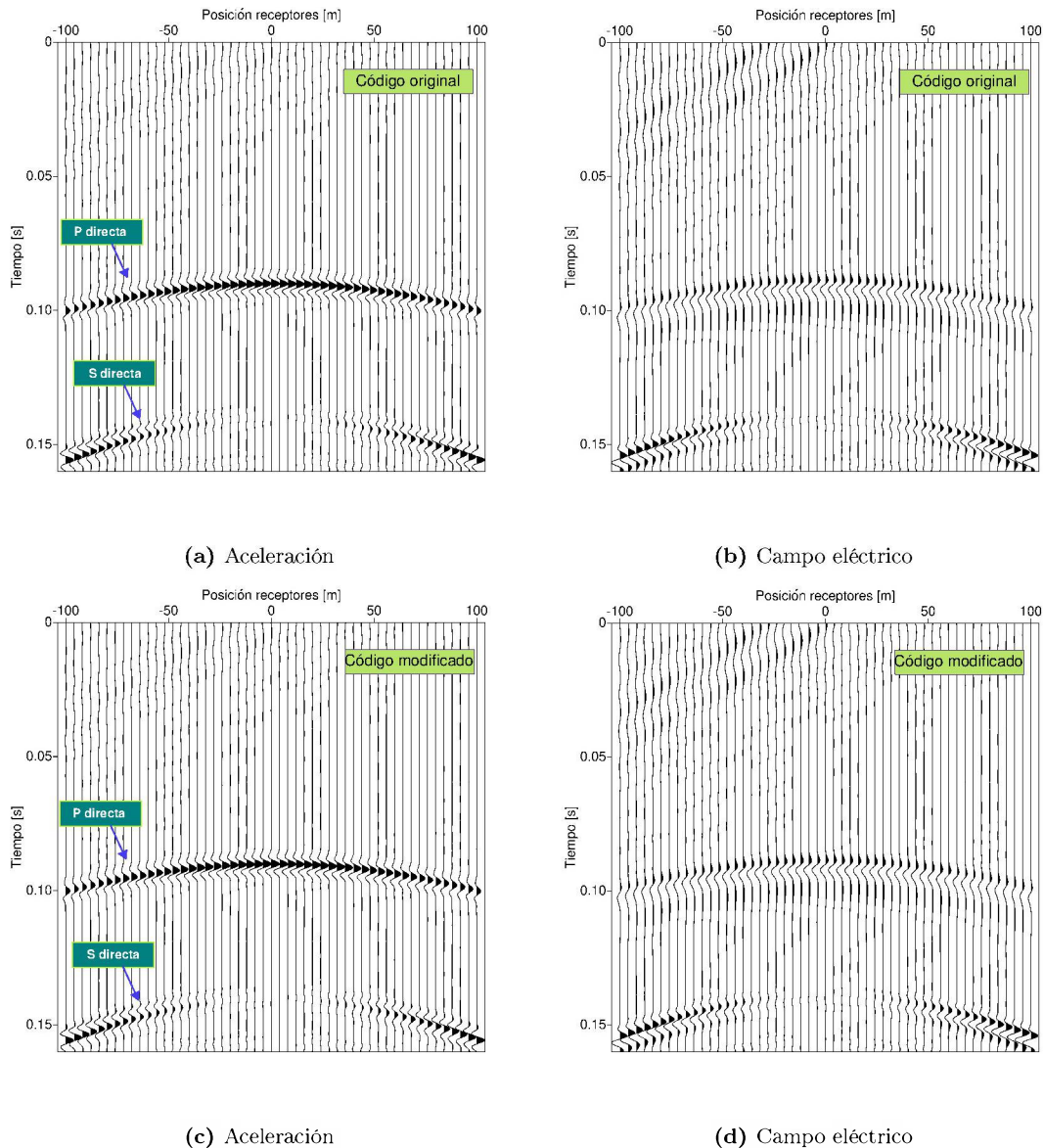


Figura 3.5: A la izquierda las respuestas sísmicas en superficie de la componente z del modelo obtenido con el código original (a) y con el modificado (c). A la derecha, sus correspondientes campos eléctricos (b) y (d).

En la Figura 3.5 vemos que también coinciden las respuestas sísmicas y eléctricas para ambos códigos y además notamos la presencia de dos fases en la respuesta

sísmica (panel a izquierda). Para saber a cuál se corresponde cada una realizamos un cálculo que contemple el tiempo que tardaría la onda en llegar a la superficie. Como vemos en la Figura 4.1, la fuente está ubicada a 200 m de profundidad y usando la velocidad de onda P expuesta en la tabla 3.1, podemos calcular el tiempo de arribo de la onda a superficie. La onda viajará al receptor que está a posición 0 m en superficie de manera directa recorriendo 70 m en la capa 2 a una velocidad de 2089 m/s, es decir que tardará en viajar un tiempo $t_{dir2}=0.033$ s y luego recorrerá 130 m en la capa 1 a una velocidad de 2509 m/s empleando un tiempo $t_{dir1} = 0.052$ s. El tiempo de viaje de la onda P directa será $t_{dir} = t_{dir2} + t_{dir1} = 0.085$ s. Este tiempo es coherente con la primer fase que observamos en la Figura 3.5. La segunda fase se corresponde el arribo directo de la onda S, a partir de un análisis similar para las velocidades de onda S dadas en la tabla 3.1. El campo cosísmico, que observamos en el panel a derecha, tiene una correspondencia con la respuesta sísmica. En esta componente no observamos la respuesta de interfase; probablemente porque la amplitud del campo cosísmico la enmascara. Ahondaremos en esto en el capítulo siguiente.

De manera complementaria, ilustramos en la Figura 3.6 la respuesta sismoeléctrica en un pozo ubicado en -40 m con el fin de estudiar cómo se visualiza en pozo una discontinuidad de tipo de fluido, además de continuar corroborando que ambos códigos devuelvan las mismas trazas.

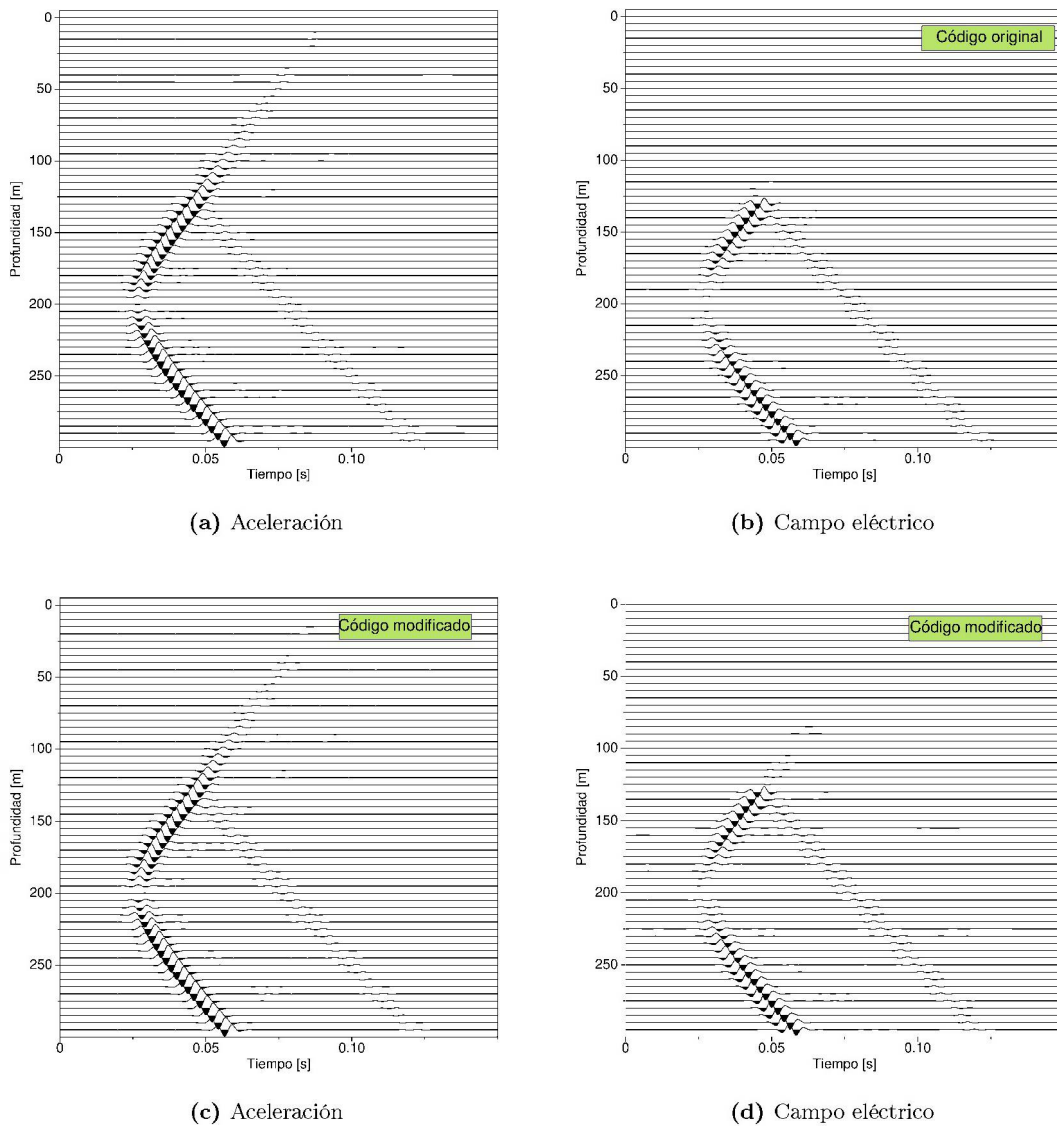


Figura 3.6: A la izquierda las respuestas sísmicas en el pozo 1, ubicado a -40 m del modelo obtenido con el código original (a) y con el modificado (c). A la derecha, sus correspondientes campos eléctricos (b) y (d). Las trazas corresponden a la componente z .

Podemos ver que las imágenes obtenidas al procesar las trazas del pozo en la componente z (Figura 3.6) del código original y el modificado coinciden, lo que confirma que los cambios introducidos no perturban la resolución de las ecuaciones que teníamos con el código original. Además, notamos una reflexión clara en las trazas a los 130 m, lo que marca la discontinuidad entre la zona totalmente saturada con agua y aquella donde tenemos agua y aire con una saturación de agua constante de $S_w = 0.5$. Los archivos de salida de ambos códigos nos devuelven los parámetros del subsuelo expuestos en la tabla 3.1.

Parámetro	Código original		Código modificado	
	Capa 1	Capa 2	Capa 1	Capa 2
σ [S m ⁻¹]	2.67×10^{-3}	6.55×10^{-4}	2.67×10^{-3}	6.55×10^{-4}
L_0 [A (Pa m) ⁻¹]	7.71×10^{-10}	7.71×10^{-10}	4.79×10^{-9}	4.79×10^{-9}
v_p [m/s]	2509	2089	2509	2089
v_s [m/s]	1271	1329	1271	1329

Tabla 3.1: Propiedades del subsuelo obtenidas utilizando el modelo de rocas expuesto en la Sección 2. La capa 1 corresponde a la totalmente saturada con agua y la capa 2 a la de saturación parcial.

Con esto vemos que, como esperábamos, al introducir las modificaciones en el cálculo de las velocidades y los demás parámetros calculados como la conductividad eléctrica o el coeficiente de acoplamiento electrocinético, obtenemos resultados virtualmente iguales al código original al considerar distribuciones simples y no graduales de fluidos porales. En los próximos capítulos utilizaremos el código modificado para analizar situaciones más complejas de saturación.

Capítulo 4

Análisis de Casos y Resultados

En este Capítulo mostramos los resultados obtenidos al modelar las firmas sismoeléctricas de distintos medios parcialmente saturados con distribuciones de fluidos de complejidad creciente. Esto nos permite estudiar si el método sismoeléctrico es sensible a variaciones de saturación de fluidos resultantes de modelos de flujo bifásico. En la primera sección realizamos un análisis de la respuesta sismoeléctrica para medios con campos de saturación 1D, donde la variabilidad de saturación puede describirse como un gradiente lineal. En la segunda sección estudiamos el derrame de un contaminante para distintos períodos de infiltración a partir del trabajo con campos de saturación bidimensionales.

4.1. Gradientes de saturación 1D

Consideremos un medio de material poroso compuesto por granos de cuarzo, de porosidad $\phi = 0.35$. Las propiedades elásticas del medio seco responden a un parámetro de consolidación $C_s = 15$ que se corresponde a una arenisca consolidada, según el modelo de Pride (ver ecuaciones 2.8 y 2.9). El medio de interés tiene, tal como mostramos en las Figuras 4.1, 4.2 y 4.3, 300 m de espesor y 640 m de ancho. Por encima de la superficie consideramos una capa de aire, necesaria para el correcto funcionamiento de los algoritmos numéricos empleados. En este contexto, analizamos la sensibilidad de la respuesta sismoeléctrica frente a cambios en la saturación del medio poroso con la profundidad. Para esto trabajamos con fluidos efectivos constituidos por agua y aire y variamos sólo la saturación, manteniendo la geometría y tipo de roca fijas. En la tabla 4.1 expresamos los parámetros usados para calcular las propiedades de los fluidos y las rocas de acuerdo a lo expuesto en el Capítulo 2.

Parámetros básicos I			
Parámetro	Valor	Parámetro	Valor
\hat{m}	1.5	K_w [GPa]	2.25
\hat{n}	2.05	η_w [Pa s]	1.0×10^{-3}
ρ_w [kg m ⁻³]	1.0×10^3	ϵ_w [F m ⁻¹]	$80 \epsilon_0$
C_s [-]	15	T [K]	298
$K_{s,ar}$ [GPa]	36	K_{aire} [GPa]	1.4×10^{-4}
$K_{s,qz}$ [GPa]	20.9	η_{aire} [Pa s]	1.8×10^{-5}
$G_{s,ar}$ [GPa]	45	ρ_{aire} [kg m ⁻³]	1.23
$G_{s,qz}$ [GPa]	6.8	K_{CDNA} [GPa]	1.3
$\rho_{s,qz}$ [kg m ⁻³]	2580	η_{CDNA} [Pa s]	1.0×10^{-3}
$\rho_{s,ar}$ [kg m ⁻³]	2600	ρ_{CDNA} [kg m ⁻³]	1.4

Tabla 4.1: Parámetros básicos que caracterizan las propiedades de las rocas y los fluidos usados en todos los modelos.

Para investigar el medio utilizamos una fuente sísmica compresional pura asociada a una ondícula de tipo Ricker, de frecuencia central $f_0 = 120$ Hz. La fuente se encuentra ubicada en el centro del espacio respecto a su ancho y a 200 m de profundidad, sin contemplar la altura de la capa de aire. Para realizar el estudio consideramos 51 receptores equiespaciados 4 m en superficie, con el primero posicionado a -100 m y colocamos en un pozo posicionado a -40 m, otros receptores equiespaciados 5 m distribuidos verticalmente en todo el dominio. En las tablas 4.2, 4.3 y 4.5 indicamos aquellas propiedades que son representativas del medio como la porosidad, el factor de calidad, la salinidad y la saturación de agua de cada región del subsuelo. Por otro lado, en la tabla 4.1 detallamos aquellos parámetros que utilizamos para describir las propiedades de las rocas y fluidos comunes a todos los modelos que describiremos en este Capítulo. Podemos observar en las Figuras 4.1, 4.2 y 4.3 y en las tablas 4.2, 4.3 y 4.5 que caracterizan a los tres (3) modelos de suelo que analizaremos posteriormente, que tienen la misma geometría y matriz rocosa pero difieren en la saturación de los fluidos para considerar el potencial del método frente a cambios de saturación en el mismo espacio rocoso. Buscamos determinar si el método es sensible frente a cambios graduales de saturación. Para esto los tres modelos tendrán la primer capa totalmente saturada con agua de un espesor de 130 m y sus diferencias estarán centradas en cómo se da el paso de esta capa a otra parcialmente saturada con agua y aire. El análisis entonces está basado en una comparación entre los tres modelos propuestos haciendo énfasis en las diferencias y similitudes encontradas en sus respuestas sísmicas y electromagnéticas.

Describiremos brevemente las características de tres modelos de suelo, que se

diferencian por sus perfiles de saturación en profundidad. Luego de su descripción, analizaremos los resultados de la respuesta sísmica y sismoeléctrica asociada a cada caso. El análisis de estas firmas nos permitirá estudiar la sensibilidad de estos métodos a las variaciones del saturación.

Modelo 1

En el Modelo 1 simulamos un medio que consiste en una capa totalmente saturada con agua de un espesor de 130 m y debajo de ella otra de 170 m de espesor, conteniendo agua y aire con una saturación de agua de $S_w = 0.5$ (Fig. 4.1, tabla 4.2). Es importante resaltar que en este modelo el salto de saturación entre las capas saturada y parcialmente saturada es abrupto. Este tipo de distribución, aunque es poco realista, sirve como referencia para analizar si los métodos sísmicos y sismoeléctricos pueden detectar variaciones de saturación transicionales, como las simuladas en los Modelos 2 y 3 (debajo).

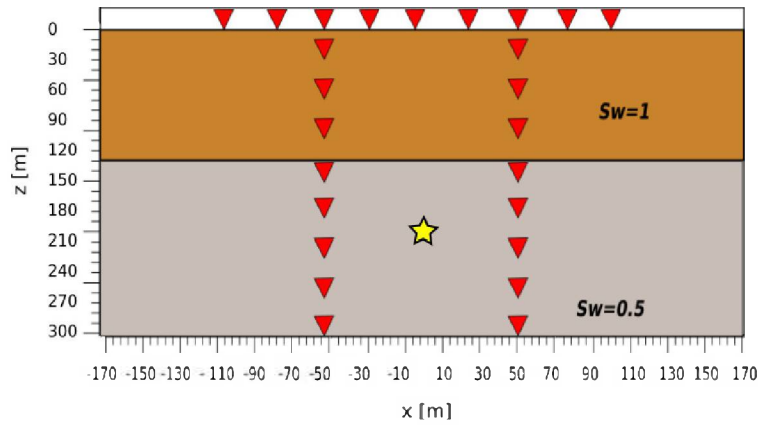


Figura 4.1: Geometría y saturaciones del Modelo 1.

Parámetros básicos II		
Parámetro	Capa 1	Capa 2
ϕ [-]	0.35	0.35
Q [-]	500	500
C_0 [mol l ⁻³]	2×10^{-3}	2×10^{-3}
S_w [-]	1	0.5
Espesor [m]	130	170

Tabla 4.2: Parámetros básicos del Modelo 1

En la tabla 4.2 expresamos los parámetros del Modelo 1, que fue estudiado en detalle en la Sección 3, al realizar la validación del código modificado. Los valores

obtenidos para las velocidades de propagación de las ondas sísmicas v_p y v_s , el coeficiente de acoplamiento electrocinético y la conductividad eléctrica para este caso, utilizando el modelo de rocas expuesto en la Sección 2, las expresamos anteriormente, en la tabla 3.1.

Modelo 2

En el Modelo 2 proponemos un contraste de saturación de agua entre las capas de igual valor que en el Modelo 1 pero introducimos un gradiente lineal de saturación entre los valores $S_w = 1$ y $S_w = 0.5$ en una región de 40 m de espesor. El modelo, tal como mostramos en la Figura 4.2 y en la tabla 4.3, consiste en una capa de 130 m totalmente saturada con agua, una capa de 130 m de espesor que contiene aire y agua con una saturación de $S_w = 0.5$ y entre ellas una región gradiente que tiene un espesor de 40 m. La comparación del Modelo 2 con el Modelo 1, de saturación binaria, nos permite observar si los métodos sísmicos y sismoelectrónicos son apropiados para detectar una transición suave o, por el contrario, la evidencian como abrupta.

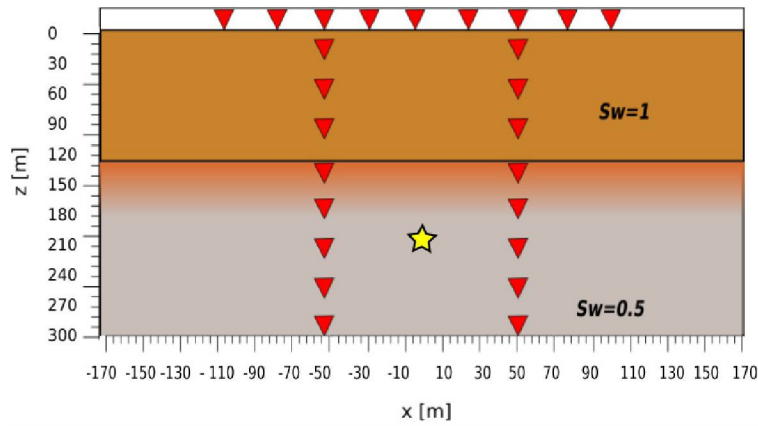


Figura 4.2: Geometría y saturaciones del Modelo 2.

Parámetros básicos III			
Parámetro	Capa 1	Capa 2	Región con gradiente de saturación
ϕ [-]	0.35	0.35	0.35
Q [-]	500	500	500
C_0 [mol l ⁻¹]	2×10^{-3}	2×10^{-3}	2×10^{-3}
$S_w(z)$ [-]	1	0.5	$1 - \left(\frac{0.5}{40m}\right) (z[m]-130 \text{ m}), 130 < z < 170$
Espesor [m]	130	130	40

Tabla 4.3: Parámetros Modelo 2

En la tabla 4.3 describimos los resultados obtenidos al considerar el Modelo 2 utilizando el modelo de rocas expuesto en la Sección 2. Por otro lado, en la tabla 4.4 describimos los parámetros asociados al Modelo 2. En esta tabla la capa 1 corresponde a la totalmente saturada con agua, la capa 2 a la de saturación parcial y en la columna de gradiente de saturación tomamos como referencia los valores obtenidos para una saturación de agua de 0.7. Es importante resaltar que para cada valor de saturación presente en el gradiente obtendremos valores distintos de los parámetros, ya que el cálculo de los mismos depende fuertemente del valor de S_w .

Parámetro	Modelo 2		
	Capa 1	Capa 2	Gradiente($S_w = 0.7$)
σ [S m ⁻¹]	2.66×10^{-3}	6.55×10^{-4}	1.29×10^{-3}
L_0 [A (Pa m) ⁻¹]	7.71×10^{-10}	4.79×10^{-9}	7.9×10^{-9}
v_p [m/s]	2509	2089	2051
v_s [m/s]	1271	1329	1305

Tabla 4.4: Propiedades del subsuelo obtenidas para el Modelo 2 utilizando el modelo de rocas expuesto en la Sección 2.

Modelo 3

En el Modelo 3 consideramos un mayor contraste entre las capas, ya que la saturación de agua de la capa más profunda tiene de un valor más bajo que la de los dos modelos anteriores, en particular $S_w = 0.3$. Esto nos lleva a tener, al considerar la misma geometría que en los modelos previos, un gradiente lineal de saturación más pronunciado entre los valores $S_w = 1$ y $S_w = 0.3$ (ver tabla 4.5). Luego, este modelo consiste en una capa de 130 m espesor totalmente saturada con agua, una capa de 130 m de espesor de aire y agua con una saturación de $S_w = 0.3$ y entre ellas una región gradiente que tiene un espesor de 40 m, como ilustramos en la Figura 4.3.

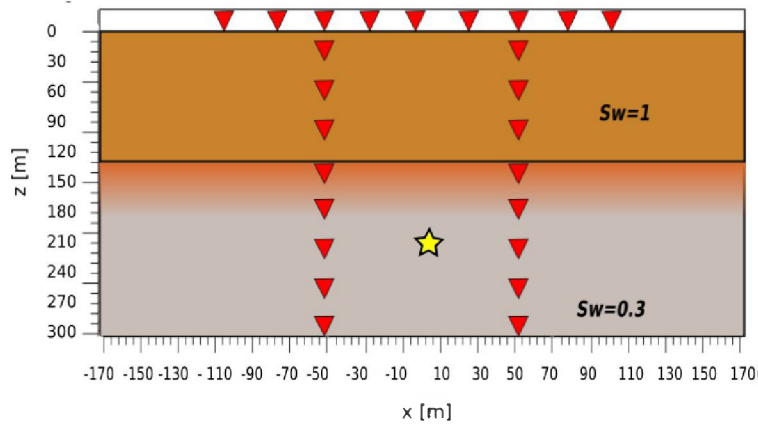


Figura 4.3: Geometría y saturaciones del Modelo 3

Parámetros básicos IV			
Parámetro	Capa 1	Capa 2	Región con gradiente de saturación
ϕ [-]	0.35	0.35	0.35
Q [-]	500	500	500
C_0 [mol l ⁻³]	2×10^{-3}	2×10^{-3}	2×10^{-3}
$S_w(z)$ [-]	1	0.5	$1 - \left(\frac{0.7}{40m}\right) (z[m]-130 \text{ m}), 130 < z < 170$
Espesor [m]	130	130	40

Tabla 4.5: Parámetros Modelo 3

En la tabla 4.6 exponemos los resultados obtenidos respecto a las propiedades del subsuelo utilizando el modelo de rocas expuesto en la Sección 2.

Parámetro	Modelo 3		
	Capa 1	Capa 2	Gradiente($S_w = 0.335$)
σ [S m ⁻¹]	2.66×10^{-3}	2.39×10^{-4}	3.11×10^{-4}
L_0 [A (Pa m) ⁻¹]	7.71×10^{-10}	1.9×10^{-9}	2.46×10^{-9}
v_p [m/s]	2509	2129	2122
v_s [m/s]	1271	1355	1350

Tabla 4.6: Propiedades del subsuelo obtenidas para el Modelo 3 utilizando el modelo de rocas expuesto en la Sección 2.

En la tabla 4.5, la capa 1 corresponde a la totalmente saturada con agua, la capa 2 a la de saturación parcial y en la columna de gradiente de saturación tomamos como referencia los valores obtenidos para una saturación de agua de $S_w = 0.335$. Es importante volver a resaltar que para cada valor de saturación presente en el gradiente obtenemos valores distintos de los parámetros.

4.1.1. Análisis

Exponemos aquí las diferencias entre las respuestas sísmicas y electromagnéticas de los Modelos 1, 2, y 3 para ver qué tan sensibles son al cambio de saturación y qué información podemos obtener de ambas. Esto nos brinda una primera aproximación del comportamiento que podemos llegar a encontrar en trazas individuales, donde vamos a analizar más detalladamente el rol de la respuesta electromagnética del medio, en particular, de la respuesta de interfase.

En la Figura 4.4 comparamos las aceleraciones y campos eléctricos registrados en profundidad en el pozo 1 para los tres modelos descritos, considerando nuevamente una fuente a 200 m de profundidad. Las ondas viajan desde la fuente por el

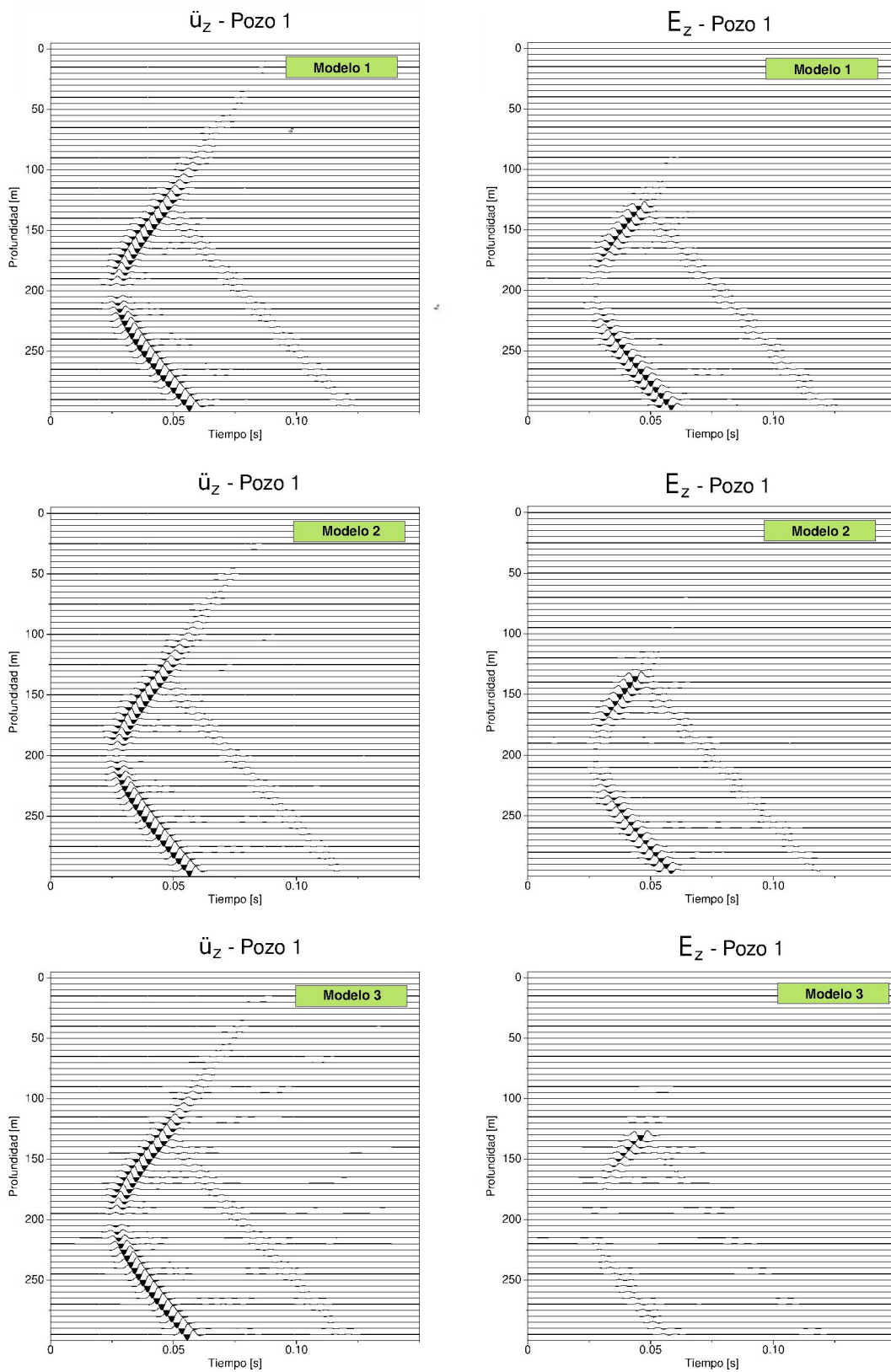


Figura 4.4: Trazas de aceleración (a izquierda) y campo eléctrico (a derecha) en el pozo 1, ubicado a -40 m del centro del dominio para el Modelo 1, Modelo 2 y Modelo 3.

medio parcialmente saturado, propagándose a través de la interfase de abajo hacia arriba. Observamos una reflexión producida en la interfase a 130 m en los gráficos de aceleración de todos los modelos (paneles a izquierda). Estos resultados nos confirman la sensibilidad de la respuesta sísmica frente a cambios abruptos en la saturación, ya que, en este límite pasamos de un medio totalmente saturado con agua a uno saturado con agua y aire. Además, podemos ver un cambio de pendiente en la recta a esta misma profundidad, que muestra un aumento en la velocidad de propagación, es decir, un cambio en las propiedades del medio por donde viaja la onda.

Respecto al campo eléctrico (ver Fig. 4.4 paneles a derecha), notamos una reflexión a la misma profundidad que aquella que se da en los gráficos de aceleración. Es decir que se corresponden la señal cosísmica con la sísmica, y por lo tanto, el campo cosísmico tiene una apariencia similar a los arribos de ondas sísmicas. Además, visualizamos en el gráfico correspondiente al Modelo 3 (ver Fig 4.4, panel a derecha) que hay un aumento notable de amplitud en el campo cosísmico en la región donde se encuentra el gradiente de saturación, es decir, en las profundidades entre 130 m y 170 m. Esto no puede apreciarse en la respuesta sísmica correspondiente (panel a izquierda); por lo que a simple vista, es decir, sin utilizar procesamiento, el campo eléctrico puede brindarnos información sobre la localización de zonas de saturación no homogénea. No observamos en estas trazas la respuesta de interfase, que tendrá tiempos de arribo prácticamente simultáneos para todos los receptores, es decir, que debería verse como una señal vertical en el tiempo en que arriba la onda sísmica al límite entre las dos capas. Esto se debe a que la escala empleada para graficar la salida de modo tal que pueda apreciarse claramente el campo cosísmico no permite que la respuesta de interfase tenga la amplitud suficiente para ser observada (como sí puede verse, por ejemplo, en los gráficos de superficie de la Sección 3, en la Fig. 3.4). Podemos usar este tipo de conversión para localizar contrastes en las propiedades eléctricas del subsuelo si logramos verla detalladamente en el análisis de las trazas individuales.

Para estudiar precisamente la respuesta de interfase, tomamos la traza individual del campo eléctrico para cada uno de los modelos correspondiente a un receptor a 50 m de profundidad en el pozo ubicado a -40 m del centro del dominio, donde esperamos tener información de la señal cosísmica y de la respuesta de interfase que no pudimos notar en la Figura 4.4. La respuesta cosísmica estará a tiempos posteriores que la respuesta de interfase, ya que su velocidad es mucho menor. Es importante destacar que la elección del receptor estuvo condicionada por la búsqueda de alguno que esté a una distancia considerable de la fuente, de modo tal que la respuesta de interfase y el campo cosísmico estén lo suficientemente alejados para poder interpretarlos de manera separada. En receptores más cercanos a la fuente, la amplitud mucho mayor del campo cosísmico enmascara la respuesta de interfase y no permite una visualización clara de esta señal.

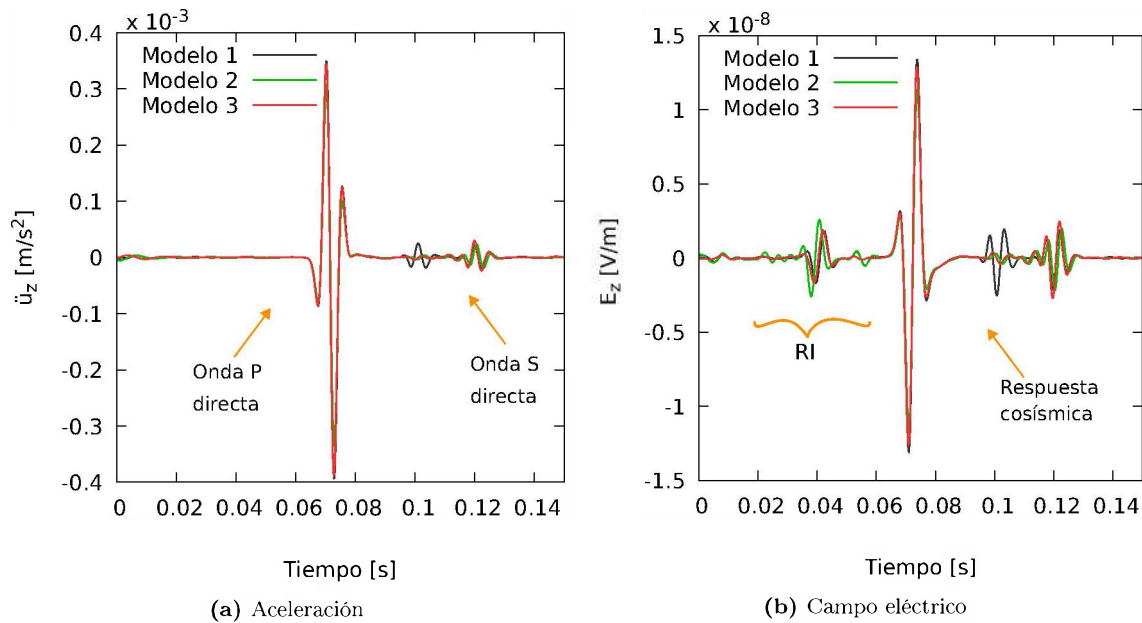


Figura 4.5: Aceleración y campo eléctrico en la componente z de un receptor ubicado en el pozo 1 ($x=-40$ m) a una profundidad de 50 m, para el Modelo 1, Modelo 2 y Modelo 3.

Al comparar la aceleración con el campo eléctrico, podemos ver que la primera no es sensible al gradiente de saturación modelado. Con la respuesta sísmica no podemos diferenciar el Modelo 2 del Modelo 3 que tienen distintas saturaciones en la segunda capa, y por lo tanto, distintos gradientes de saturación en la región comprendida entre 130 m y 170 m de profundidad. Al observar el arribo directo de la onda S (ver Fig. 4.5a) notamos una diferencia en el tiempo de arribo del Modelo 1 (traza gris) respecto al del Modelo 2 (traza verde) y Modelo 3 (traza roja) que arriban a simple vista simultáneamente. Sin embargo, la diferencia es poco significativa, ya que dentro de este rango de saturaciones no hay mucha variación en las velocidades de propagación de las ondas en un medio compuesto por la misma matriz rocosa. En este sentido, la respuesta sísmica es sensible a una interfase que separa dos valores contrastantes de saturación de un fluido pero no es apropiada para visualizar cambios graduales ni detectar las diferencias entre distintos gradientes de saturación.

Al observar el campo eléctrico, al mismo tiempo que la señal sísmica, notamos el correspondiente arribo cosísmico con una amplitud mayor a la respuesta de interfase. Este campo se comporta de forma similar a la sísmica aunque difieren morfológicamente (p. ej. en la Figura 4.5b tiene un aspecto invertido respecto a la respuesta sísmica), ya que su origen tiene que ver con el movimiento del fluido (derivada del desplazamiento del fluido) y no con el movimiento de la matriz, como el caso sísmico. La respuesta de interfase tiene una amplitud menor pero es útil para obtener información acerca de la región donde hay un gradiente de saturación (ver *RI*). Haciendo un recorte temporal podemos ver más detalladamente la respuesta de interfase, que nos interesa particularmente para analizar la sensibilidad de la misma frente al paso de las ondas por un gradiente de saturación en el subsuelo.

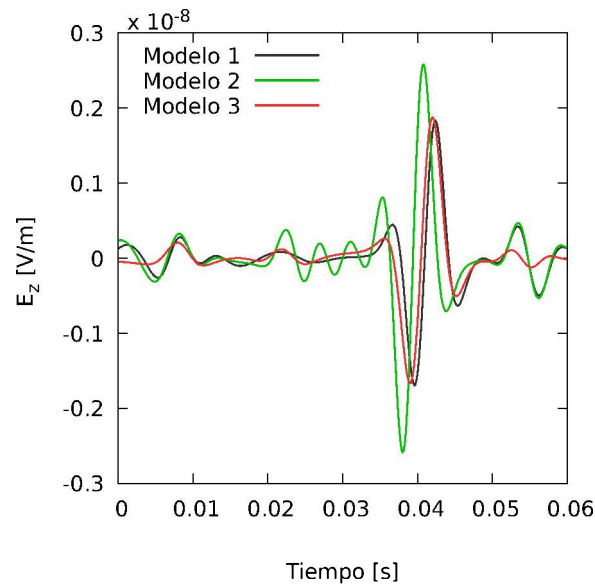


Figura 4.6: Respuesta de interfase de la componente z del Modelo 1, Modelo 2 y Modelo 3. El receptor está ubicado a 50 m de profundidad en el pozo 1, posicionado a -40 m del centro del dominio.

Observamos en la Figura 4.6 que el campo eléctrico sí es sensible frente a la incorporación del gradiente de saturación en la respuesta de interfase. Al comparar el Modelo 1 con el Modelo 2, notamos que la interfase se produce antes para el Modelo 2, es decir que se detecta un cambio en las propiedades del medio en algún lugar del gradiente antes que en el techo del mismo. Esto podría deberse a que se apilen los efectos del cambio de saturación a una cierta profundidad o que el método fuera sensible a partir de cierto valor de saturación presente en el gradiente. Además, observamos una mayor amplitud de la RI para el Modelo 2. Es importante recordar que un cambio de saturación (ver p. ej. la tabla 3.1) produce cambios en las velocidades de propagación de las ondas, y por lo tanto, en los tiempos de arribo. Podemos observar que la respuesta asociada al Modelo 3 posee un arribo a un tiempo anterior a la del Modelo 1 y posterior a la del Modelo 2. Esto es esperable, ya que el gradiente existe pero es más abrupto dado que la saturación varía entre 1 y 0.3. Sin embargo, en un contexto de datos reales donde hay ruido, sería difícil diferenciar la RI del Modelo 1 y el Modelo 3. Esto evidencia que para cambios de saturación abruptos, un modelo binario podría ser representativo de la RI . Esto no significa que los registros sean idénticos para todas las velocidades, como puede ser concluido al comparar los paneles superior derecho e inferior derecho de la Figura 4.4.

El análisis de estos casos nos permite concluir que, a pesar de que el primer arribo de las ondas sísmicas parece no ser sensible a los cambios de saturación, la respuesta sismoeléctrica en general, y la RI en particular, sí son sensibles a los mismos. Estos resultados son alentadores, ya que indican que la sismoeléctrica posee información que la sísmica no puede brindarnos en ciertos contextos. Resaltamos además que no observamos diferencias significativas entre la componente x y la componente z por lo que realizamos el análisis en la componente z , sin pérdida de

generalidad.

4.2. Infiltración de contaminantes

Como segundo caso de estudio, consideramos el derrame de un contaminante denso no acuoso (CDNA) en un medio inicialmente saturado con agua. Es importante resaltar que este tipo de contaminantes es más denso que el agua e inmisible con ella. El modelo consiste en un medio poroso saturado con agua de 150 m de espesor y 320 m de ancho más una capa de aire de 10 m en el que se derrama un CDNA a tasa constante desde la superficie. Simulamos este proceso con el código de flujo bifásico descrito en las secciones previas (Sección 3), asumiendo una presión constante en el borde inferior del dominio y condiciones de flujo nulo en los bordes derecho, izquierdo y superior, con la excepción de la zona central del borde superior del medio. En esta última se inyecta un CDNA con una tasa de inyección constante e igual a $q_n = 1.11 \times 10^{-5}$ m/s. El CDNA está caracterizado por una viscosidad $\eta_{CDNA} = 0.001$ Pa·s, una densidad $\rho_{CDNA} = 1400$ Kg/m³ y un módulo de incompresibilidad $K_{CDNA} = 1.3$ GPa (ver tabla 4.1). A su vez, asumimos que el medio posee una porosidad $\phi = 0.2$; una permeabilidad $\kappa = 0.1$ Darcy; permeabilidades relativas y presiones capilares que responden al modelo de Brooks y Corey con parámetros $\lambda_{BC} = 2$ y $p_d = 1450$ Pa. La fuente sísmica, totalmente compresional, se ubica a 75 m de profundidad y en la posición -75 m en x y se caracteriza por una ondícula de Ricker de frecuencia central $f_0 = 120$ Hz. Analizamos la evolución del contaminante en el tiempo y en el espacio considerando distintos períodos desde el inicio de la infiltración, comparando sus respuestas sísmicas y electromagnéticas con las de la situación inicial donde aún no hay contaminante, es decir, con un medio totalmente saturado con agua. En particular consideramos intervalos de 50 días, de 100 días y de 200 días.

En la Figura 4.7 mostramos los campos de saturación obtenidos a partir de la resolución de las ecuaciones de flujo bifásico para la infiltración de CDNA en un acuífero considerando fuerzas gravitacionales. En el caso sin contaminante (Fig. 4.7a) incluimos la ubicación de la fuente y de los receptores modelados que también será la misma para los distintos períodos de infiltración. Para estudiar la respuesta sismoeléctrica de estos campos de saturación vamos a utilizar la información de los receptores en superficie. En color verde señalamos la ubicación del receptor posicionado a 90 m, aquel que usaremos para el análisis de las trazas individuales debido a que la onda, al llegar a ese receptor, ha atravesado totalmente la zona afectada por el contaminante. Es importante resaltar que observamos analogías marcadas en el comportamiento en la componente x y en la componente z del campo sísmico y del eléctrico; por lo tanto, mostraremos el análisis en una única componente sin pérdida de generalidad. Teniendo en cuenta la información de todas las trazas en superficie, las respuestas eléctricas y sísmicas están ilustradas en los paneles de la Figura 4.8. En la Figura 4.8 observamos que la respuesta sísmica para todos los períodos de infiltración es muy similar. Notamos únicamente un cambio en las pendientes de las curvas, que resultan más pronunciadas a medida que avanza el contaminante, es de-

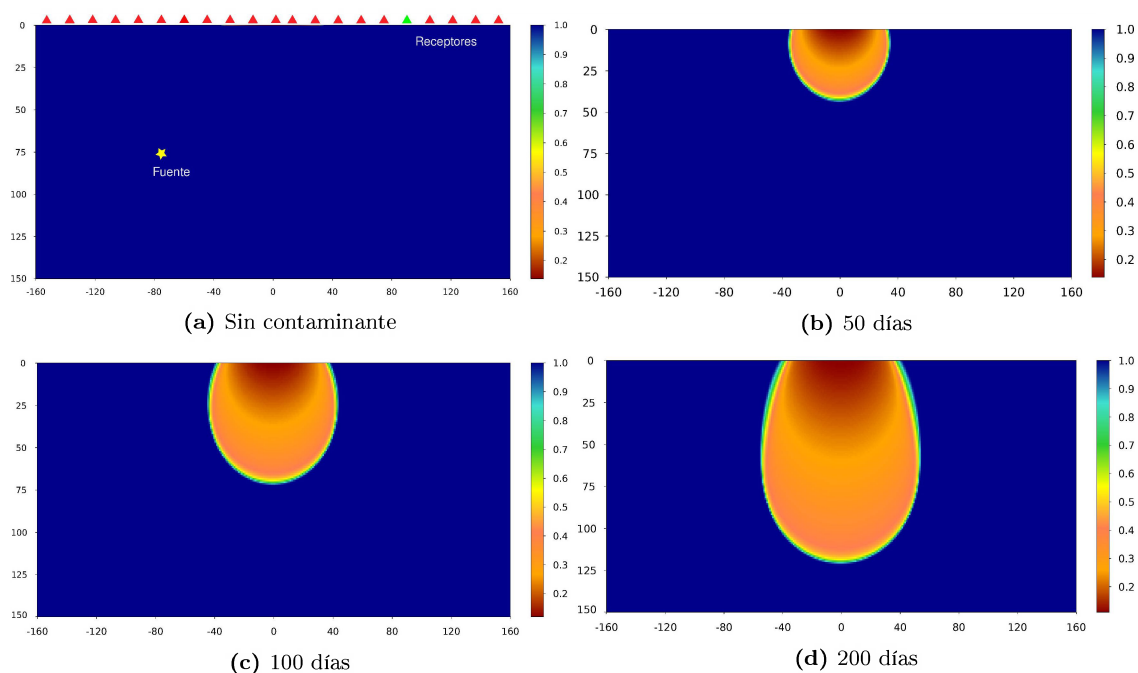


Figura 4.7: Campos de saturación de agua para un acuífero (a) sin contaminante, y con contaminante para los períodos de infiltración de (b) 50 días, (c) 100 días y (d) 200 días. Para el caso sin contaminante ilustramos también la ubicación de la fuente, receptores y destacamos el receptor utilizado para el análisis ubicado a un offset de 90 m en superficie.

cir, a medida que aumenta la saturación de CDNA. Sin embargo, no podemos inferir la región donde se ubicaría el contaminante. Es interesante destacar que en el caso del campo cosísmico, señalado en las trazas para los períodos de 50, 100 y 200 días, notamos una región del campo de mayor amplitud que coincide con la ubicación de la infiltración. No observamos un comportamiento similar para el caso sin contaminante, donde el campo sísmico y cosísmico se corresponden en amplitudes relativas. De la observación directa podemos expresar que tienen la misma morfología la respuesta sísmica de un acuífero totalmente saturado con agua que uno donde hay un derrame de contaminante con una superficie considerable, por ejemplo el de 100 días. La señal sísmica requeriría entonces un procesamiento posterior para una posible detección de la anomalía. Como mencionamos, estamos interesados en detallar cómo se comporta el campo eléctrico y cómo las distintas distribuciones de saturación lo modifican, en particular en la región donde tiene presencia el derrame de CDNA. En este sentido, notamos que para un medio homogéneo saturado con agua, como era de esperar, la respuesta eléctrica coincide con la sísmica porque no hay una zona donde haya cambios de propiedades de los fluidos. Como mencionamos en el párrafo anterior, el campo eléctrico tiene una amplitud mucho mayor en la zona donde hay presencia de contaminante que en aquella donde sólo hay agua para los períodos de 50, 100 y 200 días. Esto es consecuencia de la diferencia de resistividad entre ambos fluidos, ya que el CDNA es más resistivo que el agua. Además, la región de mayor amplitud es cada vez más ancha en concordancia con la superficie que ocupa el derrame. Esto se traduce en que este método permite tener una dimensión de la región

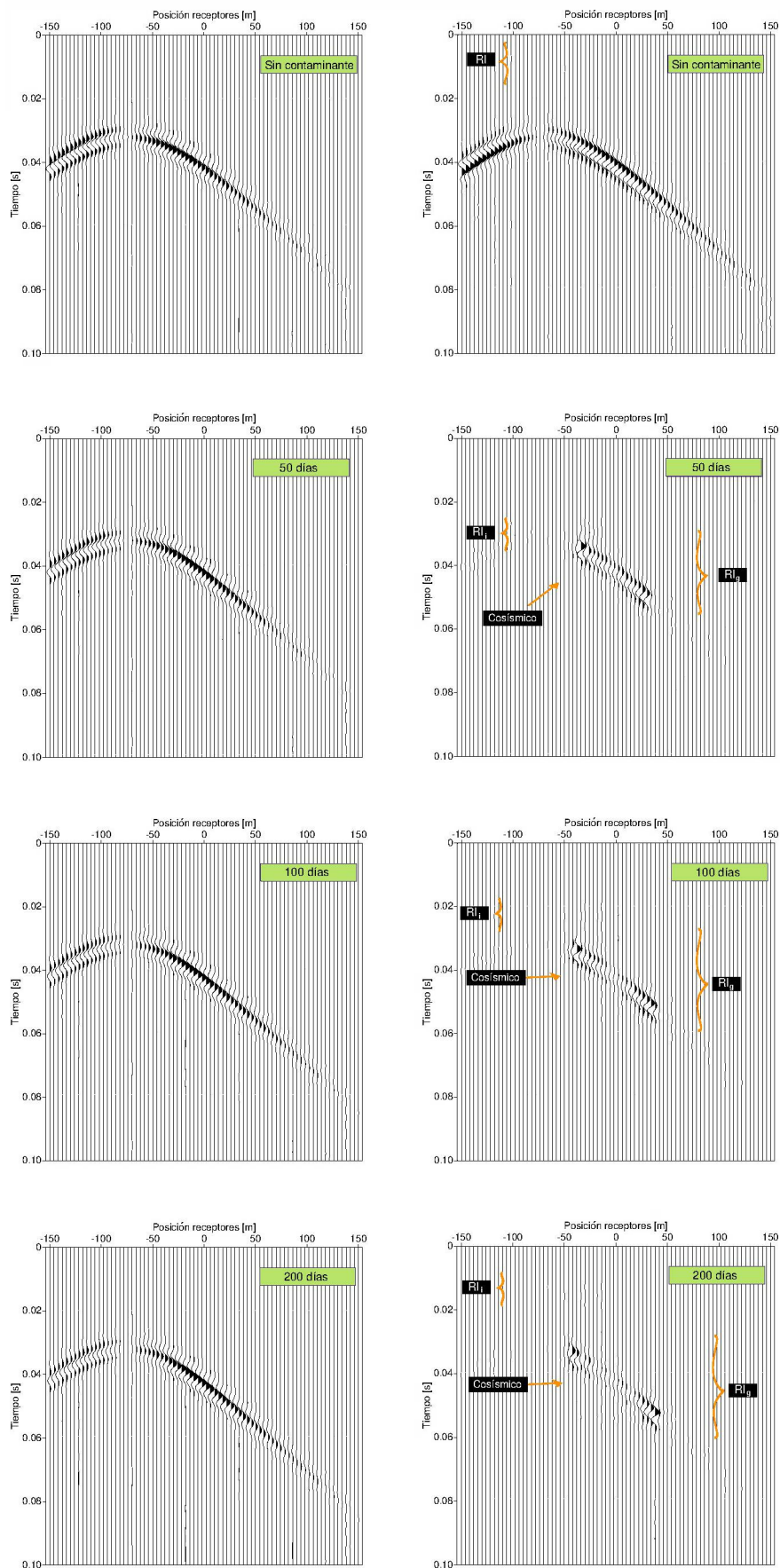


Figura 4.8: A la izquierda las trazas en superficie de las respuestas sísmicas para cada modelo con distinto período de infiltración. A la derecha, sus correspondientes campos eléctricos.

contaminada al estudiar su campo eléctrico de una forma no invasiva (a excepción de la colocación de la fuente). Si volvemos a observar la Figura 4.7 podemos notar que coincide la región de mayor amplitud del campo eléctrico con la dimensión que tiene la región contaminada con CDNA.

En este análisis notamos algunas diferencias del campo cosísmico con el correspondiente sísmico. No obstante, las respuestas de interfase que pueden apreciarse en estos gráficos nos brindan aún más información acerca del derrame de CDNA. Ya mencionamos que, debido a su velocidad de propagación, esperamos ver la respuesta de interfase como una línea horizontal en el registro donde consideramos todos los receptores, sin embargo, sus amplitudes son pequeñas en comparación con el campo cosísmico, como puede apreciarse en la Figura 4.8. Por esta razón será necesario el estudio de trazas individuales del campo eléctrico que realizaremos posteriormente.

En la Figura 4.8 señalamos la respuesta de interfase para el modelo sin contaminante, correspondiente a la interfase agua-aire (RI) y dos grupos de respuestas de interfase para los períodos de 50 días, 100 días y 200 días: (i) la etiqueta RI_i se corresponde a aquellas RI que se dan cuando la onda sísmica impacta en los bordes de la infiltración del CDNA; y (ii) la denominada aquí RI_g que asociamos a un grupo de respuestas de interfase que ocurren dentro del lóbulo de infiltración de CDNA, donde la saturación tiene variaciones. Realizamos esta separación debido a las diferencias significativas en los tiempos a los que se producen ambos grupos de RI , lo que indica que podrían tener diferentes causas. Para analizar en detalle los campos sísmico y cosísmico y poder estudiar específicamente las respuestas de interfase utilizaremos trazas individuales, correspondientes en todos los casos al receptor ubicado a una distancia de 90 m del centro de la región ($x = 90$ m). Esta elección nos asegura que la onda ha recorrido toda la región contaminada a partir de su generación en la fuente para todos los períodos de infiltración, debido a que el ancho máximo de la zona (dado a los 200 días) no llega a extenderse hasta ese receptor.

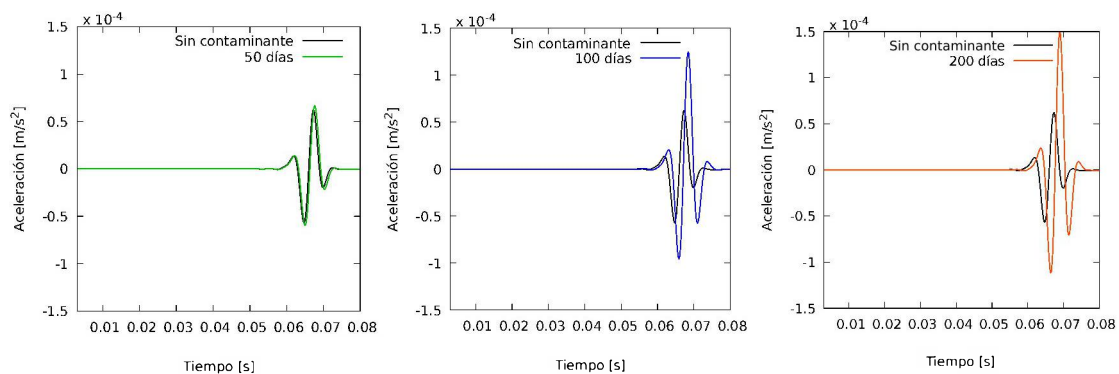


Figura 4.9: Aceleración correspondiente a un receptor ubicado en la posición de 90 m en superficie.

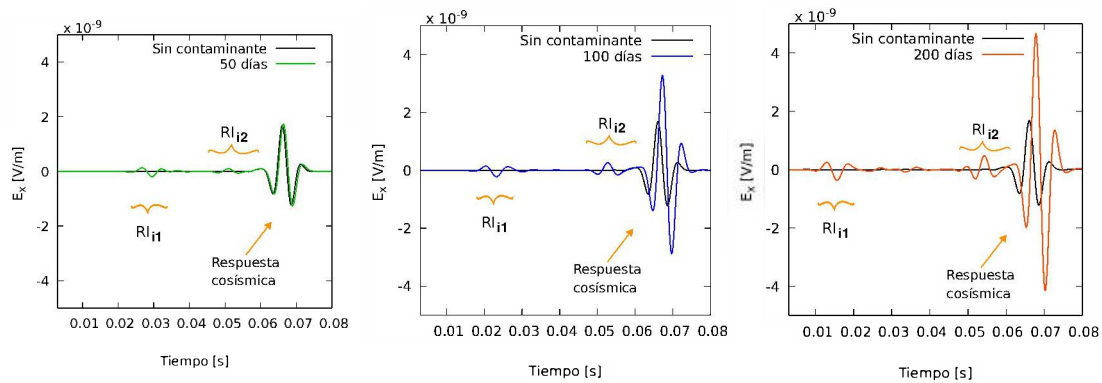


Figura 4.10: Campo eléctrico correspondiente a un receptor ubicado en la posición de 90 m en superficie.

En la Figura 4.9 mostramos la aceleración correspondiente a un receptor ubicado en la posición de 90 m en superficie para todos los períodos de infiltración en comparación al modelo sin contaminante. Usar este modelo como referencia nos permite un análisis más claro. Notamos que al pasar 50 días del derrame (traza verde) la respuesta sísmica prácticamente no difiere de la correspondiente al acuífero sin contaminante (traza negra). Para los períodos de infiltración de 100 días (traza azul) y de 200 días (traza roja) notamos diferencias en amplitud y en tiempo de viaje. Esto se debe a que las velocidades de propagación son diferentes al considerar distintos fluidos que saturan la roca y el efecto del CDNA es más notable. Esta observación refleja el análisis previo; la sísmica detecta el cambio promedio de saturación del medio, pero en principio no puede dar cuenta de la extensión de la infiltración ni del gradiente de saturación asociado. Por otro lado, la respuesta eléctrica del medio en este mismo receptor, es decir en $x = 90$, se encuentra ilustrada en la Figura 4.10. Observamos que el campo cosísmico expuesto en la Figura 4.10 se corresponde con el sísmico, presentando también diferencias de amplitud y leves diferencias en los tiempos de arribo. Además tenemos una primera visualización de las respuestas de interfase en el campo eléctrico, señaladas en la misma figura. Observamos en estas señales diferencias notorias en amplitud y en los tiempos en que se producen en cada modelo. Distinguimos claramente dos respuestas de interfase: la primera está relacionada al momento en que el medio deja de estar totalmente saturado con agua convirtiéndose en un medio con cierta proporción de agua y CDNA y la segunda está asociada a la transición inversa. Notamos que el tiempo al que se produce la primera respuesta de interfase para todos los períodos coincide con el tiempo señalado en las etiquetas R_i en la Figura 4.8. Es por esto que asociamos esa primera respuesta a la instancia en que la onda arriba desde la fuente al borde de la infiltración. Para estudiar con mayor detalle las respuestas de interfase realizamos un recorte temporal del campo eléctrico que permita una visualización aislada del campo cosísmico.

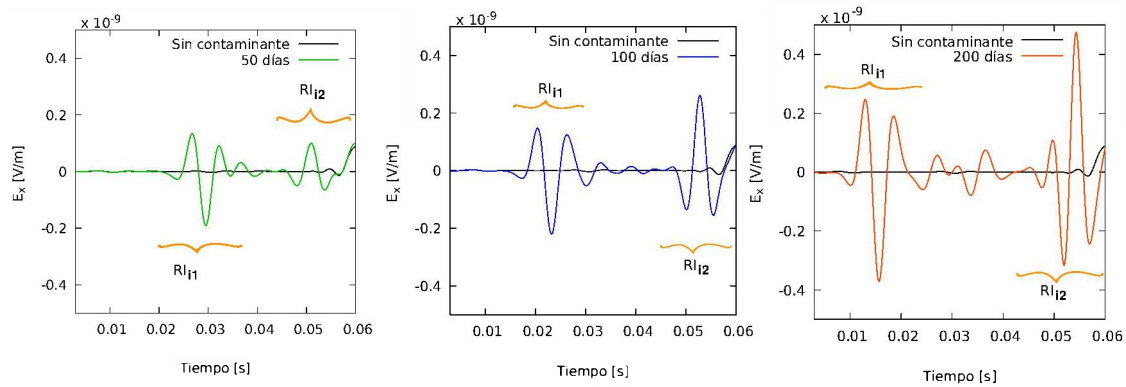


Figura 4.11: Respuesta de interfase correspondiente a un receptor ubicado en la posición de 90 m en superficie.

En la Figura 4.11 exponemos las respuestas de interfase para los períodos de infiltración de 50 días (traza verde), 100 días (traza azul) y 200 días (traza roja) en función del tiempo y en comparación con el modelo sin contaminante (traza negra), que utilizaremos como referencia. Además señalamos las respuestas de interfase dadas en el borde de la infiltración con las etiquetas mencionadas anteriormente; RI_{i1} es aquella que se produce en la interfase agua-CDNA y RI_{i2} aquella que ocurre cuando la onda atraviesa toda la infiltración, volviendo a propagarse en un medio totalmente saturado con agua. Notamos que las respuestas de interfase para todos los períodos se caracterizan por tener una diferencia de polaridad, presentando la primera (RI_{i1}) una polaridad negativa y la segunda (RI_{i2}) una polaridad positiva. Esto se relaciona con el paso de un medio menos resistivo a uno más resistivo en el primer caso y muestra un comportamiento inverso en el segundo. Las amplitudes de las respuestas de interfase son mayores para los período de infiltración más largos, es decir, a medida que avanza el contaminante el campo eléctrico crece en amplitud debido a una mayor presencia del fluido más resistivo. También podemos ver una relación entre la superficie que ocupa el derrame y la distancia temporal a la que se suceden las dos respuestas de interfase agua-contaminante (que se corresponde con lo expuesto respecto a RI_i en la Fig. 4.8) y contaminante-agua. Notamos que en el período de infiltración de 50 días están a una distancia temporal mucho menor que en los períodos de infiltración de 100 y 200 días, es decir, las respuestas de interfase RI_{i1} y RI_{i2} para el período de 50 días están más cercanas entre sí que para el período de 200 días. Esto ocurre porque la onda se propaga en una región más pequeña para períodos de infiltración más chicos y por lo tanto tardará un tiempo mayor en alcanzar la zona contaminada y permanecerá menos tiempo dentro de ella. Con este análisis remarcamos que la respuesta de interfase puede brindarnos una buena aproximación del tamaño del derrame.

A partir de observar el tiempo al que se producen las respuestas de interfase en las Figuras 4.8 y 4.11, exponemos a continuación las Figuras 4.12 y 4.13, donde graficamos tres grupos de instantáneas equiespaciadas en tiempo con $dt = 0.007$ s a tiempos 0.017 s, 0.024 s y 0.031 s. El objetivo es determinar el comportamiento de las ondas sísmicas y electromagnéticas al propagarse por el medio y de esta manera

confirmar si los tiempos observados en las respuestas de interfase se corresponden con la llegada del frente de onda a la interfase agua-CDNA. Las componentes x y z tienen comportamientos similares, por lo que trabajaremos con la componente x sin pérdida de generalidad. Los tiempos fueron elegidos para que puedan apreciarse en el momento adecuado las RI.

En la Figura 4.12 observamos instantáneas de las respuestas sísmicas (panel a izquierda) y sus correspondientes campos eléctricos (panel a derecha) en todo el dominio a un tiempo $t=0.017$ s para el modelo sin contaminante y para los modelos con período de infiltración de 50, 100 y 200 días. El modelo sin contaminante funciona como una referencia para realizar comparaciones. La escala de amplitudes utilizada para las instantáneas de la sísmica y del campo eléctrico es la misma para todos los modelos, de esta forma es posible realizar comparaciones claras a simple vista. Esto también aplica para todas las instantáneas graficadas en la Figura 4.13.

Al comparar el caso sin contaminante con aquellos que tienen una infiltración de CDNA podemos ver diferencias y similitudes tanto en sus respuestas sísmicas como eléctricas. En primer lugar, al observar las instantáneas sísmicas (panel a izquierda), las respuestas parecen ser idénticas en amplitud y morfología. Sin embargo, existen leves cambios en la amplitud, mostrando una amplitud creciente con los días. A pesar de no estar expuestas aquí, un carácter similar exhiben las ondas a los tiempos $t=0.024$ s y $t=0.031$ s. Por tener una tendencia evidente, realizamos el estudio a los tiempos de la Figura 4.12 y Fig. 4.13 sin pérdida de generalidad.

Al analizar los campos eléctricos en la Figura 4.12 (panel a derecha), podemos ver que la respuesta del modelo sin contaminante y la correspondiente a 50 días son idénticas. Esto se debe a que la onda que salió de la fuente aún no ha viajado por la región parcialmente saturada por CDNA a este tiempo de propagación (para verificar el tiempo de la RI, ver Fig. 4.11). Contrariamente notamos que para los períodos de 100 y 200 días desde el inicio de la infiltración de CDNA, el campo eléctrico sufre modificaciones considerables respecto al modelo sin contaminante. El primer cambio que observamos tiene que ver con un aumento de amplitud del campo eléctrico coincidente con la posición a la que se encuentra la infiltración de CDNA, que difiere para los dos tiempos de infiltración. Esta región de mayor amplitud del campo eléctrico es de mayor extensión espacial para el período de 200 días que para el período de 100 días. Este aumento de amplitud del campo eléctrico puede atribuirse al cambio de resistividad en el medio al pasar de una zona saturada con agua de menor resistividad que aquella saturada con agua y CDNA. El segundo cambio que observamos es que el campo eléctrico sufre una reflexión en el borde de la infiltración. Si bien esto es evidente para los períodos de 100 días y 200 días, el de 100 días tiene un carácter más notorio porque el tiempo $t=0.017$ s se corresponde con la máxima amplitud de la respuesta de interfase para este período. Observamos estas RI claramente en las trazas de la Figura 4.11 y se encuentran señaladas con la etiqueta RI_{i1} . De esta manera, comprobamos que las RI observadas en las trazas a menores tiempos para los distintos períodos de infiltración, es decir las RI_{i1} , coinciden con el momento en que la onda ingresa a la zona contaminada y además notamos que en los casos donde es visible (períodos de 100 y 200 días), la

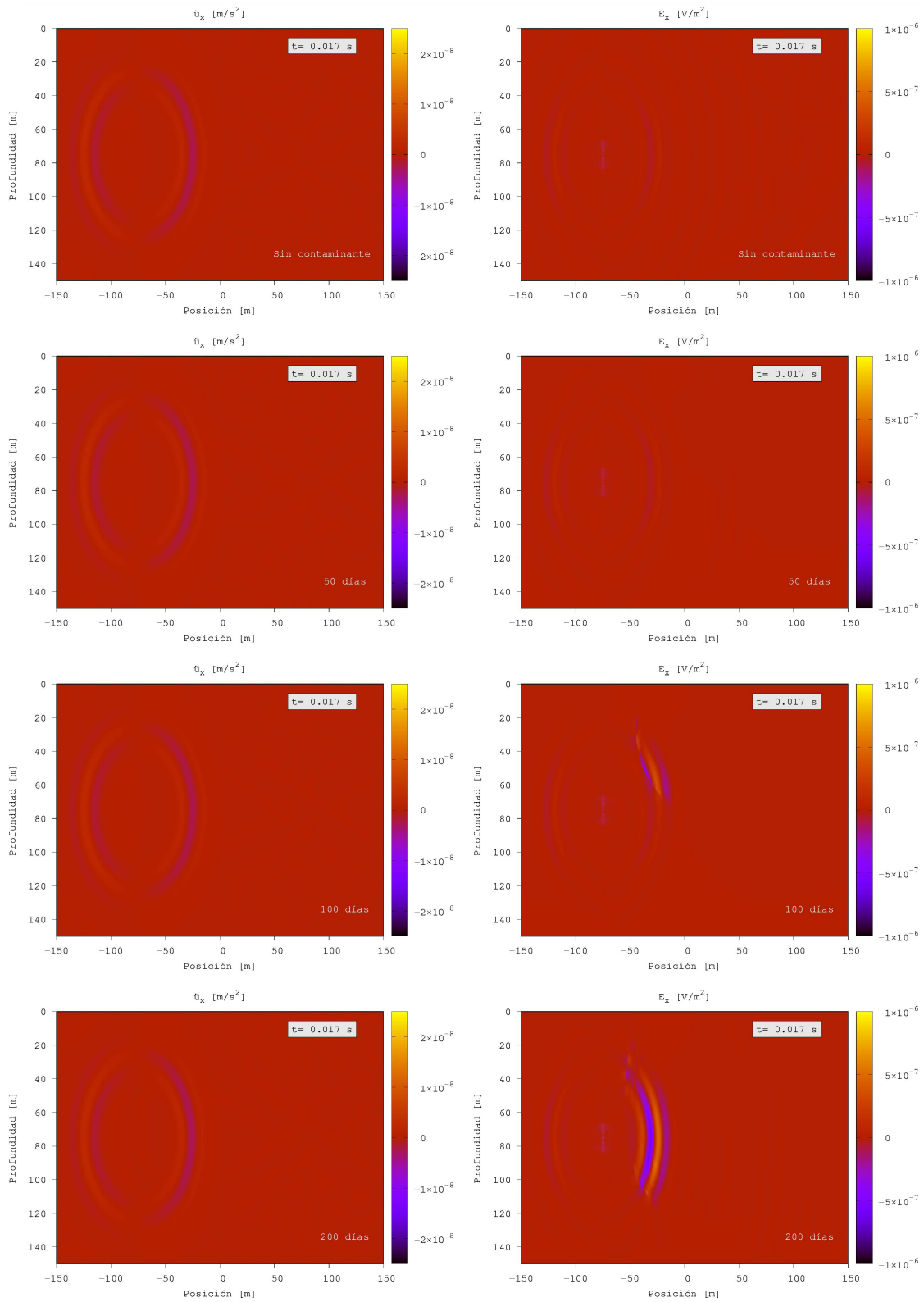


Figura 4.12: A la izquierda las instantáneas de las respuestas sísmicas para el modelo sin contaminante y aquellos período de infiltración de 50, 100 y 200 días. A la derecha, las instantáneas de sus correspondientes campos eléctricos.

forma de la reflexión en la interfase coincide con la geometría del borde del derrame en el espacio (ver Figura 4.7) .

A continuación, en la Figura 4.13, mostramos los resultados obtenidos para las instantáneas de campo eléctrico a los tiempos de $t=0.024$ s (panel a izquierda) y $t=0.031$ s (panel a derecha) para el modelo sin contaminante (que utilizaremos como referencia) y los modelos correspondientes a los períodos de infiltración de 50, 100 y 200 días. La escala de amplitudes en todos los casos es la misma y está expuesta en la barra de colores. El campo eléctrico observado está en función del espacio, para un tiempo fijo en cada caso. Recordamos que el análisis sísmico era redundante debido a que no observamos un comportamiento diferente al expuesto en el panel a izquierda de la Figura 4.12.

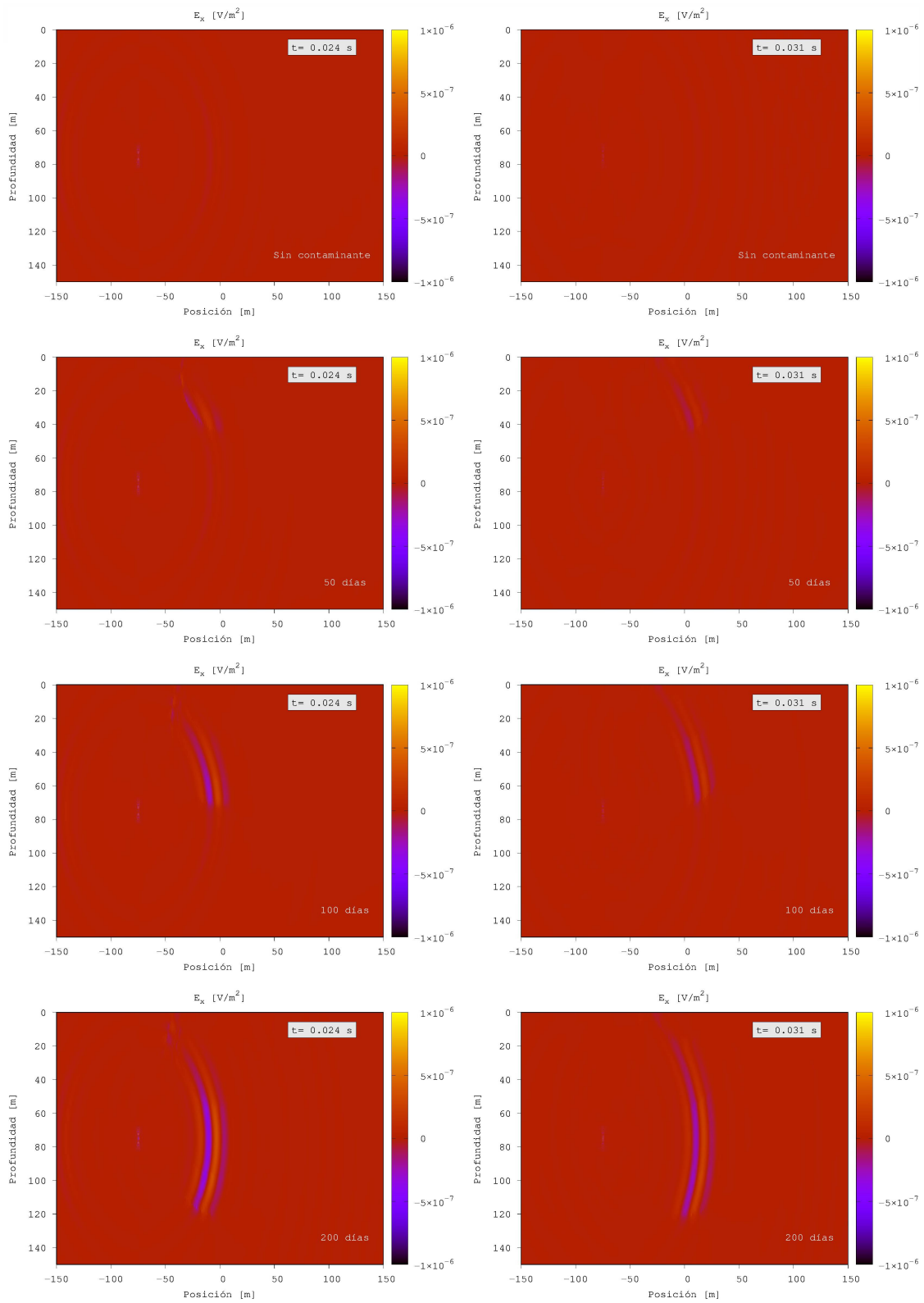


Figura 4.13: A la izquierda las instantáneas de campo eléctrico para el modelo sin contaminante y aquellos con períodos de infiltración de 50, 100 y 200 días a $t=0.024$ s. A la derecha, para los mismos modelos, las instantáneas de campo eléctrico a $t=0.031$ s.

Para el caso sin contaminante notamos que al avanzar el frente de onda en el tiempo (comparando los paneles izquierdo y derecho de este modelo) va disminuyendo su amplitud tanto por la divergencia circular como por efecto Joule. En virtud de la homogeneidad del medio, la respuesta no sufre otras modificaciones. En cambio, notamos que para el período de infiltración de 50 días aparece al tiempo $t=0.024$ (panel a izquierda) la respuesta de interfase en el borde de la infiltración en la región comprendida entre las posiciones (-50 m, 0 m) y (5 m, 45 m) aproximadamente. Esto es coherente con el tiempo al que arriba la señal rotulada como RI_{i1} en la Figura 4.11. Para el tiempo $t=0.031$ s (panel a derecha del modelo correspondiente) el frente avanza y si bien hay un aumento de amplitud del campo eléctrico en la región saturada con agua y CDNA respecto a la región saturada con agua, no observamos la reflexión en la interfase del derrame. Como bien hemos visto anteriormente, existen RI dentro de la zona de infiltración, denominadas RI_g (ver Fig. 4.8, la región señalada con RI_g). Estas son de menor amplitud que las RI_i asociadas a los bordes de la infiltración (ver Fig. 4.8, la región señalada con RI_i y Fig. 4.11). Un comportamiento similar podemos notar al observar las instantáneas de los períodos de infiltración de 100 y 200 días, aunque en estos casos la respuesta de interfase es menos notoria que la observada en el mismo período de infiltración pero a tiempo $t=0.017$ s (ver Fig. 4.12). Esto evidencia que las RI se va produciendo a tiempos de viaje diferentes para diferentes períodos de infiltración debido a las distintas extensiones que tienen las zonas contaminadas en cada modelo.

Observamos además que la amplitud del campo tiene una relación con la saturación de agua de forma inversa. Es decir, en la región donde hay más concentración de agua, la amplitud del campo eléctrico es menor y en la región saturada parcialmente con CDNA, la amplitud es mayor. Esto se debe a las diferencias notorias en la resistividad entre ambas zonas. Adicionalmente, al considerar la respuesta eléctrica de un período de infiltración en particular (p. ej. 200 días), notamos que su amplitud varía espacialmente. La amplitud del campo eléctrico disminuye desde el centro de la zona de infiltración hacia los bordes de esta. Esto ocurre porque en las regiones más céntricas del lóbulo del derrame la concentración de CDNA es mayor (por lo tanto la de agua es menor) y éste es más resistivo que el agua, lo que se traduce en un aumento de la amplitud del campo.

De esta manera, al estudiar cómo se comporta el campo eléctrico, podemos identificar las interfases agua-CDNA y CDNA-agua a raíz de las respuestas de interfase de mayor amplitud, dadas a los tiempos mínimos y máximos en los que localizamos respuestas de interfase (RI_{i1} y RI_{i2} respectivamente). Además, podemos detectar la existencia de cambios graduales de saturación, ya que estos están marcados por variaciones de amplitud del campo eléctrico en la región ocupada por la infiltración. Resaltamos que estas características observadas mediante la respuesta sismoeléctrica del medio están virtualmente ausentes en la respuesta sísmica del mismo.

Capítulo 5

Síntesis y trabajos a futuro

En este trabajo modelamos la respuesta sismoeléctrica de distribuciones heterogéneas de saturación en un medio bidimensional. Particularmente estudiamos el flujo de fluidos y las señales electromagnéticas acopladas en medios poroelásticos parcialmente saturados por dos fases fluidas inmiscibles, una mojante y otra no mojante. En este contexto, hemos considerado la existencia de una doble capa eléctrica entre la pared poral y el fluido mojante y su efecto electrocinético correspondiente, mediante códigos computacionales basados en el Método de Elementos Finitos. Para ello analizamos modelos de complejidad creciente, incluyendo distintos gradientes de saturación y el caso de la infiltración de un contaminante denso no acuoso en un acuífero.

En primer lugar, resaltamos que el código de elementos finitos provee un método para modelar la respuesta sismoeléctrica en medios parcialmente saturados con distribuciones no binarias de fluidos, a partir del ingreso de la matriz de saturación. En este sentido, la introducción de la matriz de saturación como entrada del código para resolver las ecuaciones de Pride posibilitó la concatenación con el código para resolver las ecuaciones de flujo bifásico.

El análisis del campo eléctrico para los distintos casos de estudio nos permitió observar que el método sismoeléctrico puede brindarnos información relevante. A partir de la comparación de la respuesta sísmica con la electromagnética, comprobamos que la respuesta de interfase es sensible a cambios graduales de saturación que no son posibles de distinguir con sísmica y, en el caso de estudio del derrame de CDNA en un acuífero saturado con agua, localizamos el frente de la infiltración, que no es identificable con la sísmica (al menos sin procesamiento). De esta manera, utilizando la respuesta de interfase pudimos detectar cambios de tipo y grado de saturación. Esto nos muestra que el método sismoeléctrico es óptimo para el estudio de fenómenos que no necesariamente tengan una naturaleza binaria de saturación y que caractericen distribuciones realistas, como los resultantes de lluvias, bombeos o presencia de contaminantes.

Determinamos también que el método es útil para diferenciar un gradiente de saturación de un cambio abrupto de propiedades de fluidos, a partir del estudio de

la respuesta de interfase. Esta se produce a tiempos distintos para los distintos casos aunque casi no difieran en su respuesta sísmica. Mediante la observación de los tiempos a los que arriba y de la morfología de la RI, también pudimos sacar conclusiones acerca de la superficie que abarca el contaminante en el derrame de CDNA, ya que mostramos que los cambios de polaridad se corresponden prácticamente con el ancho en superficie del paso de agua a contaminante y de contaminante a agua. En este caso, además, la amplitud de la respuesta de interfase nos pudo brindar una aproximación de la cantidad de contaminante que hay en el medio, ya que aumenta conforme se extiende la zona saturada parcialmente con agua y CDNA. Estos resultados son relevantes porque nos muestran que la sismoeléctrica podría ser en principio utilizada como una herramienta muy eficiente para detectar variaciones de fluidos en medios parcialmente saturados, es decir, las simulaciones numéricas de estos procesos físicos son un instrumento importante para el entendimiento del comportamiento de los fluidos en el subsuelo.

Como trabajo a futuro proponemos continuar con el estudio del flujo de fluidos y señales electromagnéticas acopladas en medios poroelásticos parcialmente saturados por dos fases fluidas aplicadas a otros problemas de interés ambiental y además, continuar con el desarrollo de códigos numéricos para realizar estudios similares a los del presente trabajo pero basados de la teoría desarrollada por [Monachesi et al. \(2023\)](#) -que considera la existencia de dos dobles capas eléctricas: (i) la originada en la interfase entre la matriz rocosa y el fluido poral mojante y (ii) otra entre el fluido poral mojante y el fluido poral no mojante. Para esto también resultará importante el estudio del comportamiento del coeficiente de potencial de flujo en el marco de la nueva teoría y comparación con la anterior ([Pride, 1994](#)).

Bibliografía

- Alemu, B. L., Aker, E., Soldal, M., Johnsen, Ø., y Aagaard, P., 2013, Effect of sub-core scale heterogeneities on acoustic and electrical properties of a reservoir rock: a co2 flooding experiment of brine saturated sandstone in a computed tomography scanner: *Geophysical Prospecting*, **61**, no. 1, 235–250.
- Archie, G. E., 1942, The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics: *Trans. Am. Inst. Min. Metall. Pet. Eng.*, **1**, no. 146, 54–62.
- Bear, J., 1972, *Dynamics of fluids in porous media*—american elsevier pub: Comp., inc. New York, 764p.
- Biot, M. A., March 1956, Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid: I. low frequency range: *J. Acoust. Soc. Am.*, **28**, no. 2, 168–178.
- Bordes, C., Sénéchal, P., Barrière, J., Brito, D., Normandin, E., y Jougnot, D., 2015, Impact of water saturation on seismoelectric transfer functions: a laboratory study of coseismic phenomenon: *Geophys. J. Int.*, **200**, 1317–1335.
- Brooks, R. J., y Corey, A. T., 1964, Hydraulic properties of porous media: *Hydrol. Pap.*, **3**, 318–333.
- Bucher, F., Zyserman, F. I., y Castromán, G. A., 2021, Estudio sismoeléctrico de medios acústicos/elásticos/poroelásticos acoplados: Master's thesis, Universidad Nacional de La Plata.
- Bucher, F., Monachesi, L. B., Castromán, G. A., y Zyserman, F. I., 10 2023, Seismoelectric response of 2-D elastic/poroelastic coupled media: a phenomenological approach: *Geophysical Journal International*, **236**, no. 1, 62–77.
- Carcione, J., Seriani, G., y Gei, D., 2003, Acoustic and electromagnetic properties of soil saturated with salt water and NAPL: *J. Appl. Geophys.*, **52**, 177–191.
- Carcione, J., y Picotti, S., 2006, P-wave seismic attenuation by slow-wave diffusion: effects of inhomogeneous rock properties: *Geophysics*, **71**, no. 3, O1–O8.
- Castromán, G., Rubino, G., Barbosa, N., Zyserman, F., y Holliger, K., 2020, Fluid pressure diffusion effects on the excess compliance matrix of porous rocks containing aligned fractures: *Geophys. J. Int.*, **222**, 715–733.

- Dupuis, J. C., Butler, K. E., y Kepic, A. W., Nov-Dec 2007, Seismoelectric imaging of the vadose zone of a sand aquifer: *Geophysics*, **72**, A81–A85.
- Garambois, S., y Dietrich, M., 2001, Seismoelectric wave conversions in porous media: Field measurements and transfer function analysis: *Geophysics*, **66**, 1417–1430.
- Grobbe, N., Revil, A., Zhu, Z., y Slob, E., Eds. **Seismoelectric Exploration: Theory, Experiments, and Applications**, Geophysical Monograph Series. Wiley, 2020.
- Haines, S. H., y Pride, S. R., 2006, Seismoelectric numerical modeling on a grid.: *Geophysics*, **71**, no. 6, 57–65.
- Helmholtz, H. V., 1879, Studien uber elektrische grenzsichten: *Annalen der Physik und Chemie, Neue Folge*, **7**, no. 7, 337–382.
- Helmig, R., Miller, C., Jakobs, H., Class, H., Hilpert, M., Kees, C., y Niessner, J., 2006, Multiphase flow and transport modeling in heterogeneous porous media: Multiphase flow and transport modeling in heterogeneous porous media:, *Progress in Industrial Mathematics at ECMI 2004*, 449–488.
- Hoteit, H., y Firoozabadi, A., 2008, Numerical modeling of two-phase flow in heterogeneous permeable media with different capillarity pressures: *Advances in water resources*, **31**, no. 1, 56–73.
- Ivanov, A., 1939, Effect of electrization of earth layers by elastic waves passing through them: *Doklady Akademii Nauk SSR (in Russian)*, **24**, 42–45.
- Jenny, P., Lee, S., y Tchelepi, H., 2006, Adaptive fully implicit multi-scale finite-volume method for multi-phase flow and transport in heterogeneous porous media: *Journal of Computational Physics*, **217**, no. 2, 627–641.
- Johnson, D. L., 2001, Theory of frequency dependent acoustics in patchy-saturated porous media: *The Journal of the Acoustical Society of America*, **110**, no. 2, 682–694.
- Jouniaux, L., y Zyserman, F., 2016, A review on electrokinetically induced seismoelectrics, electro-seismics, and seismo-magnetics for Earth sciences: *Solid Earth*, **7**, 249–284.
- Künze, R., 2014, Multiscale descriptions of density-driven flow instabilities in porous media: Ph.D. thesis, Université de Lausanne, Faculté des géosciences et de l'environnement.
- Liu, H.-P., Don, L., y Kanamori, H., 1976, Velocity dispersion due to anelasticity; implications for seismology and mantle composition: *J. Geophys. Res.*, , no. 147, 41–58.

- Martner, S. T., y Sparks, N. R., April 1959, The electroseismic effect: *Geophysics*, **24**, no. 2, 297–308.
- Masson, Y. J., y Pride, S., 2011, Seismic attenuation due to patchy saturation: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **116**, no. B3.
- Maxwell, J. C., 1865, Viii. a dynamical theory of the electromagnetic field: *Philosophical transactions of the Royal Society of London*, , no. 155, 459–512.
- Monachesi, L. B., Zyserman, F. I., Jouniaux, L., y Thompson, A. H., 2023, Electromagnetic/acoustic coupling in partially saturated porous rocks: An extension of pride's theory: *Transport in Porous Media*, **149**, no. 3, 785–815.
- Monachesi, L. B., 2013, Modelado y análisis del flujo de agua en medios porosos heterogéneos total o parcialmente saturados: Ph.D. thesis, Universidad Nacional de La Plata.
- Peaceman, D. W., 1977, *Fundamentals of numerical reservoir simulation*: Elsevier.
- Pride, S., y Morgan, F. D., 1991, Electrokinetic dissipation induced by seismic waves: *Geophysics*, **56**, no. 7, 914–925.
- Pride, S., 1994, Governing equations for the coupled electromagnetics and acoustics of porous media: *Phys. Rev. B*, **50**, 15678–15695.
- Pride, S. R., 2005, Relationships between seismic and hydrological properties: *Hydrogeophysics*, 253–291.
- Quintal, B., Steeb, H., Frehner, M., y Schmalholz, S. M., 2011, Quasi-static finite element modeling of seismic attenuation and dispersion due to wave-induced fluid flow in poroelastic media: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **116**, no. B1.
- Reuss, F., 1809, Sur un nouvel effet de l'électricité galvanique: *Mémoires de la société impériale des naturalistes de Moscou*, **2**, 326–337.
- Revil, A., Pezard, P. A., y Glover, P. W. J., September 1999, Streaming potential in porous media: 1. theory of the zeta potential: *J. Geophys. Res.*, **104**, no. B9, 20.021–20.031.
- Rubino, J. G., y Velis, D. R., 2011, Seismic characterization of thin beds containing patchy carbon dioxide-brine distributions: A study based on numerical simulations: *Geophysics*, **76**, no. 3, R57–R67.
- Santos, J., Ravazzoli, C., Gauzellino, P., Carcione, J., y Cavallini, F., 2004, Simulation of waves in poro-viscoelastic rocks saturated by immiscible fluids. numerical evidence of a second slow wave.: *J. Comput. Acoust.*, **12**, 1–21.

- Santos, J. E., 1998, Global and domain-decomposed mixed methods for the solution of maxwell's equation with application to magnetotellurics: Numerical Methods for Partial Differential Equations, **14**, 263–280.
- Shi, J.-Q., Xue, Z., y Durucan, S., 2011, Supercritical co2 core flooding and imbibition in tako sandstone—influence of sub-core scale heterogeneity: International Journal of Greenhouse Gas Control, **5**, no. 1, 75–87.
- Solazzi, S., Guarracino, L., Rubino, J., Müller, T., y Holliger, K., 2017, Modeling forced imbibition processes and the associated seismic attenuation in heterogeneous porous rocks: J. Geophys. Res.: Solid Earth.
- Solazzi, S. G., 2018, Modelado y análisis de la respuesta sísmica de rocas heterogéneas saturadas por fluidos inmiscibles: Ph.D. thesis, Universidad Nacional de La Plata.
- Stern, O., 1924, Zur Theorie der electrolytischen Doppelschicht: Z. Electrochem., **30**, no. 21-22, 508–516.
- Teja, A. S., y Rice, P., 1981, Generalized corresponding states method for the viscosities of liquid mixtures: Ind. Eng. Chem. Fund., **20**, no. 1, 77–81.
- Thompson, A., Hornbostel, S., Burns, J., Murray, T., Raschke, R., Wride, J., McCammon, P., Sumner, J., Haake, G., Bixby, M., Ross, W., White, B., Zhou, M., y Peczak, P., 2005, Field tests of electroseismic hydrocarbon detection: SEG Technical Program Expanded Abstracts, pages 565–568.
- Thompson, R. R., 1936, The seismic-electric effect: Geophysics, **1**, no. 3, 327–335.
- Warden, S., Garambois, S., Jouniaux, L., Brito, D., Sailhac, P., y Bordes, C., 2013, Seismoelectric wave propagation numerical modeling in partially saturated materials: Geophys. J. Int., **194**, 1498–1513.
- Yang, C., 2008, Measuring zeta potential, methods, *in* Li, D., Ed., Encyclopedia of Microfluidics and Nanofluidics: Springer US, 1068–1076.
- Zyserman, F. I., Guarracino, L., y Santos, J. E., 1999, A hybridized mixed finite element domain decomposed method for two-dimensional magnetotelluric modelling: Earth, Planets and Space, **51**, 297–306.
- Zyserman, F., Gauzellino, P., y Santos, J., 2010, Finite element modeling of SHTE and PSVTM electroseismics: J. Applied Geophysics, **72**, 79–91.