

MODELADO DE PROCESOS DE SEPARACIÓN AGUA-PETRÓLEO INCLUYENDO EFECTOS TÉRMICOS

Luis F. Barceló^{a,c}, Pablo A. Caron^a, Axel E. Larreteguy^a, Rodolfo Gayoso^b, Federico Gayoso^b y Germán Guido Lavalle^c

^a*Instituto de Tecnología, Universidad Argentina de la Empresa, Lima 717, (C1073AAO) Buenos Aires, Argentina. pcaron@uade.edu.ar; alarreteguy@uade.edu.ar*

^b*Transeparation S.A., Hipólito Yrigoyen 1264 2b, (C1086AAV) Buenos Aires, Argentina. rodolfo.gayoso@transeparation.com, federico.gayoso@transeparation.com*

^c*Candoit Ingeniería y Tecnología, Viamonte 1526 6a, (C1055ABD) Buenos Aires, Argentina. gguidolavalle@candoit.com.ar, fbarcelo@candoit.com.ar. <http://www.candoit.com.ar>*

Palabras Clave: separadores de fases, petróleo, skimmer, drift-flux, CFD

Resumen.

Los procesos de separación de fases son inherentemente complejos, involucrando fenómenos tales como: corrientes de densidad, coalescencia y rotura de gotas, y sensibilidad a surfactantes, entre otros.

Muchos equipos utilizados en la industria del petróleo se siguen diseñando, sobre todo en nuestro país, en base a la experiencia y a la “tradicición” de lo que el negocio considera diseños aceptables, sin incorporar aún las herramientas disponibles de Fluidodinámica Computacional.

El presente trabajo se enmarca en una línea orientada a desarrollar capacidades de simulación para analizar procesos de separación de fases, basadas en modelos para flujos multifásicos capaces de ser utilizados en forma eficaz para el análisis, optimización, y diseño de componentes para la industria del petróleo.

Se utiliza un modelo del tipo drift-flux, que permite un razonable equilibrio entre representación adecuada de la realidad y costo computacional, y adicionalmente se incorpora una aproximación de Boussinesq para el modelado de las corrientes convectivas y la transferencia de calor por conducción, a fin de aplicar el modelo a equipos de separación de agua-petróleo con tubos de fuego para el calentamiento de la mezcla.

Se añade además, una correlación entre la temperatura y la velocidad de separación, modelando acorde a cada caso, los cambios de las propiedades de cada fase en función de la energía interna del fluido.

Se aplicó el modelo a tanques separadores de agua-petróleo existentes del tipo free-water knock-out (FWKO) con tubos de fuego, realizándose simulaciones transitorias bi- y tridimensionales. Si bien los resultados mostrados no pretenden todavía ser cálculos rigurosos, se entiende que al menos permiten obtener algunas conclusiones preliminares sobre el comportamiento cualitativo de este tipo de equipos separadores.

1. INTRODUCCIÓN

Para entender las necesidades de equipamiento de la industria del petróleo, es necesario tener una idea del proceso de extracción del crudo. Dependiendo de la zona donde se encuentra un yacimiento, y de la historia de producción del mismo, la forma de extracción del petróleo puede clasificarse en primaria, secundaria, o terciaria. En la primaria, el petróleo sube sólo a la superficie empujado por la presión del gas almacenado sobre él y/o del agua almacenada debajo. Cuando este empuje decae, con la consiguiente degradación del rendimiento del pozo, debe recurrirse a métodos de la etapa secundaria, como la reinyección de agua en el yacimiento para mantener la presión interna del mismo. En la última etapa de explotación del mismo, la llamada terciaria, se recurre a métodos más complejos, que incluyen por ejemplo combustiones controladas en el seno de la formación.

Debido a que el agua está casi siempre presente en el proceso, es usual que el crudo salga del pozo acompañado entre otras cosas por cierta cantidad de agua, dando lugar al llamado corte de agua. Este corte de agua puede ser muy grande, superando en proporción al propio petróleo, sobre todo en yacimientos con gran historia de producción, usualmente bajo extracción secundaria. El fenómeno (indeseable) que lleva a que el pozo produzca agua y gas además de petróleo se denomina conificación, nombre que refiere a la forma característica de la deformación local de las interfaces agua-petróleo-gas en las cercanías del pozo.

El agua extraída junto con el petróleo, a la que denominaremos agua producida (produced water), aparece presente en la mezcla en las siguientes tres condiciones: libre, emulsionada, y disuelta. El agua libre es la que aparece en forma de gotas relativamente grandes que son fácilmente separables por gravedad en cuestión de minutos en un tanque con flujos lentos y libres de turbulencia. El agua emulsionada está presente en forma de gotas más pequeñas que pueden tardar horas e incluso días para separarse en esas mismas condiciones. Finalmente, el agua disuelta se considera no separable, aunque por su escasa cantidad no suele afectar la calidad del crudo procesado.

Una parte importante de los equipos que se encuentran aguas abajo de los pozos están pensados justamente para separar el petróleo del agua producida. En una primera etapa se efectúa una separación relativamente rápida del agua libre, en los equipos denominados FWKO (Free-Water Knock-Out), usualmente presentes en forma de largos cilindros horizontales. El petróleo resultante es enviado a otro tipo de equipos denominados deshidratadores, que se ocupan de remover el agua emulsionada. El agua recuperada del FWKO, por otro lado, debe ser limpiada de restos de petróleo para su disposición final o reinyección en los pozos, para lo que se utilizan los llamados Skimmer, que suelen ser enormes tanques en forma de cilindro vertical.

Respecto de los procesos físicos que ocurren dentro de estos equipos, es importante entender que los procesos de separación de fases involucran flujos multicomponente. Siguiendo a Drew & Passman (Drew y Passman (1999) - §6.1) un fluido multicomponente o mezcla consiste en "...partículas rodeadas de uno o más medios continuos, o una matriz porosa identificable a través de la cual uno o más de los medios continuos están dispersos.". Los flujos multicomponente son inherentemente complejos, involucrando fenómenos tales como: corrientes de densidad, coalescencia y rotura de gotas, modificación del nivel de turbulencia por presencia de la fase dispersa, y sensibilidad a surfactantes, entre otros. Muchos equipos utilizados en la industria del petróleo se siguen diseñando, sobre todo en nuestro país, en base a la experiencia y a la "tradición" de lo que el negocio considera diseños aceptables, sin incorporar aún las herramientas disponibles en Fluidodinámica Computacional. Adicionalmente, dado lo costoso y técnicamente dificultoso de instrumentar internamente estos equipos, pocas veces se tiene idea cabal de qué está ocu-

riendo dentro de ellos, y en muchas ocasiones no es fácil entender por qué no se comportan como se había pensado originalmente, con las consecuentes pérdidas de eficiencia y/o eficacia, discontinuidades en la línea de producción, y otros problemas.

Dada la importancia económica del negocio del petróleo, el desarrollo local de conocimientos, capacidades, y herramientas de simulación adecuadas para el correcto diseño de componentes de esta industria cobra singular importancia. Las simulaciones numéricas, cuando se realizan con el suficiente conocimiento y el correspondiente cuidado, arrojan luz y enorme grado de detalle acerca de los fenómenos que se producen en cada punto, para cada instante, y para cada variable de proceso dentro de estos equipos, permitiendo mejorar diseños existentes o repensar completamente conceptos desde su misma base.

El presente trabajo se enmarca en una línea orientada a desarrollar modelos de simulación para analizar procesos de separación de fases, basados en modelos para flujos multifásicos, capaces de ser utilizados en forma eficaz para el análisis, optimización, y diseño de componentes para la industria del petróleo. Se utiliza un modelo del tipo drift-flux, que permite un razonable equilibrio entre representación adecuada de la realidad y costo computacional. El modelo de drift-flux, como todos los modelos de campo para flujo multifase, se basa en una visión estadística del flujo. No hay entidades identificables en estos modelos, sino sólo seudofluidos que se interpenetran, cada uno de los cuales ocupa todo el dominio.

El foco de este trabajo está puesto en el análisis de la influencia de la temperatura de operación en la eficiencia de equipos separadores, en particular, de equipos del tipo FWKO con tubos de fuego, que intentan aprovechar el aumento de la velocidad de separación con la temperatura. Se desarrolló una herramienta de simulación basada en el paquete de código libre OpenFOAM® (<http://www.openfoam.org>). Para ello se partió de una aplicación ya desarrollada por los autores Barceló et al. (2010) y se le agregó la capacidad de simular efectos térmicos. Se considera que los efectos más importantes que aparecen a consecuencia de la temperatura son el aumento de la velocidad de separación entre las fases y la aparición de corrientes convectivas que se suman a las ya presentes debidas a cambios de densidad por cambios de concentración de fases. Si bien el primero de los efectos es esperado y deseado, el segundo puede conspirar contra la eficacia y eficiencia del proceso, produciendo mezclado y agitación. Este es uno de los motivos por los cuales cobran importancia estudios tridimensionales detallados como los que permitiría realizar la aplicación desarrollada para este trabajo.

Se presentan simulaciones transitorias bi- y tridimensionales de un equipo de separación de petróleo del tipo FWKO con tubos de fuego. Los resultados mostrados en este trabajo no pretenden todavía ser cálculos rigurosos sino demostraciones del concepto y del software desarrollado, aunque se entiende que al menos permiten obtener algunas conclusiones preliminares sobre el comportamiento cualitativo de este tipo de equipos separadores.

2. TRABAJOS PREVIOS

Desde hace muchos años, y aún en la actualidad, el rendimiento de los tanques separadores se aproxima en la industria petrolera basándose en el método del tiempo de residencia (RTD). Básicamente este método propone obtener el tiempo que la mezcla pasa en el separador mediante el cociente entre el volumen del tanque y el caudal de mezcla, obteniendo luego de aquí una aproximación de la cantidad de petróleo que se llega a separar del agua.

Simmons et al. (2004) presentan un análisis de tanques separadores aplicando esta teoría, con un modelo matemático llamado Modelo del Camino Alternativo, APM por sus siglas en inglés (Alternative Path Model). Al contrastar estos resultados con experimentos realizados con respaldo de British Petroleum, obtuvieron resultados satisfactorios, pero notaron la presencia

de flujos secundarios dentro de los tanques indicando que el comportamiento del fluido dentro del dispositivo no es tan simple como propone el método de tiempo de residencia. En la introducción de dicho estudio, se especifica además que la capacidad computacional del momento no era suficiente para aplicar CFD a este tipo de fenómenos.

Lee y Frankiewicz (2005) utilizan CFD para el diseño interno de un tanque del tipo Skimmer, aplicando un modelo estacionario monofásico para simular el comportamiento del flujo de agua pura dentro del tanque, y luego el modelo Volume Of Fluids (VOF), para analizar el tiempo de residencia y el recorrido de partículas inyectadas de petróleo.

En relación con este último y con otros trabajos que consideran como válido el campo de flujo obtenido con un modelo monofásico, nuestra experiencia indica que las fuerzas boyantes prevalecen por sobre las fuerzas de inercia inclusive para muy bajas concentraciones, del orden de una parte por mil. Numerosas simulaciones con el modelo de drift-flux en tanques de distinto diseño y dimensiones nos confirmaron que el patrón de flujo de la mezcla dentro del tanque es dominado por corrientes de densidad, siendo por lo tanto notablemente diferente del monofásico.

Abdulkadir y Hernandez-Perez (2010), por ejemplo, sí tienen en cuenta este punto, presentando una aproximación mediante CFD multifásico del flujo dentro de un tanque tipo FWKO. En este caso se calcula el comportamiento *estacionario* del fluido en una malla bidimensional, utilizando un modelo Euleriano de dos fases miscibles, que sí pone en evidencia la notable influencia de las fuerzas boyantes.

3. MODELO MATEMÁTICO

Se desarrolló una herramienta de simulación basada en el paquete de código libre OpenFOAM® (<http://www.openfoam.org>).

En Barceló et al. (2010) se detalla el desarrollo del modelo de drift-flux isotérmico a partir del modelo de dos fluidos, Ishii (1987), más completo pero también más costoso desde el punto de vista computacional. Este modelo fue desarrollado por los autores en base a una versión levemente modificada de la aplicación *settlingFoam*, Brennan (2001) desarrollada con el paquete OpenFOAM® en el marco de una tesis doctoral sobre modelado de tanques decantadores de aguas servidas. El modelo de drift-flux, Ishii y Hibiki (2010), tiene como característica principal el considerar a la mezcla como un solo pseudofluido y no como dos fases separadas, e introduce el concepto de velocidad de deslizamiento para tener en cuenta la diferencia de velocidad entre las fases. Presentamos a continuación el modelo desarrollado para este trabajo que extiende las capacidades del modelo anterior, incorporando la simulación de efectos térmicos.

3.1. Ecuaciones de conservación

Las ecuaciones de conservación asociadas al movimiento de materiales se pueden expresar de la siguiente forma general, Drew y Passman (1999) - §8.1:

$$\frac{\partial \rho \Psi}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \Psi \mathbf{v} = \nabla \cdot \mathbf{J} + \rho \mathbf{f}, \quad (1)$$

donde ρ es la densidad, \mathbf{v} es la velocidad, Ψ es la cantidad conservada, \mathbf{J} es el flujo, y \mathbf{f} es la densidad de la fuente.

En flujos multifásicos, las ecuaciones mencionadas son sólo válidas dentro de cada fase. En la interfase entre los materiales, se deben cumplir adicionalmente las siguientes *condiciones de salto*:

$$[\rho \Psi (\mathbf{v} - \mathbf{v}_i) + \mathbf{J}] \cdot \mathbf{n} = m. \quad (2)$$

donde \mathbf{v}_i es la velocidad de la interfase, y $\mathbf{n} = m$ el valor del salto.

Como paso previo a obtener las ecuaciones del modelo de Dos Fluidos introducimos la función *indicador de fase* o *característica*, X_k , definida como

$$X_k(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathbf{x} \in k \text{ en el tiempo } t, \\ 0 & \text{en caso contrario.} \end{cases} \quad (3)$$

Es importante remarcar que el indicador de fase selecciona *únicamente* la fase correspondiente, ignorando no solo las demás fases, sino también las interfases.

Vamos a necesitar además la siguiente relación, conocida como *ecuación topológica*, [Drew y Passman \(1999\)](#) - §9.1.3, válida para la función característica:

$$\frac{\partial X_k}{\partial t} + \mathbf{v}_i \cdot \nabla X_k = 0, \quad (4)$$

Multiplicando la Ec.(1) por la función característica, y aplicando el proceso de promediado conocido como “ensemble averaging”, [Drew y Passman \(1999\)](#) - §11.2, podemos escribir

$$\frac{\partial \overline{X_k \rho \Psi}}{\partial t} + \nabla \cdot \overline{X_k \rho \Psi \mathbf{v}} - \nabla \cdot \overline{X_k \mathbf{J}} - \overline{X_k \rho \mathbf{f}} = \overline{\rho \Psi \left(\frac{\partial X_k}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla X_k \right)} - \overline{\mathbf{J} \cdot \nabla X_k}. \quad (5)$$

donde $\overline{(\cdot)}$ expresa el operador promedio.

Utilizando la ecuación topológica, se puede reducir el lado derecho de la ecuación anterior para obtener

$$\frac{\partial \overline{X_k \rho \Psi}}{\partial t} + \nabla \cdot \overline{X_k \rho \Psi \mathbf{v}} - \nabla \cdot \overline{X_k \mathbf{J}} - \overline{X_k \rho \mathbf{f}} = \overline{[\rho \Psi (\mathbf{v} - \mathbf{v}_i) - \mathbf{J}] \cdot \nabla X_k}. \quad (6)$$

Teniendo en cuenta el hecho de que en la presente aplicación a separadores de agua y petróleo no hay transferencia de masa entre las fases, es decir $\mathbf{v} = \mathbf{v}_i$ en la interfase, la ecuación anterior se puede reducir a

$$\frac{\partial \overline{X_k \rho \Psi}}{\partial t} + \nabla \cdot \overline{X_k \rho \Psi \mathbf{v}} = \nabla \cdot \overline{X_k \mathbf{J}} + \overline{X_k \rho \mathbf{f}} - \overline{\mathbf{J} \cdot \nabla X_k}. \quad (7)$$

Esta ecuación genérica puede ser particularizada para la masa, el momento y la energía interna, efectuando las sustituciones expresadas en la Tabla 1:

Conservación	Ψ	\mathbf{J}	\mathbf{f}	m
Masa	1	0	0	0
Momento	\mathbf{v}	$\boldsymbol{\tau}$	\mathbf{b}	σ
Energía interna	\hat{u}	$-\mathbf{q}$	$\boldsymbol{\tau} : \mathbf{v} + r$	0

Tabla 1: especificación de símbolos generales

donde $\boldsymbol{\tau}$, \mathbf{b} , σ , \mathbf{q} y r son el tensor de tensiones, las fuerzas volumétricas, las fuerzas interfaciales, el flujo de calor, y la fuente volumétrica de calor, respectivamente.

De esta manera, las expresiones de la conservación de la masa, el momento y la energía interna quedan

$$\frac{\partial \overline{X_k \rho}}{\partial t} + \nabla \cdot \overline{X_k \rho \mathbf{v}} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \overline{X_k \rho \mathbf{v}}}{\partial t} + \nabla \cdot \overline{X_k \rho \mathbf{v} \mathbf{v}} = \nabla \cdot \overline{X_k \boldsymbol{\tau}} + \overline{X_k \rho \mathbf{b}} - \overline{\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla X_k}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \overline{X_k \rho \hat{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot \overline{X_k \rho \hat{u} \mathbf{v}} = -\nabla \cdot \overline{X_k \mathbf{q}} + \overline{X_k \rho r} + \overline{\mathbf{q} \cdot \nabla X_k}, \quad (10)$$

donde en la de energía interna hemos despreciado el calor producido por disipación viscosa.

3.2. Modelo de Dos Fluidos

Iniciaremos el proceso definiendo variables promediadas para cada fase k . La primera variable a definir es la fracción de la fase k , o $\alpha_k(\mathbf{x}, t)$, que indica en este contexto la probabilidad de encontrar la fase k en la posición \mathbf{x} en el instante t del dominio espacio-temporal. Definimos esta fracción como

$$\alpha_k = \overline{X_k}. \quad (11)$$

Salvo que se establezca lo contrario, se entiende en adelante que todas las variables con subíndice k son variables promedio, en general dependientes del espacio y del tiempo, obtenidas por “ensemble averaging” con la función característica X_k .

En forma análoga a α_k definimos, para la fase k , la densidad

$$\rho_k = \overline{X_k \rho} / \alpha_k, \quad (12)$$

la presión

$$p_k = \overline{X_k p} / \alpha_k, \quad (13)$$

la velocidad

$$\mathbf{v}_k = \overline{X_k \rho \mathbf{v}} / \alpha_k \rho_k, \quad (14)$$

definimos la energía interna

$$\hat{u}_k = \overline{X_k \rho \hat{u}} / \alpha_k \rho_k, \quad (15)$$

el flujo interno de calor

$$\mathbf{q}_k = \overline{X_k \mathbf{q}} / \alpha_k, \quad (16)$$

la fuente volumétrica de calor

$$R_k = \overline{X_k \rho r} / \alpha_k \rho_k, \quad (17)$$

y el flujo de calor interfacial

$$E_k = \overline{\mathbf{q} \cdot \nabla X_k}. \quad (18)$$

Definimos además el campo de fluctuaciones de velocidad

$$\mathbf{v}'_k = \mathbf{v} - \mathbf{v}_k, \quad (19)$$

y el tensor de tensiones de Reynolds correspondiente

$$\boldsymbol{\tau}_k^t = -\overline{X_k \rho \mathbf{v}'_k \mathbf{v}'_k} / \alpha_k. \quad (20)$$

A su vez definimos la fuerza interfacial

$$\mathbf{M}_k = -\overline{\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla X_k}, \quad (21)$$

que contiene todas las fuerzas de interacción entre las fases.

Finalmente, definimos el desviador de tensiones promedio

$$\boldsymbol{\tau}_k = \overline{X_k \boldsymbol{\tau}} / \alpha_k + p_k \mathbf{I}, \quad (22)$$

donde p_k es la presión de fase k e \mathbf{I} es el tensor identidad.

Ahora, utilizando estas definiciones, podemos expresar las Ecs.(8 a 10) usando las variables promediadas, como

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k = 0, \quad (23)$$

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k \mathbf{v}_k = -\nabla(\alpha_k p_k) + \nabla \cdot \alpha_k (\boldsymbol{\tau}_k + \boldsymbol{\tau}_k^t) + \alpha_k \rho_k^B \mathbf{g} + \mathbf{M}_k, \quad (24)$$

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \hat{u}_k}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k \hat{u}_k = -\nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{q}_k) + E_k + R_k. \quad (25)$$

Es importante notar la aparición del símbolo ρ_k^B en lugar de simplemente ρ_k en el sumando que expresa las fuerzas volumétricas en la ecuación de momento, Ec.(24). Esto se debe a que en el presente trabajo adoptamos la aproximación de Boussinesq con lo cuál consideraremos las densidades de cada fase como independientes de la temperatura, salvo en el caso del término de fuerzas mencionado, responsable de la aparición de las fuerzas boyantes térmicas. Por esto, distinguimos en adelante dos densidades, indicadas con ρ_k y ρ_k^B .

En el presente trabajo adoptamos para ρ_k^B un modelo de variación lineal con la temperatura, dado por

$$\rho_k^B = \rho_k [1 - \beta_k (T - T_{ref})] \quad (26)$$

donde β_k es el coeficiente de expansión térmica de la fase k , y T_{ref} es la temperatura de referencia a la que son especificadas las densidades ρ_k .

3.3. Modelo de Drift-Flux

En esta sección reduciremos la complejidad del modelo y consecuentemente el número de variables. La estrategia a seguir es encontrar las ecuaciones válidas para la mezcla de ambos fluidos.

Para escribir el modelo de Drift-Flux a partir del modelo de Dos Fluidos sumamos las ecuaciones obtenidas para cada fase, para luego realizar manipulaciones para cerrar el sistema.

La primera de las ecuaciones a considerar es la de continuidad. Sumamos las Ec.(23) para ambas fases, obteniendo

$$\sum_{k=1}^2 \left[\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k \right] = \frac{\partial (\alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_1 \rho_1 \mathbf{v}_1 + \alpha_2 \rho_2 \mathbf{v}_2) = 0 \quad (27)$$

Por definición, Ishii y Hibiki (2010) - §11.3, las propiedades de la mezcla, indicadas con el subíndice m , cumplen

$$\rho_m = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 \quad (28)$$

$$\rho_m^B = \alpha_1 \rho_1^B + \alpha_2 \rho_2^B \quad (29)$$

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_{1m} + \mathbf{v}_m \quad (30)$$

$$\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}_{2m} + \mathbf{v}_m \quad (31)$$

$$0 = \alpha_1 \rho_1 \mathbf{v}_{1m} + \alpha_2 \rho_2 \mathbf{v}_{2m} \quad (32)$$

donde

ρ_m densidad de la mezcla

\mathbf{v}_m velocidad de la mezcla

\mathbf{v}_{1m} velocidad de la fase 1 relativa al centro de masa de la mezcla

\mathbf{v}_{2m} velocidad de la fase 2 relativa al centro de masa de la mezcla

Manipulando estas ecuaciones, la continuidad de la mezcla queda finalmente

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_m \mathbf{v}_m = 0. \quad (33)$$

Respecto de las ecuaciones de momento, Ecs.(24), tal como hicimos en el caso de la ecuación de continuidad, comenzamos sumando las correspondientes a las dos fases

$$\sum_{k=1}^2 \left[\frac{\partial \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k \mathbf{v}_k \right] = \sum_{k=1}^2 \left[-\nabla (\alpha_k p_k) + \nabla \cdot \alpha_k (\boldsymbol{\tau}_k + \boldsymbol{\tau}_k^t) + \alpha_k \rho_k^B \mathbf{g}_k + \mathbf{M}_k \right] \quad (34)$$

Introduciendo la presión y las tensiones medias como

$$p_m = \alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2, \quad (35)$$

$$\boldsymbol{\tau}_m = \alpha_1 \boldsymbol{\tau}_1 + \alpha_2 \boldsymbol{\tau}_2, \quad (36)$$

$$\boldsymbol{\tau}_m^t = \alpha_1 \boldsymbol{\tau}_1^t + \alpha_2 \boldsymbol{\tau}_2^t, \quad (37)$$

y notando que las fuerzas interfaciales se cancelan por el principio de acción y reacción, la ecuación de momento de la mezcla toma entonces la forma

$$\frac{\partial \rho_m \mathbf{v}_m}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_m \mathbf{v}_m \mathbf{v}_m = -\nabla p_m + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}_m + \boldsymbol{\tau}_m^t - \sum \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_{km} \mathbf{v}_{km}) + \rho_m^B \mathbf{g}. \quad (38)$$

Para poder cerrar el sistema, se debe modelar el término $\sum \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_{km} \mathbf{v}_{km}$, donde aparecen las velocidades de las fases relativas al centro de masa, \mathbf{v}_{km} .

Usaremos las relaciones

$$\mathbf{v}_{1m} = \frac{-\alpha_2 \rho_2}{\alpha_1 \rho_1} \mathbf{v}_{2j}; \quad \alpha_1 \neq 0, \quad (39)$$

$$\mathbf{v}_{2m} = \frac{\rho_1}{\rho_m} \mathbf{v}_{2j}, \quad (40)$$

donde \mathbf{v}_{2j} es el flujo volumétrico de la fase 2 respecto de la mezcla, sobre el que volveremos más adelante.

Con estas relaciones, y manipulando los términos de la sumatoria del lado derecho de la Ec.(38), la ecuación de momento de la mezcla queda finalmente

$$\frac{\partial \rho_m \mathbf{v}_m}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_m \mathbf{v}_m \mathbf{v}_m = -\nabla p_m + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau}^t) - \nabla \cdot \left[\frac{\alpha_2 \rho_1 \rho_2}{(1 - \alpha_2) \rho_m} \mathbf{v}_{2j} \mathbf{v}_{2j} \right] + \rho_m^B \mathbf{g}. \quad (41)$$

Nos ocuparemos ahora de la Ec.(25), que expresa la conservación de energía interna para cada fase. Antes de sumar ambas fases, pondremos la ecuación en una forma más conveniente. Distribuyendo operadores en el lado izquierdo, podemos reescribirla como

$$\hat{u}_k \left[\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k \right] + \alpha_k \rho_k \left[\frac{\partial \hat{u}_k}{\partial t} + \mathbf{v}_k \cdot \nabla \hat{u}_k \right] = -\nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{q}_k) + E_k + R_k. \quad (42)$$

Usando la conservación de masa de la fase k , Ec.(23), podemos eliminar el primer sumando del lado izquierdo, obteniendo

$$\alpha_k \rho_k \left[\frac{\partial \hat{u}_k}{\partial t} + \mathbf{v}_k \cdot \nabla \hat{u}_k \right] = -\nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{q}_k) + E_k + R_k. \quad (43)$$

Ahora, al igual que hicimos antes para las ecuaciones de momento y masa, sumamos ambas fases, obteniendo

$$\sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k \left[\frac{\partial \hat{u}_k}{\partial t} + \mathbf{v}_k \cdot \nabla \hat{u}_k \right] = -\sum_{k=1}^2 \nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{q}_k) + R, \quad (44)$$

donde hemos definido la fuente total

$$R = \sum_{k=1}^2 R_k \quad (45)$$

y hemos usado el hecho de que los flujos de calor interfaciales se cancelan entre sí, es decir

$$\sum_{k=1}^2 E_k = 0. \quad (46)$$

Introduciremos ahora la variable temperatura, T , modelando la energía interna como

$$\hat{u}_k = Cp_k T_k, \quad (47)$$

donde Cp_k es la capacidad calorífica a presión constante de la fase k , la cual consideraremos constante por coherencia con la aproximación de Boussinesq que hemos adoptado.

Asumiendo equilibrio termodinámico entre las fases, es decir

$$T_1 = T_2 = T_m, \quad (48)$$

podemos relacionar la energía interna de la fase k con la temperatura de mezcla T_m , haciendo

$$\hat{u}_k = Cp_k T_k = Cp_k T_m. \quad (49)$$

Reemplazando esta última relación en la Ec.(44), y sacando la temperatura de mezcla fuera de las sumatorias, obtenemos

$$\left[\sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k Cp_k \right] \frac{\partial T_m}{\partial t} + \left[\sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k Cp_k \mathbf{v}_k \right] \cdot \nabla T_m = -\sum_{k=1}^2 \nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{q}_k) + R. \quad (50)$$

Dedicaremos nuestra atención al término convectivo de la ecuación anterior, para encontrar la forma de expresarlo en función de variables de mezcla. Utilizando las relaciones expresadas en las ecuaciones (32) que relacionan velocidades de fase con velocidades relativas al centro de masa de la mezcla, podemos escribir

$$\sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k Cp_k \mathbf{v}_k = \sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k Cp_k (\mathbf{v}_m + \mathbf{v}_{km}) = \rho_m Cp_m \mathbf{v}_m + \sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k Cp_k \mathbf{v}_{km} \quad (51)$$

donde hemos definido la capacidad calorífica de la mezcla como

$$Cp_m = \frac{\sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k Cp_k}{\rho_m}. \quad (52)$$

Usando ahora las relaciones (39) y (40), la Ec.(51) se puede escribir como

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_k Cp_k \mathbf{v}_k &= \rho_m Cp_m \mathbf{v}_m + \left[\alpha_1 \rho_1 Cp_1 \left(\frac{-\alpha_2 \rho_2}{\alpha_1 \rho_m} \right) + \alpha_2 \rho_2 Cp_2 \left(\frac{\rho_1}{\rho_m} \right) \right] \mathbf{v}_{2j} \\ &= \rho_m Cp_m \mathbf{v}_m + \frac{\alpha_2 \rho_1 \rho_2}{\rho_m} (Cp_2 - Cp_1) \mathbf{v}_{2j} \end{aligned} \quad (53)$$

Volviendo ahora a la Ec.(50), y utilizando los desarrollos anteriores, podemos escribir

$$\begin{aligned} \rho_m Cp_m \frac{\partial T_m}{\partial t} + \rho_m Cp_m \mathbf{v}_m \cdot \nabla T_m &= \\ &- \frac{\alpha_2 \rho_1 \rho_2}{\rho_m} (Cp_2 - Cp_1) \mathbf{v}_{2j} \cdot \nabla T_m - \sum_{k=1}^2 \nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{q}_k) + R. \end{aligned} \quad (54)$$

Redistribuyendo términos, queda

$$\begin{aligned} Cp_m \left[\frac{\partial \rho_m T_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_m T_m) \right] - Cp_m T_m \left[\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_m) \right] &= \\ &- \frac{\alpha_2 \rho_1 \rho_2}{\rho_m} (Cp_2 - Cp_1) \mathbf{v}_{2j} \cdot \nabla T_m - \nabla \cdot \sum_{k=1}^2 \alpha_k \mathbf{q}_k + R, \end{aligned} \quad (55)$$

la que puede simplificarse recurriendo a la ecuación de continuidad de la mezcla, Ec.(33), quedando

$$\begin{aligned} Cp_m \left[\frac{\partial \rho_m T_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_m T_m) \right] &= \\ &- \alpha_2 \rho_2 \left(\frac{\rho_1}{\rho_m} \right) (Cp_2 - Cp_1) \mathbf{v}_{2j} \cdot \nabla T_m - \nabla \cdot \sum_{k=1}^2 (\alpha_k \mathbf{q}_k) + R. \end{aligned} \quad (56)$$

Para cerrar el modelo para la energía interna de la mezcla necesitamos todavía modelar el término del flujo de calor total, para lo cual lo relacionaremos como es usual con el gradiente de la temperatura de mezcla, a través de una conductividad efectiva K^{eff} , de la siguiente manera:

$$\sum_{k=1}^2 \alpha_k \mathbf{q}_k = -K^{eff} \nabla T_m \quad (57)$$

La conductividad efectiva K^{eff} tendrá una componente de difusión molecular pura (flujo laminar), K , y otra debida a la turbulencia, K^t , es decir

$$K^{eff} = K + K^t. \quad (58)$$

La conductividad molecular será función de la concentración de las fases y de la topología de la mezcla. Por consistencia con otras aplicaciones térmicas ya desarrolladas por otros autores sobre OpenFOAM®, se ha adoptado el uso del número de Prandtl, definido como

$$Pr = \frac{\nu}{\Gamma} \quad (59)$$

donde ν y Γ son respectivamente la viscosidad cinemática y la difusividad térmica de la mezcla. El número de Prandtl se provee como dato del problema, y se utiliza para calcular la conductividad molecular con la siguiente relación:

$$K = \rho_m C_p \Gamma = \rho_m C_p \frac{\nu}{Pr} \quad (60)$$

La conductividad turbulenta, siguiendo los mismos lineamientos, se modela usando el concepto del Prandtl turbulento, Pr^t , definido como

$$Pr^t = \frac{\nu^t}{\Gamma^t} \quad (61)$$

donde ν^t es la viscosidad cinemática turbulenta y Γ^t la difusividad turbulenta. El Pr^t será un parámetro a suministrar al modelo, con lo que podremos evaluar entonces K^t de la forma

$$K^t = \rho_m C_p \Gamma^t = \rho_m C_p \frac{\nu^t}{Pr^t} \quad (62)$$

Finalmente, entonces, podemos escribir la ecuación de conservación de la energía interna de la mezcla en la forma en que se ha implementado en este trabajo, la cuál queda

$$C_p \left[\frac{\partial \rho_m T_m}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_m \mathbf{v}_m T_m \right] = - \frac{\alpha_2 \rho_1 \rho_2}{\rho_m} (C_{p2} - C_{p1}) \mathbf{v}_{2j} \cdot \nabla T_m + \nabla \cdot K^{eff} \nabla T_m + R. \quad (63)$$

A las ecuaciones de continuidad, momento y energía interna de la mezcla desarrolladas arriba, se debe sumar una ecuación adicional que permita calcular la fracción de petróleo, es decir α_2 . La ecuación de continuidad de la fase 2 puede escribirse como

$$\frac{\partial \alpha_2 \rho_2}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_2 \rho_2 \mathbf{v}_2 = 0. \quad (64)$$

En esta ecuación aparece la velocidad \mathbf{v}_2 , la cuál no queremos tener entre las variables del modelo. La podemos eliminar utilizando las ecuaciones (31) y (40). Reordenando, la forma final de la ecuación de continuidad para la fase dispersa resulta

$$\frac{\partial \alpha_2 \rho_2}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_2 \rho_2 \mathbf{v}_m = - \nabla \cdot \left(\frac{\alpha_2 \rho_1 \rho_2}{\rho_m} \mathbf{v}_{2j} \right). \quad (65)$$

Esta ecuación deberá ser resuelta para encontrar el campo de concentración α_2 de la fase dispersa en todo el dominio espacio-temporal.

Para cerrar esta sección, se repiten abajo por razones de claridad las cuatro ecuaciones diferenciales de conservación para la mezcla obtenidas con el modelo de Drift-Flux, a saber

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_m \mathbf{v}_m &= 0, \\ \frac{\partial \rho_m \mathbf{v}_m}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_m \mathbf{v}_m \mathbf{v}_m &= -\nabla p_m + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau}^t) - \nabla \cdot \left[\frac{\alpha_2 \rho_1 \rho_2}{(1 - \alpha_2) \rho_m} \mathbf{v}_{2j} \mathbf{v}_{2j} \right] + \rho_m^B \mathbf{g}, \\ C p_m \left[\frac{\partial \rho_m T_m}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_m \mathbf{v}_m T_m \right] &= -\frac{\alpha_2 \rho_1 \rho_2}{\rho_m} (C p_2 - C p_1) \mathbf{v}_{2j} \cdot \nabla T_m + \nabla \cdot K^{eff} \nabla T_m + R, \\ \frac{\partial \alpha_2 \rho_2}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_2 \rho_2 \mathbf{v}_m &= -\nabla \cdot \left(\frac{\alpha_2 \rho_1 \rho_2}{\rho_m} \mathbf{v}_{2j} \right).\end{aligned}$$

3.4. La velocidad de deslizamiento

Quedó pendiente en el desarrollo anterior, entre otros detalles que veremos más adelante, la especificación de la llamada velocidad de deslizamiento.

En el presente modelo se ha optado por una relación simple en la cual la misma depende en cada punto del dominio de la fracción local de la fase 2 y de la temperatura local de mezcla:

$$\mathbf{v}_{2j} = \mathbf{v}_{2j}(\alpha_2, T_m). \quad (66)$$

No se considera en este modelo ninguna dependencia de esta velocidad con la topología de la mezcla de fases.

La determinación de esta función debiera hacerse en cada caso particular a través de experimentos con los fluidos reales que se intenta simular. En el presente trabajo, a efectos demostrativos, se ha adoptado un modelo simple que intenta capturar la esencia del proceso de separación. El modelo adoptado es el siguiente:

$$\mathbf{v}_{2j} = V_0 [1 + \gamma(T_m - T_{ref})] \left[1 - \min\left(1, \frac{\alpha_2}{\alpha_{2max}^\omega}\right) \right]^a \tilde{k}, \quad (67)$$

donde

$$\alpha_{2max}^\omega = \alpha_{2max} [1 + \omega(T_m - T_{ref})], \quad (68)$$

y donde \tilde{k} es el versor en la dirección vertical.

Los otros parámetros que aparecen en estas ecuaciones son la velocidad de deslizamiento a dilución infinita y temperatura de referencia, V_0 , la fracción máxima admisible de petróleo a esa temperatura, α_{2max} , dos coeficientes γ y ω que afectan a los dos primeros parámetros con una variación lineal con la temperatura, y un exponente a que controla la dependencia general de \mathbf{v}_{2j} con la fracción de la fase 2.

La velocidad V_0 debe ser interpretada como la velocidad de ascenso de una gota solitaria de petróleo en un mar de agua, es decir, como la velocidad de Stokes de la gota. El presente modelo requiere por lo tanto definir un diámetro típico de gota, a partir del cuál se puede calcular este parámetro V_0 .

El parámetro γ , que regula la variación de esta velocidad con la temperatura, se puede deducir de un análisis del flujo de Stokes de un fluido de viscosidad μ alrededor de una esfera. Es fácil demostrar que

$$\gamma = -\frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dT}. \quad (69)$$

Respecto de los otros dos parámetros, debemos recordar que la fase dispersa es en este caso el petróleo, si bien en el caso de los separadores de fases de los cuales nos ocupamos en este trabajo el petróleo aparece en algunas situaciones en el papel de fase continua, conteniendo agua *no separable o emulsionada* como fase dispersa. Además, es importante notar que esta fracción de agua que se considera no separable es en general un valor que depende de la temperatura, de manera que a mayor temperatura, menor la cantidad de agua que permanece emulsionada.

Este fenómeno está representado en el presente modelo por el límite α_{2max}^ω , por encima del cuál no es esperable separación ulterior, ya que para este valor la velocidad de deslizamiento es nula. Este límite α_{2max}^ω depende como es de esperar de la temperatura, dependencia que ha sido modelada como lineal en la Ec.(68).

Es útil ver en un gráfico de $v_{2j}(\alpha_2, T_m)$ un ejemplo para un caso particular. Consideremos los siguientes valores para los parámetros:

- $V_0 = 0,00103m/s$ (correspondiente a gotas de $150\mu m$ de diámetro)
- $\alpha_{2max} = 0,75$
- $\omega = 0,00733$
- $\gamma = 0,0282$
- $a = 1$

El gráfico para este caso es el que muestra la Fig.1.

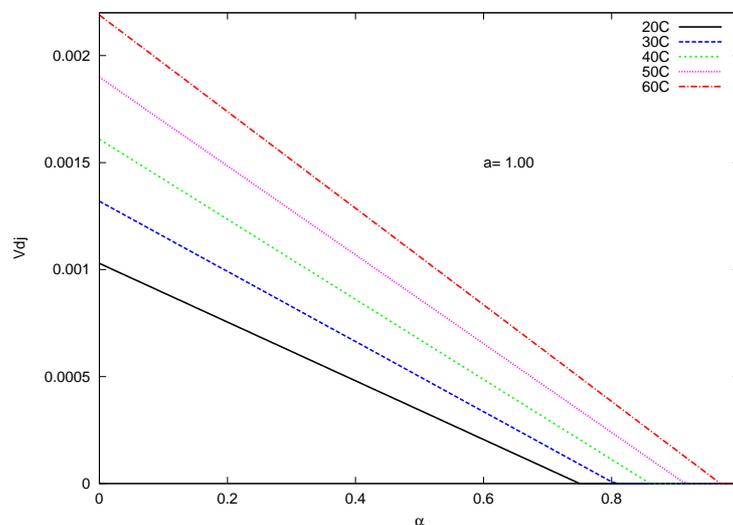


Figura 1: Velocidad de deslizamiento $V_{2j}(\alpha, T)$ para $a = 1$.

El efecto del parámetro a es modificar la forma de la curva de dependencia con la fracción de petróleo. La Fig.(2) muestra el efecto obtenido con $a = 2$.

3.5. Un modelo para la viscosidad de la mezcla

Como ya se describió anteriormente, la viscosidad μ_m^{eff} de la mezcla tiene una contribución molecular o laminar μ_m y otra turbulenta μ_m^t .

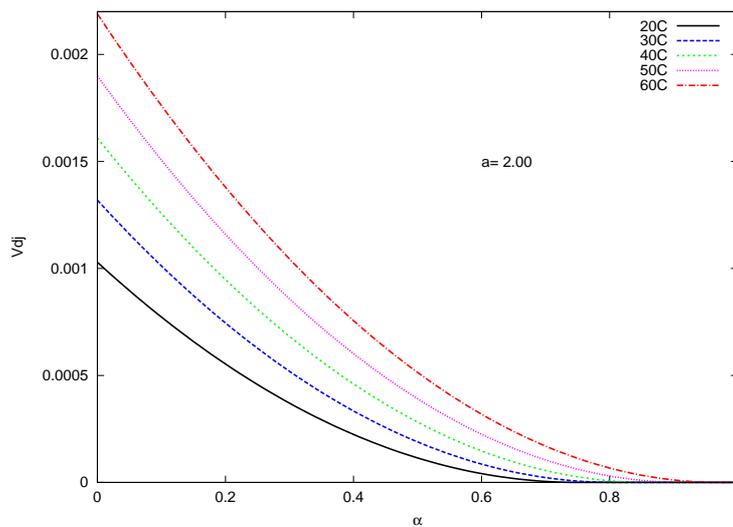


Figura 2: Velocidad de deslizamiento $V_{2j}(\alpha, T)$ para $a = 2$.

La viscosidad laminar de mezcla de un fluido compuesto por dos fluidos simples no-miscibles depende fuertemente de la fracción en que se encuentran ambos en la mezcla. En el caso de las mezclas agua-petróleo hay innumerables trabajos teóricos y experimentales en la materia. Un ejemplo de resultados experimentales y correlaciones de la dependencia de la viscosidad de estas mezclas con la fracción de agua se observa en la Fig.(3), tomada del trabajo de (Hansen (2001)).

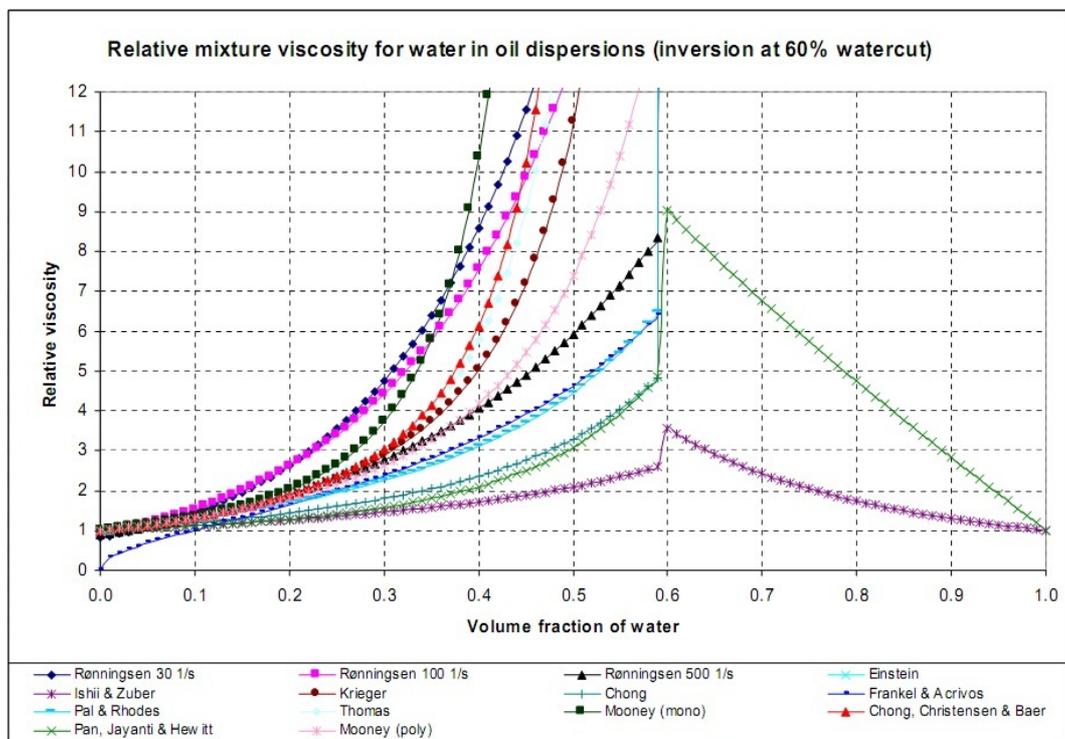


Figura 3: Viscosidades relativas en función de la fracción de agua: ejemplos de diversos autores

La Fig.(4) muestra la viscosidad relativa de la mezcla respecto de la de cada una de las fases,

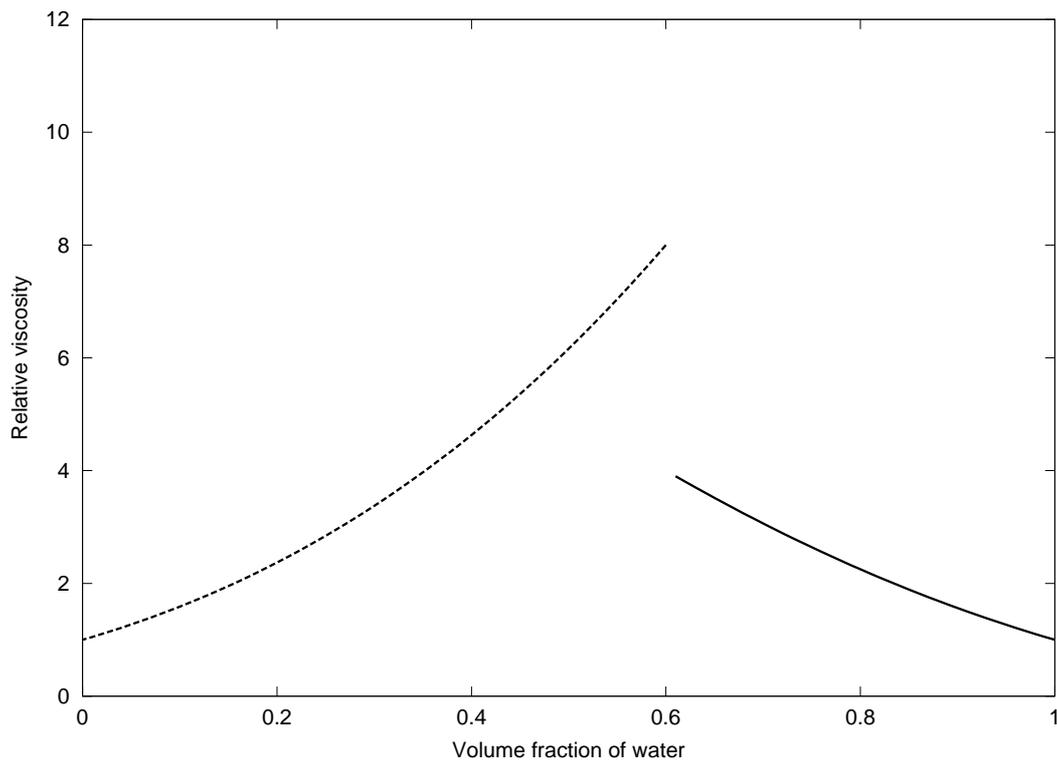


Figura 4: Viscosidades relativas en función de la fracción de agua: modelo adoptado en el presente trabajo

en función de la fracción de agua, es decir, de α_1 en nuestra notación. Se observan dos sectores claramente diferenciados, a izquierda y derecha de la concentración o corte de agua de inversión, $\alpha_1 = 0,6$, para la cuál se invierten los papeles de las fases como continua y dispersa. En el sector de la izquierda se representan valores de viscosidad de mezcla relativos a la del petróleo puro, μ_m/μ_2 , mientras que en el derecho relativos a la del agua pura, μ_m/μ_1 . Es evidente la enorme variación entre los distintos casos, y también el hecho de que la viscosidad de mezcla puede ser mucho mayor que la de los fluidos puros para concentraciones intermedias con lo cual es un efecto importante que no debe ser ignorado.

Al igual que en el caso anterior de la velocidad de deslizamiento, la determinación de esta dependencia debiera hacerse en cada caso particular a través de experimentos con los fluidos reales que se intenta simular. En el presente trabajo, a efectos demostrativos, se ha adoptado un modelo simple que intenta capturar la esencia del efecto de variación de viscosidad con las fracciones de los fluidos intervinientes. El modelo adoptado, que representa cualitativamente el comportamiento general mostrado en la Fig.(4), es el siguiente:

$$\mu_m = \mu_1(1 - \psi) \left(1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_{2inv}}\right)^2 + \mu_2\psi \left(1 + \frac{1 - \alpha_2}{1 - \alpha_{2inv}}\right)^3. \quad (70)$$

donde α_{2inv} es la fracción de petróleo para la cuál se produce la inversión de fases. La función auxiliar $\psi(\alpha_2)$, definida como

$$\psi = \left[\frac{1 + \operatorname{atan}(\eta(\alpha_2 - \alpha_{2inv}))}{2\operatorname{atan}(\eta\alpha_{2inv})} \right], \quad (71)$$

es una función de solapamiento correspondiente a un escalón unitario regularizado, que permite

empalmar en una sola curva los modelos de los sectores izquierdo y derecho. El parámetro η es el coeficiente de regularización; cuanto mayor es este valor más abrupto es el escalón de ψ . En este trabajo se adoptó $\eta = 1000$.

En la Fig.(5) se muestra finalmente la variación de la viscosidad absoluta utilizada en este trabajo, obtenida con el modelo anterior. La escala de la abscisa está invertida respecto de los dos gráficos anteriores, para mostrar la variación en función de la concentración de petróleo, α_2 , que es la variable realmente calculada en el modelo.

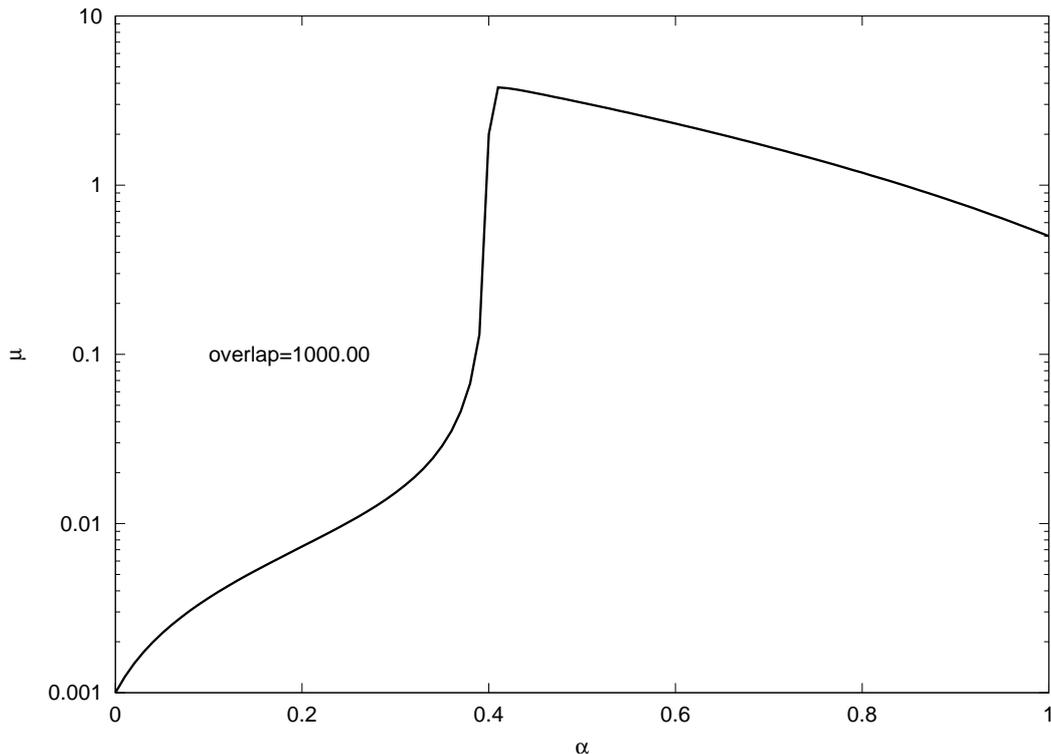


Figura 5: Viscosidad absoluta en función de la concentración de petróleo: modelo adoptado en el presente trabajo

4. MODELO NUMÉRICO

En este trabajo utilizamos una versión modificada del programa *settlingFoam* Brennan (2001), contenido dentro de la librería OpenFOAM®. Dicho software, de código abierto, nos permite resolver las ecuaciones mencionadas en el capítulo anterior mediante el método de volúmenes finitos, incluyendo modelos turbulentos para simular las condiciones de transporte en este tipo de flujos.

Las modificaciones aplicadas al código *settlingFoam* implicaron la incorporación de la ecuación de conservación de energía, y un cambio sustancial en el modo en que se tratan las viscosidades. Se ha llevado a cabo además, un cambio respecto del tratamiento de la restricción de las concentraciones, discutido debajo.

Las concentraciones α_k están limitadas a tomar valores positivos y a cumplir la restricción algebraica

$$\sum_{k=1}^2 \alpha_k = 1. \quad (72)$$

Calculando α_2 con la Ec.(65), y evaluando posteriormente α_1 con la Ec.(72), se asegura su cumplimiento. Resta sin embargo restringir las soluciones posibles para α_2 al rango $[0, 1]$ para no generar soluciones no realistas. Para esta aplicación en particular, es normal además encontrar situaciones en donde parte del agua queda atrapada en la matriz continua de petróleo, y puede considerarse inseparable a los fines prácticos de la simulación. Debido a esto, la concentración α_2 no alcanza nunca el valor 1, quedando limitada por debajo de una concentración máxima, α_{2max}^ω en nuestra notación, cuyo valor debe ser determinado para cada caso particular. Esto se puede modelar, como en nuestro caso, haciendo que para esta concentración o cualquiera superior se anule la velocidad de deslizamiento v_{2j} (ver Eq.(67)), obligando de esta manera a ambas fases a moverse en forma conjunta impidiendo la separación de las mismas.

En la implementación original de Brennan (2001) la restricción sobre los valores de concentración se impone a posteriori simplemente truncando en cada iteración por debajo y por arriba el campo α_2 para mantenerlo dentro del rango válido. Esta solución, que aparentemente funcionó para los casos mostrados por Brennan (2001), se reveló como no adecuada para la presente aplicación al área petróleo, produciendo efectos espúreos de creación y destrucción de masa de petróleo, sobre todo en zonas de alta concentración del mismo.

Para solucionar este problema se eliminó el truncamiento y se modificó la forma en que se discretiza por volúmenes de control la ecuación de transporte, Ec.(65).

La idea en que se basa la solución es la siguiente. Consideremos dos volúmenes de control adyacentes, que comparten una dada cara. El flujo de petróleo a través de la cara tiene dos contribuciones, una convectiva y otra “difusiva”, estando esta última representada en el modelo de drift-flux por la velocidad de deslizamiento ya mencionada, la cuál debe ser evaluada en esa cara.

En Brennan (2001), las velocidades de deslizamiento se calculan en base a las concentraciones en los volúmenes de control adyacentes por esa cara, y se interpola linealmente esta velocidad en la cara. A diferencia de esto, la propuesta presentada por los autores en Barceló et al. (2010) es utilizar la concentración de petróleo del volumen de control que se encuentra aguas abajo (downwind) respecto de esa cara para calcular la velocidad de deslizamiento que se usará para evaluar los flujos de petróleo entre volúmenes de control vecinos. De esta manera, por ejemplo, si el volumen de control aguas abajo ya tiene una concentración α_{2max}^ω la velocidad de deslizamiento utilizada para calcular el flujo difusivo tendrá valor nulo, impidiendo la llegada de más petróleo a este volumen de control por este mecanismo. Esta estrategia probó ser eficaz, como se muestra en Barceló et al. (2010), por lo que es la utilizada en el presente trabajo.

5. APLICACIÓN: FWKO BIDIMENSIONAL

A partir de un pedido de la industria, se decidió abarcar el estudio de un tanque FWKO. Como se mencionó en la introducción, este equipo conforma la primera etapa en el proceso de deshidratación del petróleo y es el encargado de separar el agua libre de la mezcla. Como primera aplicación relativamente simple, se analizó la sensibilidad de un equipo a diferentes temperaturas de funcionamiento, y a la presencia de fuentes de calor.

Se llevó a cabo la simulación para un dominio bi-dimensional rectangular que representa a un tanque de longitud $L = 20m$ y altura $H = 3,2m$. El dominio tiene una zona de inyección de $h_i = 0,4m$ sobre la pared vertical izquierda, una zona de salida de petróleo sobre la pared derecha de altura $h_{sp} = 0,1$ y una zona de salida de agua, sobre el piso del dominio adyacente a la pared del fondo, de longitud $l_{sa} = 0,25m$. Se expone un esquema en la Fig.(6).

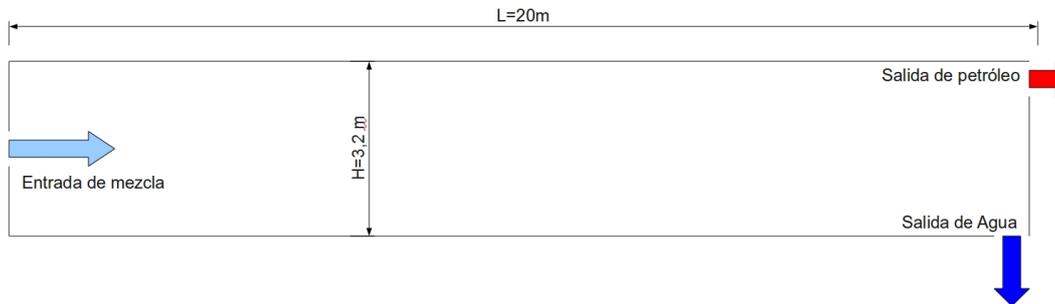


Figura 6: Esquema del dominio simulado

5.1. Estudio Isotérmico

Se realizó un estudio bi-dimensional isotérmico del equipo. Se llevaron a cabo tres corridas a tres temperaturas diferentes: 20, 40 y 60 grados centígrados. El estudio es isotérmico porque para cada una de estas corridas se estableció la misma temperatura en el interior del equipo y en el fluido inyectado, y no existe fuente o sumidero alguno de calor en todo el dominio a analizar.

Condiciones de la simulación

Para todos los casos se especificó la misma velocidad de inyección $V_i = 0,036m/s$, la cual representa adecuadamente el caudal de funcionamiento propuesto para el tanque real. En la salida de agua se estableció una condición de derivada normal nula para la velocidad y se especificó una presión de referencia. La velocidad en la salida de petróleo V_{sp} se mantuvo fija para cada caso y se calculó en función del valor de concentración máxima posible para cada temperatura de operación. Pretendimos con dicho cálculo que la cantidad de petróleo que ingresa al equipo por la zona de inyección sea la misma que aquella que se extrae por la salida de petróleo de manera que el ancho de la banda superior de mezcla con concentración máxima de petróleo se mantenga estable. La Tabla 2 muestra los valores de velocidad de salida de petróleo definidos para cada caso.

Temperatura	concentración max.	V_{sp}
20°C	0,75	0,035
40°C	0,90	0,032
60°C	0,97	0,029

Tabla 2: Velocidades a la salida de petróleo para cada caso.

Resultados

Para cada caso se simularon 3000 segundos de tiempo real. Se exponen en la Fig.(7) los resultados obtenidos al final de la simulación para cada uno de los casos. Se pueden apreciar en las figuras los perfiles de concentración de petróleo para cada caso, los perfiles de velocidad, y un detalle gráfico del perfil de concentraciones a lo largo de una línea ubicada verticalmente en el centro del dominio.

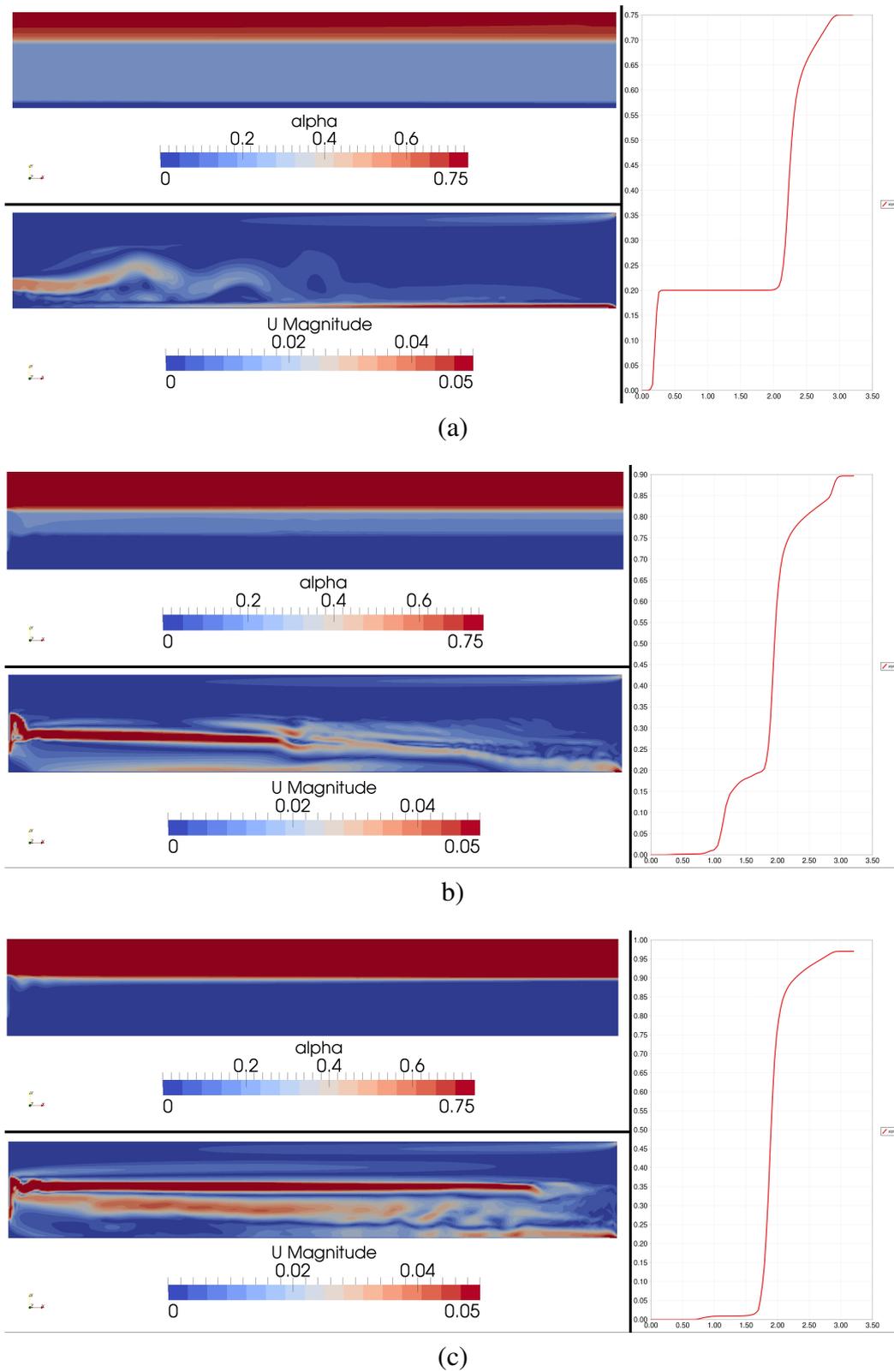


Figura 7: (a) 20°C; (b) 40°C; (c) 60°C. Arriba: perfil de concentraciones; Abajo: perfil de velocidades; Derecha: Perfil de concentraciones $\alpha(Y)$ a lo largo de una línea vertical en el centro del dominio

Discusión

En las imágenes expuestas se observa a primera vista una diferencia notable en los perfiles de concentración para cada caso. Para el caso de 20°C se puede ver una banda de dispersión ancha, y capas de agua y petróleo que resultan angostas respecto a los otros dos casos, para el mismo tiempo de simulación. Es evidente que el modelo refleja el incremento en la velocidad de deslizamiento ante un incremento de temperatura.

Surge otra conclusión interesante respecto a las velocidades dentro del tanque. A medida que la capa de dispersión se vuelve más angosta aumenta la velocidad de la corriente principal de inyección de mezcla. Esto se debería a que al momento de la inyección, la mezcla inyectada buscará llegar hasta un lugar con concentración similar a la suya. En el caso 1, dicha zona es ancha permitiendo que la mezcla inyectada circule libremente. En los otros dos casos, la zona con concentración similar a la de inyección es mucho más angosta, canalizando de alguna manera al jet de inyección, y aumentando su velocidad.

Respecto de la eficiencia de separación, se observa que el equipo ya es eficiente aún a 20°C, porque muy poco petróleo escapa por la salida inferior. Sin embargo, el hecho de que la capa de dispersión disminuya con la temperatura, como es evidente en los resultados, indica que sería posible construir un equipo más corto, ineficiente a 20°C pero eficiente a temperaturas más altas.

5.2. Estudio con Fuentes de Calor

Acorde a un diseño de FWKO con tubos de fuego existente, decidimos añadir a la geometría ya expuesta fuentes de calor en diferentes ubicaciones dentro del dominio y analizar su efecto sobre la capacidad de separación del equipo.

Se analizan 3 variantes: la primera de ellas posee una sola fuente ubicada en la zona superior del equipo, dentro de la zona que tiene la capa ya formada de emulsión agua petróleo no separable por diferencia de densidad; la segunda posee la fuente ubicada en la banda de dispersión de la mezcla, es decir, aquella zona entre la capa superior de petróleo y la capa inferior de agua limpia, que tiene una concentración similar a la de entrada; la tercera variante posee dos fuentes, una en cada una de las zonas especificadas anteriormente, y cada fuente entrega la mitad de potencia térmica que las anteriores.

Las fuentes se modelaron según $\dot{q} = h(T_w - T_m)$, donde T_m es la temperatura local de mezcla, T_w es la temperatura de pared del tubo de fuego, y h es un coeficiente de transferencia de calor aproximado según datos de temperaturas de entrada y salida de fluidos en equipos reales en funcionamiento.

Condiciones de la simulación

Para todos los casos se especificó la misma velocidad de inyección $V_i = 0,036m/s$, que representa adecuadamente la velocidad de avance de la mezcla en el tanque real. En la salida de agua se estableció una condición de derivada normal nula para la velocidad y se especificó una presión de referencia. La velocidad en la salida de petróleo V_{sp} se fijó en $0,036m/s$, valor aproximado matemáticamente a fin de que el ancho de la capa de petróleo se mantuviese estable.

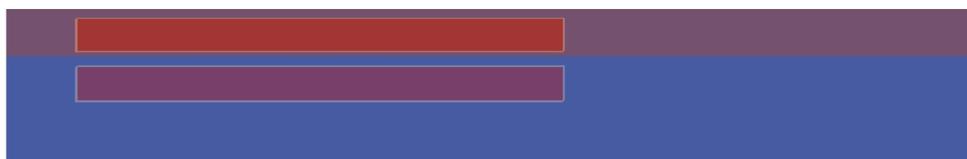
Para cada caso las fuentes tienen una medida de $10m \times 0,672m$, y la temperatura del tubo de fuego es $T_w = 150^\circ C$. La Fig.(8) muestra las ubicaciones de las fuentes de calor para cada corrida. Para los casos con una sola fuente, el coeficiente de transferencia de calor ha sido fijado en $h = 2257,6$, y para el caso con dos fuentes se utiliza la mitad de dicho valor.



(a)



(b)

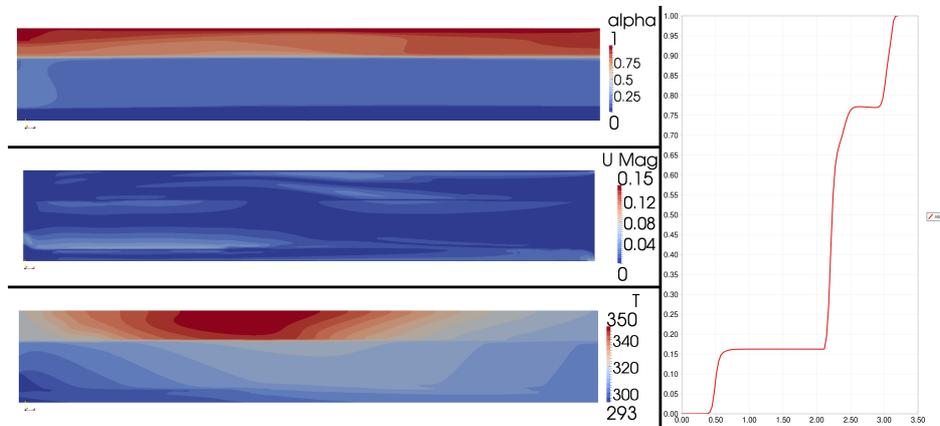


(c)

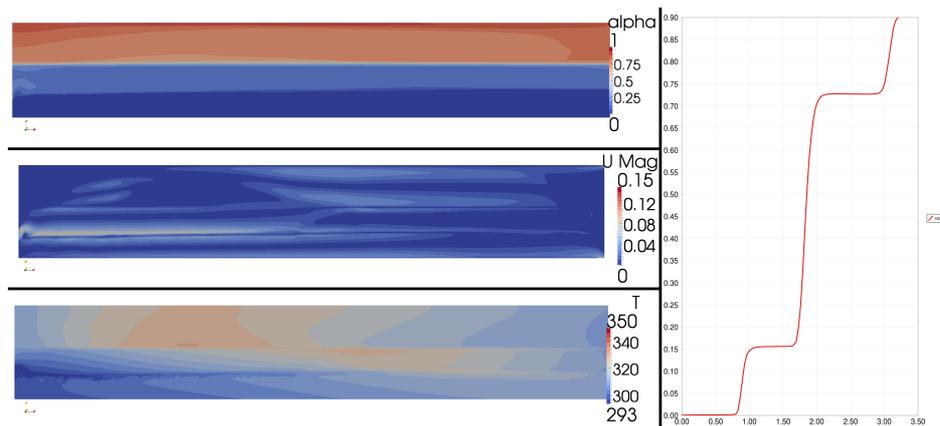
Figura 8: (a) Variante 1: Una sola fuente ubicada en la zona de petróleo puro; (b) Variante 2: Una sola fuente ubicada en la zona de dispersión; (c) Variante 3: Dos fuentes ubicadas una en la zona de petróleo puro y la otra en la zona de dispersión.

Resultados

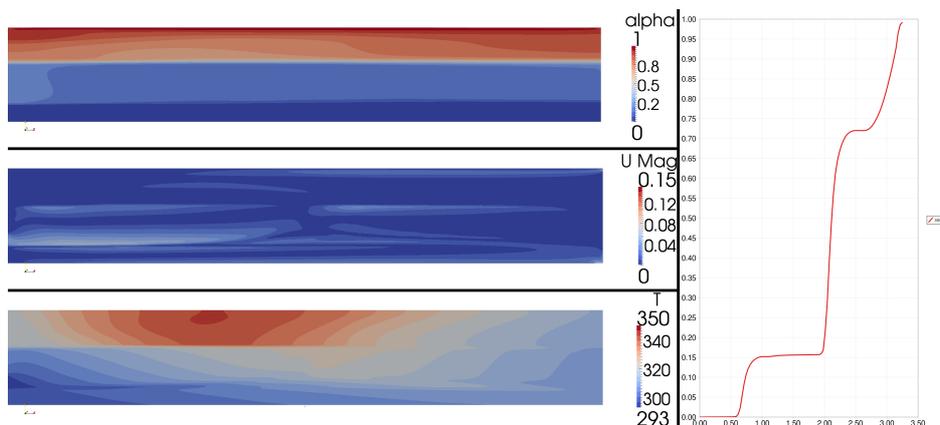
Para cada caso se simularon 4000 segundos de operación. Se exponen en la Fig.(9) los perfiles de concentración, velocidad y temperatura obtenidos para cada caso.



(a)



(b)



(c)

Figura 9: (a) Variante 1; (b) Variante 2; (c) Variante 3. Perfiles de concentración, velocidad y temperatura. Derecha: Perfil de concentraciones $\alpha_2(y)$ a lo largo de una línea vertical ubicada al medio del dominio.

Discusión

En este estudio se pueden comparar las 3 disposiciones distintas de tubos de fuego. Hemos notado que, considerando que a fin de obtener petróleo puro en la salida de petróleo y agua pura en la salida de agua resulta conveniente minimizar el ancho de la banda de dispersión. La disposición óptima parecería ser aquella con la fuente de calor en la zona de dicha banda. Entrando en los detalles del modelo, esto se podría explicar partiendo de la base de que un cambio en la temperatura supone un cambio notable en la velocidad de deslizamiento y una variación poco importante en los valores de concentración máxima. Esto significa que si calentamos el petróleo ubicado en la zona superior sólo lograremos una concentración algo más alta en la salida, por desemeulsificación, pero el tamaño de la banda de dispersión se mantendrá prácticamente igual al caso sin calentamiento, acercando las gotas de petróleo a la salida de agua.

Al calentar en la zona de la banda de dispersión se acelera el proceso de separación del agua libre no emulsionada, obteniendo una capa de dispersión angosta, capas de petróleo y agua anchas en las zonas superior e inferior del tanque, respectivamente, pero una concentración de salida de petróleo algo más baja, ya que dicha ubicación no favorece a la desemeulsificación.

El caso con dos fuentes resulta en una solución intermedia entre las dos variantes discutidas.

6. APLICACIÓN: FWKO TRIDIMENSIONAL

Se simuló el comportamiento de la mitad de un tanque tridimensional simplificado. Se buscó obtener una primera aproximación de los patrones de flujo posibles, de naturaleza tridimensional, del tanque real.

El dominio se discretizó en aproximadamente 465000 volúmenes de control del tipo *wedge* (prismas de base triangular). El nivel de detalle de la malla apuntó a simular el comportamiento global del tanque, descartando representar correctamente las capas límite alrededor del tubo de fuego y sobre las paredes del equipo. La geometría aproximada y la malla generada se pueden apreciar en las Fig.(10) y (11), respectivamente.

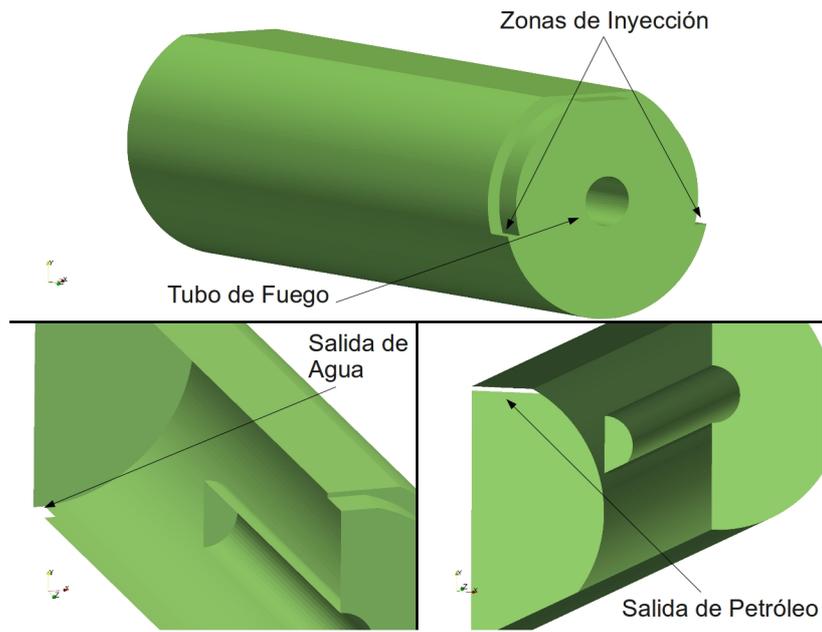


Figura 10: Geometría simulada.

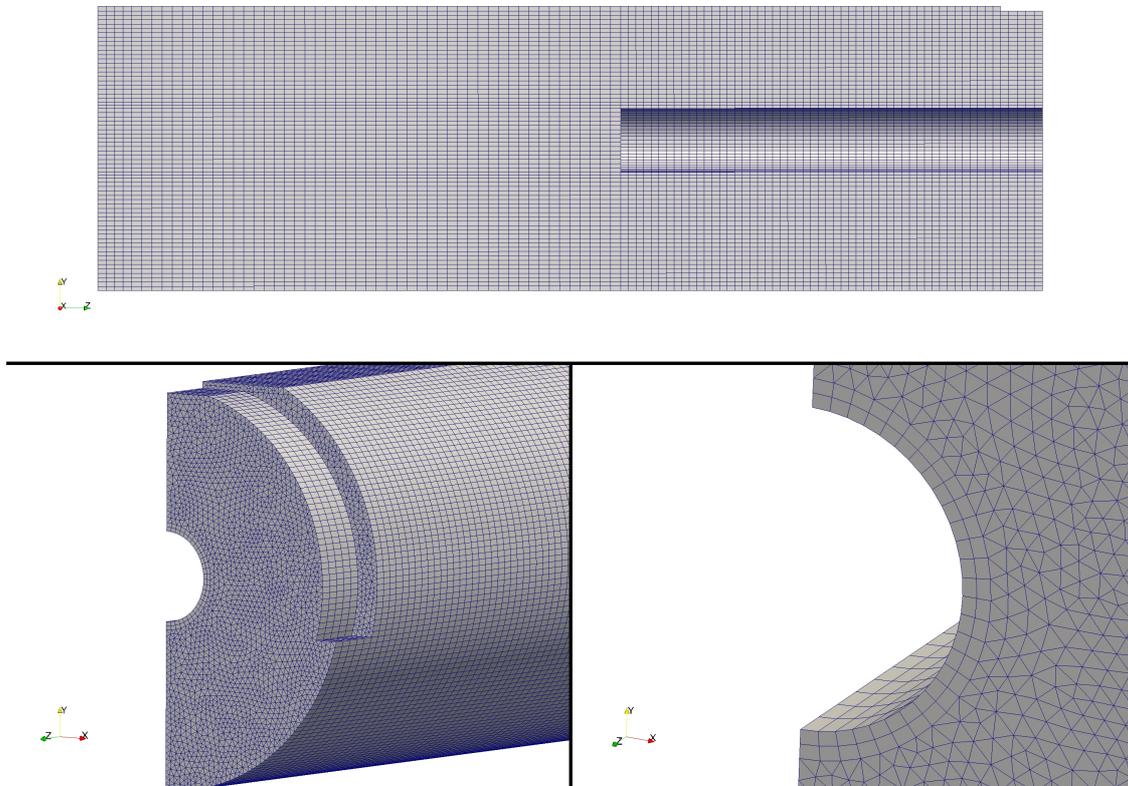


Figura 11: Malla del dominio; el plano medio es un plano de simetría del problema.

Condiciones de la simulación

Para este caso se especificó una velocidad de inyección $V_i = 0,0559m/s$, que corresponde a un caudal $Q = 4000m^3/dia$ usual para un tanque tipo FWKO. En la salida de agua se estableció una condición de derivada normal nula para la velocidad y se especificó una presión de referencia. La velocidad en la salida de petróleo se mantuvo fija procurando que la cantidad de petróleo que ingresa al equipo por la zona de inyección sea la misma que aquella que se extrae por la salida de petróleo, de manera que el ancho de la banda superior de mezcla con concentración máxima de petróleo se mantenga estable.

En cuanto a la temperatura, se le dió una condición de gradiente nulo sobre las paredes para evitar la simulación de la capa límite térmica. A fin de especificar el tubo como fuente de calor se definió un campo fuente alrededor del tubo, de $0,14m$ de espesor, que ofrece una potencia térmica correspondiente a un tubo de $10m$ de largo y $0,76m$ de diámetro cuya superficie se encuentra a 150 grados centígrados.

Resultados

Se exponen en la Fig.(12) tres momentos de la simulación tridimensional transitoria: el comienzo de la operación, un tiempo intermedio de estabilización de la mezcla, y el momento final que muestra un regimen cuasi estacionario de funcionamiento, alcanzado tras 6000 segundos de operación simulados.

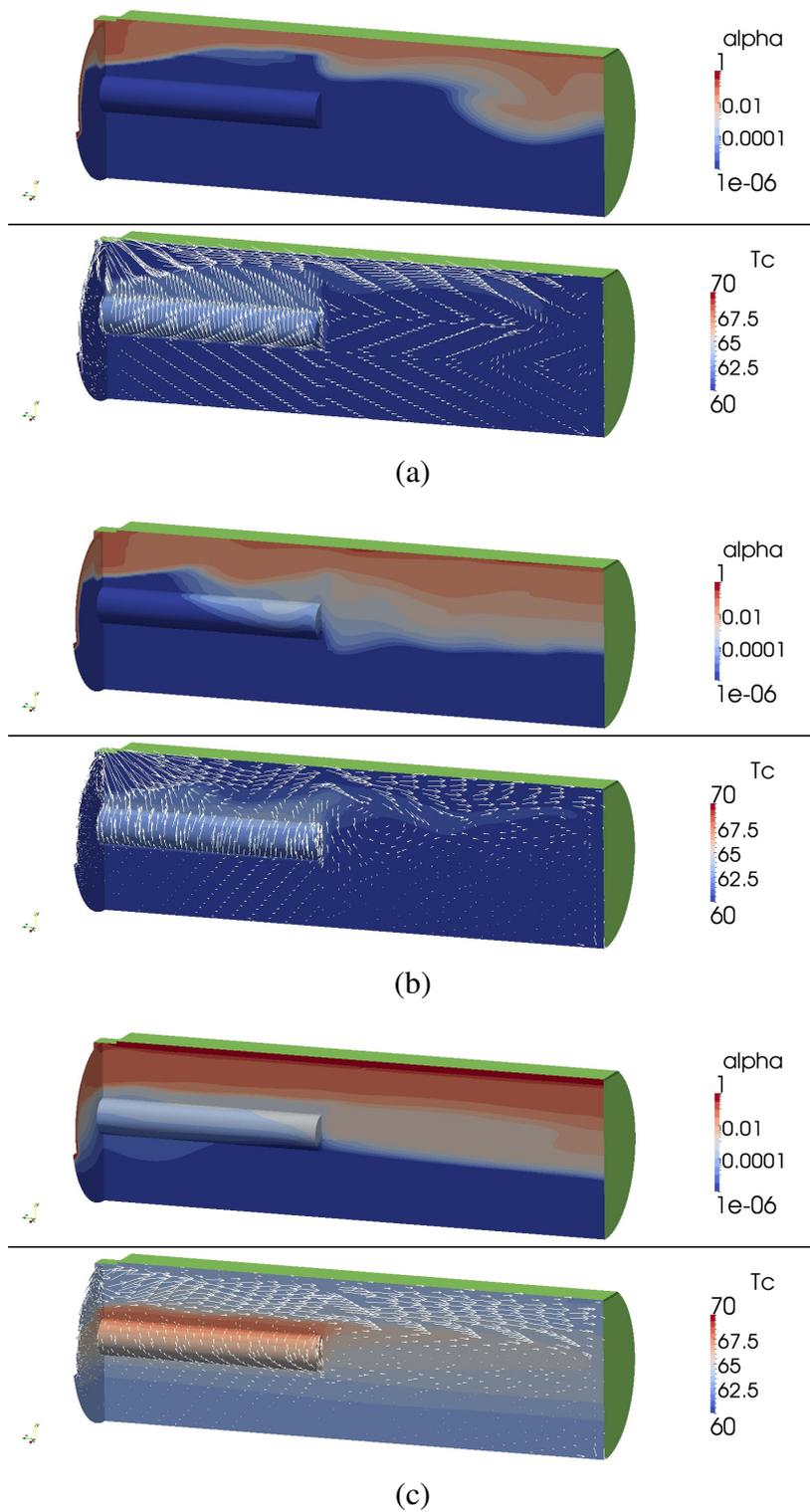


Figura 12: Evolución del perfil de concentraciones, temperaturas y vectores velocidad en el interior del equipo.(a) $t=15$ s; (b) $t=350$ s; (c) $t=6000$ s

Discusión

En principio vale aclarar que los patrones de flujo obtenidos en esta primera simulación tridimensional, aún no aportarían datos utilizables para el diseño de estos equipos dado que la malla de volúmenes finitos es poco refinada, por lo que la simulación falla en entregar detalle sobre determinados comportamientos del fluido.

Más allá de eso, considerando que el comportamiento obtenido como resultado se acerca al esperable para este tipo de equipos, esta simulación ha demostrado que el modelo es cualitativamente aplicable a geometrías tridimensionales. Se puede ver en las imágenes que tras 6000 segundos de simulación se ha formado una banda de dispersión comparable con aquellas obtenidas en los modelos bi-dimensionales. También se identifica un flujo ascendente en la zona de fuente de calor, indicando que existen fuerzas boyantes por efectos convectivos y demostrando de esta manera la implementación de las ecuaciones de transferencia térmica.

7. CONCLUSIONES

Se ha modificado una aplicación basada en OpenFOAM® para resolver problemas de dos fases basada en el modelo de drift-flux, a fin de incorporar efectos térmicos al fenómeno de separación de agua-petróleo. Se agregó la ecuación correspondiente de conservación de energía y la dependencia de la velocidad de separación de ambas fases respecto a variaciones en la temperatura. Se ha mejorado el tratamiento de las viscosidades respecto al modelo original acercando el comportamiento simulado a datos experimentales extraídos de otros trabajos en el área petrolera.

Se realizaron pruebas bi- y tridimensionales obteniendo resultados cualitativamente aceptables, demostrando sobre todo que el modelo resulta estable tanto con mallas estructuradas como no estructuradas y que el costo computacional resulta aceptable para los tiempos que requiere la industria del petróleo hoy en día.

Se pretende, en un futuro cercano, estudiar un equipo en funcionamiento mediante el modelo aquí presentado, y contrastar los resultados obtenidos con aquellos medidos en el tanque real. De esta manera se buscaría ajustar lo más posible los parámetros que definen las propiedades del fluido y las condiciones iniciales de la simulación, optimizando las simulaciones para el diseño de equipos posteriores. Naturalmente, un estudio de este tipo resulta estrictamente necesario a fin de validar completamente el modelo.

REFERENCIAS

- Abdulkadir M. y Hernandez-Perez V. The Effect of Mixture Velocity and Droplet Diameter on Oil-water Separator using Computational Fluid Dynamics (CFD). *World Academy of Science, Engineering and Technology*, 61:35–43, 2010.
- Barceló L.F., Caron P.A., Larreguy, Gayoso R., Gayoso F., y Guido Lavalle G. Análisis del Comportamiento de Equipos Separadores de Agua-Petróleo Usando Volúmenes Finitos y el Modelo Drift-Flux. *Mecánica Computacional*, XXIX(87):8463–8480, 2010.
- Brennan D. *The numerical simulation of two-phase flows in settling tanks*. Tesis de Doctorado, Imperial College of Science, Technology, and Medicine. University of London, 2001.
- Drew D. y Passman S. *Theory of multicomponent fluids*. Springer Verlag, 1999.
- Hansen E. PHENOMENOLOGICAL MODELLING AND SIMULATION OF FLUID FLOW AND SEPARATION BEHAVIOUR IN OFFSHORE GRAVITY SEPARATORS. *Emerging Technologies for Fluids, Structures and Fluid Structure Interaction*, 431:23–29, 2001.

- Ishii M. Two-fluid model for two-phase flow. In *2nd Intl. Workshop on Two-phase Flow Fundamentals*. Argonne National Lab., IL (USA), Troy, NY, 1987.
- Ishii M. y Hibiki T. *Thermo-fluid dynamics of two-phase flow*. Springer Verlag, Paris, 2010.
- Lee C.m. y Frankiewicz T. The Design of Large Diameter Skim Tanks Using Computational Fluid Dynamics (CFD) For Maximum Oil Removal. In *15th Annual Produced Water Seminar*, January. Houston, Texas, U.S.A., 2005.
- Simmons M.J.H., Komonibo E., Azzopardi B.J., y Dick D.R. Residence time distributions and flow behaviour within primary crude oil-water separators treating well-head fluids. *Chemical Engineering Research and Design*, 82(October):1383–1390, 2004.