



Tecnológico Nacional de México

**Centro Nacional de Investigación
y Desarrollo Tecnológico**

Tesis de Maestría

**Estudio CFD de gradientes térmicos y
comportamiento termohidráulico 3D en tubos
absorbedores de GVD**

presentada por

Ing. Oscar Emilio Zagal Jiménez

como requisito para la obtención del grado de
**Maestra en Ciencias en Ingeniería
Mecánica**

Director de tesis

Dr. Sara Lilia Moya Acosta (TecNM/CENIDET)

Codirector de tesis

Dr. Roger Alejandro Cundapí Arroyo (TecNM/CENIDET)

Cuernavaca, Morelos, México. Febrero de 2026.



Centro Nacional de Investigación y Desarrollo Tecnológico
Subdirección Académica

Cuernavaca Mor, 03/febrero/2026

Oficio No. SAC/041/2026

Asunto: Autorización de impresión de tesis

OSCAR EMILIO ZAGAL JIMÉNEZ
CANDIDATO AL GRADO DE MAESTRO EN
CIENCIAS EN INGENIERÍA MECÁNICA
P R E S E N T E

Por este conducto, tengo el agrado de comunicarle que el Comité Tutorial asignado a su trabajo de tesis titulado **"Estudio CFD de gradientes térmicos y comportamiento termohidráulico 3D en tubos absorbedores de GVD"**, ha informado a esta Subdirección Académica, que están de acuerdo con el trabajo presentado. Por lo anterior, se le autoriza a que proceda con la impresión definitiva de su trabajo de tesis.

Esperando que el logro del mismo sea acorde con sus aspiraciones profesionales, reciba un cordial saludo.

ATENTAMENTE

Excelencia en Educación Tecnológica®

"Conocimiento y Tecnología al servicio de México"

CARLOS MANUEL ASTORGA ZARAGOZA
SUBDIRECTOR ACADÉMICO



c.c.p. Departamento de Ingeniería Mecánica
Departamento de Servicios Escolares

CMAZ/lmz



2026
año de
Margarita
Maza

cenidet
Centro Nacional de Investigación
y Desarrollo Tecnológico





Educación
Secretaría de Educación Pública



TECNOLÓGICO
NACIONAL DE MÉXICO



Centro Nacional de Investigación y Desarrollo Tecnológico
Departamento de Ingeniería Mecánica

Cuernavaca, Mor., 03/febrero/2026

OFICIO No. DIM/016/2026

Asunto: Aceptación de documento de tesis

CENIDET-AC-004-M14-OFICIO

DR. CARLOS MANUEL ASTORGA ZARAGOZA
SUBDIRECTOR ACADÉMICO
PRESENTE

Por este conducto, los integrantes de Comité Tutorial del C. Oscar Emilio Zagal Jiménez con número de control M23CE150, de la Maestría en Ciencias en Ingeniería Mecánica, le informamos que hemos revisado el trabajo de tesis de grado titulado **"Estudio CFD de gradientes térmicos y comportamiento termohidráulico 3D en tubos absorbedores de GVD"** y hemos encontrado que se han atendido todas las observaciones que se le indicaron, por lo que hemos acordado aceptar el documento de tesis y le solicitamos la autorización de impresión definitiva.

Dra. Sara Lilia Moya Acosta
Director de tesis

Dr. Roger Alejandro Cundapí Arroyo
Director de tesis

Dra. Yvonne Chávez Chena
Revisor 1

Dr. Rafael Campos Amezcua
Revisor 2

Dr. Efraín Simá Moo
Revisor 3

C.c.p. Depto. Servicios Escolares.
Expediente / Estudiante



2026
año de
Margarita
Maza

cenidet
Centro Nacional de Investigación
y Desarrollo Tecnológico



Interior Internado Palmira S/N, Col. Palmira,
C.P. 62490, Cuernavaca, Morelos Tel. 01 (777) 3627770, ext. 1408,
e-mail: dim_cenidet@tecnm.mx | cenidet.tecnm.mx

Agradecimientos

Primero que nada, quisiera agradecer a la Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación (SECIHTI), anteriormente CONACYT, por la beca que se me fue conferida durante los dos años que dura la maestría.

Al Centro Nacional de Investigación y Desarrollo Tecnológico (Cenidet) por haberme permitido estudiar un posgrado en Ciencias de la Ingeniería Mecánica.

A mis padres Félix y Elba que, a pesar de no estar muy de acuerdo con el posgrado, me apoyaron de forma desinteresada durante toda la maestría.

A mi hermano Ian Levi por haberme brindando consejos técnicos cuando me encontré con dificultades para la realización de la tesis.

A mis abuelos José y Emelia que, aunque ya no estén en este mundo, siempre me motivaron a continuar preparándome para la vida.

A mis revisores de tesis, el Dr. Campos, la Dra. Yvonne y el Dr. Sima por haberme brindado sus valiosos puntos de vista para que mi tesis terminara siendo un buen documento técnico.

A mis directores, la Dra. Sara y el Dr. Roger por su invaluable criterio técnico que hizo posible la realización de este trabajo.

A mis amigos del posgrado, Eleazar y Hugo, por haberme acompañado durante este trayecto.

A los alumnos de doctorado de la Dra. Sara, Farfán, Julio, Ariel y Luis Guillermo por su ayuda y consejos.

A la Lic. Roció Salazar que agilizó de forma muy importante el trámite de la titulación, además de su apoyo durante todo el periodo de posgrado en cualquier duda administrativa

y burocrática que tuviera.

A Don Ángel y Doña Celia por haber provisto mis alimentos a lo largo de toda la maestría.

Por último, a mis amigos Roberto Lugo, José Peralta, Alexis, Alejandro Rojas, Mario Pozo, Yire, Casiano, Daniel Arzate y Emmanuel Luviano por haber estado al pendiente de mi camino en la maestría.

Resumen

La comprensión y la obtención de datos confiables del fenómeno termohidráulico presente en los Captadores Solares Cilindroparabólicos (CCP) de las plantas solares de Generación de Vapor Directa (GVD) sería un avance importante hacia su adopción como tecnología principal para la generación de electricidad de forma comercial. Las plantas GVD son muy prometedoras porque superan en aspectos clave a las de generación indirecta de vapor, uno de estos siendo el menor capital económico para su puesta en marcha y mantenimiento, derivado del reducido número de dispositivos que las componen. Adicionalmente, el fluido de trabajo es agua, lo cual implica una reducción de riesgos ambientales. Sin embargo, la desventaja que presentan es que existe el problema de la flexión del tubo absorbedor (para ciertas condiciones de operación) debido a fuertes gradientes térmicos circunferenciales a causa de ciertos patrones de flujo bifásico agua-vapor y al flux de calor no uniforme que impacta en el tubo absorbedor. Es por esta razón que se necesita una forma de obtener datos numéricos y experimentales lo más cercanos posible a la realidad para proponer diseños más robustos que no pongan en riesgo la integridad de la cubierta de vidrio.

El llevar a cabo experimentos conlleva un costo económico muy alto, por ello, muchas investigaciones recurren al uso de simulaciones numéricas para estudiar diversos escenarios y/o proponer nuevos diseños, empleando para ello *softwares* comerciales o código de desarrollo propio. La dinámica de fluidos computacional (*Computational Fluid Dynamics*, CFD) es una de las herramientas más usadas para atacar este problema, solo que hasta ahora existen solo un número limitado de trabajos dedicados a estudios tridimensionales íntegros de la transferencia de calor en el tubo absorbedor y del flujo bifásico que circula en su interior. En este trabajo se simula el CCP #9 del sistema *Direct Solar Steam* (DISS) de la Plataforma Solar de Almería (PSA), España, con el objetivo de calcular las diferencias de temperatura circunferenciales. Este es el captador más crítico de todo el lazo del sistema DISS, porque en él se presentan los gradientes máximos y la mezcla bifásica se encuentra en la región de vapor sobrecalentado con presencia del patrón de flujo *dry-out*. La principal aportación de este trabajo respecto a los previos publicados por otros autores es la evaluación de las capacidades del *software* libre y de código abierto OpenFOAM para la modelación temohidráulica 3D y 1D con el objetivo de determinar los gradientes térmicos circunferenciales que ocurren en el tubo absorbedor del sistema DISS, considerando su relación con el patrón de flujo *dry-out*.

Los resultados del presente estudio se verificaron con lo reportado por Cundapí (2021) & Cundapí et al. (2025), quienes realizaron sus estudios termohidráulicos en 1D. Se de-

sarrolló una simulación numérica tridimensional bajo el enfoque Euler–Euler para resolver el flujo turbulento en ebullición con transferencia de calor conjugada a lo largo de 4.86 *m* del CCP #9, sin considerar la cubierta de vidrio; a través del *solver* `chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam`. Los resultados indican que, mediante la metodología numérica aplicada, se obtiene un Error Porcentual Promedio (EPP) de 0.5 % para la fracción de vacío, 4.7 % para la velocidad de la fase gas y 16.4 % para la velocidad de la fase líquida. No obstante, el EPP máximo registrado para las diferencias de temperatura circunferenciales en el tubo fue de 83.17 %. Esta desviación tan elevada pudiera ser debido a una prematura aparición del régimen de ebullición de transición, pues a partir de ahí (de acuerdo con Cundapí (2021) y Cundapí et al. (2025)) el gradiente térmico presenta un aumento abrupto, aunque en el caso de los resultados reportados en la presente tesis el aumento es gradual y lento. Esto señala la necesidad de continuar con estudios que consideren simulaciones paramétricas de los coeficientes que integran las relaciones de cerradura, además de simular tramos de tubo absorbedor más largos para favorecer el desarrollo del flujo. Adicionalmente, resulta indispensable estudiar y modificar el código fuente del *solver* empleado para incorporar el cálculo del parámetro y^+ y así determinar la altura de malla adecuada para la modelación de la capa límite. También se concluye que, la correcta determinación de los gradientes térmicos circunferenciales no depende directamente del CTC, sino de la conductividad térmica efectiva que engloba a la conductividad térmica laminar y turbulenta.

Abstract

The understanding and acquisition of reliable data on the thermohydraulic phenomenon present in Parabolic Trough Solar Collectors (PTSCs) of Direct Steam Generation (DSG) solar plants would represent an important step toward their adoption as a primary technology for commercial electricity generation. DSG plants are highly promising because they outperform indirect steam generation systems in key aspects, one of which is the lower capital cost for installation and maintenance, derived from the reduced number of components involved. Additionally, the working fluid is water, which implies a reduction in environmental risks. However, a major drawback is the occurrence of absorber tube bending (under certain operating conditions) due to strong circumferential thermal gradients caused by specific two-phase water–steam flow patterns and by the non-uniform heat flux incident on the absorber tube. For this reason, it is necessary to obtain numerical and experimental data as close to reality as possible in order to propose more robust designs that do not compromise the integrity of the glass envelope.

Conducting experiments entails very high economic costs; therefore, many investigations rely on numerical simulations to study different scenarios and/or propose new designs, using either commercial software or in-house developed codes. Computational Fluid Dynamics (CFD) is one of the most widely used tools to address this problem; however, to date there exists only a limited number of works devoted to fully three-dimensional studies of heat transfer in the absorber tube and of the two-phase flow circulating within it. In this work, PTSC #9 of the DISS system at the PSA, Spain, is simulated with the objective of calculating circumferential temperature differences. This is the most critical collector in the entire DISS loop because it exhibits the highest gradients and the two-phase mixture lies in the superheated steam region with the presence of the *dry-out* flow pattern. The main contribution of this work with respect to previous studies published by other authors is the evaluation of the capabilities of the free and open-source software OpenFOAM for 3D and 1D thermohydraulic modeling aimed at determining the circumferential thermal gradients that occur in the absorber tube of the DISS system, considering their relationship with the *dry-out* flow pattern.

The results of the present study were verified against those reported by Cundapí (2021) & Cundapí et al. (2025), who carried out their thermohydraulic studies in 1D. A three-dimensional numerical simulation was developed under the Euler–Euler approach to resolve turbulent boiling flow with conjugate heat transfer along 4.86 m of CCP #9, without considering the glass envelope, through the solver `chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam`.

The results indicate that, using the applied numerical methodology, an Average Percentage Error (APE) of 0.5 % is obtained for the void fraction, 4.7 % for the gas-phase velocity, and 16.4 % for the liquid-phase velocity. Nevertheless, the maximum recorded APE for the circumferential temperature differences in the tube was 83.17 %. Such a large deviation may be due to a premature onset of the transition boiling regime, since from that point onward (according to Cundapí (2021) and Cundapí et al. (2025)) the thermal gradient exhibits an abrupt increase, whereas in the results reported in this thesis the increase is gradual and slow. This highlights the need to continue with studies that consider parametric simulations of the coefficients involved in the closure relations, as well as the simulation of longer absorber-tube sections to promote flow development. Additionally, it is essential to study and modify the source code of the employed solver to incorporate the calculation of the y^+ parameter in order to determine the appropriate mesh height for boundary-layer modeling. It is also concluded that the correct determination of circumferential thermal gradients does not depend directly on the HTC, but rather on the effective thermal conductivity, which encompasses both laminar and turbulent thermal conductivity.

Índice general

Resumen	I
Abstract	III
1. Introducción	1
1.1. Plantas de Generación de Vapor Directa (GVD)	1
1.2. Problemática principal de la GVD	3
1.3. Sistema DISS	4
1.4. Planteamiento del problema	5
1.5. Elección del <i>software Computational Fluid Dynamics</i> (CFD)	7
1.6. Objetivo y alcances	7
1.6.1. Objetivo general	8
1.6.2. Objetivos específicos	8
1.6.3. Alcances	8
1.7. Metodología general	9
1.8. Estructura de la tesis	9
2. Modelo físico y formulación matemática del sistema de estudio	11
2.1. Modelo físico de estudio	11
2.1.1. Propiedades termofísicas	13
2.2. Generalidades de OpenFOAM	14
2.3. Modelos matemáticos	15
2.3.1. Ecuaciones de conservación para flujo bifásico	15
2.3.2. Fuerzas volumétricas interfaciales	16
2.3.3. Modelado de la turbulencia	19
2.3.4. Modelado de la ebullición	21
2.3.5. Ecuaciones adicionales para la región fluida	25
2.3.6. Ecuación de conducción de calor para el tubo absorbedor	26
2.3.7. Condición de acoplamiento entre regiones sólidas y fluidas	26
2.3.8. Modelo para el flux de calor no uniforme	27
2.3.9. Pérdidas de calor en el tubo absorbedor	28

3. Metodología Numérica: Método de Volumen Finito y Acoplamiento presión-velocidad	29
3.1. Ecuación de transporte general	29
3.2. Proceso de discretización de los términos de la ecuación de transporte general	31
3.2.1. Término difusivo	31
3.2.2. Término convectivo	32
3.2.3. Término temporal	36
3.2.4. Término fuente	37
3.2.5. Ecuación de transporte general discreta	37
3.3. Simulaciones transitorias: el número de Courant	38
3.4. Consideraciones con respecto al mallado del dominio físico	39
3.4.1. El problema del tablero de ajedrez (<i>checkerboard problem</i>)	39
3.4.2. Interpolación de Rhie & Chow (1983)	40
3.5. Parámetros de calidad del mallado	43
3.6. Acoplamiento presión-velocidad	45
3.6.1. Algoritmo <i>Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations</i> (SIMPLE) para celdas colocadas	45
3.6.2. La familia de algoritmos SIMPLE	46
3.7. Metodología numérica específica para flujo bifásico bajo el enfoque Euler- Euler	48
3.7.1. Ecuación de momentum <i>phase-intensive</i>	48
3.7.2. Método <i>Multi-dimensional Universal Limiter for Explicit Solution</i> (MULES)	49
4. Descripción del solver <code>chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam</code>	50
4.1. Distribución de archivos de configuración	50
4.1.1. Carpeta 0/	51
4.1.2. Carpeta <code>constant/</code>	64
4.1.3. Carpeta <code>system/</code>	71
4.2. Proceso de simulación	77
5. Resultados y verificación	79
5.1. Condiciones de frontera establecidas	79
5.2. Construcción del mallado	80
5.3. Metodología	82
5.4. Comparación respecto a los resultados de Cundapí	83
5.4.1. Fracción de vacío	84
5.4.2. Velocidad de la fase gas	87

5.4.3.	Velocidad de la fase líquida	90
5.4.4.	Campo de temperaturas del tubo absorbedor	92
5.4.5.	Gradientes térmicos circunferenciales en la pared exterior del tubo .	92
5.5.	Dificultades para la obtención de resultados coincidentes	93
5.5.1.	Diferencias entre códigos	93
5.5.2.	Complejidad de simulación del fenómeno físico	94
5.5.3.	Dificultades para conseguir flujo desarrollado al inicio del dominio .	96
5.5.4.	Coefficiente de Transferencia de Calor (CTC) convectivo	96
6.	Conclusiones y recomendaciones para trabajos futuros	98
6.1.	Conclusiones	98
6.2.	Trabajos futuros	99
7.	Anexos	101
7.1.	Teoremas, ecuaciones e identidades	101
7.2.	Fragmentos de código y configuraciones	102
7.3.	Tabla de propiedades termofísicas para el caso de estudio	111
7.4.	Caso de Pal & Kumar (2021)	111
8.	Productos académicos	116
8.1.	Artículo publicado en revista	116
8.2.	Retribución social	117
	Bibliografía	119

Índice de figuras

1.1.	Componentes básicos de un Captador Solar Cilindroparabólico (CCP) (Cundapí, 2021).	2
1.2.	Comparación de los dos tipos de plantas de CCP: plantas de generación indirecta (izquierda), plantas de GVD (derecha) (Cundapí, 2021).	2
1.3.	Modos de operación de la GVD: recirculación (arriba) y “un solo paso” (abajo) (adaptada y traducida de Sandá et al. (2019))	3
1.4.	Patrones de flujo que pueden presentarse en una tubería horizontal sometida a calentamiento (adaptada y traducida de Sandá et al. (2019))	4
1.5.	Flexión del tubo absorbedor debido a la dilatación térmica provocada por los gradientes térmicos (tomada de Serrano-Aguilera et al. (2014))	4
1.6.	Esquema del sistema DISS (adaptada y traducida de Moya et al. (2011))	4
1.7.	Diagrama de flujo de la Metodología general	9
2.1.	Localización de la región de estudio	12
2.2.	Modelo físico del caso de verificación	12
2.3.	Distribución universal de velocidad (adaptada y traducida de Greenshields & Weller (2022b))	20
2.4.	Regímenes de ebullición (adaptada de Nukiyama (1934))	22
2.5.	Distribución no uniforme del flux de calor, Error Porcentual Promedio (EPP) del 25.13 %.	28
3.1.	Volumen de control C . Traducida de Moukalled et al. (2016)	30
3.2.	Elemento finito C	31
3.3.	Perfil de interpolación en la cara e y la pendiente del gradiente (adaptada de Moukalled et al. (2016))	32
3.4.	Distribución de ϕ a diferentes Pe (adaptada y traducida de Versteeg & Malalasekera (2007))	34
3.5.	Perfil para el esquema <i>upwind</i> . Adaptada de Moukalled et al. (2016) . . .	34

3.6.	Falsa difusión o difusión numérica producida por el esquema <i>upwind</i> . (a) Condiciones de Frontera (CF) (Versteeg & Malalasekera, 2007), (b) campo producido (OpenCFD-Ltd, 2016)	35
3.7.	Comportamiento del esquema <i>upwind</i> para diferentes números de elementos computacionales (traducida de Versteeg & Malalasekera (2007)) . . .	36
3.8.	Flujo atravesando una celda unidimensional C (adaptada de SimFlow (s.f.))	38
3.9.	Distancia recorrida por el flujo que supera a Δx_C	38
3.10.	Presión no uniforme en una malla 1D (adaptada de Xamán & Guijón (2015))	39
3.11.	Diferentes tipos de mallado (Versteeg & Malalasekera, 2007)	43
3.12.	No ortogonalidad (adaptada de Carrigan et al. (2013))	44
3.13.	Oblicuidad (Carrigan et al. 2013)	44
3.14.	Relación de aspecto (Greenshields & Weller, 2022a)	45
4.1.	Estructura básica de un caso en <i>Open Source Field Operation and Manipulation</i> (OpenFOAM)	50
4.2.	Contenido de la carpeta 0/	51
4.3.	Contenido de la carpeta constant /	64
4.4.	Contenido de la carpeta constant/water	67
4.5.	Contenido de la carpeta system /	71
4.6.	Ejemplo de almacenamiento de resultados	72
4.7.	Diagrama de flujo del proceso de simulación (el color ■ indica solo archivos para la región fluida, ■ señala a partes del proceso que corresponden con el sólido)	77
5.1.	Mallado del tubo absorbedor realizado en blockMesh : vista transversal (izquierda) e isométrica (derecha)	80
5.2.	Perfiles longitudinales de fracción de vacío	84
5.3.	Perfiles longitudinales de fracción de vacío	85
5.4.	Campo de fracción de vacío visto desde abajo	85
5.5.	Fracción de vacío (izquierda) y presión estática (derecha) vistas desde la parte inferior del tubo.	86
5.6.	Flujo de calor hacia el gas, vista de la parte inferior del tubo. La línea negra vertical indica el fin de la región de condensación.	86
5.7.	Comparación de los perfiles circunferenciales de fracción de vacío en $z = 0.75\text{ m}$ obtenidos de OpenFOAM con respecto a los de Cundapí (2021) (los resultados de la referencia aumentan 20 veces el tamaño de la película líquida, ■: vapor, ■: líquido).	87

5.8.	Comparación de los perfiles circunferenciales de fracción de vacío en $z = 3.75\text{ m}$	88
5.9.	Perfiles circunferenciales para la velocidad de la fase gas.	88
5.10.	Perfiles de velocidad producidos en diferentes distancias axiales para $-0.025 \leq x \leq 0.025, y = 0$	89
5.11.	Perfiles longitudinales de velocidad de la fase gas	90
5.12.	Líneas de extracción de datos para la velocidad de la fase líquida.	91
5.13.	Perfiles longitudinales de velocidad de la fase líquida	91
5.14.	Comparación entre el campo de temperaturas obtenido de OpenFOAM (izquierda) y el de Cundapí (derecha). El campo de Cundapí abarca todo el CCP #9 ($400 - 425\text{ m}$), por lo que se señala el segmento correspondiente con el caso de estudio de esta tesis	92
5.15.	Comparación entre los gradientes térmicos en la superficie exterior del tubo absorbedor	93
5.16.	Microcapa (adaptada y traducida de Sato & Niceno (2018))	95
7.1.	Comparación entre mallas. (a) Malla de Pal & Kumar (2021), (b) Malla propia hecha en blockMesh	111
7.2.	CF del caso de referencia	112
7.3.	Campos de temperaturas circunferenciales para el caso de referencia	113
7.4.	Fracción de vacío transversal (azul: líquido, rojo: vapor)	113
7.5.	Comparación de perfiles longitudinales de fracción de vacío (caso de referencia)	114
7.6.	Comparación de perfiles longitudinales de velocidad de la fase líquida (caso de referencia)	114
7.7.	Comparación de perfiles longitudinales de velocidad de la fase gas (caso de referencia)	115
8.1.	Portada del artículo de revista	116
8.2.	Imagen del curso de Ansys Fluent	117
8.3.	Reconocimiento por participación	118

Índice de Tablas

1.1.	Comparación técnica entre los tipos de plantas de CCP	2
1.2.	Características del sistema DISS	5
2.1.	Condiciones de frontera del modelo físico	13
2.2.	Propiedades termofísicas para el fluido bifásico (calculadas con el software Engineering Equation Solver)	13
2.3.	Propiedades termofísicas para el tubo absorbedor	14
4.1.	Unidades fundamentales	52
5.1.	Configuración de las CF e iniciales para el fluido	80
5.2.	Parámetros de calidad de la malla	81
5.3.	Equipos de cómputo utilizados en el estudio	81
5.4.	EPPs para diferentes valores de n	89
5.5.	Comparación entre códigos	94
5.6.	Comparación entre modelos de cerradura.	94
7.1.	Tabla de propiedades termofísicas en saturación (calculadas con el <i>soft- ware Engineering Equation Solver</i> (EES))	111

Listings

4.1. Preámbulo típico en un archivo de configuración para CF de OpenFOAM .	51
4.2. Configuración de las CF	52
4.3. Archivo para α_g	55
4.4. Archivo para α_ℓ	55
4.5. CF de interfase para κ_g^t	56
4.6. CF de interfase para κ_ℓ^t	57
4.7. CF para ϵ_g y ϵ_ℓ	60
4.8. CF para $\tilde{k}_g$ y $\tilde{k}_\ell$	61
4.9. CF para p'	62
4.10. CF para U_g	63
4.11. Configuración de las regiones	65
4.12. Configuración de las propiedades termofísicas del tubo absorbedor	65
4.13. Primera parte de la configuración del archivo phaseProperties	68
4.14. Segunda parte de la configuración del archivo phaseProperties	68
4.15. Tercera parte de la configuración del archivo phaseProperties	69
4.16. Quinta parte de la configuración del archivo phaseProperties	70
4.17. Archivo controlDict	71
4.18. Archivo water/fvSolution	73
4.19. Control del algoritmo PIMPLE	74
4.20. Archivo water/fvSchemes	75
7.1. Flux de calor no uniforme	102
7.2. Instrucciones para mallar el tubo absorbedor a través de la utilidad de OpenFOAM blockMesh	104
7.3. Identificación de regiones a través de de la utilidad de OpenFOAM topoSet	109

Nomenclatura

Simbología Griega

α^t	Difusividad térmica turbulenta sobre densidad (m^2/s)
$\alpha_{\ell,crit}$	Valor crítico para la fracción volumétrica de la fase líquida ($-$)
α_k	Fracción volumétrica de la fase k ($-$)
Δ	Diferencia
$\delta_{x,y}$	Distancia entre centros de masa de elementos computacionales (m)
ϵ_k	Tasa de disipación de la energía cinética turbulenta de la fase k (m^2/s^3)
Γ^ϕ	Coefficiente difusivo general
Γ_k	Producción de masa de la fase k ($kg/m^3 \cdot s$)
κ_k^{eff}	Difusividad térmica efectiva de la fase k ($kg/m \cdot s$)
κ_a	Difusividad térmica del tubo absorbedor (m^2/s)
μ_k^{eff}	Viscosidad dinámica efectiva (m^2/s)
μ_k	Viscosidad dinámica de la fase k ($Pa \cdot s$)
ν^t	Viscosidad cinemática turbulenta o de remolino (m^2/s)
ϕ	Variables de transporte general
ρ_a	Densidad del tubo absorbedor (kg/m^3)
ρ_k	Densidad de la fase k (kg/m^3)
σ	Tensión superficial (N/m)
θ_{no}	Ángulo que mide la no ortogonalidad de las mallas ($^\circ$)

φ Factor de interpolación para el cálculo de q'' en la región de ebullición de transición
(-)

Simbología Romana

A_i Área de contacto interfacial (m^2)

A_b Área cubierta por las burbujas formándose en las cercanías del tubo (m^2)

a_C Coeficiente agrupado para la celda C

a_F Coeficiente agrupado para las celdas vecinas F

b_C Coeficiente para el término fuente en la ecuación general discreta

C_ℓ Coeficiente de sustentación (-)

C_d Coeficiente de arrastre interfacial (-)

C_{vm} Coeficiente de masa virtual (-)

C_{wl} Coeficiente de lubricación de la pared (-)

$CTC_{\ell g}$ Coeficiente de transferencia de calor interfacial para la evaporación ($W/m^2.K$)

$CTC_{g\ell}$ Coeficiente de transferencia de calor interfacial para la condensación ($W/m^2.K$)

C_μ Coeficiente con valor de 0.09

Co Número de Courant (-)

Cp_k Calor específico de la fase k ($J/kg.K$)

C_{w3}, C_{wc}, C_{wd} Coeficientes para calcular a C_{wl} a través del modelo de Frank (-)

D Fuerzas difusivas ($kg/m^2.s$)

d Diámetro de las burbujas o gotas (m)

d_s Diámetro promedio Sauter (m)

$\vec{d}$ Distancia entre centros de masa de los elementos computacionales (m)

EO Número de Eötvös (-)

F Fuerzas convectivas ($kg/m^2.s$)

$\vec{g}$ Gravedad (m/s^2)

$H_{\ell g}$	Calor latente (J/kg)
h_{ki}	Entalpía de la fase k en la interfase (J/kg)
h_k	Entalpía específica de la fase k (J/kg)
$\vec{h}$	Altura del nivel de fluido en dirección contraria a la gravedad (m)
h_a	Entalpía específica del tubo absorbedor (J/kg)
h_p	Coefficiente de transferencia de calor del modelo de Bromley ($W/m^2 \cdot K$)
$h_{ref,k}$	Entalpía de referencia de la fase k (J/kg)
$\vec{I}$	Tensor identidad ($-$)
$\tilde{k}_k$	Energía cinética turbulenta de la fase k (J/kg)
K_k	Energía cinética específica de la fase k (J/kg)
k_k^{eff}	Conductividad térmica efectiva de la fase k ($W/m \cdot K$)
k_{ht}	Función de transferencia de calor ($W/m^3 K$)
k^t	Conductividad térmica turbulenta ($W/m \cdot K$)
L	Longitud característica (m)
$\dot{m}_f$	Flujo de masa de la cara f (kg/s)
$\vec{M}_k$	Fuerza volumétrica interfacial de la fase k (N/m^3)
$\vec{n}_w$	Vector normal unitario apuntando fuera de la pared ($-$)
$\vec{n}$	Vector normal unitario a la interfase sólido-fluido ($-$)
p	Presión estática (Pa)
Pe	Número de Peclet
p'	Presión pseudo hidrostática (Pa)
Pr_t	Número de Prandtl turbulento
q_c''	Flux de calor desde el tubo hacia el líquido (W/m^2)
q_{crit}''	Flux de calor crítico (W/m^2)

q_e''	Flux de calor asociado con la salida de las burbujas de vapor de las cercanías de la pared (W/m^2)
$q_{flux}''(\theta)$	Flux de calor no uniforme (W/m^2)
Q_{loss}''	Pérdidas de calor en el tubo absorbedor (W/m^2)
q_{min}''	Flux de calor mínimo (W/m^2)
Q^ϕ	Término fuente general
q_q''	Flux de calor quenching (W/m^2)
q_w''	Flux de calor en la pared interna (W/m^2)
$\vec{R}_k^{eff}$	Tensor de esfuerzos efectivo (Pa)
Re	Número de Reynolds ($-$)
Re_τ	Número de Reynolds turbulento ($-$)
$\vec{S}_f$	Superficie de la cara f (m^2)
t	Tiempo (s)
T_k	Temperatura de la fase k (K)
T_{sat}	Temperatura de saturación (K)
T_{amb}	Temperatura ambiente (K)
T_c	Temperatura crítica del agua (K)
T_{DNB}	Temperatura de salida de la ebullición nucleada (K)
T_∞	Temperatura del fluido adyacente a la pared calentada (K)
T_{Leiden}	Temperatura de Leidenfrost (K)
$T_{ref,k}$	Temperatura de referencia de la fase k (K)
T_w	Temperatura de la pared interna (K)
$\vec{U}_{ki}$	Velocidad de la fase k en la interfase (m/s)
$\vec{U}_k$	Velocidad de la fase k (m/s)
$\vec{U}_r$	Velocidad relativa entre las fases (m/s)

u^+	Velocidad adimensional $(-)$
$\overline{\vec{U}}_f$	Velocidad interpolada en la cara f (m/s)
u, v, w	Componentes de la velocidad $\vec{U}$ (m/s)
V_C	Volumen del elemento computacional C (m^3)
W_b	Constante de proporcionalidad para la región de ebullición de transición $(-)$
y^+	Distancia adimensional $(-)$

Siglas

CCP	Captador Solar Cilindroparabólico
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CF	Condiciones de Frontera
CFL	<i>Courant-Friedrichs-Lewy</i>
CTC	Coefficiente de Transferencia de Calor
DISS	<i>Direct Solar Steam</i>
DNI	<i>Direct Normal Irradiation</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
EES	<i>Engineering Equation Solver</i>
EPP	Error Porcentual Promedio
FCT	<i>Flux Corrected Transport</i>
FO	<i>Function Object</i>
GCI	<i>Grid Convergence Index</i>
GVD	Generación de Vapor Directa
HPC	<i>High Performance Computing</i>
MDF	Método de Diferencias Finitas
MULES	<i>Multi-dimensional Universal Limiter for Explicit Solution</i>

MVF	Método de Volumen Finito
NIST	<i>National Institute of Standards and Technology</i>
OpenFOAM	<i>Open Source Field Operation and Manipulation</i>
PISO	<i>Pressure Implicit with Split Operator</i>
POO	Programación Orientada a Objetos
POD	Programación Orientada a Datos
PRIME	<i>PRessure Implicit Momentum Explicit</i>
PSA	Plataforma Solar de Almería
RAS	<i>Reynolds-Averaged Simulation</i>
RPI	<i>Rensselaer Polytechnic Institute</i>
SEGS	<i>Solar Electricity Generating System</i>
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations</i>
SIU	Sistema Internacional de Unidades
TDG	Teorema de la Divergencia de Gauss
TVD	<i>Total Variation Diminishing</i>
VOF	<i>Volume of Fluid</i>

Capítulo 1

Introducción

En este capítulo se presenta el contexto general de la Generación de Vapor Directa (GVD) mediante Captadores Solares Cilindroparabólicos (CCP), además de exponer la problemática y proponer el *software* CFD que se utilizará para los estudios termohidráulicos. Se finaliza con los objetivos y alcances de la tesis.

1.1. Plantas de Generación de Vapor Directa (GVD)

El uso de fuentes de energía renovable ha cobrado relevancia desde la segunda crisis del petróleo de 1979 cuando los proyectos y actividades de investigación con plantas de energía solar concentrada comenzaron a desarrollarse firmemente. Los sistemas solares de generación eléctrica (*Solar Electricity Generating System* (SEGS), por sus siglas en inglés) fueron el exponente principal de esta tecnología, desarrollados entre 1984-1991 en el desierto de Mojave (EUA) por *Luz International* (Sandá et al. [2019](#)). Dentro de estos sistemas destacan por su madurez los CCP, los cuales concentran la radiación normal directa (*Direct Normal Irradiation* (DNI) por sus siglas en inglés) en el eje focal del espejo reflector cilindro parabólico donde un tubo absorbedor está colocado, dentro del cual circula fluido de trabajo (figura 1.1), esto con el objetivo de generar vapor sobrecalentado a partir de líquido subenfriado para ser usado como entrada de trabajo en procesos industriales.

Existen dos tipos de plantas de CCP: las de generación indirecta y las de GVD (figura 1.2), cuya característica diferenciadora es el fluido de trabajo: las del primer tipo usan aceites térmicos o sales fundidas, mientras que las del segundo agua. La GVD puede ser definida como el proceso de precalentar, evaporar y sobrecalentar el agua directamente en el interior de los tubos absorbedores de los CCP (Cundapí, [2021](#)).

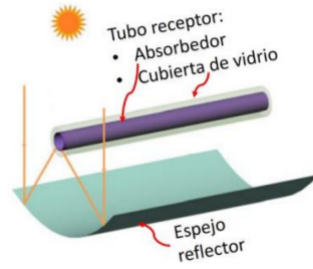


Figura 1.1: Componentes básicos de un CCP (Cundapí, 2021).

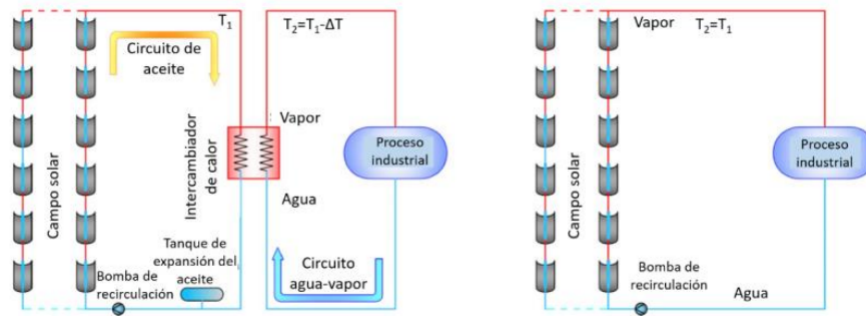


Figura 1.2: Comparación de los dos tipos de plantas de CCP: plantas de generación indirecta (izquierda), plantas de GVD (derecha) (Cundapí, 2021).

A pesar de que la generación indirecta de vapor ha probado madurez comercial (Sandá et al. 2019), procesos industriales cuya temperatura de operación es 400°C o superior no pueden disponer de aceites térmicos como fluido de trabajo, pues arriba de este umbral se degradan y pierden sus propiedades. Esta limitación ha sido superada por las plantas de GVD, ya que el agua no presenta los problemas inherentes a los aceites térmicos. La tabla 1.1 muestra una comparativa que destaca las ventajas de las plantas de GVD:

Tabla 1.1: Comparación técnica entre los tipos de plantas de CCP

Generación indirecta	GVD
Límite de temperatura de operación de 400°C	Límite de temperatura de operación $> 400^{\circ}\text{C}$
Uso de un intercambiador de calor y tanque de aceite	Plantas más compactas
Riesgos ambientales de incendios y fugas	No hay riesgos de incendios ni contaminación
Mayor costo de inversión inicial y mantenimiento	Menores costos de inversión inicial y mantenimiento

Las plantas de GVD pueden ser configuradas en dos modos de operación: recirculación y un “solo paso” (Sandá et al. 2019). El primero produce una mezcla líquido/vapor de agua saturada la cual se acumula en un separador donde el agua líquida saturada es recirculada a la entrada del bucle, mientras que el vapor saturado es llevado a la salida para producir vapor sobrecalentado. En el modo de operación “un solo paso” el precalentamiento, la evaporación y el sobrecalentamiento ocurren de manera consecutiva, es decir, el vapor

sobrecalentado es producido sin separadores líquido/vapor. En la figura 1.3 se aprecian las diferencias de estos modos de operación.

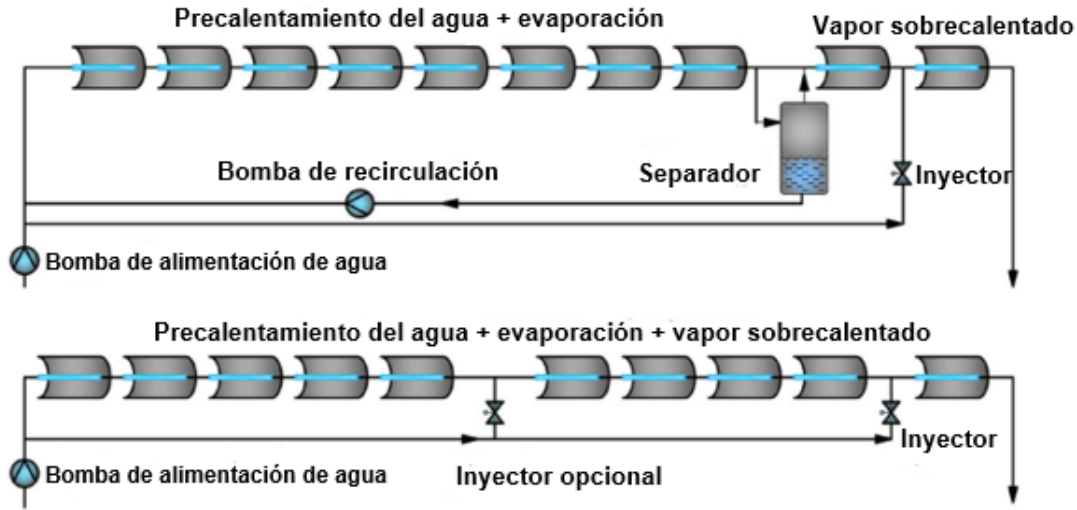


Figura 1.3: Modos de operación de la GVD: recirculación (arriba) y “un solo paso” (abajo) (adaptada y traducida de Sandá et al. (2019))

El modo de operación “un solo paso” es el que involucra la menor cantidad de dispositivos para su funcionamiento, esto puede implicar una reducción de costos estimada entre el 7 % y 25 % (Sandá et al. 2019) en relación al modo de recirculación.

1.2. Problemática principal de la GVD

A pesar de ser una mejora tecnológica, existen problemáticas en el modo de operación “un solo paso” que deben de solucionarse para que pueda convertirse en una alternativa comercial factible (Sandá et al. 2019). Entre estas destacan las inestabilidades termohidráulicas relacionadas con el efecto de los patrones de flujo *dry-out* y estratificado (figura 1.4) que pueden causar la flexión del tubo absorbedor necesaria como para dañar la cubierta de vidrio (figura 1.5). La disposición de las fases para dichos patrones (el líquido en la parte inferior del tubo y el vapor en la parte superior) provoca gradientes térmicos circunferenciales en el tubo dado el CTC mayor del líquido en comparación con el del vapor, pudiendo resultar perjudiciales si el límite máximo permisible de 50 K para el sistema *Direct Solar Steam* (DISS) de la PSA, España es superado (Eck & Steinmann, 2005). Este fenómeno indeseable se acentúa más debido a la distribución no uniforme del flux de calor, ya que la mayor cantidad está dirigido a la parte inferior del tubo absorbedor, provocando así una distribución del campo de campo de temperaturas que varia (si se ve en coordenadas

cilíndricas) tanto azimuthal como radialmente.

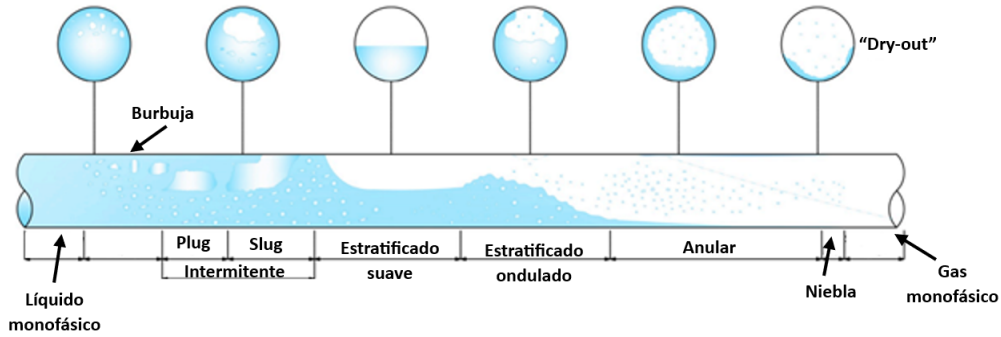


Figura 1.4: Patrones de flujo que pueden presentarse en una tubería horizontal sometida a calentamiento (adaptada y traducida de Sandá et al. (2019))

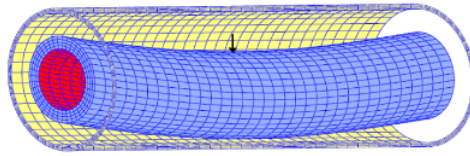


Figura 1.5: Flexión del tubo absorbidor debido a la dilatación térmica provocada por los gradientes térmicos (tomada de Serrano-Aguilera et al. (2014))

1.3. Sistema DISS

El sistema DISS de la PSA está compuesto por 11 CCP de longitudes entre 25 m y 50 m, poseyendo en total una longitud de 500 m. En la figura 1.6 se presenta un esquema del sistema:

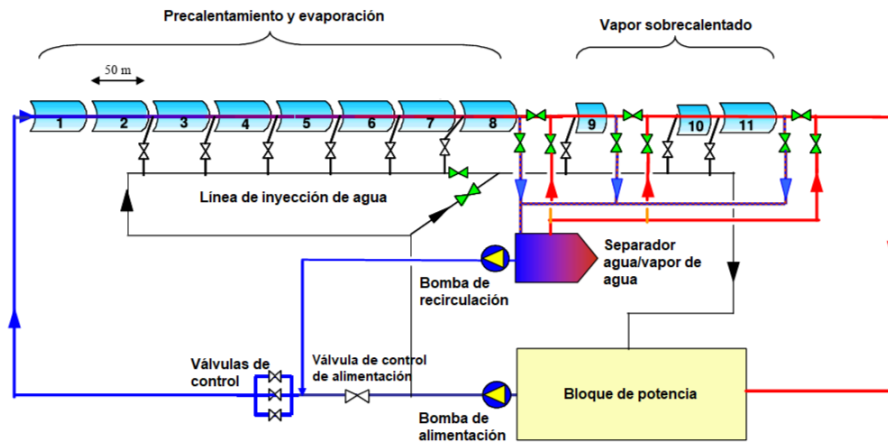


Figura 1.6: Esquema del sistema DISS (adaptada y traducida de Moya et al. (2011))

De la figura 1.6 se resalta que el sistema está dividido en 3 zonas: precalentamiento, evaporación y vapor sobrecalentado. La tercer parte es la más crítica, pues ahí ocurren los gradientes térmicos más elevados a causa del patrón de flujo *dry-out* (Sandá et al. 2019). En la Tabla 1.2 se presentan las características fundamentales del sistema DISS:

Tabla 1.2: Características del sistema DISS

N° de CCPs	Longitud total (m)	Longitud por CCP (m)	Diámetros Interno/Externo (m)	
			Tubo absorbedor	Cubierta de vidrio
11	500	50: #1 al #8 y #11 25: #9 y #10	0.05/0.07	0.108/0.115

El CCP #9 es uno de los dos más críticos del sistema (junto con el #10) pues ahí aparece el patrón de flujo *dry-out*.

1.4. Planteamiento del problema

Diversos estudios numéricos predicen que los mayores gradientes térmicos se localizan en los CCP #9 y #10 del sistema DISS (Achi & Demagh, 2022; Cundapí, 2021; Lobón et al. 2013; Sandá, 2021), justo donde el patrón *dry-out* toma lugar, pero todos difieren en la ubicación exacta y en la magnitud. Y es que los trabajos anteriores no consideran de forma general el fenómeno, por lo que recurren a simplificaciones adicionales: Achi & Demagh (2022) estudiaron el sistema completo por medio de OpenFOAM v1906 empleando simetría axial para reducir el costo computacional; sin embargo, únicamente obtuvieron el patrón de flujo estratificado a pesar de que en el DISS se observan configuraciones adicionales (Cundapí, 2021), y no presentaron resultados para el CTC. Lobón et al. (2013) emplearon STAR-CCM+ para simular en 3D los primeros diez CCP del sistema, pero aunque muestran un patrón de flujo, no especifican de cuál se trata ni incluyen el CTC. Cundapí (2021) desarrolló un código unidimensional Euler–Euler bifásico basado en el Método de Diferencias Finitas (MDF) enfocado exclusivamente en los CCP #9 y #10; este predice *dry-out* gracias al uso de mapas de patrones de flujo inherentes a su naturaleza 1D, y calcula el CTC mediante correlaciones empíricas. Por su parte, Sandá (2021) implementó un modelo 1D homogéneo en equilibrio para estudiar todo el sistema, incorporando predicción de patrones y cálculo del CTC, aunque nuevamente dependiente de mapas y correlaciones empíricas.

Estudios adicionales del sistema DISS, como el de realizado por Moya et al. (2011), analizaron el sistema DISS mediante el código nuclear RELAP utilizando un modelo bifásico de seis ecuaciones en régimen cuasi estacionario. Aunque reprodujeron tendencias globales de

gradientes térmicos y del CTC con errores del orden del 9–20 %, el estudio se basa en una formulación esencialmente unidimensional, sin reconstrucción geométrica del flujo ni representación bidimensional o tridimensional de los patrones. En consecuencia, la distribución espacial de fases y su efecto sobre los gradientes circunferenciales queda fuera del alcance físico del modelo. De forma similar, Roldán et al. (2013) emplearon Ansys Fluent para simular un tramo de 4.06 *m* del receptor con vapor sobrecalentado monofásico, obteniendo una concordancia muy cercana con los datos experimentales. No obstante, el enfoque no aborda la física bifásica característica del DISS, por lo que no permite analizar la interacción entre patrones de flujo y transferencia de calor. Por su parte, Hoffmann et al. (2014) modelaron el sistema mediante ATHLET con un esquema transitorio unidimensional de dos fluidos enfocado en procesos de GVD. El trabajo se centra en la comparación termohidráulica del lazo, sin reportar gradientes térmicos, CTC ni identificación de patrones de flujo, lo que limita su utilidad para estudiar los fenómenos térmicos locales del tubo receptor. Finalmente, Serrano-Aguilera et al. (2014) desarrollaron un código en Matlab resolviendo el problema termohidráulico de manera unidimensional acoplado a un modelo térmico tridimensional por MDF. Aunque el acoplamiento reproduce razonablemente los gradientes medidos (errores cercanos al 11 %), el tratamiento del flujo permanece 1D y no incluye un CTC dependiente de la morfología bifásica, reduciendo la capacidad del modelo para describir la interacción fase–pared.

Existen también trabajos CFD tridimensionales fuera del sistema DISS que, aunque no están relacionados directamente, revelan las limitaciones actuales del modelado bifásico en geometrías tipo CCP. Por ejemplo, Pal & Kumar (2021) simularon un prototipo de 12 *m* mediante Ansys Fluent 2020R1 incluyendo la cubierta de vidrio. A pesar de ser simulaciones 3D bajo un modelo Euler-Euler a dos fluidos, únicamente obtuvieron el patrón estratificado y no reportaron resultados para el CTC. Más aún, Najafi et al. (2021) compararon aproximaciones axisimétricas, unidimensionales y tridimensionales en un tubo receptor de 6.1 *m* empleando también un modelo Euler-Euler bifásico. Aunque su estudio aporta una de las pocas estimaciones tridimensionales del CTC, reportan un gradiente térmico circunferencial máximo de 298 *K* a la salida del tubo para el flujo másico más bajo, un valor que excede por mucho el límite máximo encontrado en la literatura (50 *K* de acuerdo con Eck & Steinmann (2005)). Esta discrepancia evidencia la sensibilidad extrema del problema a la resolución numérica y a las simplificaciones geométricas, además de subrayar la falta de consenso respecto a la predicción tridimensional del CTC.

Los trabajos anteriores no han considerado de manera consistente la morfología tridimensional del flujo bifásico más allá del patrón estratificado, recurriendo casi siempre a mapas

de patrones de flujo para identificar la configuración en función de las velocidades de fase (Zarza, 2003). Sin embargo, la predicción tridimensional de los patrones es crucial para obtener resultados representativos, ya que la transferencia de calor desde la pared del tubo depende fuertemente de la distribución espacial de las fases. En cuanto al CTC, este ha sido mayormente calculado de forma unidimensional o mediante correlaciones empíricas, reduciendo la fidelidad física del modelo. Por tal motivo, es evidente la necesidad de estudios numéricos que consideren explícitamente la morfología del flujo bifásico en 3D y un CTC dependiente de la fase en contacto con la pared, a fin de lograr una predicción más realista de los gradientes térmicos circunferenciales.

1.5. Elección del *software* CFD

En la sección anterior se presentaron los siguientes *softwares* CFD: Ansys Fluent, STAR-CCM+ y OpenFOAM, los primeros dos son comerciales mientras que el tercero es de código abierto y gratuito. Un atributo muy llamativo de OpenFOAM es que permite realizar simulaciones con cualquier número de elementos computacionales, además de que el código puede ser paralelizado de forma masiva, dando lugar a estudios más rápidos. Estas dos ventajas con respecto a las alternativas comerciales convierten a OpenFOAM en la opción más adecuada para la presente investigación, pues problemas desafiantes (como las simulaciones multifásicas) requieren de todo el poder de cómputo disponible: Tocci (2016) menciona que sus estudios multifásicos fueron desempeñados en un *cluster*, término que se refiere a un sistema de procesamiento paralelo o distribuido (UNAM, s.f.), Wardle & Weller (2013) incluso comentan que flujos multifásicos turbulentos realistas no son factibles incluso en computadoras grandes si el enfoque *Volume of Fluid* (VOF) se utiliza. Y es que la necesidad de simular flujos cada vez más complejos en tiempos de cómputo realistas ha llevado a la Computación de Alto Rendimiento (*High Performance Computing* (HPC)) de ser un lujo a ser una necesidad (Elmisaoui et al. 2024; Lawson et al. 2012).

1.6. Objetivo y alcances

Habiendo planteado la problemática y el *software* CFD a utilizar se establece el objetivo general del estudio:

1.6.1. Objetivo general

Determinar los gradientes térmicos circunferenciales en el tubo absorbedor del sistema DISS considerando su relación con el patrón de flujo *dry-out*.

1.6.2. Objetivos específicos

- Evaluar el efecto de la modelación termohidráulica 3D y 1D sobre la determinación de los gradientes térmicos, para un caso crítico.
- Analizar la relación del patrón de flujo *dry-out* con el CTC bifásico y los gradientes térmicos.
- Explorar las capacidades de OpenFOAM para modelar flujo en dos fases en tuberías para GVD.

1.6.3. Alcances

Mediante el uso del *software* OpenFOAM se simuló flujo bifásico 3D en estado transitorio considerando transferencia de calor conjugada para un caso crítico del sistema DISS (CCP #9) de la PSA, España. Las consideraciones hechas para este estudio fueron: modo de operación “un solo paso”, sin cubierta de vidrio, al medio día solar, considerando el patrón de flujo *dry-out* y un flux de calor no uniforme. Los resultados se compararon/verificaron con resultados termohidráulicos 1D del simulador RELAP y de Cundapí et al. (2025) y Cundapí (2021).

1.7. Metodología general

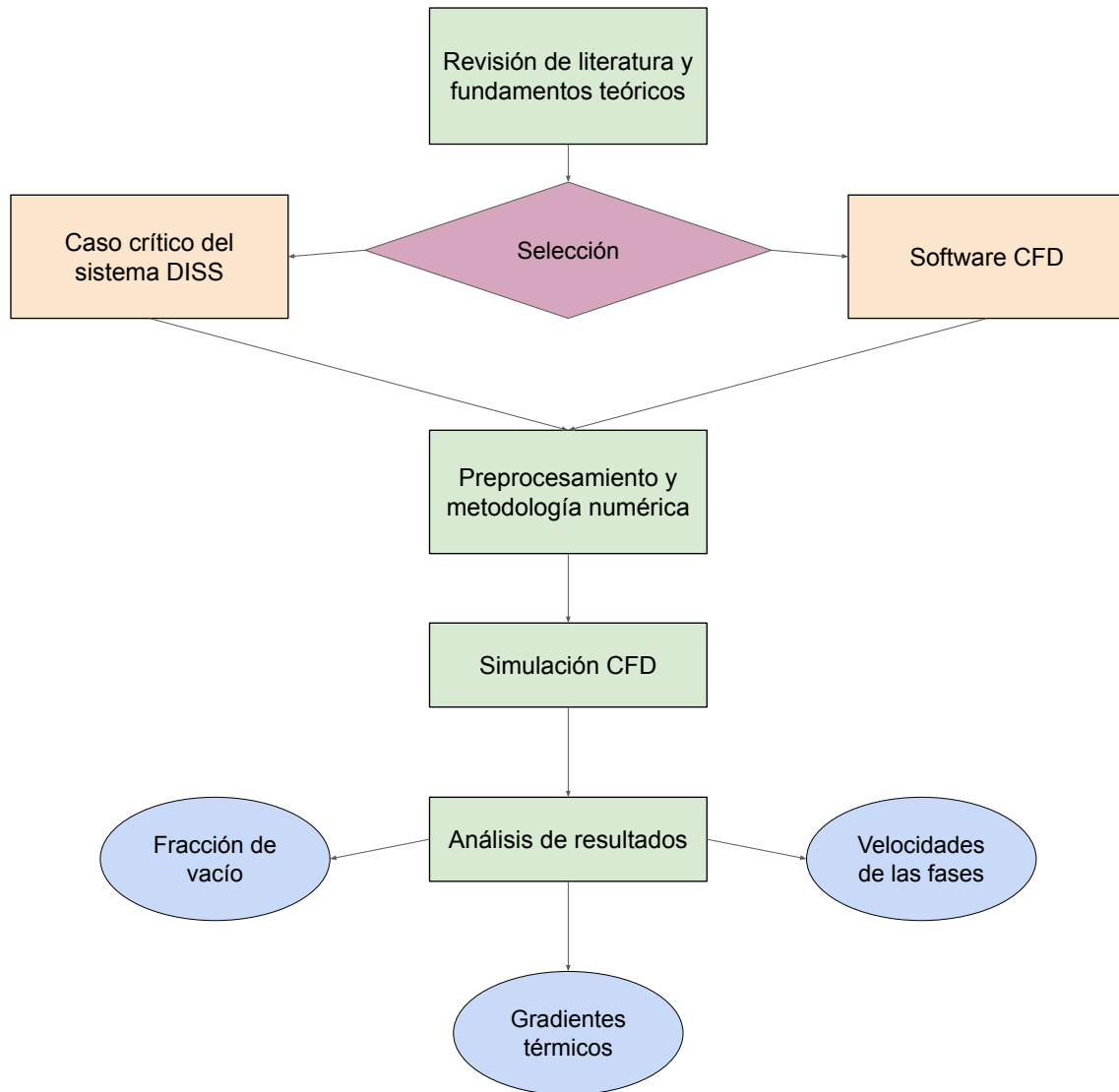


Figura 1.7: Diagrama de flujo de la Metodología general

1.8. Estructura de la tesis

Los capítulos de la tesis se ordenan de la siguiente forma:

1. Introducción: Se presenta el contexto general de la GVD mediante Captadores Solares Cilindroparabólicos (CCP), además de exponer la problemática y proponer el *software* CFD que se utilizará para los estudios termohidráulicos.

2. Modelo físico y formulación matemática del sistema de estudio: Se presentan una descripción del modelo físico de estudio, una visión general del *software* CFD OpenFOAM, y los modelos matemáticos que este resuelve para modelar flujos en ebullición con transferencia de calor conjugada.
3. Metodología Numérica: Método de Volumen Finito y Acoplamiento presión-velocidad: Se ahonda en aspectos teóricos del método, como la discretización de la ecuación de transporte general, los esquemas más adecuados para cada término, los parámetros de calidad de la malla computacional, la metodología numérica para flujo bifásico, entre otras cuestiones. Además, se presenta el algoritmo de acoplamiento presión-velocidad usado en la resolución del problema de estudio.
4. Descripción del *solver* `chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam`: Este capítulo está enfocado en como está implementado el *solver* de OpenFOAM usado en la presente tesis. Se expone la jerarquía y descripción de los archivos necesarios para la configuración del caso a simular.
5. Resultados y verificación: En este capítulo se verifica la metodología numérica implementada en OpenFOAM a través de un caso extraído de la tesis de Cundapí (2021), el cual está validado a través de datos experimentales del sistema DISS.
6. Análisis de las causas de la no coincidencia de resultados: En este capítulo se discuten las causas por las cuales la metodología numérica implementada en OpenFOAM no arrojó resultados totalmente coincidentes con los de Cundapí (2021) y se explica el porqué de la no consideración del CTC en la sección de resultados.
7. Conclusiones.
8. Anexos.
9. Productos académicos: En este capítulo se muestran los productos obtenidos durante la realización de esta tesis.

Capítulo 2

Modelo físico y formulación matemática del sistema de estudio

En este capítulo se presentan una descripción del modelo físico de estudio, una visión general del *software* CFD OpenFOAM, y los modelos matemáticos que este resuelve para modelar flujos en ebullición con transferencia de calor conjugada.

2.1. Modelo físico de estudio

La elección del dominio de estudio fue determinada por la presencia del patrón de flujo *dry-out*: el inicio del dominio físico corresponde con el inicio de la segunda parte del CCP #9 del sistema DISS ($L_{abs} = 413.25$ m en relación a la longitud total), justo donde comienza la configuración de flujo antes mencionada (figura 2.1). La longitud de 4.86 m fue escogida así debido a que simular un fenómeno tan complejo toma bastante tiempo.

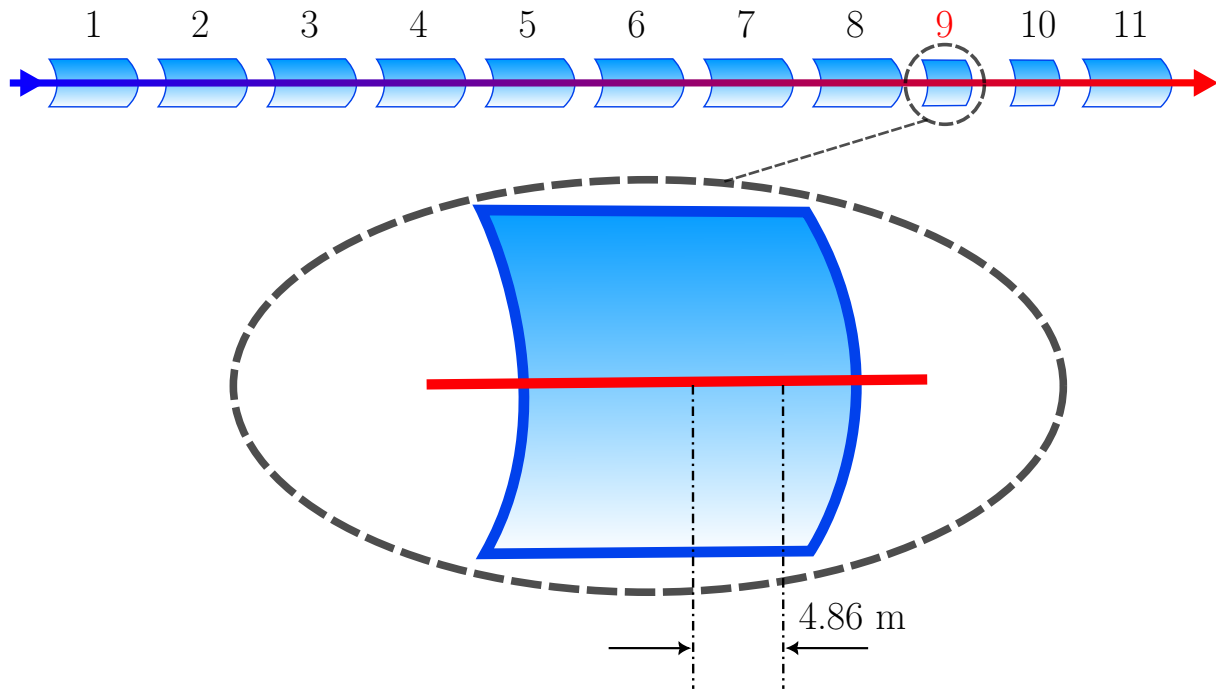


Figura 2.1: Localización de la región de estudio

La figura 2.2 y la tabla 2.1 exponen las condiciones de frontera del caso de estudio, no se recurrió a ningún tipo de interpolación, es decir, los valores fueron tomados como son, estos provienen de una simulación unidimensional promediada en espacio y tiempo (Cundapí, 2021):

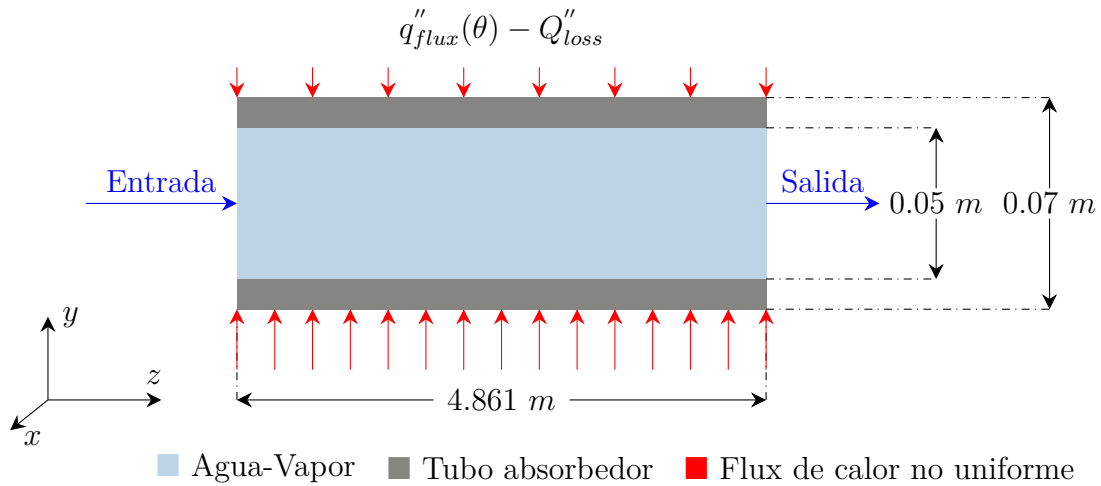


Figura 2.2: Modelo físico del caso de verificación

Tabla 2.1: Condiciones de frontera del modelo físico

Entrada		Salida	
Campo	Valor	Campo	Valor
$\vec{U}_\ell$	2.25 m/s	P	10.0952 MPa
$\vec{U}_g$	5.41 m/s	T_ℓ	584.808 K
T_ℓ	584.821 K	T_g	584.857 K
T_g	584.823 K		
α_g	$0.99049 (-)$		

Donde $q''_{flux}(\theta)$ es calculado de acuerdo a la ecuación (2.35) y Q''_{loss} por la ecuación (2.36). La distribución del flux de calor no uniforme se puede visualizar en la gráfica de la figura 2.5 y el código para su generación en el *listing* 7.1, el cual se explica en la sección 4.1.1.

2.1.1. Propiedades termofísicas

La tabla 2.2 contiene las propiedades termofísicas de las fases, calculadas a la presión de saturación. Cabe destacar que todas son consideradas constantes, es decir, no presentan variaciones espacio-temporales. Esta elección fue así debido a que las propiedades para el rango de presiones del problema de estudio ($10.0952 - 10.0969 \text{ MPa}$) no presentan variaciones significativas (ver tabla 7.1). Para el caso de la tensión superficial se recurrió a la página web del *National Institute of Standards and Technology* (NIST) (NIST, 2025).

Tabla 2.2: Propiedades termofísicas para el fluido bifásico (calculadas con el software Engineering Equation Solver)

Propiedades	Fases	Valores
Densidad ($\frac{kg}{m^3}$)	Líquido	687
	Vapor	56.144
Calor específico ($\frac{J}{kg \cdot K}$)	Líquido	6153
	Vapor	6945
Viscosidad ($Pa \cdot s$)	Líquido	8.16×10^{-5}
	Vapor	2×10^{-5}
Conductividad térmica ($\frac{W}{m \cdot K}$)	Líquido	0.507
	Vapor	0.07
Entalpía de referencia ($\frac{J}{kg}$)	Líquido	0
	Vapor	0
Temperatura de referencia (K)	Líquido	580
	Vapor	580
Tensión superficial ($\frac{N}{m}$)	Líquido	0.012

El archivo `constant/water/thermophysicalProperties.*` explicado en la sección 4.1.2

requiere de la configuración de valores de referencia para la temperatura y la entalpía (**Tref** y **Href**), por lo que se utilizaron los valores proveídos por la tabla 2.2. Las entalpías de referencia fueron elegidas así para evitar condensación excesiva, esto se explica más a detalle en la sección 5.4.1. Las temperaturas de referencia se configuraron como 580 K para ambas fases con el objetivo de que la linealización de la entalpía sea consistente (ecuación (2.31)) y evitar inestabilidades numéricas.

Las propiedades de la tabla 2.3 corresponden al material acero ferrítico A335 P22:

Tabla 2.3: Propiedades termofísicas para el tubo absorbedor

Propiedades	Valor	Referencia
Densidad $\left(\frac{kg}{m^3}\right)$	7763	Serrano-Aguilera et al. (2014)
Calor específico $\left(\frac{J}{kg \cdot K}\right)$	550.46	Valenzuela et al. (2016)
Conductividad térmica $\left(\frac{W}{m \cdot K}\right)$	51.77	Valenzuela et al. (2016)

Los valores para el Cp_a y k_a fueron calculados con ayuda del teorema del valor medio para integrales (Bartle & Sherbert, 2010), dado que Valenzuela et al. (2016) proveen un conjunto de datos para esas propiedades.

2.2. Generalidades de OpenFOAM

OpenFOAM está escrito en el lenguaje de programación C++ bajo el paradigma de la Programación Orientada a Objetos (POO). Utiliza el Método de Volumen Finito (MVF) para resolver sistemas de ecuaciones diferenciales parciales, gobernantes de distintos tipos de fenómenos complejos que involucran fluidos, tales como flujos con reacciones químicas, turbulencia, transferencia de calor, entre otros (OpenFOAM, 2023). Cada fenómeno físico tiene un *solver* asociado, por ejemplo, el *solver* **SimpleFoam** resuelve en estado estacionario un flujo incompresible y turbulento usando el algoritmo de acoplamiento presión-velocidad SIMPLE desarrollado por Patankar & Spalding (1983).

El fenómeno físico que ocurre en los CCP puede ser simulado mediante el *solver* de OpenFOAM **chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam**, el cual resuelve en estado transitorio un flujo de fluidos turbulentos con transferencia de calor conjugada entre regiones fluidas y sólidas. Aplica un enfoque Euler-Euler bifásico para la región fluida. Este posee también la capacidad de modelar los distintos regímenes de ebullición que suceden en las cercanías

de la interfase fluido-sólido (OpenFOAM, 2019).

2.3. Modelos matemáticos

En `chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam` se resuelve un sistema de 17 ecuaciones con 17 incógnitas (o 15, dependiendo del modelo de turbulencia). En las subsecciones siguientes se abordan las ecuaciones involucradas.

2.3.1. Ecuaciones de conservación para flujo bifásico

Ecuación de conservación de masa

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{U}_k) = \Gamma_k \quad (2.1)$$

El subíndice k denota cualquiera de las dos fases (líquida: ℓ , vapor o gas: g), α_k ($-$) es la fracción volumétrica, ρ_k (kg/m^3) la densidad, $\vec{U}_k$ (m/s) denota el vector velocidad y Γ_k ($kg/m^3.s$) representa la tasa de producción de la masa de la fase k a causa del cambio de fase en la interfase por unidad de volumen.

Ecuación de conservación de momentum

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k \vec{U}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{U}_k \vec{U}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \vec{R}_k^{eff}) = -\alpha_k \nabla p + \alpha_k \rho_k \vec{g} + \Gamma_k \vec{U}_{ki} + \vec{M}_k \quad (2.2)$$

Donde $\vec{R}_k^{eff}$ (Pa) es el tensor de esfuerzos efectivo (viscosos más turbulentos), p (Pa) la presión estática de ambas fases (equilibrio mecánico), $\vec{g}$ (m/s^2) el vector gravedad, $\vec{U}_{ki}$ es la velocidad de la fase k en la interfase y $\vec{M}_k$ (N/m^3) la fuerza volumétrica interfacial.

Ecuación de conservación de energía

$$\begin{aligned} & \frac{\partial[\alpha_k \rho_k (h_k + K_k)]}{\partial t} + \nabla \cdot [\alpha_k \rho_k \vec{U}_k (h_k + K_k)] \\ & - \nabla \cdot (\alpha_k \kappa_k^{eff} \nabla h_k) = \alpha_k \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_k \vec{g} \cdot \vec{U}_k + k_{ht} \Delta T + h_{ki} \Gamma_k \end{aligned} \quad (2.3)$$

h_k (J/kg) es la entalpía específica, K_k (J/kg) la energía cinética específica, κ_k^{eff} ($kg/m.s$) la difusividad térmica efectiva sobre la densidad (viscosa más turbulenta), k_{ht} (W/m^3K) la función de transferencia de calor calculada a partir del modelo de Ranz & Marshall (1952), ΔT (K) es la diferencia de temperaturas entre las fases y h_{ki} es la entalpía de la

fase k en la interfase.

La tasa de producción de masa presente en la ecuación (2.1) se calcula de la siguiente forma (Godino et al. 2022):

Condensación:

$$\Gamma_{g\ell} = \frac{CTC_{g\ell} A_i (T_{sat} - T_\ell)}{H_{\ell g}} \quad (2.4)$$

Evaporación:

$$\Gamma_{\ell g} = \frac{CTC_{\ell g} A_i (T_\ell - T_{sat})}{H_{\ell g}} \quad (2.5)$$

Donde $CTC_{\ell g}$ y $CTC_{g\ell}$ ($W/m^2.K$) son los coeficientes de transferencia de calor interfacial calculados también a través del modelo Ranz & Marshall (1952), T_ℓ y T_{sat} (K) son las temperaturas de la fase líquida y de saturación respectivamente, A_i (m^2) es la densidad de área interfacial y $H_{\ell g}$ (J/kg) es el calor latente de evaporación.

De la ecuación (2.2) se define el tensor de esfuerzos efectivo:

$$\vec{R}_k^{eff} = -\mu_k^{eff} (\nabla \vec{U}_k + \nabla \vec{U}_k^T - \frac{2}{3} \vec{I} \nabla \cdot \vec{U}_k) + \frac{2}{3} \vec{I} \tilde{k}_k \quad (2.6)$$

Donde μ_k^{eff} (m^2/s) es la viscosidad dinámica efectiva, $\vec{I}$ (-) es el tensor identidad y $\tilde{k}_k$ (J/kg) es la energía cinética turbulenta.

2.3.2. Fuerzas volumétricas interfaciales

Para el término de la fuerza volumétrica interfacial:

$$\vec{M}_k = \vec{M}_k^d + \vec{M}_k^l + \vec{M}_k^{wl} + \vec{M}_k^{td} + \vec{M}_k^{vm} \quad (2.7)$$

De izquierda a derecha: término de arrastre (*drag*), sustentación (*lift*), lubricación de la pared (*wall lubrication*), dispersión turbulenta (*turbulent dispersion*) y masa virtual (*virtual mass*). La conservación de la cantidad de movimiento dicta que el momentum total transferido entre fases es igual a cero, es decir $\Sigma \vec{M}_k = 0$, donde la suma es realizada sobre todas las fases (Rusche, 2002). De acuerdo con Tacconi (2018) la definición de los términos de la ecuación (2.7) es la siguiente (solo para la fase líquida, se obtienen expresiones similares para la fase gas):

$$\vec{M}_\ell^d = \frac{3}{4} \frac{C_d}{d_s} \rho_g \alpha_\ell |\vec{U}_r| \vec{U}_r \quad (2.8a)$$

$$\vec{M}_\ell^l = C_\ell \rho_g \alpha_\ell \vec{U}_r \times (\nabla \times \vec{U}_g) \quad (2.8b)$$

$$\vec{M}_\ell^{wl} = C_{wl} \rho_g \alpha_\ell |\vec{U}_r|^2 \vec{n}_w \quad (2.8c)$$

$$\vec{M}_\ell^{td} = \frac{3}{4} C_d \frac{\rho_g}{d} \frac{\nu_g^t}{\sigma} |\vec{U}_r| \nabla \alpha_g \quad (2.8d)$$

$$\vec{M}_\ell^{vm} = C_{vm} \rho_g \alpha_\ell \left(\frac{D_g \vec{U}_g}{Dt} - \frac{D_\ell \vec{U}_\ell}{Dt} \right) \quad (2.8e)$$

Donde $\vec{n}_w$ (-) es un vector normal unitario apuntando fuera de la pared, ν^t (m^2/s) es la viscosidad cinemática turbulenta, d_s (m) es el diámetro promedio Sauter (Helmholtz-Zentrum-Dresden-Rossendorf & CFD-Direct, 2021), d (m) es el diámetro de las burbujas y σ (N/m) representa la tensión superficial. Los coeficientes que tienen como subíndice las iniciales de los términos que representan la fuerza volumétrica interfacial (o transferencia de momentum interfacial) se definen ya sea constantes o con modelos que más adelante se presentan.

La ecuación (2.8a) se le conoce como fuerza de arrastre, esta representa la resistencia al movimiento de las burbujas o gotas en el líquido o el vapor. La (2.8b) representa la fuerza de sustentación la cual actúa en las partículas principalmente debido a los gradientes de velocidad presentes en la fase continua. (2.8c) es la fuerza de lubricación en la pared que tiende a empujar las burbujas o gotas fuera de las paredes. El término (2.8d) es llamado fuerza de dispersión turbulenta, esta cuantifica las fluctuaciones turbulentas de la velocidad de la fase continua y el efecto que produce en las partículas de agua o vapor (gotas o burbujas). La ecuación (2.8e) es la fuerza de masa virtual, ocurre cuando las partículas presentan una aceleración relativa al fluido que las contiene, la inercia de la fase continua ejerce una fuerza de masa virtual en las partículas.

Dado el parentesco cualitativo que existe entre el patrón de flujo *dry-out* y el estratificado, el calculo de los coeficientes para las fuerzas volumétricas interfaciales se basó en el trabajo de Pal & Kumar (2021), debido a que los autores obtuvieron en todos sus estudios el patrón de flujo estratificado.

- Fuerza de sustentación (*lift force*): $C_\ell = 0.5$

- Fuerza de lubricación de la pared (*wall lubrication*): Modelo de Frank (2005)

$$C_{wl} = C_{w3}(Eo) \max \left[0, \frac{1}{C_{wd}} \cdot \frac{1 - \frac{y_w}{C_{wc}d}}{y_w \left(\frac{y_w}{C_{wc}d} \right)^{p-1}} \right] \quad (2.9)$$

Con:

$$C_{w3} = \begin{cases} e^{-0.933} Eo + 0.179 & 1 \leq Eo \leq 5 \\ 0.00599 Eo - 0.0187 & 5 < Eo \leq 33 \\ 0.179 & 33 < Eo \end{cases} \quad (2.10)$$

De simulaciones numéricas se ha encontrado que una buena concordancia con datos experimentales se logra con $C_{wc} = 10$, $C_{wd} = 6.8$ y $p = 1.7$. De la ecuación (2.9) y_w (m) es la distancia a la pared más cercana y Eo es el número de Eötvös, el cual se define como:

$$Eo = \frac{|\vec{g}|(\rho_\ell - \rho_g)d^2}{\sigma} \quad (2.11)$$

Como se aprecia de la ecuación (2.11) el número de Eötvös se define como el cociente entre fuerzas gravitacionales y la fuerza debida a la tensión superficial.

- Fuerza de dispersión turbulenta (*turbulent dispersion*): El modelo de Burns et al. (2004) propone una variación con respecto a la ecuación (2.8d):

$$\vec{M}_\ell^{td} = \frac{3}{4} C_d \frac{\rho_g \alpha_\ell}{d} \frac{\nu_g^t}{\sigma} |\vec{U}_r| \left(\frac{1}{\alpha_\ell} + \frac{1}{\alpha_g} \right) \nabla \alpha_g \quad (2.12)$$

En el límite cuando cualquiera de las dos variables $\alpha_{l,g} \rightarrow 0$, la ecuación empleada será:

$$\vec{M}_\ell^{td} = \frac{3}{4} C_d \frac{\rho_g \alpha_\ell}{d} \frac{\nu_g^t}{\sigma} |\vec{U}_r| \nabla \alpha_g \quad (2.13)$$

- Fuerza de masa virtual (*virtual mass*): $C_{vm} = 0.5$ (de acuerdo con Cundapí (2021)).

En cuanto a la fuerza de arrastre (*drag force*) Pal & Kumar (2021) no mencionan el modelo que emplearon, entonces se optó por el modelo de Schiller & Naumann (1935) ya que, según Tacconi (2018), es el más general y es usado para todos los pares de fases fluido-fluido. La ecuación propuesta es la siguiente:

$$C_d = \frac{24}{Re_b} \left(1 + 0.15 Re_b^{0.687} \right) \quad (2.14)$$

Donde Re_b es el número de Reynolds de burbuja, definido como:

$$Re_b = \frac{|\vec{U}_r|d_s}{\nu_b} \quad (2.15)$$

De la ecuación (2.15) ν_b representa la viscosidad cinemática para las burbujas. La relación anterior solo es válida para partículas esféricas con un $Re_b < 1000$. Para $Re_b > 1000$ el coeficiente esta muy cercano a ser igual a 0.44, para este caso el siguiente modelo es implementado:

$$C_d = \max \left[\frac{24}{Re_b} \left(1 + 0.15 Re_b^{0.687} \right), 0.44 \right] \quad (2.16)$$

2.3.3. Modelado de la turbulencia

Modelos de turbulencia para flujo bifásico

La familia de modelos de turbulencia “ $\tilde{k}$ ” se ha utilizado para los estudios con *softwares* comerciales y libres de flujo en ebullición para CCP (Achi & Demagh, 2022; Lobón et al. 2013; Pal & Kumar, 2021; Pal & Kumar, 2021). OpenFOAM posee dos modelos de turbulencia $\tilde{k} - \epsilon$ especializados para la simulación de flujo bifásico:

- $\tilde{k} - \epsilon$ de mezcla (Behzadi et al. 2004)
- $\tilde{k} - \epsilon$ de Lahey (2005)

Las variables transportadas del primer modelo son la energía cinética turbulenta de la mezcla $\tilde{k}_m$ (m^2/s^2) y la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta de la mezcla ϵ_m (m^2/s^3), implicando solo dos ecuaciones de transporte. Para el segundo modelo, son 4 ecuaciones, debido a que las variables $\tilde{k}$ y ϵ se consideran para cada fase. La elección de un modelo sobre otro depende, de acuerdo con Behzadi et al. (2004), de la fracción de vacío local (o sea, fracción volumétrica de la fase gas). Achi & Demagh (2022) mencionan que para las siguientes condiciones de operación: $p = 3.42 MPa$, $T = 478 K$, $\dot{m} = 0.47$ y $\alpha_g < 0.8$ el modelo $\tilde{k} - \epsilon$ de Lahey (2005) es apropiado para simular el comportamiento de los CCP, mientras que para $\alpha_g > 0.85$ el modelo de mezcla es adecuado, los autores no ofrecen información para el rango de $0.8 \leq \alpha_g \leq 0.85$. En el presente estudio, debido a las altas fracciones de vacío ($\alpha_g > 0.9$), se usa el modelo de mezcla.

Funciones de pared

Un fenómeno físico clave para entender las funciones de pared es la capa límite, la cual es una región de fluido cercana a una pared en la que existen grandes gradientes de velocidad y térmicos (Bergman et al. 2011). Numerosas mediciones muestran que la distribución

de velocidad exhibe un carácter universal en las cercanías de la pared (Schlichting & Gersten, 2016), la figura 2.3 expone tal distribución (esta es similar para la temperatura (Greenshields & Weller, 2022b)):

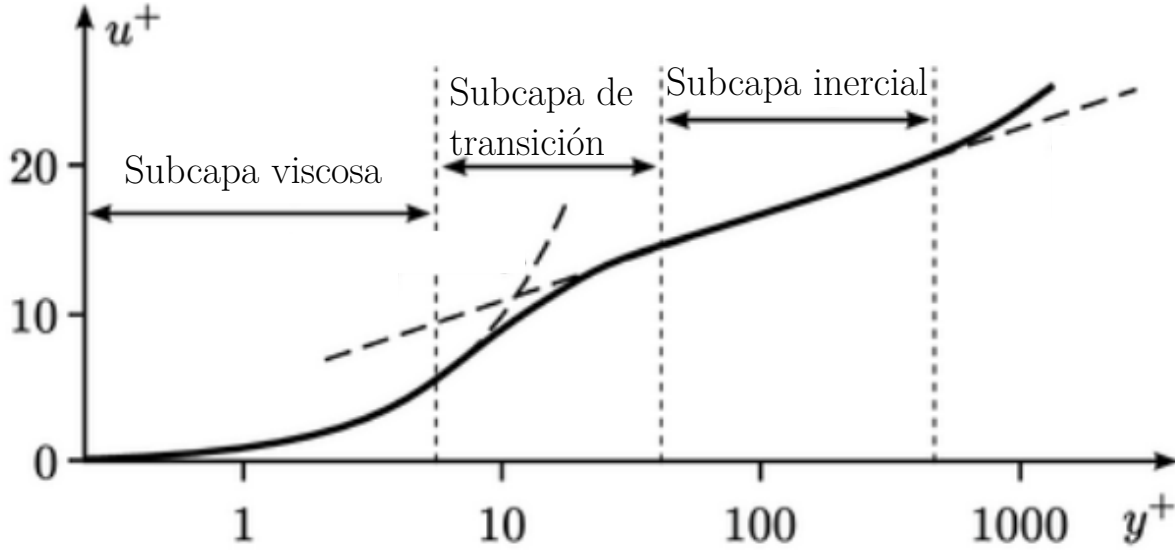


Figura 2.3: Distribución universal de velocidad (adaptada y traducida de Greenshields & Weller (2022b))

u^+ y y^+ representan una velocidad y distancia adimensionales, respectivamente. En el presente trabajo no se incluye el cálculo de estas cantidades adimensionales debido a que son ampliamente conocidas (se pueden consultar en Greenshields & Weller (2022b)).

En un estudio CFD es de suma importancia simular la capa límite, un enfoque para ello es la construcción de un mallado con celdas de muy pequeña longitud normales a la pared. La desventaja de esto es que se consigue un mallado con un número de celdas que puede resultar en altos tiempos de cálculo. El otro enfoque más beneficioso tiene que ver con las funciones de pared, pues estas explotan el carácter universal de la velocidad. Esta herramienta es capaz de proveer relaciones cercanas a la pared para los diferentes campos turbulentos (ν^t , $\tilde{k}$, ϵ y κ^t). Existe dos tipos de funciones de pared: las desarrolladas para bajos y altos números de Reynolds. Las del primer tipo son adecuadas si se requiere resolver el flujo a través de la subcapa viscosa, por lo que es necesario que el centro de masa de la celda de fluido adyacente a la pared deba estar colocado en $y^+ = 1$. Para las del segundo tipo el requerimiento para el centro de masa es estar dentro del rango de aplicabilidad para la subcapa inercial ($30 < y^+ < 200$). Cabe aclarar que este número de Reynolds no está relacionado con la longitud característica del dominio, sino más bien con las variables turbulentas siguientes (Greenshields & Weller, 2022b):

$$Re_\tau = \frac{\tilde{k}^2}{\epsilon \nu} \quad (2.17)$$

Variables turbulentas

Para la familia de modelos $\tilde{k} - \epsilon$ el cálculo de la viscosidad cinemática turbulenta viene dado por la expresión (2.18) (Greenshields & Weller, 2022b):

$$\nu^t = C_\mu \frac{\tilde{k}^2}{\epsilon} \quad (2.18)$$

Donde $C_\mu = 0.09$. A través de (2.18) y el número de Prandtl turbulento (Schlichting & Gersten, 2016):

$$Pr^t = \rho \frac{\nu^t}{\kappa^t} \quad (2.19)$$

donde κ^t es la difusividad térmica turbulenta sobre la densidad, la cual se relaciona con la conductividad térmica turbulenta (k^t) de la siguiente forma (Greenshields & Weller, 2022b):

$$\alpha^t = \frac{k^t}{\rho C_p} = \frac{\kappa^t}{\rho} \quad (2.20)$$

donde α^t es la difusividad térmica, no confundir con la fracción de vacío. Entonces con ayuda Pr^t se puede calcular la conductividad térmica turbulenta del fluido. De acuerdo con Greenshields & Weller (2022b) un $Pr^t \approx 0.7 - 1.0$ provee una buena estimación para muchos fluidos, con $Pr^t = 0.85$ a menudo elegido como un valor por defecto para simulaciones CFD. Las ecuaciones (2.17)-(2.20) son usadas para cada fase en el enfoque Euler-Euler.

2.3.4. Modelado de la ebullición

Ebullición es el proceso en el cual la transferencia de calor causa evaporación (Ghiaasiaan, 2007). Este fenómeno se divide en tres regímenes mayores: ebullición nucleada, ebullición de transición y ebullición de película. De acuerdo con Brais, Martrès y asociados Inc. (1996) la ebullición nucleada se divide en dos subregímenes: subenfriada y saturada (el código fuente de OpenFOAM solo hace mención al primero de estos). La figura 2.4 esquematiza los regímenes del proceso de ebullición:

Donde q''_{crit} (W/m^2) es el flux de calor crítico, q''_{min} es el mínimo flux de calor, T_w (K) es la temperatura de la pared, T_{DNB} es la temperatura correspondiente al q''_{crit} , denotando el fin del régimen de ebullición nucleada, y T_{Leiden} es la temperatura de Leidenfrost. Nukiyama

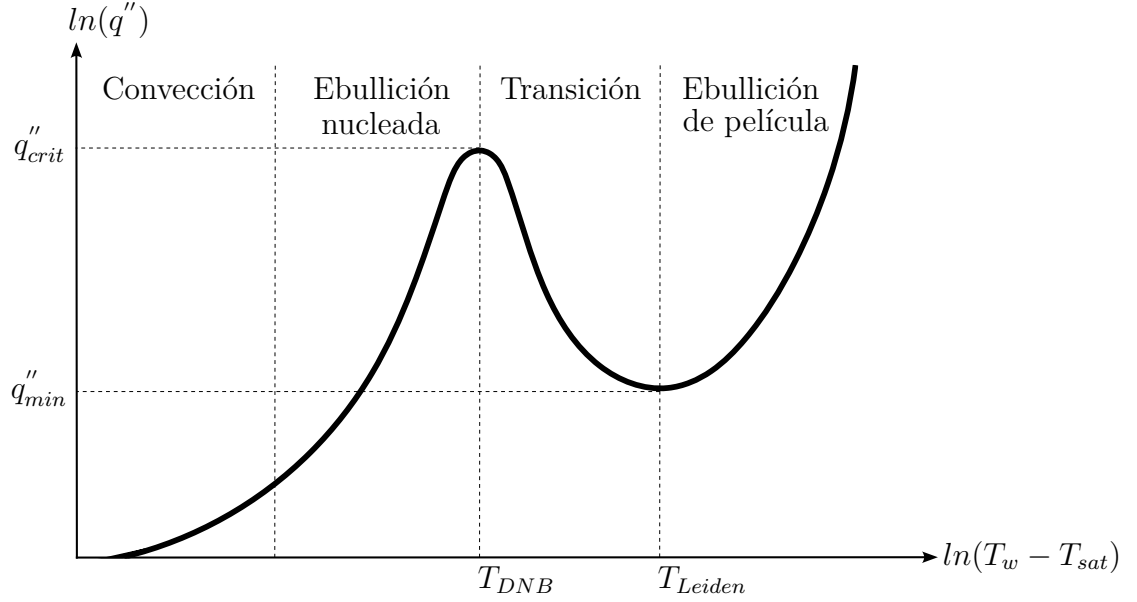


Figura 2.4: Regímenes de ebullición (adaptada de Nukiyama (1934))

(1934) realizó una serie de experimentos para investigar cómo el calor es transferido desde un sólido hacia un fluido subenfriado, él midió la correlación entre el flux de calor y la temperatura dando como resultado la gráfica de la figura 2.4. OpenFOAM distingue los regímenes de la siguiente manera:

- Ebullición nucleada subenfriada: $T_w < T_{DNB}$
- Transición: $T_{DNB} < T_w < T_{Leiden}$
- Ebullición de película: $T_w > T_{Leiden}$

Lo anterior está implementado en una función de pared térmica que funge como condición de frontera para el cálculo de la difusividad térmica turbulenta κ^t ($kg/m.s$). En el código fuente del campo κ^t se calcula el flux de calor dependiendo del régimen de ebullición y se utiliza la cantidad T_w , entonces es posible calcular el CTC mediante la ley de enfriamiento de Newton:

$$h = \frac{q''_w}{T_w - T_\infty} \quad (2.21)$$

donde T_∞ es la temperatura del fluido adyacente a la pared calentada. En OpenFOAM se usa como T_∞ la temperatura de saturación T_{sat} . El flux de calor q''_w para cada régimen de ebullición se expone a continuación:

Ebullición nucleada subenfriada:

El cálculo del flux de calor se basa en el modelo de ebullición de pared del *Rensselaer Polytechnic Institute* (RPI) de Kurul & Podowski (1991). Este se implementa de manera similar al modelo de Peltola & Pättikangas (2012). La transferencia de calor desde el tubo al fluido es dividida en tres partes: convectiva, evaporativa y quenching.

$$q''_w = q''_c + q''_e + q''_q \quad (2.22)$$

q''_c representa la transferencia de calor desde el tubo hacia el líquido. q''_e es el calor asociado con la salida de las burbujas de vapor de las cercanías de la pared. q''_q representa la transferencia de energía transitoria promediada cíclica relacionada con el líquido mojando el espacio dejado por la burbuja luego de desprenderse de la pared (Ansys, 2021). El modelo considera dos áreas: A_b la cual está cubierta por burbujas formándose en las cercanías del tubo (nucleación) y la porción $(1 - A_b)$ que está cubierta de líquido.

Transición:

De acuerdo con OpenFOAM (2019) este régimen es modelado siguiendo una interpolación lineal que usa un factor de ponderación basado en temperatura entre q''_{crit} y q''_{min} :

$$q''_w = \varphi q''_{crit} + (1 - \varphi) q''_{min} \quad (2.23)$$

donde φ se define como:

$$\varphi = w_p \frac{T_w - T_{DNB}}{T_{Leiden} - T_{DNB}} \quad (2.24)$$

Donde w_p es una constante del modelo (por defecto 1).

Ebullición de película:

En el caso de este régimen el CTC es dado por el modelo propuesto por Bromley (1948):

$$h_p = 0.248 \left(\frac{k_g^3 \rho_g (\rho_\ell - \rho_g) |\vec{g}| (C_{p_g} (T_w - T_{sat}))}{L \mu_g (T_w - T_{sat})} \right) \quad (2.25)$$

Donde k_g es la conductividad térmica del gas, ρ es la densidad, $|\vec{g}|$ la magnitud de la gravedad, C_{p_g} el calor específico del gas, L una longitud característica y μ_g la viscosidad dinámica del gas.

Submodelos de los regímenes de ebullición en OpenFOAM

Para el cálculo de q_w'' , q_{crit}'' , q_{min}'' , T_{DNB} , T_{Leiden} y otros parámetros necesarios para la descripción matemática de la ebullición, OpenFOAM emplea los siguientes submodelos:

- **Modelo de partición del flujo de calor en la pared:** este extiende al modelo RPI de la siguiente forma (Ansys, 2021):

$$q_w'' = (q_c'' + q_e'' + q_q'')f(\alpha_\ell) + [1 - f(\alpha_\ell)]q_v'' \quad (2.26)$$

donde q_v'' es el flux de calor convectivo. $f(\alpha_\ell)$ depende de la fracción vacío de la fase líquida, para su cálculo se utiliza el modelo de Lavieville (Ansys, 2021):

$$f(\alpha_\ell) = \begin{cases} 1 - \frac{1}{2} \exp[-20(\alpha_\ell - \alpha_{\ell,crit})] & \alpha_\ell \geq \alpha_{\ell,crit} \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha_\ell}{\alpha_{\ell,crit}} \right)^{20\alpha_{\ell,crit}} & \alpha_\ell < \alpha_{\ell,crit} \end{cases} \quad (2.27)$$

Donde $\alpha_{\ell,crit}$ es el valor crítico para la fracción volumétrica de la fase líquida, por defecto 0.2. El uso de esta extensión permite modelar la salida del régimen de ebullición nucleada y el flux de calor crítico.

- **Modelo para el sitio de nucleación:** uno de los parámetros necesarios para el cálculo del flux de calor por evaporación de la ecuación (2.22) o (2.26) es la densidad del sitio de nucleación, la cual es estimada a través la función de Lemmert & Chawla (1977) y la correlación de Egorov & Menter (2004). Este fenómeno describe la cantidad de sitios de nucleación (pequeñas cavidades en la superficie del tubo del orden de unos cuantos micrómetros, donde surgen las burbujas de vapor) por unidad de área (Lienhard V & Lienhard IV, 2024).
- **Modelo del diámetro de salida de burbuja:** este cuantifica el diámetro de salida estándar de las burbujas para el modelo RPI basado en correlaciones empíricas (Ansys, 2021). En este estudio se usa la correlación de Tolubinsky & Kostanchuk (1970). Este parámetro es utilizado para el cálculo del flux de calor convectivo de la fórmula (2.22) o (2.26).
- **Modelo para la frecuencia de salida de las burbujas:** este fenómeno se entiende como la velocidad a la que la burbuja crece y sale de la cavidad, es afectado directamente por el diámetro de salida. Un diámetro de salida más pequeño resultará en una frecuencia de salida más alta (Pranoto et al. 2018). Es usado para el cálculo del flux de calor evaporativo de la ecuación (2.22) o (2.26) (Ansys, 2021). El modelo usado en este trabajo es el de Cole (1960).

- **Temperatura de Leidenfrost:** punto en la curva de Nukiyama (figura 2.4) en el que inicia el régimen de ebullición de película estable y el flux de calor es mínimo, esto debido a la condición límite en la que una capa de vapor delgada cubre totalmente la pared caliente (Ansys, 2021). El modelo de Spiegler et al. (1963) dicta que la temperatura del fluido en este punto corresponde con $^{27}/_{32}T_c$, donde T_c es la temperatura crítica del agua en este caso.
- **Modelo para el flux de calor crítico:** este fenómeno se caracteriza por una reducción súbita del CTC local. Ocurre cuando la superficie caliente no está más en contacto con el líquido ebulviendo, además de un aumento del contenido de vapor. Bajo condiciones del flux de calor crítico, el vapor reemplaza el líquido que ocupaba el espacio adyacente a la pared calentada (Ansys, 2021). En este estudio el modelo de Zuber (1958) fue utilizado para el cálculo.
- **Flux de calor crítico en ebullición de flujo subenfriado:** se puede tener la situación en la que la temperatura promedio del líquido es menor a la temperatura de saturación todo el tiempo. En dado caso, q''_{crit} y q''_{min} presentan un aumento en relación a sus contrapartes cuando la temperatura promedio del líquido es igual a la temperatura de saturación T_{sat} (Lienhard V & Lienhard IV, 2024). El modelo de Hua & Xu (2000) cuantifica esta contribución.
- **Modelo para el flux de calor mínimo:** calcula el flux de calor mínimo q''_{min} a través del modelo de Jeschar et al. (1992).
- **Modelo para la temperatura de salida de la ebullición nucleada:** calcula a T_{DNB} por medio del modelo de Schroeder-Richter & Bartsch (1994). Esta temperatura marca el fin del régimen de ebullición nucleada y el inicio de la transición hacia el régimen de ebullición de película.
- **Modelo para la ebullición de película:** como se expuso con anterioridad, el modelo de Bromley (1948) establece la fórmula (2.25) para el cálculo del CTC de la película de vapor, para después calcular el flux de calor de la pared hacia el fluido en el régimen de ebullición de película.

2.3.5. Ecuaciones adicionales para la región fluida

Cálculo de las fracciones volumétricas para cada fase

En `chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam` el método MULES (explicado en la sección 3.7.2) resuelve para la fracción de vacío α_g , por lo que la ecuación de cerradura (2.28) es requerida para calcular la fracción volumétrica restante:

$$\alpha_g + \alpha_\ell = 1 \quad (2.28)$$

Presión pseudo hidrostática

En OpenFOAM (2018) se menciona que es conveniente numéricamente resolver para una presión alternativa definida por:

$$p' = p - \rho(\vec{g} \cdot \vec{h}) \quad (2.29)$$

Donde p' es la presión pseudo hidrostática y $\vec{h}$ (m) es la altura del nivel del fluido en dirección contraria a la gravedad. La ecuación ((2.2)) se modifica reemplazando a p por p' .

Ecuación de la entalpía

La ecuación integral que relaciona a la entalpía con la temperatura, sin incluir a la entalpía de formación, es la (2.30):

$$h_k = \int_{T_{ref,k}}^{T_k} Cp_k dT_k + h_{ref,k} \quad (2.30)$$

Al considerar el Cp_k como constante, la ecuación (2.30) se reduce a la ecuación

$$h_k = Cp_k(T_k - T_{ref,k}) + h_{ref,k} \quad (2.31)$$

2.3.6. Ecuación de conducción de calor para el tubo absorbedor

De acuerdo con (OpenFOAMwiki, 2019), la ecuación (2.32) modela la conducción de calor en el tubo:

$$\frac{\partial(\rho_a h_a)}{\partial t} = \nabla \cdot (\kappa_a \nabla h_a) \quad (2.32)$$

Donde ρ_a es la densidad del tubo absorbedor, h_a la entalpía específica y κ_a la difusividad térmica.

2.3.7. Condición de acoplamiento entre regiones sólidas y fluidas

En la interfase se usan las siguientes ecuaciones para el acoplamiento térmico (OpenFOAMwiki, 2019):

$$T_k|_{int} = T_w|_{int} \quad (2.33)$$

$$k_k^{eff} \frac{\partial T_k}{\partial \vec{n}} \Big|_{int} = -k_w \frac{\partial T_w}{\partial \vec{n}} \Big|_{int} \quad (2.34)$$

Donde k_k^{eff} es la conductividad térmica efectiva que se calcula a partir del número de Prandtl turbulento Pr^t (Greenshields & Weller, 2022b), k_w la conductividad térmica de la pared y $\vec{n}$ un vector normal a la interfase.

2.3.8. Modelo para el flux de calor no uniforme

Debido a la orientación considerada del CCP (ver figura 1.1) la mayor parte del DNI concentrado incide en la parte inferior del tubo absorbedor ($90^\circ < \theta < 270^\circ$), provocando una distribución no uniforme para el flux de calor. En la figura 2.5 se presenta el perfil de distribución del flux de calor sobre la pared externa del tubo absorbedor metálico.

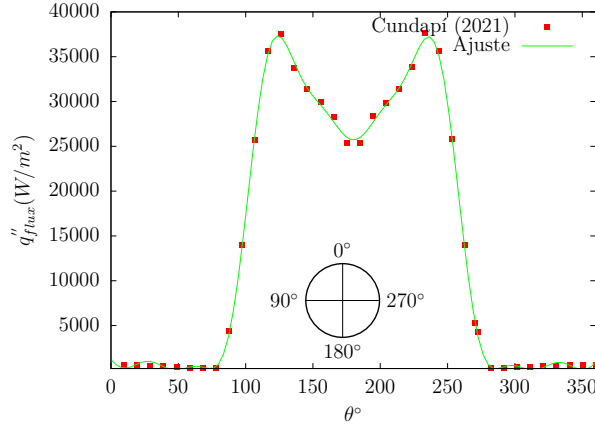


Figura 2.5: Distribución no uniforme del flux de calor, EPP del 25.13 %.

Los datos de la gráfica de la figura 2.5 fueron obtenidos de Cundapí (2021). La gráfica ajustada tiene la siguiente función (ecuación (2.35)):

$$\begin{aligned}
 q''_{flux}(\theta) = & 21257.4 \sin(0.631306 + 0.00524396\theta) \\
 & + 21730.1 \sin(-3.00904 + 0.0254287\theta) \\
 & + 8226 \sin(0.104411 + 0.0605269\theta) \\
 & - 10697.2 \sin(1.79582 + 0.0336293\theta) \\
 & + 1271.89 \sin(-8.39711 + 0.142528\theta) \\
 & - 2918.05 \sin(-7.1274 + 0.100705\theta)
 \end{aligned} \tag{2.35}$$

El ángulo θ está en grados sexagesimales.

2.3.9. Pérdidas de calor en el tubo absorbedor

Cundapí et al. (2025) presenta la siguiente correlación, valida para temperaturas en la superficie exterior del tubo absorbedor $T_{w,e} \geq 573.15$ K:

$$Q''_{loss} = 2.895474\Delta T - 16.4 \times 10^{-3}\Delta T^2 + 6.5 \times 10^{-5}\Delta T^3 \tag{2.36}$$

Donde $\Delta T = T_{w,e} - T_{amb}$ (K), $T_{w,e}$ es la temperatura de la pared externa del tubo absorbedor (local) y $T_{amb} = 298.15$ K es la temperatura ambiente. La ecuación ((2.36)) es usada debido a la no consideración de la cubierta de vidrio.

Capítulo 3

Metodología Numérica: Método de Volumen Finito y Acoplamiento presión-velocidad

El Método de Volumen Finito (MVF) es un método numérico que permite la resolución de ecuaciones diferenciales a través de su discretización sobre un dominio subdividido en un número finito de pequeños volúmenes de control (Ferziger & Peric, 2002). Ha sido aplicado con éxito en problemas de dinámica de fluidos, desde reacciones químicas, turbulencia, flujos multifásicos, transferencia de calor conjugada, etc. Una de las razones de tal éxito es su aplicación a geometrías complicadas gracias al arreglo de celdas colocado, permitiendo su uso a nivel industrial. Cabe destacar que un aspecto muy importante del método está en la manera en que se discretizan las ecuaciones gobernantes, debido a que este proceso imita la física y los principios de conservación del fenómeno que modela (Moukalled et al. 2016). En las secciones siguientes se ahonda en aspectos teóricos del método, como la discretización de la ecuación de transporte general, los esquemas más adecuados para cada término, los parámetros de calidad de la malla computacional, la metodología numérica para flujo bifásico, entre otras cuestiones. Además, se presenta el algoritmo de acoplamiento presión-velocidad usado en la resolución del problema de estudio.

3.1. Ecuación de transporte general

Partiendo de la ecuación de transporte general para una variable ϕ (Moukalled et al. 2016):

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}}_{\text{término transitorio}} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \vec{U} \phi)}_{\text{término convectivo}} = \underbrace{\nabla \cdot (\Gamma^\phi \nabla \phi)}_{\text{término difusivo}} + \underbrace{Q^\phi}_{\text{término fuente}} \quad (3.1)$$

Donde ρ es la densidad, $\vec{U}$ la velocidad y Γ^ϕ es un coeficiente difusivo. La ecuación (3.1) se integra sobre el elemento de volumen C mostrado en la figura 3.1:

$$\int_{V_C} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \int_{V_C} \nabla \cdot (\rho \vec{U} \phi) dV = \int_{V_C} \nabla \cdot (\Gamma^\phi \nabla \phi) dV + \int_{V_C} Q^\phi dV \quad (3.2)$$

A través del Teorema de la Divergencia de Gauss (TDG) (anexo 7.1) se convierten las integrales de volumen de los términos convectivo y difusivo a integrales de superficie:

$$\int_{V_C} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \oint_{\partial V_C} (\rho \vec{U} \phi) \cdot d\vec{S} = \oint_{\partial V_C} (\Gamma^\phi \nabla \phi) \cdot d\vec{S} + \int_{V_C} Q^\phi dV \quad (3.3)$$

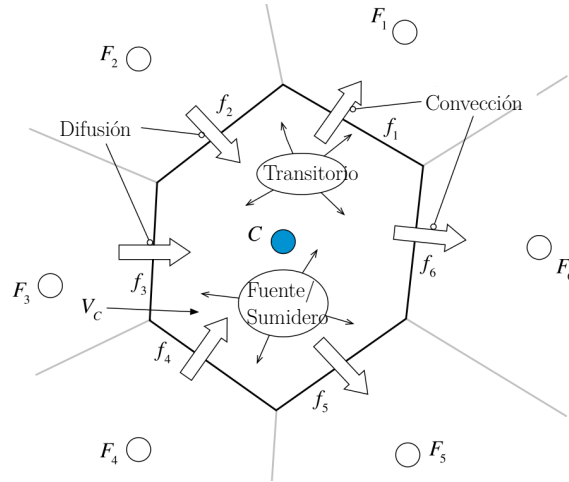


Figura 3.1: Volumen de control C . Traducida de Moukalled et al. (2016)

La figura 3.1 expresa visualmente el transporte de la variable ϕ debido a los fenómenos de la difusión y convección, el primero causado por la actividad molecular del medio y el segundo por el movimiento macroscópico del fluido. El término temporal indica la evolución en el tiempo del dominio de estudio, mientras que el término fuente puede estar relacionado con la generación de masa, fuentes de calor, fuerzas de cuerpo, etc. (Moukalled et al. 2016).

3.2. Proceso de discretización de los términos de la ecuación de transporte general

Los términos de la ecuación (3.3) difieren en el proceso de discretización debido a que cada uno representa un fenómeno físico distinto. En las siguientes subsecciones se presentan las consideraciones necesarias y métodos de discretización para la adecuada solución de la ecuación de transporte general.

3.2.1. Término difusivo

También llamado Laplaciano, puede ser aproximado como la suma de los fluxes difusivos sobre las caras de un elemento de volumen finito C (Moukalled et al. 2016):

$$-\oint_{\partial V_C} (\Gamma^\phi \nabla \phi) \cdot d\vec{S} \approx -\sum_f (\Gamma^\phi \nabla \phi)_f \cdot \vec{S} \quad (3.1)$$

Para la discretización del gradiente se supone un elemento cúbico ubicado en el plano cartesiano y de dimensiones unitarias para el ancho (figura 3.2) :

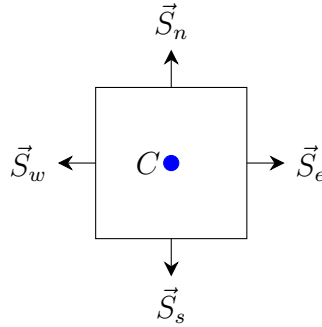


Figura 3.2: Elemento finito C

Donde $\vec{S}_e$, $\vec{S}_w$, $\vec{S}_n$ y $\vec{S}_s$ representan los vectores de área normales a las caras del elemento C , la magnitud de cada uno es el área de su correspondiente cara:

$$\begin{aligned} \vec{S}_e &= |\vec{S}_e| \hat{i} \\ \vec{S}_w &= -|\vec{S}_w| \hat{i} \\ \vec{S}_n &= |\vec{S}_n| \hat{j} \\ \vec{S}_s &= -|\vec{S}_s| \hat{j} \end{aligned} \quad (3.2)$$

La ecuación (3.1) se desarrolla como sigue para la cara e :

$$\begin{aligned}
-(\Gamma^\phi \nabla \phi)_e \cdot \vec{S}_e &= -\Gamma_e^\phi |\vec{S}_e| \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \hat{i} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \hat{j} \right)_e \cdot \hat{i} \\
&= -\Gamma_e^\phi |\vec{S}_e| \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e
\end{aligned} \tag{3.3}$$

Para el gradiente es necesario un perfil que describa la variación de ϕ entre los centroides de los dos elementos que comparten la cara (figura 3.3). Asumiendo que ϕ varia de forma lineal:

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e = \frac{\phi_E - \phi_C}{(\delta x)_{CE}} = \text{pendiente} \tag{3.4}$$

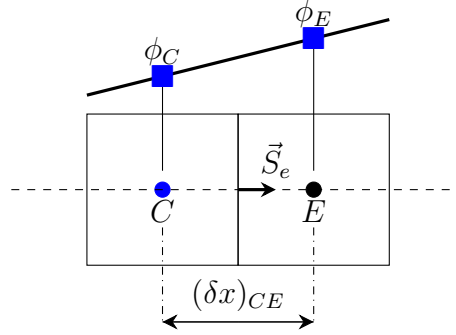


Figura 3.3: Perfil de interpolación en la cara e y la pendiente del gradiente (adaptada de Moukalled et al. (2016))

Donde $(\delta x)_{CE}$ es la distancia que existe entre los centroides de las celdas C y E . Sustituyendo la ecuación (3.4) en la (3.3):

$$\Gamma_e^\phi \frac{|\vec{S}_e|}{(\delta x)_{CE}} (\phi_C - \phi_E) \tag{3.5}$$

El procedimiento es similar para las demás caras. Este tipo de discretización se le conoce como diferencias centradas, el cual es de segundo orden de exactitud (Jasak, 1996). En mallas no estructuradas se suelen aplicar otros métodos (*Green-Gauss* y *least-square*), pues el enfoque antes presentado se vuelve impráctico (Moukalled et al. 2016).

3.2.2. Término convectivo

El término convectivo de la ecuación (3.3) puede ser aproximado como la suma de los fluxes convectivos sobre las caras del volumen finito C (figura 3.2):

$$\oint_{\partial V_C} (\rho \vec{U} \phi) \cdot d\vec{S} \approx \sum_f (\rho \vec{U} \phi)_f \cdot \vec{S} \quad (3.6)$$

Desarrollando la ecuación para la cara e :

$$\begin{aligned} (\rho u \phi \hat{\mathbf{i}})_e \cdot |\vec{S}_e| \hat{\mathbf{i}} &= (\rho u \phi |\vec{S}|)_e \\ &= \dot{m}_e \phi_e \end{aligned} \quad (3.7)$$

Donde $\dot{m}_e$ es el flujo de masa a través de la cara e . A diferencia del término difusivo, el convectivo posee a la velocidad como parámetro, la cual indica la dirección del flujo. Esta característica hace inviable al esquema de diferencias centradas para velocidad altas (Xamán & Guijón, 2015). Un esquema para el término convectivo debe tener las siguientes propiedades fundamentales (Versteeg & Malalasekera, 2007):

1. **Conservativo:** para asegurar la conservación de ϕ en todo el dominio de solución el flux de ϕ dejando un volumen de control a través de una cierta cara debe de ser igual al flux de ϕ entrando al volumen de control adyacente a través de la misma cara.
2. **Acotado:** para asegurar la acotabilidad es necesario que el sistema de ecuaciones producido satisfaga el criterio de *Scarborough*:

$$\frac{\sum |a_F|}{|a_C|} \begin{cases} \leq 1 \text{ en todos los nodos} \\ < 1 \text{ en al menos un nodo} \end{cases} \quad (3.8)$$

donde a_F representa a los coeficientes fuera de la diagonal principal, los cuales corresponden con los nodos vecinos de la celda C y a_C es el coeficiente del nodo central (en la subsección 3.2.5 se explica que son estos coeficientes).

3. **Transportividad:** para explicar esta propiedad es necesario introducir el número adimensional de *Peclet*:

$$Pe = \frac{F}{D} = \frac{\rho u}{\Gamma \phi / (\delta x)_{CE}} \quad (3.9)$$

donde F representa las fuerzas convectivas y D las fuerzas difusivas. Se consideran dos casos para identificar el grado de influencia en el nodo C debido a las fuentes W y E (figura 3.4):

- Difusión pura ($Pe \rightarrow 0$) (figura 3.4a)
- Convección pura ($Pe \rightarrow \infty$) (figura 3.4b)

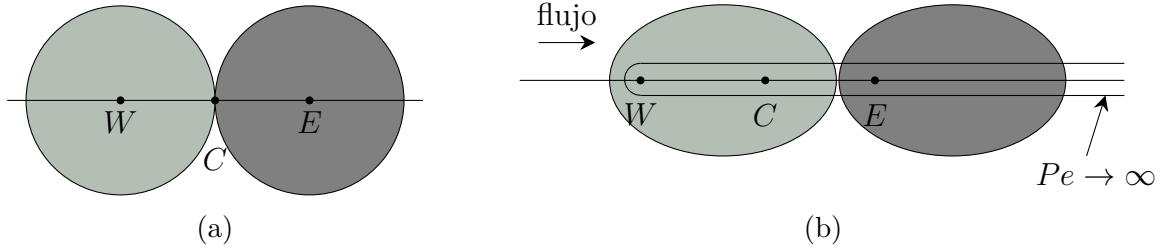


Figura 3.4: Distribución de ϕ a diferentes Pe (adaptada y traducida de Versteeg & Malalasekera (2007))

En el caso de difusión pura el fluido está estancado y los contornos de ϕ constante serán círculos concéntricos centrados alrededor de los nodos W y E , ya que el proceso de difusión tiende a esparcir a ϕ igualmente en todas direcciones. A medida que Pe aumenta los contornos cambian de forma circular a elíptica, desplazándose en la dirección del flujo como es mostrado en la figura 3.4b. Esto muestra que el valor de ϕ en C es debido principalmente a W . En convección pura los contornos elípticos se estrechan completamente en la dirección de flujo, provocando que la influencia de W sobre C sea la única. Si el flujo es en la dirección negativa entonces C solo es influenciado por E .

Al analizar el esquema de diferencias centradas se llega a la conclusión de que este inserta la misma influencia hacia C por parte de W y E , lo cual no representa de manera realista la física del fenómeno. Aunque como ya se había mencionado, el uso de este esquema es apto para velocidades bajas, o sea, pequeños números de *Peclet*.

Un esquema que cumple con los criterios antes mencionados es el *upwind*. En la figura 3.5 se representa la dirección del flujo en un arreglo unidimensional:

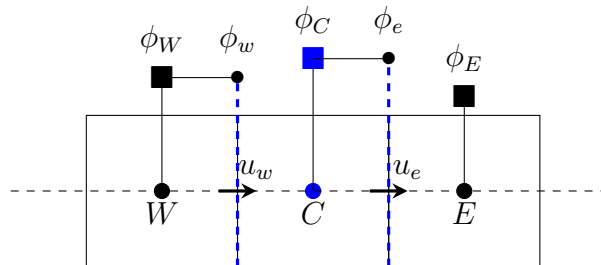


Figura 3.5: Perfil para el esquema *upwind*. Adaptada de Moukalled et al. (2016)

De acuerdo con la figura 3.5 los valores en las caras para ϕ dependen de la dirección del flujo, tomando el valor de la celda “aguas arriba”. Esto se representa matemáticamente de la siguiente forma (Moukalled et al. 2016):

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_C & \text{si } \dot{m}_e > 0 \\ \phi_E & \text{si } \dot{m}_e < 0 \end{cases} \quad \text{y} \quad \phi_w = \begin{cases} \phi_C & \text{si } \dot{m}_w > 0 \\ \phi_W & \text{si } \dot{m}_w < 0 \end{cases} \quad (3.10)$$

Ambos flujos de masa están dados por:

$$\begin{aligned} \dot{m}_e &= (\rho \vec{v} \cdot \vec{S})_e = (\rho u |\vec{S}|)_e = (\rho u \Delta y)_e \\ \dot{m}_w &= (\rho \vec{v} \cdot \vec{S})_w = -(\rho u |\vec{S}|)_w = -(\rho u \Delta y)_w \end{aligned} \quad (3.11)$$

Entonces el flux puede ser escrito de la siguiente manera:

$$\dot{m}_e \phi_e = \max(\dot{m}_e, 0) \phi_C - \max(-\dot{m}_e, 0) \phi_E \quad (3.12)$$

$$\dot{m}_w \phi_w = \max(\dot{m}_w, 0) \phi_C - \max(-\dot{m}_w, 0) \phi_W \quad (3.13)$$

Las ecuaciones (3.12) y (3.13) representan la aplicación del esquema *upwind*, el cual es de primer orden de exactitud. Una desventaja de este esquema es que produce resultados erróneos cuando el flujo no está alineado con las líneas de la malla (Versteeg & Malalasekera, 2007), pudiendo apreciarlos visualmente en la figura 3.6:

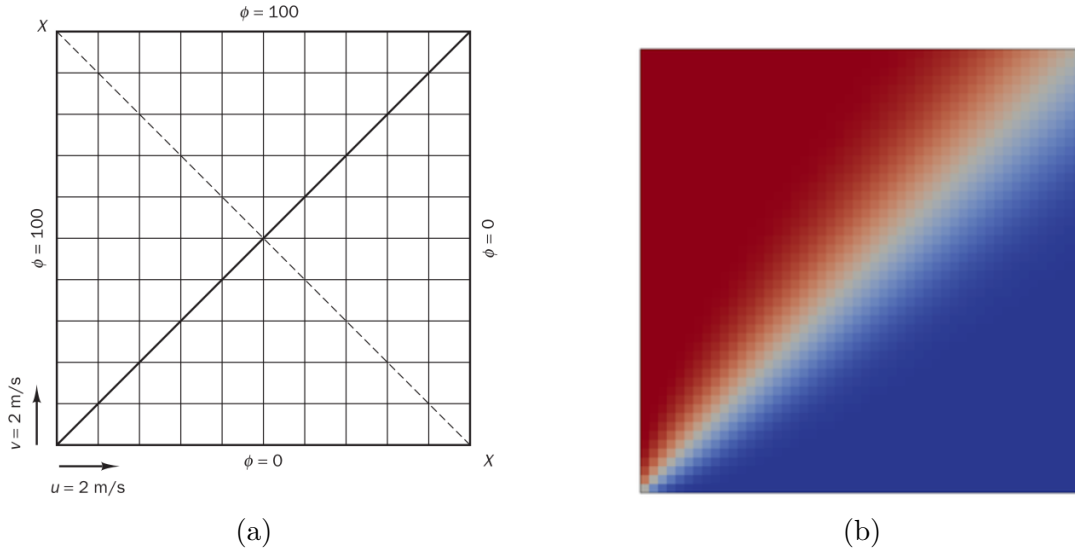


Figura 3.6: Falsa difusión o difusión numérica producida por el esquema *upwind*. (a) CF (Versteeg & Malalasekera, 2007), (b) campo producido (OpenCFD-Ltd, 2016)

El caso de la figura 3.6 representa el transporte de la variable escalar pasiva ϕ (por ejemplo, temperatura, concentración, etc.). El flujo fue configurado de tal forma que no esté alineado con la malla hexahédrica, yendo en dirección de la diagonal del dominio cuadrado. Se observa en esa diagonal una distribución “manchada” de la variable ϕ , en comparación con la solución exacta (figura 3.7). Diferentes tamaños de malla fueron probados, resultando

en la siguiente gráfica:

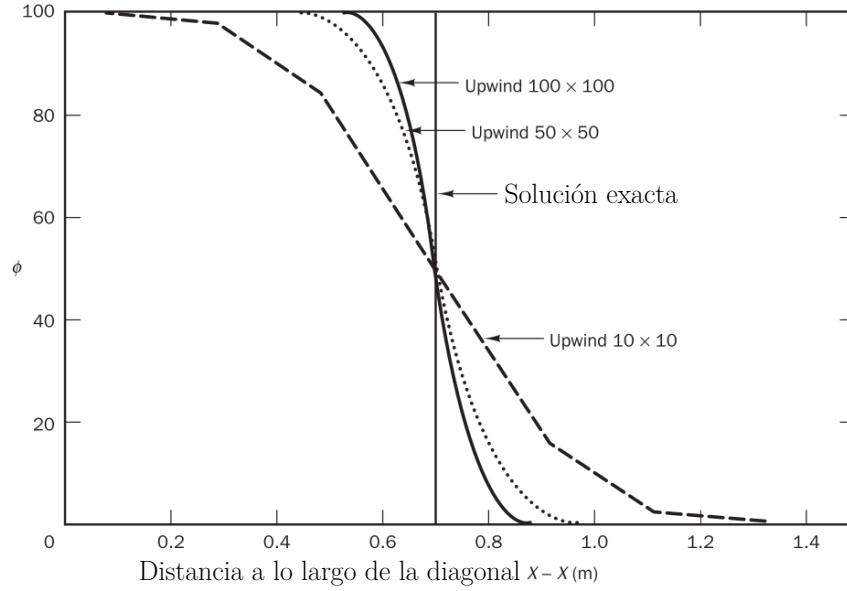


Figura 3.7: Comportamiento del esquema *upwind* para diferentes números de elementos computacionales (traducida de Versteeg & Malalasekera (2007))

La figura 3.7 muestra que la solución exacta es de tipo escalón. A medida que la malla se hace más fina se aproxima más a la solución verdadera a lo largo de la diagonal $X - X$ (figura 3.6a), logrando superar el problema de la difusión numérica. Sin embargo, en problemas reales, el grado de refinamiento requerido puede ser prohibitivamente caro (Versteeg & Malalasekera, 2007). Aún con estas desventajas, el esquema *upwind* es acotado, lo que brinda una gran estabilidad numérica y lo hace elegible como opción en OpenFOAM.

Ante las limitaciones del esquema *upwind* se han propuesto esquemas que superan estos inconvenientes. Un ejemplo sería el esquema *upwind* de segundo orden (Warming & Beam, 1976) o el esquema *Total Variation Diminishing* (TVD) *van Leer* (Van Leer, 1974). Este último está diseñado para campos cuya variación total no se incrementa en el tiempo (Greenshields & Weller, 2022b), lo cual lo hace ideal para términos que posean a la fracción de vacío (pues $\alpha_g \in [0, 1]$).

3.2.3. Término temporal

El término temporal de la ecuación (3.3) es discretizado a través del esquema Euler implícito (Moukalled et al. 2016), el cual es de primer orden de exactitud. Entonces integrando con respecto al volumen del elemento C :

$$\int_{V_C} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} = \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} V_C = \frac{(\rho\phi_C) - (\rho\phi_C)^\circ}{\Delta t} V_C \quad (3.14)$$

Donde el superíndice $\circ$ denota el paso de tiempo anterior. La derivada se aproxima a través de una serie de *Taylor*. A pesar de la existencia de esquemas de más alto orden (*Crank-Nicholson*, *backward*) el esquema Euler implícito garantiza la acotabilidad de la solución (Jasak, 1996), lo cual es crucial para la fracción de vacío.

3.2.4. Término fuente

El término fuente de la ecuación (3.3) generalmente está en función de la variable dependiente ϕ , un ejemplo estaría en los problemas relacionados con la transferencia de calor por radiación ($Q^T = A(T_{amb}^4 - T^4)$, donde A es una constante y T_{amb} es la temperatura ambiente). Cuando la variación de Q_C^ϕ es grande en comparación con los otros términos en la ecuación, la tasa de convergencia puede ser afectada negativamente (Moukalled et al. 2016). En tales situaciones la tasa puede ser mejorada linealizando el término Q_C^ϕ a través de una expansión en series de *Taylor*:

$$\begin{aligned} Q(\phi_C) &= Q(\phi_C^*) + \left(\frac{\partial Q}{\partial \phi_C} \right)^* (\phi_C - \phi_C^*) \\ &= \underbrace{\left(\frac{\partial Q}{\partial \phi_C} \right)^* \phi_C}_{\text{parte implícita}} + \underbrace{Q(\phi_C^*) - \left(\frac{\partial Q}{\partial \phi_C} \right)^* \phi_C^*}_{\text{parte explícita}} \end{aligned} \quad (3.15)$$

Si se integra con respecto al volumen solo es necesario multiplicar la ecuación (3.15) por V_C .

3.2.5. Ecuación de transporte general discreta

Es posible agrupar las ecuaciones (3.5), (3.12)-(3.15) (junto con las faltantes para las demás caras del elemento finito) para formar una ecuación discreta tridimensional en el nodo C :

$$a_C \phi_C + \sum_{F \in \{E, W, N, S, T, B\}} a_F \phi_F = b_C \quad (3.16)$$

Donde a_C es el coeficiente central, a_F representa los coeficientes vecinos, E, W, N, S, T, B representan la ubicación relativa de las celdas adyacentes a la celda central C (este, oeste, norte, sur, frente y detrás, respectivamente) y b_C es el término fuente. La ecuación (3.16) conecta los valores de ϕ en un elemento con los valores de este mismo en los elementos

vecinos. Se tendrán tantas ecuaciones como nodos computacionales, además de que en cada nodo (dependiendo del fenómeno físico) se puede resolver más de una ecuación gobernante. Por ejemplo, para conducción de calor pura en sólidos solo es necesaria una ecuación, para el fenómeno de convección-difusión dos (conservación de masa y movimiento), etc.

3.3. Simulaciones transitorias: el número de Courant

Para explicar la idea de este importante parámetro, se considera un elemento C de una malla unidimensional atravesado por un flujo en dirección $x+$. La figura 3.8 muestra en color azul la distancia recorrida por el fluido en un cierto paso de tiempo Δt , se observa que dicha longitud no supera a Δx . En el caso de la figura 3.9 la distancia recorrida por el fluido supera a Δx .

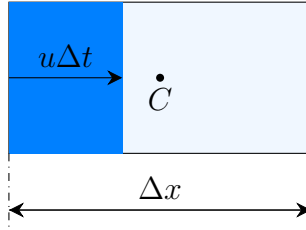


Figura 3.8: Flujo atravesando una celda unidimensional C (adaptada de SimFlow (s.f.))

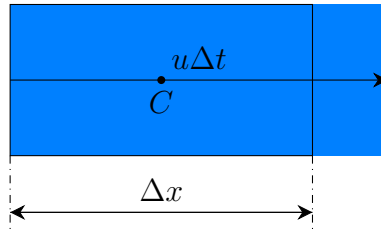


Figura 3.9: Distancia recorrida por el flujo que supera a Δx_C

A partir de lo anterior, es posible definir una relación en base a la distancia recorrida por el flujo y la longitud de la celda C :

$$Co = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \quad (3.1)$$

La ecuación anterior define el número de Courant. Este parámetro es de crucial importancia para la convergencia numérica de las simulaciones en estado transitorio, pues si $Co > 1$ (figura 3.9) la información de la celda C no es transmitida al flujo en ese paso de tiempo, lo que puede incurrir en inestabilidades numéricas. El máximo número de Courant admisible también es conocido como el límite *Courant-Friedrichs-Lewy* (CFL) (Courant et al. 1967).

En una malla tridimensional, el Co representa el volumen del fluido saliendo de la celda en un paso de tiempo, como una fracción del volumen de la celda (Greenshields & Weller, 2022b).

3.4. Consideraciones con respecto al mallado del dominio físico

Como se había mencionado en la introducción del capítulo, una de las razones del éxito del MVF es su aplicación a geometrías complejas gracias al arreglo de celdas colocado, esto significa que la ecuación de momentum se resuelve en los centros de masa del elemento C , pero no siempre se utilizó este enfoque. Cuando Patankar & Spalding (1983) desarrollaron el algoritmo SIMPLE, utilizaron el MVF de celdas desplazadas: en este la ecuación de cantidad de movimiento es resuelta en los centroides de las caras del elemento C . La razón de su uso era debido a un inconveniente que surge a raíz de usar una malla colocada: el problema del “tablero de ajedrez” (*checkerboard problem*) (Ferziger & Peric, 2002; Moukalled et al. 2016; Versteeg & Malalasekera, 2007; Xamán & Guijón, 2015). Sin embargo, el uso de mallas desplazadas trae consigo dificultades para su adopción en geometrías complejas (Moukalled et al. 2016). Gracias al trabajo de Rhie & Chow (1983) se puede emular el comportamiento de la ecuación de cantidad de movimiento en un arreglo desplazado para un arreglo colocado.

3.4.1. El problema del tablero de ajedrez (*checkerboard problem*)

Al definir la velocidad y la presión en los nodos del volumen de control C , un campo de presión altamente no uniforme puede actuar como un campo uniforme en la ecuación de momentum discreta (Versteeg & Malalasekera, 2007). Como ejemplo, considérese una malla uniforme unidimensional (figura 3.10) que almacena los siguientes valores para la presión:

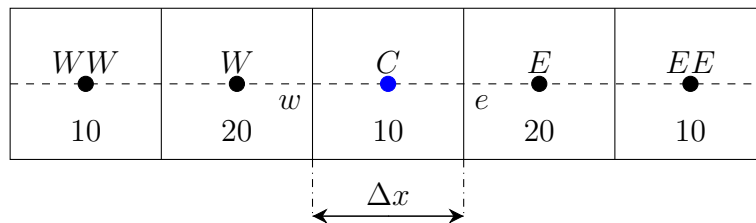


Figura 3.10: Presión no uniforme en una malla 1D (adaptada de Xamán & Guijón (2015))

Para calcular el gradiente de presión a lo largo de la dirección x del elemento C se recurre a la siguiente expresión (la demostración está en el anexo 7.1):

$$\int_{V_C} \frac{\partial P}{\partial x} dV = \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_C V_C \quad (3.1)$$

Aplicando un esquema de diferencias centradas e interpolando linealmente a P_e y P_w se obtiene la siguiente ecuación:

$$\frac{P_E - P_W}{2\Delta x} V_C = \frac{P_E - P_W}{2} \Delta y \quad (3.2)$$

$V_C = \Delta x \Delta y \Delta z$, en este caso en particular $\Delta z = 1$. Al calcular el gradiente de presión con los valores de figura 3.10 se obtiene un valor de cero, lo cual indica que la distribución de presión sera uniforme, esto no es físicamente correcto. Al usar esta expresión a lo largo de todo el dominio con una distribución para la presión “en forma de un tablero de ajedrez” se obtendrá una fuente cero de momentum. Por esto es que el uso de las mallas desplazadas para la ecuación de momentum fue adoptado: al resolver las velocidades en los centroides de las caras de los volúmenes finitos el gradiente de presión es evaluado tomando en consideración a la celda C , evitando la obtención de un campo de presión uniforme artificial.

Sin embargo, el empleo de un arreglo desplazado trae consigo un almacenamiento mayor en memoria para la información geométrica de la malla si se compara con un arreglo colocado. Además, para otro tipo de mallas que no sean cartesianas (curvilíneas o no estructuradas), se complica mucho el uso de este enfoque (Moukalled et al. 2016), resultando más atractivo que todas las variables se almacenen en los centros de masa de los volúmenes finitos. Es importante mencionar que en una malla colocada el flujo de masa, un valor escalar, es almacenado en los centroides de las caras, siendo calculado a través de una interpolación especial de la ecuación de momentum discreta, conocida como la interpolación de Rhie & Chow (1983).

3.4.2. Interpolación de Rhie & Chow (1983)

La derivación está basada en el trabajo de Moukalled et al. (2016). Se inicia con la reescritura de la ecuación de momentum discreta en la dirección x (usando como plantilla la ecuación (3.16)) para la celda C en una malla cartesiana:

$$a_C^u u_C + \sum_{F \in \{E, W\}} a_F^u u_F = b_C^u - \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_C V_C \quad (3.3)$$

Luego de dividir a (3.3) por a_C^u se puede escribir la ecuación anterior de forma más com-

pacta:

$$u_C + H_C[u] = B_C^u - D_C^u \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_C \quad (3.4)$$

Donde

$$H_C[u] = \sum_{F \in \{E, W\}} \frac{a_F^u u_F}{a_C^u}; \quad B_C^u = \frac{b_C^u}{a_C^u}; \quad D_C^u = \frac{V_C}{a_C^u} \quad (3.5)$$

Es posible también escribir una ecuación para la celda F :

$$u_F + H_F[u] = B_F^u - D_F^u \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_F \quad (3.6)$$

Una ecuación similar a (3.4) y (3.6) puede ser obtenida para la velocidad en la cara que comparten C y F :

$$u_f + H_f[u] = B_f^u - D_f^u \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_f \quad (3.7)$$

Como los coeficientes de (3.7) no pueden ser calculados directamente (ya que se está usando una malla colocada cartesiana) se recurre a la interpolación lineal:

$$\begin{aligned} H_f[u] &= \frac{1}{2} (H_C[u] + H_F[u]) = \overline{H_f}[u] \\ B_f^u &= \frac{1}{2} (B_C^u + B_F^u) = \overline{B_f^u} \\ D_f^u &= \frac{1}{2} (D_C^u + D_F^u) = \overline{D_f^u} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Al emplear las expresiones de la ecuación (3.8) se puede conseguir una ecuación de pseudo-momentum para la cara f :

$$u_f + \overline{H_f}[u] = \overline{B_f^u} - \overline{D_f^u} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_f \quad (3.9)$$

$\overline{H_f}[u]$ puede ser reescrito como:

$$\begin{aligned}
\overline{H_f}[u] &= \frac{1}{2} \left(-u_C + B_C^u - D_C^u \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_C - u_F + B_F^u - D_F^u \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_F \right) \\
\overline{H_f}[u] &= \frac{1}{2} \left(-(u_C + u_F) + (B_C^u + B_F^u) - \left[D_C^u \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_C + D_F^u \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_F \right] \right) \\
\overline{H_f}[u] &= -\overline{u_f} + \overline{B_f^u} - \overline{D_f^u \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_f}
\end{aligned}$$

Usando la siguiente aproximación:

$$\overline{D_f^u \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_f} \approx \overline{D_f^u} \overline{\left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_f} \quad (3.10)$$

Se puede demostrar que la aproximación de la ecuación (3.10) es de segundo orden de exactitud (Moukalled et al. 2016). Entonces:

$$\overline{H_f}[u] = -\overline{u_f} + \overline{B_f^u} - \overline{D_f^u} \overline{\left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_f} \quad (3.11)$$

Reemplazando a (3.11) en (3.9):

$$u_f + \left[-\overline{u_f} + \overline{B_f^u} - \overline{D_f^u} \overline{\left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_f} \right] = \overline{B_f^u} - \overline{D_f^u} \overline{\left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_f}$$

Acomodando la expresión anterior:

$$u_f = \overline{u_f} - \overline{D_f^u} \left[\left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_f - \overline{\left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_f} \right] \quad (3.12)$$

La ecuación (3.12) permite calcular la velocidad en la cara f usando la interpolación de Rhie-Chow. Para una situación multidimensional:

$$v_f = \overline{v_f} - \overline{D_f^v} \left[\left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_f - \overline{\left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_f} \right] \quad (3.13)$$

$$w_f = \overline{w_f} - \overline{D_f^w} \left[\left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_f - \overline{\left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_f} \right] \quad (3.14)$$

Reescribiendo las ecuaciones (3.12), (3.13) y (3.14) en forma vectorial:

$$\vec{U}_f = \overline{\vec{U}_f} - \overline{D_f^{\vec{U}}} \left(\nabla P_f - \overline{\nabla P_f} \right) \quad (3.15)$$

3.5. Parámetros de calidad del mallado

En las subsecciones anteriores se presentaron los métodos de discretización de las ecuaciones gobernantes suponiendo una malla cartesiana, pero en aplicaciones relacionadas con geometrías más complejas este tipo de malla es más una excepción que una regla. Para lidiar con tal dificultad se suelen utilizar mallas no ortogonales, tetraédricas, estructuradas por bloques o una mezcla de enfoques (Versteeg & Malalasekera, 2007). En la figura 3.11 se presentan los diferentes tipos que suelen usarse en CFD:

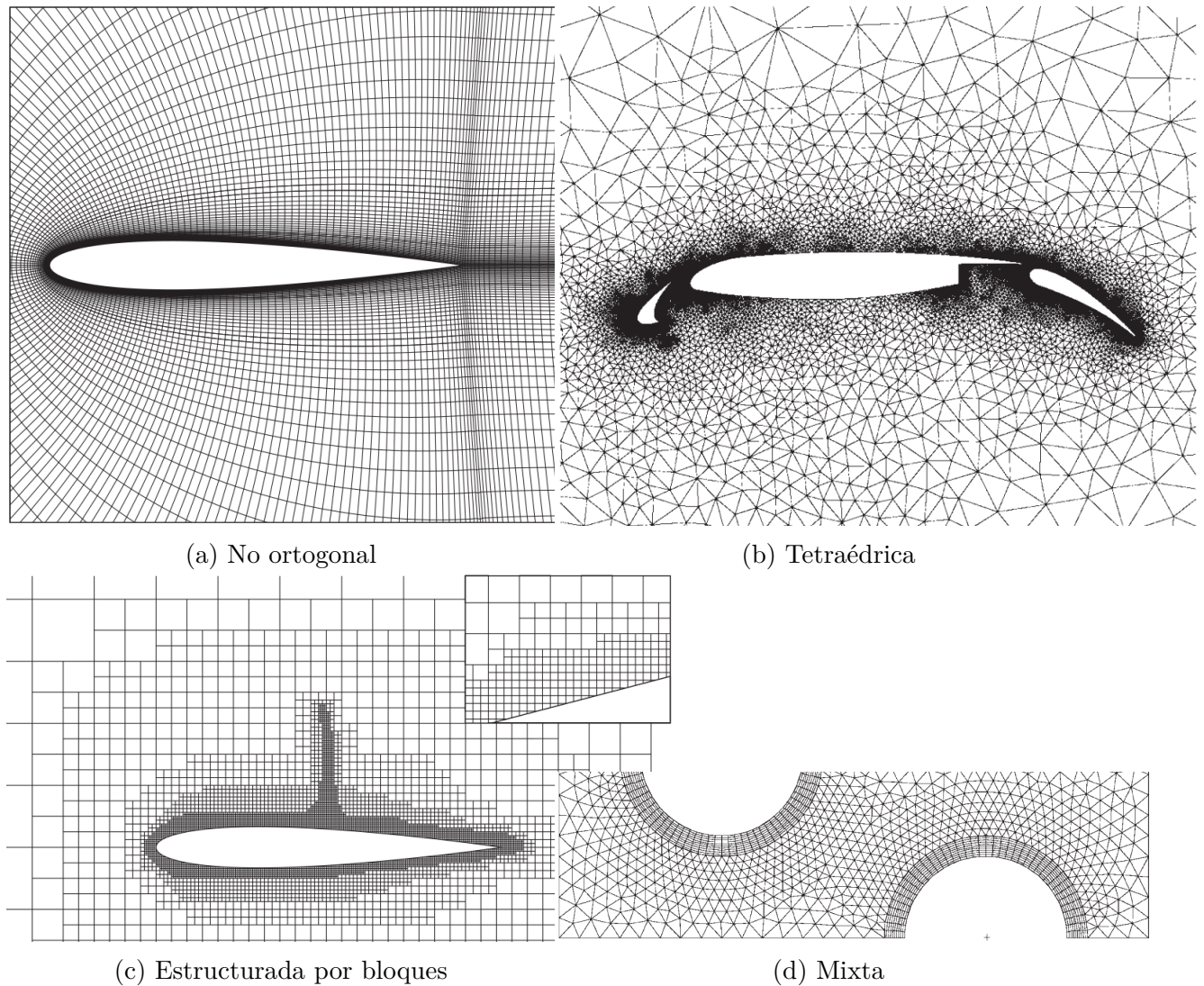


Figura 3.11: Diferentes tipos de mallado (Versteeg & Malalasekera, 2007)

Aunque el uso de estos tipos de malla trae consigo importantes consideraciones para poder mantener la exactitud de los resultados. Se presentan las más significativas a continuación:

- **No ortogonalidad**: parámetro que representa el ángulo formado por el vector que

une los centros de masa ($\vec{d}$) de dos celdas adyacentes (P y N) a través de una cara común (f) y otro vector normal a esta ($\vec{S}$). Es muy importante que tal ángulo (θ_{no}) no supere los 70° (este criterio está definido en el archivo `primitiveMeshCheck.C` de OpenFOAM v2312 (OpenCFD-Ltd, 2020)), pues más allá de este valor es muy complicado lograr la convergencia.

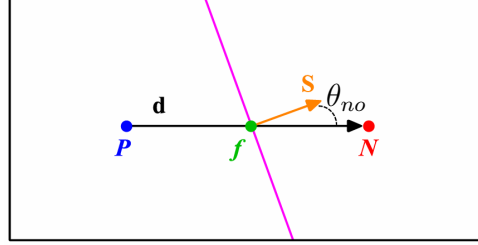


Figura 3.12: No ortogonalidad (adaptada de Carrigan et al. (2013))

El efecto de la no ortogonalidad se ve reflejado en el término difusivo para la presión, pues mientras más cercano esté θ_{no} a cero, más exacta es la discretización (Greenshields & Weller, 2022b; Jasak, 1996).

- **Oblicuidad:** La desviación del vector que conecta a dos celdas adyacentes con respecto al centroide de la cara común:

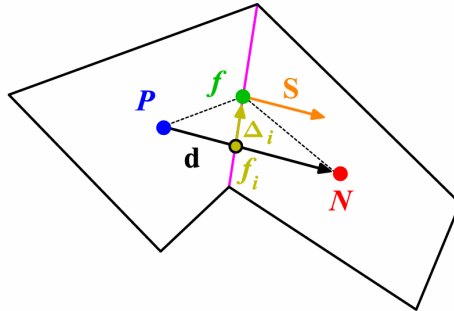


Figura 3.13: Oblicuidad (Carrigan et al. 2013)

Un valor interpolado representa un promedio en toda la cara, a medida que la oblicuidad aumenta esta representación se vuelve menos exacta (Greenshields & Weller, 2022b). De acuerdo con el archivo `primitiveMeshCheck.C` el valor máximo recomendado es de 4.

- **Relación de aspecto:** Es el cociente entre las longitudes máxima y mínima de una celda.

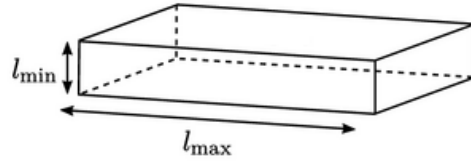


Figura 3.14: Relación de aspecto (Greenshields & Weller, 2022a)

Este parámetro puede ser alto (≤ 1000) si los gradientes en dirección paralela al lado más grande son pequeños. Si el flujo se desvía de la dirección paralela en celdas con una relación de aspecto alta, las simulaciones transitorias requerirán un muy pequeño Δt para no superar el límite CFL de 1 (Greenshields & Weller, 2022b). El valor máximo recomendado en el archivo `primitiveMeshCheck.C` es 1000.

3.6. Acoplamiento presión-velocidad

La principal dificultad histórica para resolver las ecuaciones de conservación de masa y cantidad de movimiento era que no existía una ecuación de transporte de presión, apareciendo este campo solo en la ecuación de momentum. De los diversos intentos para solucionar esta problemática destacan el método de función de corriente y vorticidad de Fromm & Harlow (1963) y el método de la compresibilidad artificial de Chorin (1967). Sin embargo, el algoritmo SIMPLE de Patankar & Spalding (1983) es el que hasta hoy en día se usa en los *solvers* CFD modernos debido a que presenta una formulación implícita en variables primarias (presión y velocidad) y es numéricamente eficiente, aunque requiere de subrelajación para evitar la divergencia (Xamán & Guijón, 2015).

3.6.1. Algoritmo SIMPLE para celdas colocadas

Los pasos a seguir para resolver las ecuaciones de conservación de masa y momentum para flujo incompresible son (Moukalled et al. 2016):

1. Se establece una suposición inicial en todo el dominio para $\dot{m}^n$, $\vec{U}^n$ y P^n (el superíndice n indica valores de los campos de la iteración actual).
2. Resolución de la ecuación de momentum discreta (ecuación (3.3)) para obtener una nueva velocidad $\vec{U}^*$ que no necesariamente satisface a la ecuación de continuidad.
3. Actualizar el flujo de masa en todas las caras usando la interpolación de Rhie-Chow con el fin de obtener un flujo que satisface la ecuación de cantidad de movimiento. Es importante mencionar que el uso de la interpolación de Rhie-Chow (ecuación

(3.15)) resulta en soluciones que son dependientes del factor de subrelajación y el paso de tiempo, además de un comportamiento numérico más inestable ante términos fuentes. Moukalled et al. (2016) proponen el uso de términos extra para superar estas problemáticas.

4. Usando los nuevos flujos de masa, armar una ecuación de corrección de presión (la cual es obtenida a partir de la ecuación de conservación de masa) y resolverla para obtener el campo de corrección P' .
5. Con el campo de presión corregida P' , corregir los campos de presión y velocidades en los centros de masa de las celdas y el flujo de masa en los centroides de las caras para obtener campos que satisfagan la ecuación de conservación de masa:

$$\begin{aligned}\vec{U}_C &= \vec{U}_C^* + \vec{U}'_C \Rightarrow \vec{U}'_C = -D_C^{\vec{U}}(\nabla P')_C \\ \dot{m}_f &= \dot{m}_f^* + \dot{m}'_f \Rightarrow \dot{m}'_f = -\rho_f \overline{D_f^{\vec{U}}}(\nabla P')_f \cdot \vec{S}_f \\ P_C &= P_C^n + \lambda^p P'_C\end{aligned}\tag{3.1}$$

Donde el superíndice * representa a los campos calculados que no satisfacen la ecuación de conservación de masa, ' denota a los campos de corrección y λ^p es el factor de subrelajación para la presión.

6. Tratar a la solución obtenida como una suposición inicial, regresar al paso 2 y repetir hasta la convergencia.
7. Asignar a la solución convergente como la solución para el tiempo $t + \Delta t$.
8. Avanzar al siguiente paso de tiempo.
9. Regresar al paso 1 y repetir hasta que el último paso de tiempo es alcanzado.

3.6.2. La familia de algoritmos SIMPLE

En la derivación del algoritmo SIMPLE, para obtener el campo de velocidades de corrección para la celda C se resta de la ecuación (3.4) la expresión de la que se obtiene la velocidad que no satisface la conservación de masa, pero sí la cantidad de movimiento:

$$u_C^* + H_C[u^*] = B_C^u - D_C^u \left(\frac{\partial P^n}{\partial x} \right)_C\tag{3.2}$$

Y a través de las siguientes relaciones (las cuales muestran que para obtener los campos que satisfacen tanto a la ecuación de momentum como a la ecuación de conservación de masa, es necesario adicionar los campos de corrección (Patankar & Spalding, 1983)):

$$\begin{aligned} u &= u^* + u' \\ P &= P^n + P' \end{aligned} \quad (3.3)$$

Se obtiene la ecuación (3.4):

$$u'_C + H_C[u'] = -D_C^u \left(\frac{\partial P'}{\partial x} \right)_C \quad (3.4)$$

Se puede hacer lo mismo para la celda F :

$$u'_F + H_F[u'] = -D_F^u \left(\frac{\partial P'}{\partial x} \right)_F \quad (3.5)$$

Interpolando las ecuaciones anteriores para la cara f que comparten las celdas C y F :

$$u'_f + \underline{H_f[u']} = -D_f^u \left(\frac{\partial P'}{\partial x} \right)_f \quad (3.6)$$

La ecuación anterior es utilizada para la deducción de la ecuación de corrección de presión. La principal aproximación del algoritmo SIMPLE está en desvanecer el término subrayado $\underline{H_f[u']}$ (Patankar & Spalding, 1983). Al descartarlo, no se afecta la solución final (ya que este es cero en la convergencia) pero este tratamiento perjudica el camino a la convergencia, pues durante las primeras iteraciones su valor puede ser significativo, inclusive pudiendo causar la divergencia como resultado de un campo de presión sobreestimado (Moukalled et al. 2016). Para superar estos inconvenientes la presión es subrelajada (ecuación (3.1)), aunque a pesar del uso de la subrelajación la tasa de convergencia del SIMPLE depende del problema. Derivado de lo anterior, diversas alternativas han sido propuestas para mejorar este algoritmo primigenio (Moukalled et al. 2016; Sandá, 2021; Xamán & Guijón, 2015):

- SIMPLEC: SIMPLE *consistent* (consistente).
- SIMPLER: SIMPLE *revised* (revisado).
- SIMPLEST: SIMPLE *shortened* (acortado).
- SIMPLEX: SIMPLE *extrapolated pressure gradients* (gradientes de presión extrapolados).
- SIMPLEM: SIMPLE *modified* (modificado).

- *Pressure Implicit with Split Operator* (PISO).
- *Pressure Implicit Momentum Explicit* (PRIME).
- PIMPLE (combinación del PISO y el SIMPLE).

De entre todos estos, el algoritmo PISO (Issa, 1986) es ideal para simulaciones transitorias, esto debido a que añade dos o más pasos correctores para la ecuación de momentum, lo cual mejora la exactitud de P , $\vec{U}$ y $\dot{m}_f$ en cada paso de tiempo (Greenshields & Weller, 2022b; Moukalled et al. 2016). Lo anterior es posible explicarlo a través del algoritmo SIMPLE de la subsección 3.6.1: después de aplicar el paso 5 se utilizan los valores obtenidos para resolver de nuevo la ecuación (3.4), pero esta vez de forma explícita, para luego calcular el flujo de masa y el campo de presiones corregidas, como último paso está la corrección para obtener de nuevo a P , $\vec{U}$ y $\dot{m}_f$. Este proceso se repite tantas veces como sea requerido.

3.7. Metodología numérica específica para flujo bifásico bajo el enfoque Euler-Euler

La resolución de problemas a través del MVF que involucran flujo bifásico requieren de consideraciones adicionales para la ecuación de momentum por fase y la fracción de vacío. Estas son explicadas en las dos subsecciones siguientes.

3.7.1. Ecuación de momentum *phase-intensive*

Cuando una de las fracciones volumétricas se aproxima a cero, la ecuación de momentum (2.2) se hace singular debido a que dicho campo aparece en la mayoría de términos. La solución que propuso H. Weller (2005) fue dividir la ecuación de momentum por α_k y ρ_k para producir una versión *phase-intensive* de la ecuación original:

$$\frac{\partial(\vec{U}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{U}_k \vec{U}_k) + \frac{\nabla \cdot (\alpha_k \vec{R}_k^{eff})}{\alpha_k} = -\frac{\nabla p}{\rho_k} + \vec{g} + \frac{\Gamma_k \vec{U}_{ki}}{\alpha_k \rho_k} + \frac{\vec{M}_k}{\alpha_k \rho_k} \quad (3.1)$$

En el tercer término del lado izquierdo de la ecuación anterior, ρ_k es absorbido por $\vec{R}_k^{eff}$, por lo tanto, en la ecuación (2.6) la viscosidad dinámica μ_k^{eff} pasa a ser la viscosidad cinemática efectiva ν_k^{eff} . En ese mismo término se aplica la identidad (7.5), obteniendo la siguiente ecuación:

$$\frac{\partial(\vec{U}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{U}_k \vec{U}_k) + \nabla \cdot \vec{R}_k^{eff} + \frac{\nabla \alpha_k}{\alpha_k} \cdot \vec{R}_k^{eff} = -\frac{\nabla p}{\rho_k} + \vec{g} + \frac{\Gamma_k \vec{U}_{ki}}{\alpha_k \rho_k} + \frac{\vec{M}_k}{\alpha_k \rho_k} \quad (3.2)$$

La ecuación (3.2) representa la forma final de la formulación *phase-intensive*. La justificación de este enfoque es la siguiente: “al usar a la velocidad en lugar del momentum no se tiene que dividir sobre la masa total para definir a la velocidad del momentum total, lo cual evita que ruido numérico se introduzca en los datos a medida que la fracción volumétrica se acerca a cero” (Rusche, 2002). Es importante destacar que el cuarto término del lado izquierdo de la ecuación tiende a cero a medida que $\alpha_k \rightarrow 0$ (H. Weller, 2005). Sin embargo, de acuerdo con Rusche (2002), a todos los términos que posean en el denominador a α_k se les debe de sumar un pequeño factor de estabilización δ_{est} .

3.7.2. Método MULES

El método *Multi-dimensional Universal Limiter for Explicit Solution* (MULES) está diseñado para calcular variables que deben de ser acotadas (Greenshields, 2025; Márquez Damián, 2013), como es el caso de la fracción de vacío, pues este campo debe cumplir forzosamente $\alpha_g \in [0, 1]$. Este método es la implementación de OpenFOAM de la técnica *Flux Corrected Transport* (FCT) introducida por Boris & Book (1973). MULES limita el tamaño de los fluxes de α_g a través de las caras de las celdas por medio de un esquema de bajo orden que garantiza la acotabilidad local (por ejemplo, el *upwind*), y un esquema de mayor orden (por ejemplo, *van Leer*) limitado que mejora la exactitud de los resultados y evita la no acotabilidad. Este es aplicado al inicio del algoritmo PISO en OpenFOAM, siendo el primer campo que se resuelve la fracción de vacío α_g .

Capítulo 4

Descripción del solver

chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam

Este capítulo está enfocado en como está implementado el *solver* de OpenFOAM usado en la presente tesis. Se expone la jerarquía y descripción de los archivos necesarios para la configuración del caso a simular.

4.1. Distribución de archivos de configuración

Los casos en OpenFOAM son configurados a través de archivos de entrada distribuidos en carpetas. Cada *solver* tiene su conjunto de archivos adecuado a la física del fenómeno que describe. Sin embargo, la distribución de la figura 4.1 la comparten todos:

```
caso/  
├── 0/  
├── constant/  
└── system/
```

Figura 4.1: Estructura básica de un caso en OpenFOAM

El símbolo “/” indica una carpeta, cuando no se tenga significa que es un archivo. De la figura 4.1, la carpeta *0/* almacena las CF del dominio físico en el tiempo $t = 0$ s, *constant/* contiene las propiedades termofísicas, modelos de turbulencia, la gravedad, información de la malla computacional, etc., esto depende del *solver*. *system/* guarda los esquemas de discretización para los términos, los *solvers* lineales para resolver los sistemas de ecuaciones para cada campo, el archivo de control de la simulación, entre otros archivos que pueden ser de utilidad. En las siguientes subsecciones se ahonda más profundo en el contenido de cada carpeta para un caso del *solver* **chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam**

(los directorios corresponden con los del caso de estudio que en capítulos posteriores se expondrá).

4.1.1. Carpeta 0/

La distribución de archivos y carpetas está expuesta en la figura 4.2:

```

0/
├── región_sólida/
│   └── T
└── región_fluida/
    ├── alpha.gas
    ├── alpha.liquid
    ├── alphas.gas
    ├── alphas.liquid
    ├── epsilon.gas
    ├── epsilon.liquid
    ├── k.gas
    ├── k.liquid
    ├── nut.gas
    ├── nut.liquid
    ├── p
    ├── p_rgh
    ├── T.gas
    ├── T.liquid
    ├── U.gas
    └── U.liquid

```

Figura 4.2: Contenido de la carpeta 0/

Región sólida

T: en este archivo se configuran las CF para la temperatura de la región sólida. El archivo posee el siguiente preámbulo:

Listing 4.1: Preámbulo típico en un archivo de configuración para CF de OpenFOAM

```

/*-----*- C++ -*-----*\
| ===== |
| \ \      / F ield      | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
| \ \      / O peration   | Version:  v2312                      |
|  \ \    /  A nd         | Website:   www.openfoam.com          |
|   \ \ /   M anipulation |                                     |

```

```

\*-----*/
FoamFile
{
    version      2.0;
    format       ascii;
    class        volScalarField;
    object       T;
}
// * * * * *

dimensions      [ 0 0 0 1 0 0 0 ];

internalField    uniform 590;

```

En el *listing* 4.1 se aprecia el logo de OpenFOAM, información sobre la versión, y la descripción del archivo. Luego de eso vienen las unidades, OpenFOAM usa el Sistema Internacional de Unidades (SIU) y la configuración expuesta en el *listing* expresa la unidad Kelvin, esto de acuerdo con la tabla 4.1 (Greenshields, 2023):

Tabla 4.1: Unidades fundamentales

Posición	1	2	3	4	5	6	7
Propiedad	Masa	Longitud	Tiempo	Temperatura	Cantidad	Corriente	Intensidad luminosa
Unidades	kilogramo (kg)	metro (m)	segundo (s)	Kelvin (K)	mol	Ampere (A)	Candela (cd)

La última línea del *listing* 4.1 señala la condición inicial, en este caso el sólido comienza con un campo uniforme de 590 K . El extracto del *listing* 4.2 corresponde con un tubo absorbedor como el mostrado en la figura 1.1, dicho trozo de la configuración es la continuación del *listing* 4.1. En esta parte se exponen las divisiones del dominio frontera de acuerdo a lo definido en la carpeta `polyMesh` (sección 4.1.2), tales divisiones se identifican a través de un nombre (`inletTube`, `wallHeatFlux`, `outletTube`, `tube_to_water`). Al conjunto formado por la división física y el nombre asociado se le conoce como parche.

Listing 4.2: Configuración de las CF

```

boundaryField
{
    inletTube
    {
        type          zeroGradient;
    }
}

```

```

wallHeatFlux
{
    type    codedMixed;

    // snip //
}

outletTube
{
    type          zeroGradient;
}

tube_to_water
{
    type          compressible::turbulentTemperatureTwoPhaseRadCoupledMixed;
    Tnbr          T.liquid;
    kappaMethod    solidThermo;
    region         solid;
    otherPhase     gas;
    qrNbr          none;
    qr             none;
    value          $internalField;
}
}

// *****

```

El subdirectorio `boundaryField` contiene el tipo de CF para cada parche. A continuación se da una breve descripción de cada uno (OpenCFD-Ltd, [2025b](#)):

- **zeroGradient**: aplica una condición de gradiente cero (condición de *Neumann* con el valor del flux configurado a cero) desde el campo interno hacia la cara.
- **codedMixed**: Construye sobre la marcha una nueva CF a través de la codificación en C++. El código es mostrado en el anexo 7.2 *listing 7.1* y corresponde con las formulas de la ecuaciones (2.35) y (2.36) para el flux no uniforme de calor aplicado en la pared externa del tubo absorbedor.
- **compressible::turbulentTemperatureTwoPhaseRadCoupledMixed**: CF mixta pa-

ra temperatura y transferencia de calor por radiación para ser usada en casos multiregión con un sistema bifásico Euler-Euler. Realiza el acoplamiento entre regiones sólidas y fluidas (OpenCFD-Ltd, 2018b). La descripción de cada entrada de configuración para el parche `tube_to_water` es presentada a continuación:

- **Tnbr**: representa el nombre del campo de temperaturas de la fase en contacto con el sólido.
- **kappaMethod**: indica como se lleva a cabo el acoplamiento entre regiones sólidas y fluidas. En el caso del *listing* 4.2, se le ordena al *solver* usar **solidThermo**, el cual acopla regiones por medio de la conductividad térmica del sólido.
- **region**: señala la región, en este caso sólida.
- **otherPhase**: le dice al *solver* que otra fase está en contacto con el sólido.
- **qrNbr**: flux de calor radiativo en la región vecina (no existe en este caso).
- **qr**: flux de calor radiativo en la región sólida (no existe en este caso).
- **value**: configura la condición inicial en ese parche. Para este caso se usa la misma que la configurada en **internalField** a través del prefijo \$.

Región fluida

Los tipos de CF elegidos están basados en lo que recomiendan Greenshields & Weller (2022b) y Achi & Demagh (2022) para un flujo subsónico. El campo de presión p' debe de configurarse con una condición del tipo *Neumann* de flux cero ($\nabla p'_{in} = 0$, donde el subíndice *in* viene de *inlet* (entrada)) para las entradas de flujo en el dominio, mientras que para las salidas es conveniente establecer la CF de tipo *Dirichlet* ($p = p_{out}$) (Moukalled et al. 2016). En cuanto a las demás variables su configuración es al revés, la justificación de esto se debe a las perturbaciones: una perturbación es cualquier cambio de un estado de equilibrio, estas se propagan por el dominio fluido como ondas a la velocidad del sonido. Las ondas de sonido pueden propagar las perturbaciones en contra de la dirección del flujo. La ecuación de corrección de presión (la cual combina la ecuación de conservación de masa y momentum) describe la propagación de ondas, entonces, al propagarse las perturbaciones en dirección opuesta a la del flujo, se esclarece la razón por la que las CF para p' se configuran a la inversa en relación a las de los demás campos. Teniendo esto en cuenta, se procede con la explicación de los archivos de configuración:

alpha.gas y **alpha.liquid**: en estos archivos se configuran las CF para los campos α_g y α_ℓ . Los *listings* 4.3 y 4.4 conforman a **boundaryField**:

Listing 4.3: Archivo para α_g

```

dimensions      [0 0 0 0 0 0 0];

internalField    uniform 0.99049;

boundaryField
{
    inlet
    {
        type      fixedValue;
        value      uniform 0.99049;
    }

    outlet
    {
        type      inletOutlet;
        inletValue uniform 0;
        value      uniform 0;
    }

    water_to_tube
    {
        type      zeroGradient;
    }
}

```

Listing 4.4: Archivo para α_ℓ

```

internalField    uniform 0.00951236;

boundaryField
{
    inlet
    {
        type      calculated;
        value      uniform 9.51e-3;
    }
}

```

```

outlet
{
    type            calculated;
    value           uniform 7.05e-3;
}
water_to_tube
{
    type            calculated;
    value           $internalField;
}
}

```

Al ser α_g y α_ℓ campos adimensionales, las entradas de **dimensions** son todas cero. Las nuevas CF se esclarecen a continuación (OpenCFD-Ltd, 2025b):

- **fixedValue**: suministra un valor fijo de restricción. Esta representa a la CF del tipo *Dirichlet*.
- **inletOutlet**: CF que mezcla a **fixedValue** y **zeroGradient**, cuando el fluido fluye fuera del dominio el código elige a la segunda, si existe recirculación se cambia a la primera y se usa el valor de la entrada **inletValue**. En este caso, al configurar **inletValue** con cero se garantiza que no entre vapor al dominio, forzando así que el flujo no recircule.
- **calculated**: esta condición no está diseñada para ser evaluada, el valor es asignado a través de otro medio. Entonces, para obtener a α_ℓ se utiliza la ecuación de cerradura (2.28).

alphat.gas y **alphat.liquid**: para las CF que corresponden con la difusividad térmica turbulenta de ambas fases (κ_k^t) se usa la condición **calculated** en los parches **inlet** y **outlet**, esto debido a que ambos campos son calculados a través de la expresión (2.19) automáticamente. Pero en el caso del parche **water_to_tube** la configuración varia:

Listing 4.5: CF de interfase para κ_g^t

```

water_to_tube
{
    type            compressible::alphatWallBoilingWallFunction;
    otherPhase      liquid;
    phaseType       vapor;
}

```

```

Prt          0.85;
Cmu          0.09;
kappa       0.41;
E            9.8;
relax        constant 1;
partitioningModel
{
    type      Lavieville;
    alphaCrit 0.2;
}
value        uniform 1e-8;
}

```

Listing 4.6: CF de interfase para κ_ℓ^t

```

water_to_tube
{
    type      compressible::alpatWallBoilingWallFunction;
    otherPhase gas;
    phaseType liquid;
    Prt       0.85;
    Cmu       0.09;
    kappa     0.41;
    E         9.8;
    relax     constant 1;
    dmdt      uniform 0;
    partitioningModel
    {
        type      Lavieville;
        alphaCrit 0.2;
    }
    nucleationSiteModel
    {
        type      LemmertChawla;
        Cn        185;
    }
    departureDiamModel
    {

```

```

        type      TolubinskiKostanchuk;
    }
    departureFreqModel
    {
        type      Cole;
    }
    LeidenfrostModel
    {
        type      Spiegler;
        Tcrit      647;
    }
    CHFModel
    {
        type      Zuber;
    }
    CHFSubCoolModel
    {
        type      HuaXu;
        Kburn      0.5;
    }
    MHFModel
    {
        type      Jeschar;
        Kmhf      1;
    }
    TDNBModel
    {
        type      Schroeder;
    }
    filmBoilingModel
    {
        type      Bromley;
        L          0.05;
    }
    value          uniform 1e-8;
}

```

En los *listings* 4.5 y 4.6 se configura el fenómeno de la ebullición que ocurre en la interfase sólido-fluido. Se definen las entradas de configuración de los *listings* anteriores (OpenCFD-

Ltd, 2021a):

- Entradas que comparten los *listings* 4.5 y 4.6:
 - `compressible::alphatWallBoilingWallFunction`: función de pared térmica para simular una pared ebullente. Puede manejar los siguiente regímenes de ebullición: monofásico, nucleación subenfriada, ebullición de transición y película ebullente.
 - `otherPhase`: para el caso del *listing* 4.5, la otra fase es `liquid`, en 4.6 `gas`.
 - `phaseType`: nombre del tipo de fase.
 - `Prt`, `Cmu`, `kappa`, `E`: representan el número de Prandtl turbulento, el coeficiente C_μ , la constante de von Karman y un parámetro de rugosidad de la pared, respectivamente (OpenCFD-Ltd, 2022). De acuerdo con Greenshields & Weller (2022b) el parámetro de rugosidad está definido como $E = e^{\kappa_{vK} B}$, donde κ_{vK} es la constante de von Karman y B una constante que va desde 5 – 5.5 para una pared suave.
 - `relax`: parámetro de relajación aplicado en los submodelos que resuelven la ebullición.
 - `partitioningModel`: en esta entrada se configura el modelo que calcula la función $f(\alpha_\ell)$ de la ecuación (2.26). Como se expuso en la sección 2.3.4, el modelo de Lavieville es usado, configurando a `alphaCrit` ($\alpha_{\ell,crit}$ de la ecuación (2.27)) como 0.2, esto en conformidad con lo presentado en Ansys (2021).
 - `value`: representa el valor inicial de los campos.
- Entradas exclusivas del *listing* 4.6 (ver sección 2.3.4 para más información):
 - `nucleationSiteModel`: el modelo de Lemmert & Chawla (1977) requiere un valor para el coeficiente para densidad del sitio de nucleación `Cn`, utilizando el valor por defecto de 185.
 - `departureDiamModel`: esta entrada provee el modelo para el cálculo del diámetro de salida de burbuja.
 - `departureFreqModel`: aquí se configura el modelo para calcular la frecuencia de salida de burbuja.
 - `LeidenfrostModel`: el modelo de Spiegler et al. (1963) requiere de la temperatura crítica del fluido en Kelvin (en este caso agua). De acuerdo con Çengel & Boles (2011), este valor es de 647 K.

- **CHFModel**: aquí se calcula el flux de calor crítico.
- **CHFSubCoolModel**: la configuración del modelo para el flux de calor crítico en ebullición de flujo subenfriado se realiza en esta entrada. Se necesita un valor para el factor adimensional de *burnout* K_{burn} , optando por la cantidad por defecto de 0.5. En OpenFOAM v2312, este factor es utilizado para ajustar una contribución adimensional basada en los números de Peclet y Jacob (ver Hua & Xu (2000)) usada en el cálculo del flux de calor crítico total. Particularmente en este caso se estaría usando un 50 % del valor por defecto.
- **MHFModel**: representa el flux de calor mínimo q''_{min} de la curva de Nukiyama (ver figura 2.4). El modelo de Jeschar et al. (1992) en OpenFOAM v2312 requiere del factor *burnout* K_{mhf} . Este es análogo al presentado para **CHFSubCoolModel**, al configurarlo como 1 no tiene ningún efecto en el modelo, pues este es un término que multiplica a toda la ecuación presente en OpenCFD-Ltd (2021b).
- **TDNBModel**: entrada para el modelo que calcula la temperatura de salida de la ebullición nucleada T_{DNB} .
- **filmBoilingModel**: la elección del modelo de Bromley (1948) implica la configuración de la longitud característica L , a la cual se le asignó el valor del diámetro interno del tubo absorbedor (tabla 1.2).

epsilon.gas y **epsilon.liquid**: estos dos archivos corresponden con la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta para ambas fases. A pesar del uso del modelo $\tilde{k} - \epsilon$ de mezcla es necesario configurar a cada campo por separado. Las relaciones para obtener los campos para la mezcla se presentan en Behzadi et al. (2004). El *listing* 4.7 es el mismo para ambos archivos:

Listing 4.7: CF para ϵ_g y ϵ_ℓ

```
internalField    uniform 1e-4;

boundaryField
{
    inlet
    {
        type      fixedValue;
        value      $internalField;
    }
}
```

```

outlet
{
    type            inletOutlet;
    value           $internalField;
    inletValue      $internalField;
}

water_to_tube
{
    type            epsilonWallFunction;
    value           $internalField;
}
}

```

El tipo de CF para el parche de interfase `water_to_tube` configura una función de pared para altos y bajos números de Reynolds (ver sección 2.3.3 para más información), entonces es necesario que la celda adyacente a la pared esté en el rango de la subcapa viscosa o inercial.

`k.gas` y `k.liquid`: la configuración de la energía cinética turbulenta se realiza aquí. El *listing* 4.8 lo comparten ambos archivos:

Listing 4.8: CF para $\tilde{k}_g$ y $\tilde{k}_\ell$

```

dimensions          [ 0 2 -2 0 0 0 0 ];

internalField       uniform 1e-5;

boundaryField
{
    inlet
    {
        type            fixedValue;
        value           $internalField;
    }

    outlet

```

```

{
    type            inletOutlet;
    value           $internalField;
    inletValue      $internalField;
}

water_to_tube
{
    type            kqRWallFunction;
    value           $internalField;
}
}

```

Una vez más, el parche de interfase `water_to_tube` contiene un tipo de CF especial: `kqRWallFunction`. Este tipo es adecuado para altos números de Reynolds.

`nut.gas` y `nut.liquid`: de estos dos archivos, el tipo de CF para $\nu_{g,\ell}^t$ en los parches `inlet` y `outlet` es `calculated`, es decir, el cálculo depende de otro medio, para este caso se utiliza la ecuación (2.18). Respecto al parche de interfase, a este se le asigna el tipo `nutkWallFunction`, el cual es apropiado para bajos y altos números de Reynolds.

`p` y `p_rgh`: como se mencionó en la sección 2.3.5 el *solver* resuelve para la presión pseudo hidrostática `p_rgh`. La estructura de su archivo es la presentada en el *listing* 4.9:

Listing 4.9: CF para p'

```

internalField      uniform 10096900;

boundaryField
{
    inlet
    {
        type        fixedFluxPressure;
    }

    outlet
    {

```

```

    type          prghPressure;
    p             uniform 10095200;
    value         $internalField;
}

water_to_tube
{
    type          fixedFluxPressure;
}
}

```

Por otra parte, **fixedFluxPressure** ofrece una mejora respecto a la CF **zeroGradient** al tomar en consideración los efectos gravitatorios y de tensión superficial. El valor del gradiente de presión depende del flux especificado por la condición de frontera de velocidad (OpenCFD-Ltd, 2024). Para la interfase **water_to_tube** este tipo se simplifica a **zeroGradient** dado que el flux es cero. En la salida se usa **prghPressure**, la cual requiere un valor para la presión estática **p**. Para todo parche del archivo **p** se usa la condición **calculated**, por lo que este campo es obtenido a partir de la ecuación (2.29).

T.gas y **T.liquid**: los tipos de CF para los parches **inlet** y **outlet** son los mismos a los presentados para las variables α_g o $\epsilon_{g,\ell}$. En cuanto a **water_to_tube** para ambos archivos, se usa la misma CF que en el *listing* 4.2. La diferencia más importante radica en la entrada **kappaMethod**, pues aquí se usa a **phaseSystem**: este hace que el acoplamiento de regiones se lleve a cabo usando a la conductividad térmica efectiva (laminar más turbulenta, ver ecuación (2.34)) (OpenCFD-Ltd, 2018b). Pasando a la velocidad de ambas fases, el *listing* 4.10 muestra la configuración para **U.gas**:

Listing 4.10: CF para U_g

```

internalField    uniform ( 0 0 0 );

boundaryField
{
    inlet
    {
        type          fixedValue;
    }
}

```

```

        value      uniform (0 0 5.41);
    }

    outlet
    {
        type      pressureInletOutletVelocity;
        value      $internalField;
    }

    water_to_tube
    {
        type      noSlip;
    }
}

```

Para el parche `outlet` se usa la CF `pressureInletOutletVelocity`, la cual asigna una condición `zeroGradient` cuando el flujo sale del dominio y `fixedValue` en el caso de que exista recirculación, designando una velocidad calculada a partir del flux en la dirección normal al parche. Para la interfase fluido-pared se utiliza `noSlip`, este implementa la condición de no deslizamiento. Cabe destacar que, como la velocidad es una cantidad vectorial, sus valores son configurados a través de la sintaxis (`Vel_x Vel_y Vel_z`).

4.1.2. Carpeta `constant/`

En la figura 4.3 se muestra la jerarquía de archivos y carpetas:

```

constant/
├── g
├── polyMesh/
├── regionProperties
├── tube/
└── water/

```

Figura 4.3: Contenido de la carpeta `constant/`

Archivos **g** y **regionProperties**

La función del archivo **g** es configurar la gravedad. Para este estudio se consideró como $\vec{g} = 9.81(-\hat{j})^m/s^2$. **regionProperties** establece que región es fluido y que región es sólido, esto lo hace a partir de la información en la malla multiregión, pues, como se explica en la sección 4.1.3, a cada región se le asigna un nombre para su identificación. Para este estudio el archivo se estableció de la siguiente forma:

Listing 4.11: Configuración de las regiones

```
regions
(
    fluid      (water)
    solid      (tube)
);
```

Carpeta **polyMesh/**

Esta carpeta contiene varios archivos: **points** corresponde con la lista de los vértices de las celdas computacionales, **faces** posee la lista de las caras de los elementos, **owner** y **neighbour** contienen los índices de las celdas conectadas a una cierta cara y **boundary** describe los parches frontera. Información más detallada acerca de este folder puede encontrarse en Moukalled et al. (2016).

Carpeta **tube/**

Esta carpeta puede contener los archivos para la configuración de las propiedades termofísicas y radiantes. Como se mencionó en la sección 1.6, se desprecia la transferencia de calor por radiación, por lo que solo es necesario establecer las propiedades termofísicas del tubo absorbedor. El *listing* 4.12 contiene la información más relevante del archivo **thermophysicalProperties**:

Listing 4.12: Configuración de las propiedades termofísicas del tubo absorbedor

```
thermoType
{
    type          heSolidThermo;
    mixture       pureMixture;
    transport     constIso;
    thermo        hConst;
```

```

    equationOfState rhoConst;
    specie           specie;
    energy           sensibleEnthalpy;
}

mixture
{
    specie
    {
        molWeight    18;
    }
    transport
    {
        kappa        51.77;
    }
    thermodynamics
    {
        Hf            0; // Calor de formacion
        Cp            550.458;
    }
    equationOfState
    {
        rho           7763;
    }
}

```

La descripción de cada entrada está basada en las siguientes fuentes: OpenCFD-Ltd ([2025a](#)) y Greenshields ([2024b](#)):

- **type**: su configuración como **heSolidThermo** le dice al *solver* que resuelva la conducción de calor en la región sólida sin considerar deformación térmica.
- **mixture**: aquí se le comunica al código que el sólido es una mezcla de composición fija (**pureMixture**).
- **transport**: con **constIso** se establece a la conductividad térmica **kappa** como constante.
- **thermo**: configura al calor específico **Cp** como constante, el calor de formación es 0 debido a que no se involucran reacciones químicas.

- `equationOfState`: densidad `rho` constante.
- `specie`: se configura el peso molecular. Como en el sólido no hay transporte de especies no importa el valor que se le asigne a `molWeight`.
- `energy`: se usa `sensibleEnthalpy` debido a que el sólido no involucra reacciones químicas, o sea, la entalpía de formación no es requerida. De esta manera, la ecuación de la energía (2.3) es resuelta.

Carpeta `water/`

La composición de este directorio se muestran en el figura 4.4:

```
water/
├── phaseProperties
├── thermophysicalProperties.gas
├── thermophysicalProperties.liquid
├── turbulenceProperties.gas
└── turbulenceProperties.liquid
```

Figura 4.4: Contenido de la carpeta `constant/water`

Los archivos para los modelos de turbulencia (`turbulenceProperties.*`) se les fue asignado el modelo $\tilde{k} - \epsilon$ de mezcla de Behzadi et al. (2004). En cuanto a las propiedades termofísicas, se presenta un archivo de estructura similar al *listing* 4.12 pero con algunas diferencias:

- `type`: se establece a `heRhoThermo`, el cual es un modelo termofísico basado en la entalpía o energía interna y densidad.
- `mixture`: se considera a cada fase como una mezcla de composición fija no reactante.
- `transport`: mediante la opción `const` se establecen a la viscosidad dinámica `mu` y el número de Prandtl `Pr` como valores constantes.
- `thermo`: `hConst` configura al calor específico como constante, además de requerir valores para una temperatura de referencia `Tref` y la entalpía de referencia `Href`, dado que se emplea la ecuación (2.31) para el cálculo de la entalpía en cada celda.
- `equationOfState`, `specie`, `energy`: se configuran de igual manera que en el *listing* 4.12.

`phaseProperties` es el archivo de configuración más extenso de toda la configuración, pues aquí se establece la interacción entre las fases. La explicación de las partes que lo componen se basa en el trabajo de Cappelli (2018). El *listing* 4.13 muestra la primera parte de la estructura:

Listing 4.13: Primera parte de la configuración del archivo `phaseProperties`

```
type      thermalPhaseChangeTwoPhaseSystem;

phases (gas liquid);

phaseChange off;

// snip //
```

En el *listing* 4.13, el `type` se configura como `thermalPhaseChangeTwoPhaseSystem`. Este modelo añade el efecto de la transferencia de masa, la cual es calculada de acuerdo a un modelo térmico. El potencial desbalanceado para la transferencia de masa es un gradiente de temperaturas. La parte `phases (gas liquid)` le comunica al *solver* que la fase dispersa es el vapor, por lo que su fracción volumétrica será obtenida por medio del método MULES (ver sección 3.7.2). La última línea modela la ebullición que solamente ocurre en la pared del tubo si la opción `off` se establece, en caso contrario, se añade la contribución de la transferencia de masa que ocurre en el dominio líquido restante.

Listing 4.14: Segunda parte de la configuración del archivo `phaseProperties`

```
liquid
{
    type      purePhaseModel;
    diameterModel constant;
    constantCoeffs
    {
        d      0.00045;
    }

    residualAlpha 1e-4;
}

gas
{
    type      purePhaseModel;
```

```

    diameterModel    isothermal;

    isothermalCoeffs
    {
        d0            5e-3;
        p0            10e6;
    }

    residualAlpha    1e-4;
}

// snip //

```

`purePhaseModel` le dice al `solver` que ambas fases son puras, o sea que no hay transporte de especies. `diameterModel` dicta como van a ser modeladas las gotas o burbujas, para el caso de la fase líquida se establece un diámetro constante. Para la fase gas se recurre al modelo isotérmico, el cual necesita un diámetro y presión iniciales, asumiendo que el cambio de fase es isotérmico. El criterio de convergencia de la ecuación de continuidad por fase está definido por medio de la palabra clave `residualAlpha`.

Listing 4.15: Tercera parte de la configuración del archivo `phaseProperties`

```

blending
{
    default
    {
        type            linear;
        minFullyContinuousAlpha.gas 0.7;
        minPartlyContinuousAlpha.gas 0.3;
        minFullyContinuousAlpha.liquid 0.7;
        minPartlyContinuousAlpha.liquid 0.3;
    }

    // snip //
}

```

El *listing* 4.15 configura el método de mezcla (`blending method`), este decide cual fase

será continua y cual dispersa localmente. El parámetro `minPartlyContinuousAlpha.gas` especifica la fracción de vacío mínima de la fase gas en una celda para que se le considere como fase dispersa, mientras que `minFullyContinuousAlpha.gas` establece la fracción de vacío mínima para que la fase gas pueda considerarse como la fase continua, esto mismo aplica para la fase líquida (cfdyna, [s.f.](#)). Lo anterior, a través del `type linear` (OpenCFD-Ltd, [2018a](#)), calcula un factor $f \in [0, 1]$ que sirve para determinar cuando aplicar, por ejemplo, el modelo de arrastre (ecuación (2.8a)) a la fase en cuestión. Cuando $\alpha_g < 0.3$ $f = 0$, por lo que la ecuación no sería aplicable para la fase gas en esa celda.

En la cuarta parte de la configuración del archivo `phaseProperties` se calcula la temperatura de saturación a través del archivo `Tsat.water.1.2bar.csv`, el cual está ubicado en la carpeta del `caso` en la misma posición jerárquica que la carpeta `0/` o `constant/`. Este contiene una serie de datos que corresponden con la presión y temperatura de saturación, de aquí, a través del `type function1`, se interpolan los valores en caso de ser requerido.

En la quinta y última parte de `phaseProperties` se establecen los modelos de transferencia de momentum y calor interfacial (secciones 2.3.1 y 2.3.2). También se configura la tensión superficial, la cual es necesaria para el cálculo de la dispersión turbulenta (ecuación (2.8d)), y la relación de aspecto, donde se caracteriza la forma de la burbuja o gota. El *listing* 4.16 muestra al parámetro `E0` del `type constant`, este dicta la forma de elemento de la fase dispersa, correspondiendo el valor de 1 con una forma esférica.

Listing 4.16: Quinta parte de la configuración del archivo `phaseProperties`

```
aspectRatio
(
    (gas in liquid)
    {
        type          constant;
        E0            1.0;
    }

    (liquid in gas)
    {
        type          constant;
        E0            1.0;
    }
);
```

La última línea es para la configuración de la presión mínima permitida `pMin`, estableciendo ese valor como 10175900 Pa , tal valor es el mínimo del sistema (ver sección 2.1).

4.1.3. Carpeta `system/`

La jerarquía de archivos y carpetas se muestra en la figura 4.5:

```

system/
├── blockMeshDict
├── controlDict
├── decomposeParDict
├── fvSchemes
├── fvSolution
├── topoSetDict
├── tube/
│   ├── decomposeParDict
│   ├── fvSchemes
│   └── fvSolution
└── water/
    ├── decomposeParDict
    ├── fvSchemes
    └── fvSolution

```

Figura 4.5: Contenido de la carpeta `system/`

`controlDict`

Este es el archivo que permite que una simulación inicie y finalice, siendo de importancia crucial. Las entradas más importantes se muestran en el *listing* 4.17:

Listing 4.17: Archivo `controlDict`

<code>application</code>	<code>chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam;</code>
<code>startFrom</code>	<code>latestTime;</code>
<code>startTime</code>	<code>0;</code>
<code>stopAt</code>	<code>endTime;</code>
<code>endTime</code>	<code>1000;</code>
<code>deltaT</code>	<code>0.00001;</code>

```

writeControl    adjustable;

writeInterval    0.1;

// snip //

runTimeModifiable yes;

maxCo            0.5;

maxDeltaT        0.1;

adjustTimeStep   yes;

```

Cabe destacar las siguientes entradas: **application** especifica el *solver*. **startFrom** indica desde que tiempo se debe iniciar una corrida. En OpenFOAM los resultados de una simulación se van almacenando en carpetas que contienen las variables calculadas para determinado tiempo t :

```

caso/
├── 0/
├── 10/
├── 20/
├── 30/
├── 40/
├── 50/
├── constant/
├── system/
└── Tsat_water_1_2bar.csv

```

Figura 4.6: Ejemplo de almacenamiento de resultados

Al configurar a **startFrom** con **latestTime**, por ejemplo, se iniciaría la corrida en $t = 50$ s. **startTime** establece el tiempo inicial, **deltaT** el paso de tiempo, **writeControl** cada cuanto se van guardando resultados, **runTimeModifiable** especifica si es posible cambiar los parámetros de configuración en plena corrida, **maxCo** configura el límite CFL, **maxDeltaT** el máximo paso de tiempo permitido y **adjustTimeStep** le dice al *solver* que ajuste el paso de tiempo para que se cumpla el criterio CFL. **writeControl** se declara como **adjustable** debido a que el paso de tiempo no es fijo.

blockMeshDict, topoSetDict y decomposeParDict

Con **blockMeshDict** se construye la geometría y el mallado del dominio (ver anexo 7.2, *listing* 7.2). Al ser el tubo absorbedor algo muy simple para mallar, no se tuvo que recurrir a la utilidad de OpenFOAM **snappyHexMesh** ni a *software* externo. El archivo **topoSetDict** se aprovechó para definir las regiones que componen el dominio: **tube** y **water** (ver anexo 7.2, *listing* 7.3). Por último **decomposeParDict** se observa que está presente en las carpetas **tube/** y **water/** además de estar en **system/**. Este archivo es el que permite partir el dominio en tantas partes como procesos se deseen, lo cual es necesario si se desea realizar una simulación en paralelo. El método de descomposición usado fue **scotch**.

fvSolution

Los *solvers* lineales, tolerancias y algoritmos de acoplamiento presión-velocidad son controlados a través del archivo **fvSolution**. En la figura 4.5 se observa que está esparcido en las todas las carpetas, de lo contrario OpenFOAM arrojaría un error en tiempo de ejecución. Para ver su estructura se recurre al archivo **water/fvSolution**, específicamente a los subdirectorios para la presión (*listing* 4.18):

Listing 4.18: Archivo **water/fvSolution**

```
p_rgh
{
    solver          PBiCGStab;
    preconditioner   DIC;
    tolerance        1e-7;
    relTol           0.01;
    maxIter          3500;
}

p_rghFinal
{
    $p_rgh; // Misma configuracion que p_rgh, pero relTol distinta
    tolerance        1e-7;
    relTol            0;
}
```

Cada campo tiene un *solver* asociado, para este se usa el Gradiente biconjugado pre condicionado estabilizado (*Stabilised preconditioned (bi-)conjugate gradient*), el cual es apropiado para matrices simétricas y antisimétricas (Van Der Vorst, 1992), se le asignó el

precondicionador diagonal incompleta de Cholesky (*diagonal incomplete-Cholesky*), que es usado para mejorar la convergencia (Greenshields & Weller, 2022b). También se configura la tolerancia, el número máximo de iteraciones y la relación de tolerancia `relTol` (la cual es el cociente entre el residual final e inicial y funciona como criterio de paro para las primeras $N - 1$ veces que se resuelve una ecuación). En casos como la presión, que puede ser resuelta varias veces por paso de tiempo, se usa `relTol` para disminuir el esfuerzo de cómputo, solo hasta la última vez que se resuelve se aplica `p_rghFinal`.

Para el control del algoritmo de acomplamiento presión-velocidad PIMPLE se tienen las siguientes entradas (*listing 4.19*):

Listing 4.19: Control del algoritmo PIMPLE

```
PIMPLE
{
    nOuterCorrectors    1;
    nCorrectors         50;
    nNonOrthogonalCorrectors 0;
    nEnergyCorrectors   4;
    faceMomentum        yes;
}
```

Al establecer el valor de 1 en `nOuterCorrectors` el algoritmo PIMPLE pasa a ser el PISO, la razón de esta decisión es debido a que el uso del PIMPLE para correr una simulación pseudo transitoria resulta siempre en inestabilidades numéricas para un fenómeno tan complejo como la ebullición con transferencia de calor conjugada. De acuerdo con `nCorrectors`, la ecuación de presión y el corrector de momentum (es decir, resolver la ecuación de momentum en forma explícita, ver sección 3.6.2) se solucionan 50 veces para aumentar la estabilidad numérica, no se aplica ningún `nNonOrthogonalCorrectors`, es decir, no se resuelve la ecuación de presión para corregir el efecto de la no ortogonalidad de las celdas. `nEnergyCorrectors` indica cuantas veces se resuelve la ecuación de la energía. `faceMomentum` es una opción experimental que cambia la manera en la que se resuelve la ecuación de momentum, de celdas colocadas a celdas desplazadas en mallas no estructuradas. Esto es benéfico, de acuerdo con H. G. Weller (2015), para el enfoque multifásico Euler-Euler, ya que permite que todas las fuerzas sean tratadas de forma consistente en las caras de las celdas debido a que los balances de fuerzas son inmediatos, lo cual aumenta la estabilidad y la exactitud. El archivo `tube/fvSolution` contiene los algoritmos para la solución de la ecuación de conducción de calor.

fvSchemes

Al igual que `fvSolution`, este archivo se encuentra en varias ubicaciones dentro de la carpeta `system/`. En este se controlan los esquemas de discretización para los términos de las ecuaciones (2.1), (2.2), (2.3) y (2.32). En el *listing* se muestran las entradas para todos los términos:

Listing 4.20: Archivo `water/fvSchemes`

```
ddtSchemes // terminos temporales
{
    default          Euler;
}
gradSchemes // terminos con el operador gradiente
{
    default          Gauss linear;
}
divSchemes // terminos con el operador divergencia
{
    default          none;
    // snip //
}
laplacianSchemes // terminos con el operador Laplaciano
{
    default          Gauss linear limited 0.33;
}
interpolationSchemes // esquema de interpolacion para las caras
{
    default          linear;
}
snGradSchemes // componente del gradiente normal a la cara de la celda
{
    default          limited 0.33;
}
wallDist // calcula la distancia desde el centro de masa de cada celda a la
    pared frontera mas cercana
{
    method          meshWave;
    nRequired        yes;
}
```

En `ddtSchemes` se usó el esquema Euler implícito para todos los términos temporales dada su garantía para la acotación (ver sección 3.2.3). Debido a que la malla construida es estructurada (ver sección 5.2), se optó por una discretización de tipo lineal para todos los términos de `gradSchemes`. La palabra clave `Gauss` se refiere a que se utilizó el TDG (anexo 7.1) para la discretización. La parte más compleja de este archivo tiene que ver con `divSchemes`, pues aquí se establece el esquema de discretización de los términos convectivos, los cuales son no lineales. Derivado de la naturaleza tan compleja del estudio, primero se configuraron los términos con el esquema `Gauss upwind` por la acotabilidad que ofrece (ver sección 3.2.2), al ver que la simulación se tornaba más estable se aplicaron esquemas de más alto orden como el `vanLeer` y/o el `upwind` de segundo orden (esto se explica más a detalle en la sección 5.3). Los términos afectados por el operador Laplaciano fueron configurados con el esquema `Gauss linear` limitando la corrección explícita no ortogonal con un factor de 0.33 para lograr mayor estabilidad (Greenshields, 2024a). Al ser `snGradSchemes` parte del término Laplaciano, la convención de OpenFOAM es que ambos compartan la misma configuración (`limited 0.33`). El cálculo que hace `meshWave` en `wallDist` sirve para el modelo de Frank de lubricación de la pared (ecuación (2.9)), por mencionar un ejemplo. En el caso del archivo `tube/fvSchemes`, el término temporal de la ecuación (2.32) se configuró con el esquema Euler implícito, el término gradiente con el esquema lineal, el término Laplaciano con `Gauss linear corrected` y por ende `corrected` para el cálculo del gradiente normal a la cara.

4.2. Proceso de simulación

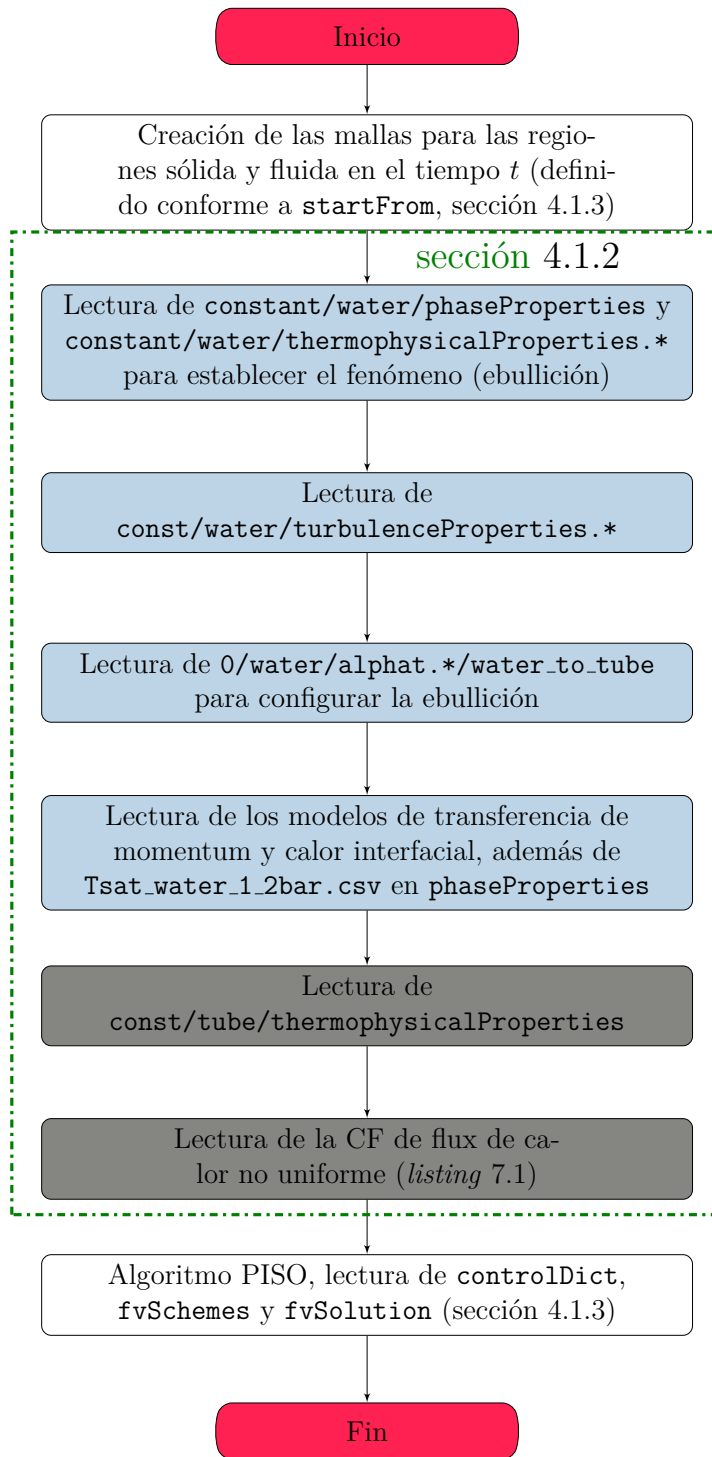


Figura 4.7: Diagrama de flujo del proceso de simulación (el color ■ indica solo archivos para la región fluida, ■ señala a partes del proceso que corresponden con el sólido)

Es necesario aclarar la siguiente cuestión con respecto al diagrama de la figura 4.7: a lo largo del proceso de simulación se inicializan los campos, lo cual incluye la asignación de las CF desde la carpeta 0/. Debido a la naturaleza modular y jerárquica tan compleja del *solver* `chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam`, tales asignaciones no se muestran explícitamente al iniciar la simulación, *solvers* más “sencillos”, como `simpleFoam` (ver sección 2.2), sí añaden esta información. La construcción de campos se realiza a través de las clases `volScalarField` y `volVectorField` a diferentes niveles jerárquicos en el código fuente de OpenFOAM. Este fue el motivo de la omisión de esta parte para casi todas las CF en el diagrama de flujo.

La implementación del algoritmo PISO en OpenFOAM presenta la misma idea que lo que se explicó en las secciones 3.6.1 y 3.6.2, pero su implementación es distinta. Los pasos se muestran a continuación:

1. Aplicación del método MULES para el cálculo de la fracción de vacío α_g , después se calcula la fracción de la fase líquida a través de la ecuación (2.28).
2. Resolución de la ecuación de la energía (2.3).
3. Obtención de las velocidades de las fases mediante la ecuación (2.2).
4. A través de las velocidades de las fases, se calcula el campo de presión por medio de la ecuación de corrección de presión para flujo multifásico (H. Weller, 2005) así como el cálculo del corrector de momentum el número de veces que el usuario haya configurado en `nCorrectors` (sección 4.1.3).
5. Resolución de las ecuaciones de transporte para las variables turbulentas (sección 2.3.3).
6. Solución de la región sólida (ecuación (2.32)).
7. Se avanza al siguiente paso de tiempo, repitiendo desde el paso 1.

Capítulo 5

Resultados y verificación

En este capítulo se verifica la metodología numérica implementada en OpenFOAM a través de un caso extraído de la tesis de Cundapí (2021), el cual está validado a través de datos experimentales del sistema DISS, además de discutir los resultados a detalle. Se presenta también el preprocesamiento del caso, en este se incluye la construcción de la malla y la evaluación de su calidad, además de las CF específicas de las regiones fluida y sólida. Como punto extra se exploró la verificación de OpenFOAM utilizando uno de los casos de Pal & Kumar (2021). Los detalles del intento y la comparación con Fluent se incluyen en el anexo 7.4.

5.1. Condiciones de frontera establecidas

En la tabla 5.1 se expone el tipo de CF junto con los campos iniciales de cada campo para la región fluida. La descripción de cada tipo de CF se explica en la sección 4.1.1.

Tabla 5.1: Configuración de las CF e iniciales para el fluido

Propiedad	Entrada	Salida	Interfaz	Campo inicial interno
α_g (-)	fixedValue	inletOutlet	zeroGradient	0.99049
α_ℓ (-)	calculated	calculated	calculated	9.51e-3
$\kappa_{\ell,g}^t$ ($\frac{kg}{m \cdot s}$)	calculated	calculated	^b	1×10^{-8}
$\vec{U}_{\ell,g}$ ($\frac{m}{s}$)	fixedValue	^a	noSlip	(0 0 0)
$T_{\ell,g}$ (K)	fixedValue	inletOutlet	^c	584.821/584.823
p' (MPa)	fixedFluxPressure	prghPressure	fixedFluxPressure	10.0969
p (MPa)	calculated	calculated	calculated	10.0969
$k_{\ell,g}$ ($\frac{m^2}{s^2}$)	fixedValue	inletOutlet	kqRWallFunction	1×10^{-5}
$\varepsilon_{\ell,g}$ ($\frac{m^2}{s^3}$)	fixedValue	inletOutlet	epsilonWallFunction	1×10^{-4}
$\nu_{\ell,g}^t$ ($\frac{m^2}{s}$)	calculated	calculated	nutkWallFunction	0.01

^a pressureInletOutletVelocity

^b compressible::alphiatWallBoilingWallFunction

^c compressible::turbulentTemperatureTwoPhaseRadCoupledMixed

5.2. Construcción del mallado

Como se mencionó en la sección 4.1.3, el uso de la utilidad de OpenFOAM `blockMesh` fue suficiente para mallar el tubo horizontal. El tipo de malla elegido es el conocido como *OH-grid* o malla “mariposa” (Hernandez-Perez et al. 2011), esta tiene la ventaja de permitir el refinamiento en la zona de la capa límite, lo cual es benéfico para la obtención de resultados acorde con la física. La malla resultante se expone en la figura 5.1:

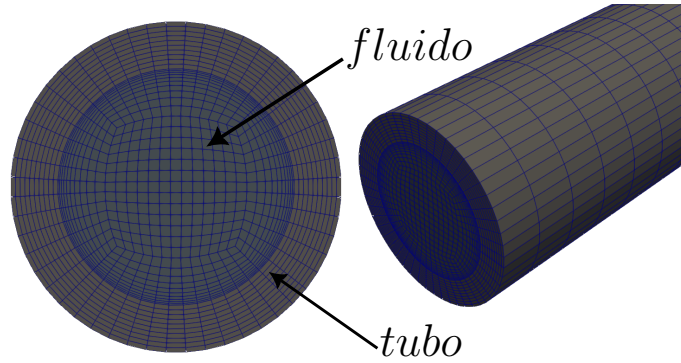


Figura 5.1: Mallado del tubo absorbedor realizado en `blockMesh`: vista transversal (izquierda) e isométrica (derecha)

Es importante verificar la calidad del mallado, por lo que a través de la utilidad de OpenFOAM `checkMesh` se obtienen los siguientes valores para los parámetros descritos en la sección 3.5 (tabla 5.2):

En la tabla 5.2 se logra apreciar que todos los parámetros no superan el límite máximo

Tabla 5.2: Parámetros de calidad de la malla

Parámetro	Valor	Límite máximo
Máxima no ortogonalidad	34.25	70
Máxima oblicuidad	0.49	4
Máxima relación de aspecto	52.67	1000

que se impone en OpenFOAM, por lo que se llega a la conclusión de que el mallado es apto para los estudios numéricos.

Para tener la certeza de que el número de elementos presentes en el dominio físico a resolver es suficiente para entregar resultados confiables, se tiene que realizar un estudio de independencia de malla. En este se comparan propiedades de interés en lugares específicos del dominio al ir haciendo la malla cada vez más fina, con el propósito de observar si existe una variación considerable de, por ejemplo, la fracción de vacío o la caída de presión en el tubo absorbedor. El método aceptable y recomendado que ha sido evaluado en cientos de estudios CFD es el *Grid Convergence Index* (GCI) (Celik et al. 2008; Roache, 1994). No obstante, hacer un estudio de independencia de malla fue prohibitivo en esta ocasión, pues la experiencia empírica demuestra que simular este problema puede extenderse hasta por un mes y medio de tiempo continuo de cómputo. Las limitaciones tecnológicas y el corto tiempo de duración del programa de maestría fueron las principales razones que impidieron la realización de un estudio CFD integral. Para mostrar las restricciones de los equipos de cómputo de manera más específica, se detallan las características del *hardware* utilizado en la tabla 5.3:

Tabla 5.3: Equipos de cómputo utilizados en el estudio

Equipo	Características del procesador
1	Intel i5-13600K, 3.50 GHz, 20 núcleos
2	AMD Ryzen 7 5800X, 3.8GHz, 8 núcleos.

Los equipos de la tabla 5.3 fueron utilizados de forma individual, pues no fue posible construir un *cluster*, lo cual dificulta la obtención de resultados en tiempos de cómputo realistas y realza más la necesidad, como se mencionó en la sección 1.5, del uso de sistemas de cómputo de alto rendimiento. La herramienta de la cual depende OpenFOAM para paralelizar el dominio de estudio es Open MPI (The-Open-MPI-Project, 2025), la cual solo utiliza los núcleos de los procesadores de los equipos, o sea que la potencia de las tarjetas

gráficas no se aprovecha. Ante las restricciones mencionadas, el número total de elementos elegido para la malla de la figura 5.1 fue de 362700, con una resolución longitudinal de 300 celdas. Para la capa límite se usaron 10 elementos con una tasa de expansión de 0.15 en dirección radial hacia afuera, lo que significa que el primer elemento de fluido adyacente a la pared tiene una altura de $3.22 \times 10^{-4} \text{ m}$. La razón de la elección de dichas cantidades se expresa en lo que sigue:

- Los estudios similares de Pal & Kumar (2021) y Achi & Demagh (2022) concluyeron de sus respectivos análisis de independencia de malla que, para el caso del primero, un tubo absorbedor de 12 m de longitud puede ser simulado con 570000 elementos, mientras que en el caso del segundo estudio, un absorbedor 50 m partido a la mitad de tal forma que la CF de simetría es aplicable, los autores demostraron que 840000 elementos bastan para tener certeza en los resultados. Si para el absorbedor de los últimos autores no se hubiera usado la condición de simetría, entonces, de manera aproximada, se requeriría del doble de elementos (1680000). Entonces, por medio de una relación lineal, para 4.86 m se calculan las cantidades de 230850 y 163296, estando estas dos por debajo de lo que se usa en los estudios numéricos. Aunque esto es una aproximación, el hecho de que la cantidad final haya sido más alta (362700) resulta benéfico para el estudio.
- La resolución longitudinal de 300 se considero así para capturar con precisión los gradientes que se dan a lo largo del eje z .
- Ansys (2021) reporta que la resolución de la capa límite es realmente más importante que alcanzar ciertos valores para el y^+ , por lo que se sugieren de 10 – 20 elementos. Las funciones de pared presentadas en la sección 4.1.1 son todas para altos y bajos números de Reynolds, exceptuando la de la energía cinética turbulenta, la cual solo es adecuada para altos valores de Re_τ . No obstante, el *solver* empleado en este estudio carece de una herramienta para determinar el y^+ , por lo que se adopta la recomendación de Ansys (2021).

5.3. Metodología

- Simulación transitoria, a través del algoritmo de acoplamiento presión-velocidad PISO.
- Criterio de convergencia de $1 \times 10^{-7} - 1 \times 10^{-8}$, excepto para la ecuación de continuidad (1×10^{-4}). Estos valores son los provistos por defecto.

- Se consideró un sistema bifásico en no equilibrio.
- El modelo de turbulencia usado fue el $k - \epsilon$ de mezcla debido a las altas fracciones de vacío (ver sección 2.3.3).
- Se configuró a la velocidad inicial de ambas fases como cero, por lo que el sistema estaba en reposo y no existía turbulencia. Derivado de esto se configuraron a los campos iniciales para las variables turbulentas con valores muy bajos (ver tabla 5.1).
- El máximo número de Courant establecido en la entrada `maxCo` de 0.5 (ver sección 4.1.3) fue configurado así porque al inicio de la simulación los efectos transitorios eran muy agresivos, provocando que el límite establecido en `maxCo` no se respetara. Con esta estrategia se obtuvieron valores superiores pero que siempre cumplían con el límite CFL de 1.
- Uso del esquema *upwind* para los términos convectivos dada su gran estabilidad y aprovechando que el flujo está alineado con la malla (ver sección 3.2.2). Luego de 5s, la simulación se comportó de forma más estable (esto se notaba por la baja variación del número de Courant a través de los pasos de tiempo), por lo que se aumentó gradualmente la exactitud de los esquemas a través del `vanLeer` para los términos que contienen a la fracción de vacío y `linearUpwind` para los restantes.
- Para `nCorrectors` se eligió a 50 como el número de veces que se resuelve la ecuación de presión y el corrector de momentum (ver sección 4.1.3). Conforme la simulación iba adquiriendo más estabilidad numérica se disminuyó este número hasta llegar a 1.

5.4. Comparación respecto a los resultados de Cundapí

La comparativa se realizó con el modelo térmico-termohidráulico a dos fluidos presentado en Cundapí, 2021 y Cundapí et al. 2025, el cual ha sido verificado y validado. El estado estacionario se alcanzó a los 65.8 s. En las siguientes subsecciones se presentan los resultados de los perfiles longitudinales para la fracción de vacío y las velocidades de las fases. También se muestran los perfiles circunferenciales de fracción de vacío del fluido, los gradientes térmicos y el campo de temperaturas del tubo, complementando con visualizaciones adicionales de los campos que resultan útiles para el análisis.

5.4.1. Fracción de vacío

La figura 5.2 muestra la comparación de resultados en cuanto al perfil longitudinal obtenido a través de un promedio de área mediante el valor medio para integrales (Bartle & Sherbert, 2010). Se obtuvo un muy bajo valor para el EPP y una tendencia cualitativa casi idéntica. Sin embargo, si se hace un acercamiento (figura 5.3) se muestran diferencias cualitativas al inicio del dominio de estudio, pues aunque luego de 0.6 m OpenFOAM predice ebullición al igual que el código de Cundapí, antes de ese punto se predice condensación, lo cual no es coincidente. Cabe aclarar que, al configurar las entalpías de referencia como 0 para ambas fases, se evitó la condensación a lo largo de todo el tubo, tal como reportan Zagal et al. (2025). También hay una ligera discrepancia a la entrada del tubo, pues a través de este estudio se consigue un valor más elevado que lo reportado por Cundapí, esto no debería de ocurrir porque la CF de OpenFOAM elegida (`fixedValue`, o sea, *Dirichlet*) garantiza un valor fijo a la entrada.

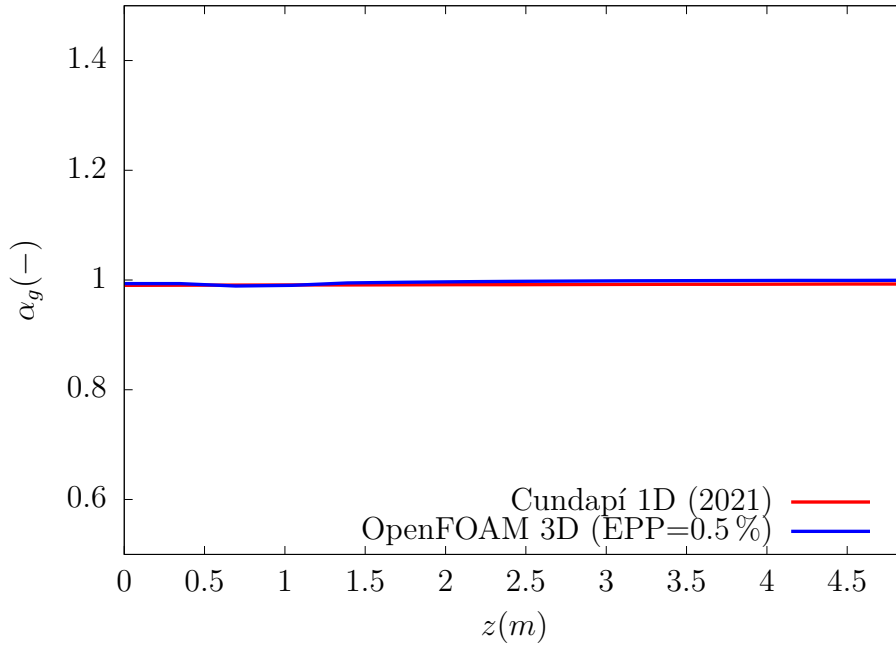


Figura 5.2: Perfiles longitudinales de fracción de vacío

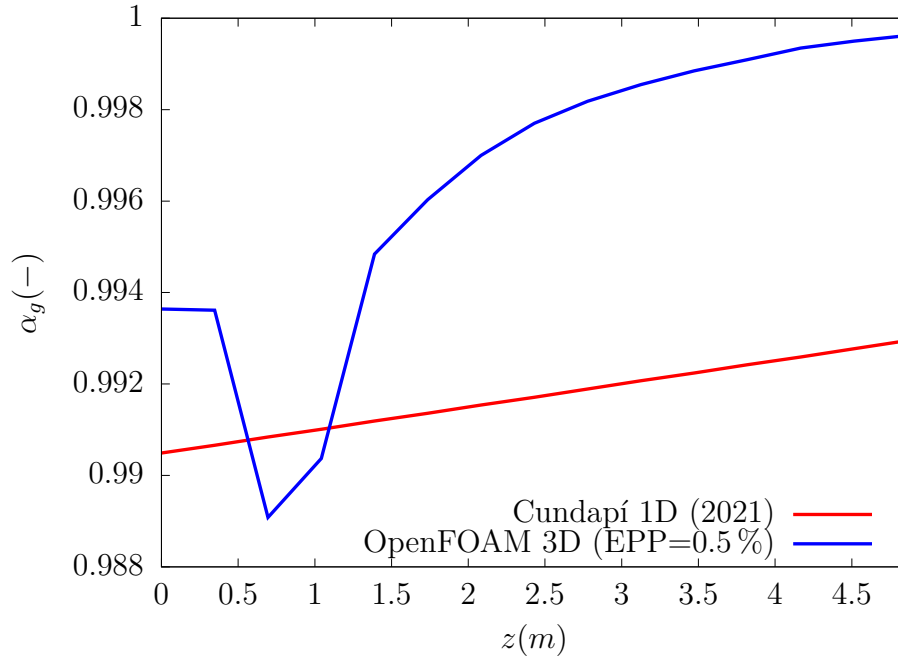


Figura 5.3: Perfiles longitudinales de fracción de vacío

En la figura 5.4 se muestra el campo de fracción de vacío visto desde abajo, donde se aprecia un valor bajo en la parte inferior del tubo. Es importante recordar que los valores de la gráfica de la figura 5.3 muestran un valor mínimo por arriba de 0.988 debido a que se calcularon promedios transversales, o sea que esos valores bajos de la figura 5.4 fueron promediados con valores más altos.

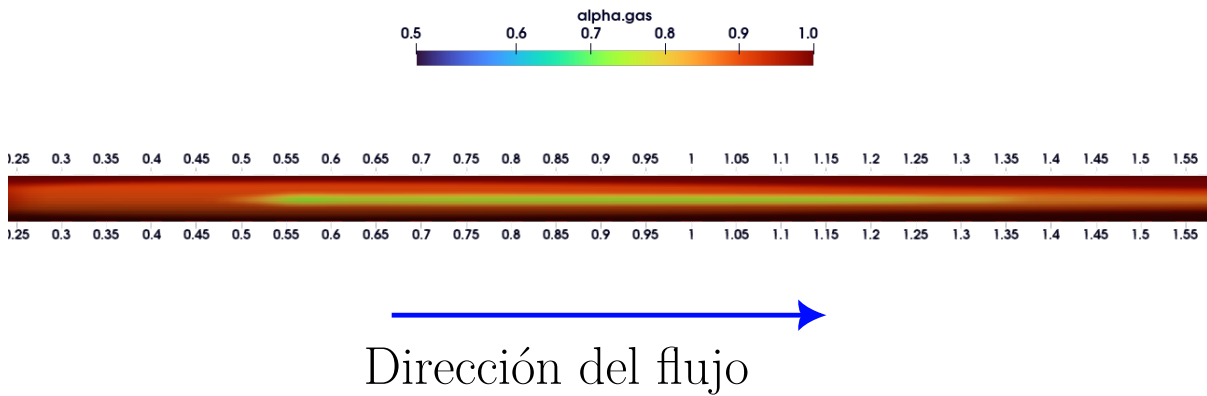


Figura 5.4: Campo de fracción de vacío visto desde abajo

La causa de la condensación está relacionada con un aumento en la presión (debido posiblemente a la contribución hidrostática en la presión, ver ecuación 2.29) que se muestra en la figura 5.5. Se puede observar una franja de presión que es mayor en la parte inferior del tubo y que disminuye a medida que se avanza en la dirección $z+$. Debido a que la

temperatura del fluido es menor a la temperatura de saturación a esa presión en esa zona en especial, la condensación tiene lugar.

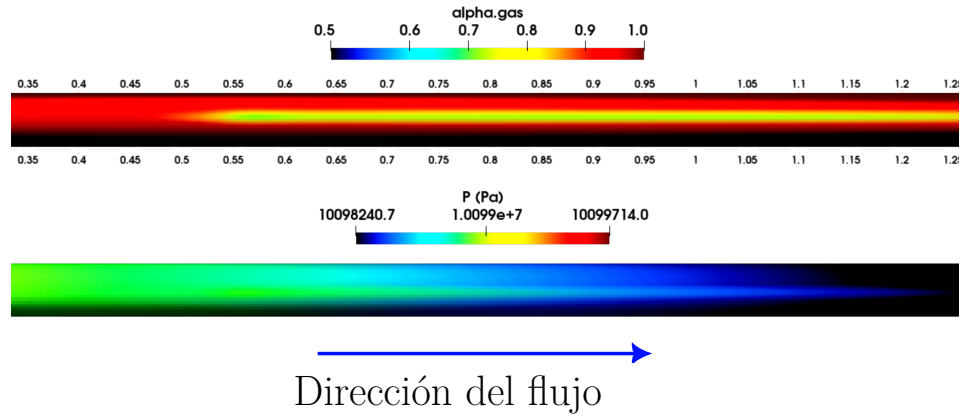


Figura 5.5: Fracción de vacío (izquierda) y presión estática (derecha) vistas desde la parte inferior del tubo.

En la figura 5.6 se observa que el flujo de calor en la parte inferior del tubo para ambas fases es no uniforme con respecto al resto del dominio. Este comportamiento que ocurre cerca de la entrada del dominio podría estar relacionado con que el flujo aún no se desarrolla lo suficiente, pues en las condiciones de frontera para la entrada provistas en la tabla 2.1 no se capturan los perfiles transversales, más bien, son valores constantes en toda la sección transversal.

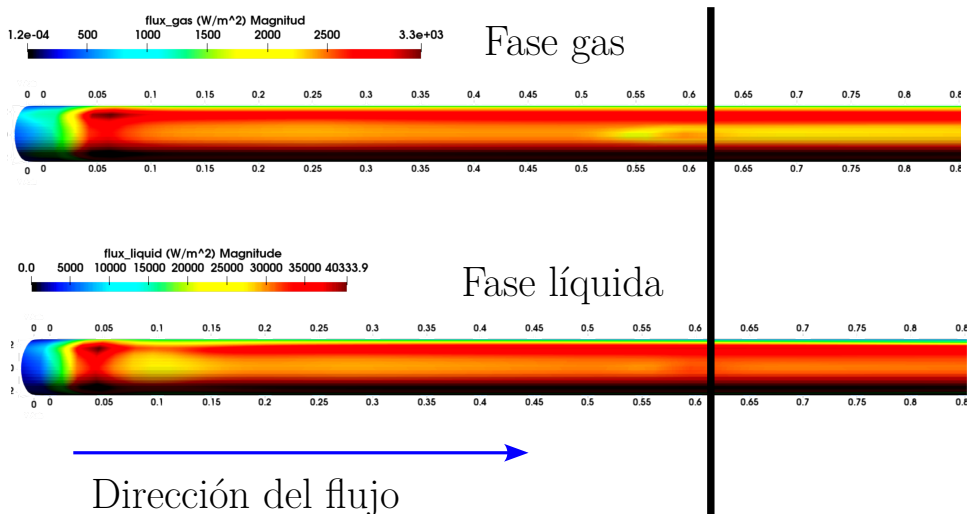


Figura 5.6: Flujo de calor hacia el gas, vista de la parte inferior del tubo. La línea negra vertical indica el fin de la región de condensación.

Las figuras 5.7 y 5.8 muestran los campos circunferenciales de fracción de vacío para diferentes valores de longitud junto con el espesor de película líquida, destacando que el patrón de flujo identificado de forma cualitativa es el estratificado, es decir, no se predijo el patrón de flujo anular abierto o *dry-out*. La razón de esto se discute en la sección 5.5.1.

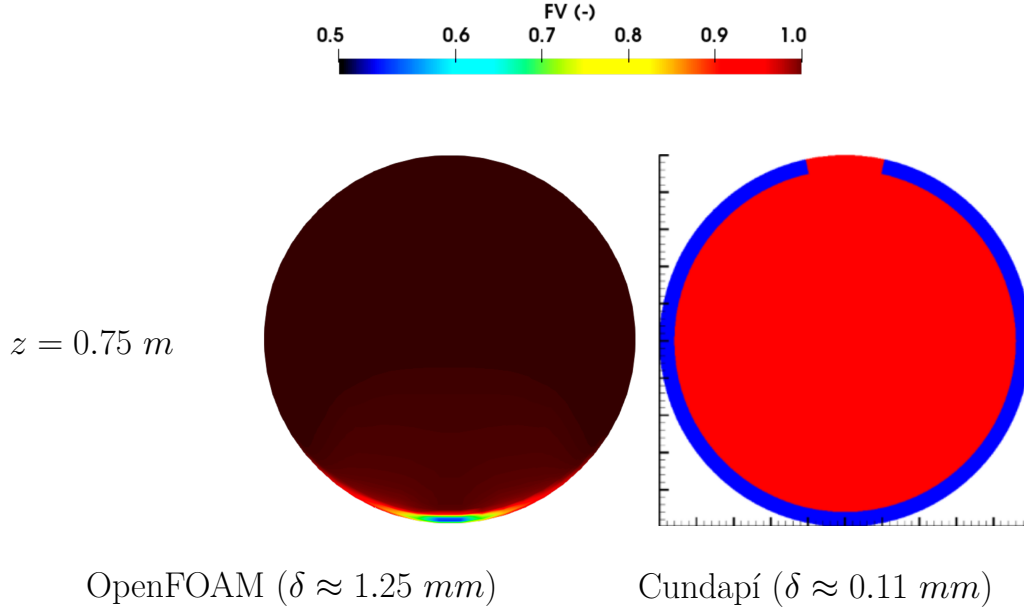


Figura 5.7: Comparación de los perfiles circunferenciales de fracción de vacío en $z = 0.75 \text{ m}$ obtenidos de OpenFOAM con respecto a los de Cundapí (2021) (los resultados de la referencia aumentan 20 veces el tamaño de la película líquida, ■: vapor, ■: líquido).

5.4.2. Velocidad de la fase gas

Para este campo en especial se observa en la figura 5.9 que, para diferentes distancias axiales, el perfil circunferencial posee un patrón muy similar:

La figura 5.10 muestra el perfil de velocidades producido en la línea media $-0.025 \leq x \leq 0.025$, $y = 0$:

Debido a que el flujo es turbulento, se hace la aproximación de modelar el perfil de velocidades de acuerdo a la expresión (5.1) (Çengel & Cimbala, 2012):

$$u_{g,z} = u_{g,max} \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{1/n} \quad (5.1)$$

Donde R es el radio interno del tubo absorbador, $u_{g,max}$ es la velocidad máxima del gas y n es una constante que depende del número de Reynolds. La expresión para el cálculo de la velocidad promedio de la fase gas en las secciones transversales queda de la siguiente forma:

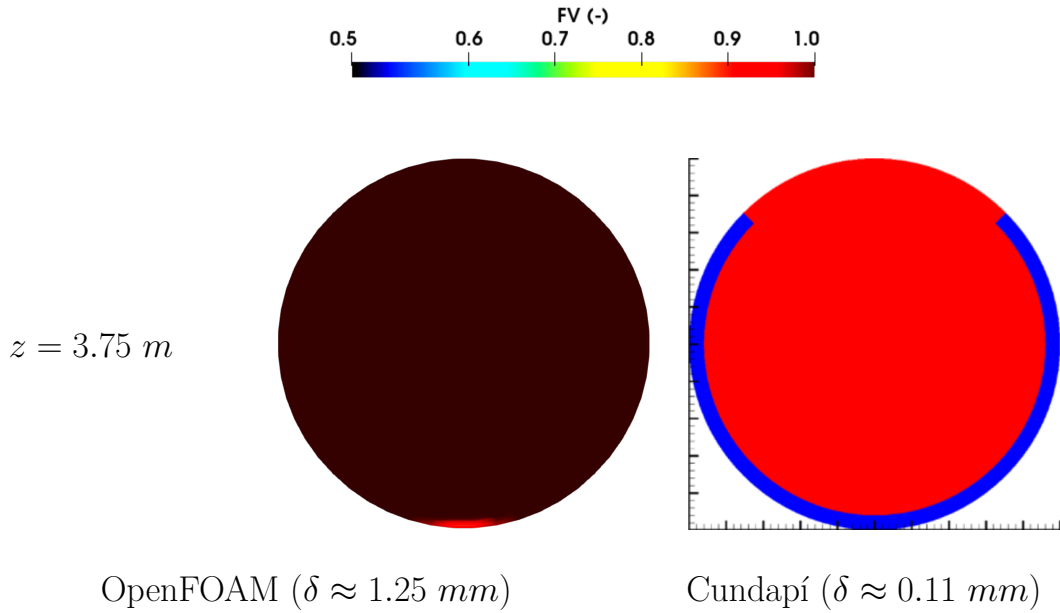


Figura 5.8: Comparación de los perfiles circunferenciales de fracción de vacío en $z = 3.75 \text{ m}$.

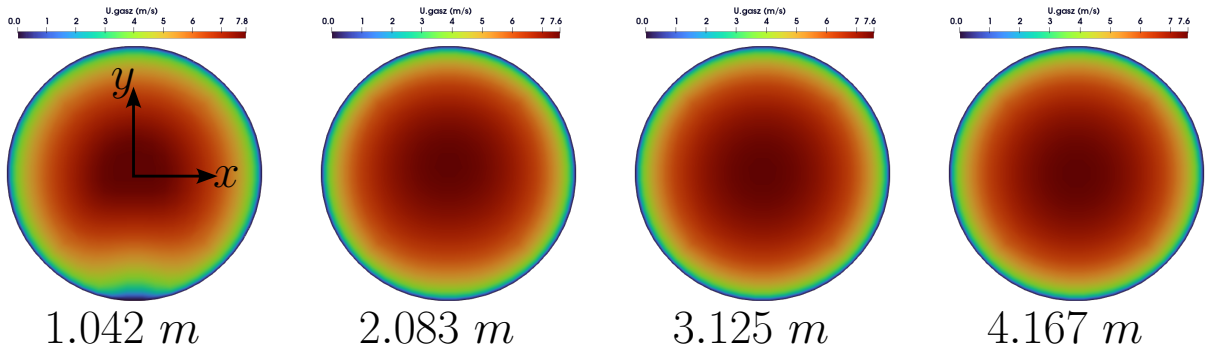


Figura 5.9: Perfiles circunferenciales para la velocidad de la fase gas.

$$\bar{u}_{g,z} = \frac{2}{R^2} \int_0^R r \left[u_{g,max} \left(1 - \frac{r}{R} \right)^{1/n} \right] dr \quad (5.2)$$

La ecuación (5.2) se deriva a partir de las fórmulas (5.3) (Çengel & Cimbala, 2012):

$$\begin{aligned} Q &= \int_0^R 2\pi r u_{g,z} dr \\ Q &= \pi R^2 \bar{u}_{g,z} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Donde Q es el caudal que pasa en el interior del tubo, dado que la fracción de vacío es cercana 1 en el dominio de estudio se hace la siguiente consideración: $Q = Q_g$. Çengel & Cimbala (2012) mencionan que $n = 7$ generalmente aproxima muchos flujos en la práctica,

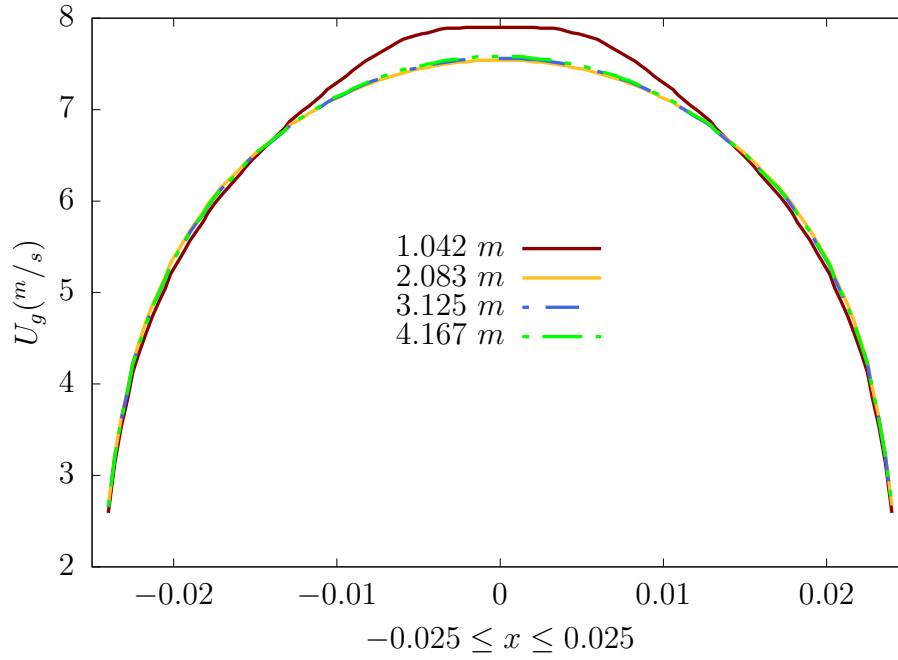


Figura 5.10: Perfiles de velocidad producidos en diferentes distancias axiales para $-0.025 \leq x \leq 0.025$, $y = 0$.

sin embargo, en esta tesis se probaron los siguientes valores 5.4:

Tabla 5.4: EPPs para diferentes valores de n

n	EPP (%) con respecto a Cundapí
1	54.9
2	27.8
3	12.9
4	4.67
5	7.0
6	10.6
7	13.3
8	15.5
9	17.4
10	19.0

Entonces, $n = 4$ produce la gráfica de la figura 5.11:

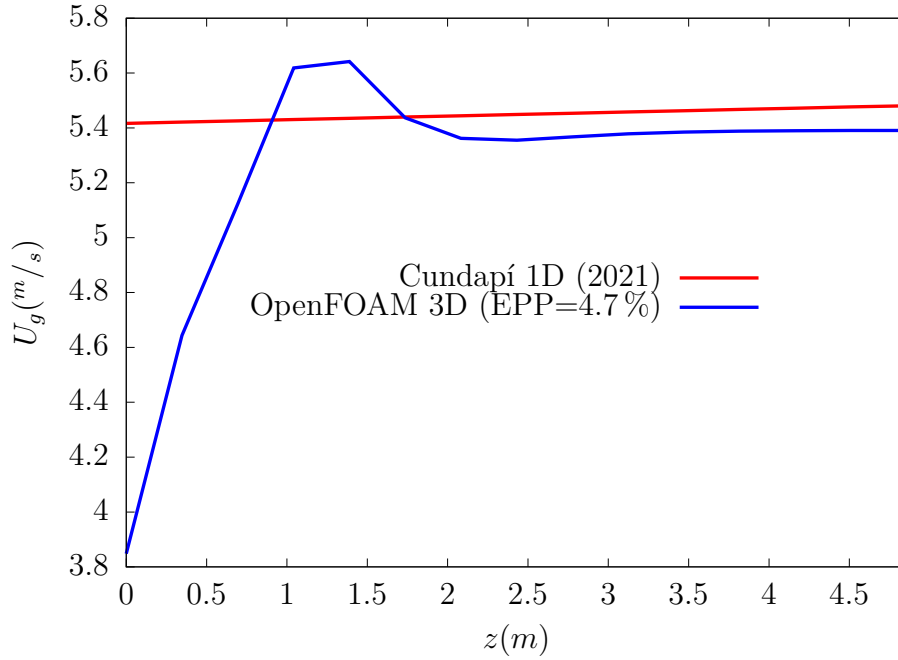


Figura 5.11: Perfiles longitudinales de velocidad de la fase gas

Se observa un EPP menor a 5 %, pero el comportamiento cualitativo es distinto en $0 \leq z < 2$, además de presentarse una discrepancia considerable en cuanto a la condición de frontera a la entrada, un caso muy parecido a lo mencionado para la fracción de vacío (sección 5.4.1). Una posible solución sería simular algunos metros más de tubo antes de $z = 0$ para que el perfil de velocidades se desarrolle lo suficiente.

5.4.3. Velocidad de la fase líquida

La aproximación hecha para la comparación con respecto a lo reportado por Cundapí se basa en la extracción de datos de las siguientes tres líneas: $\overline{AD}$, $\overline{BE}$ y $\overline{CF}$ de la figura 5.12, esto debido a la predominancia del fluido con menor fracción de vacío en esa zona. Los puntos A , B , C , D , E , F fueron colocados a un radio de 0.023 m del centro del tubo absorbedor, separados 2.5° con respecto al eje $-y$. En la vista longitudinal se observan las coordenadas de cada punto.

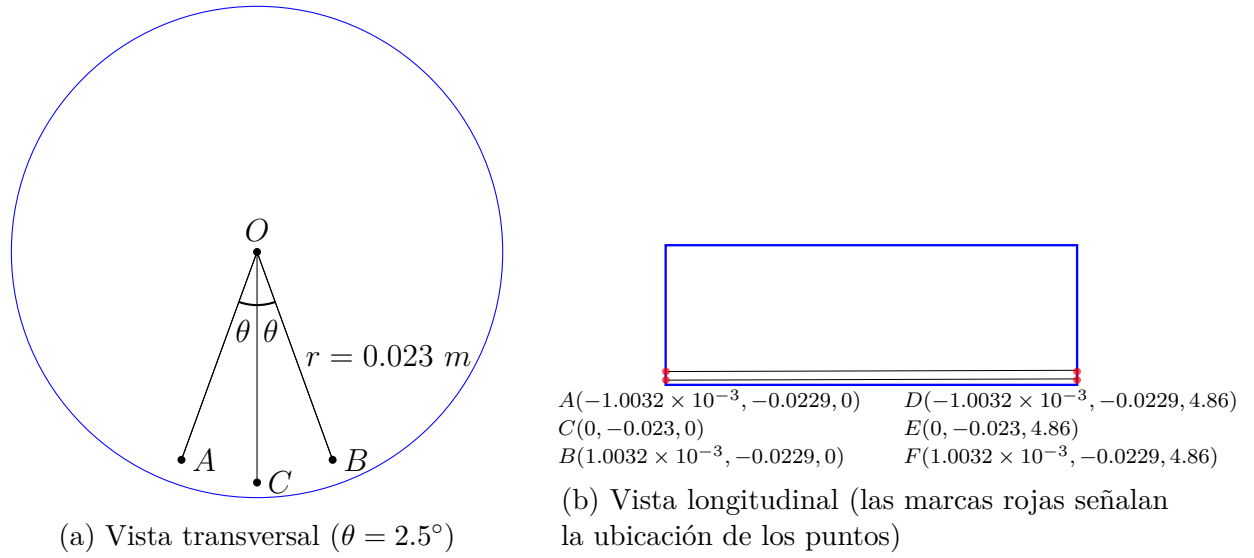


Figura 5.12: Líneas de extracción de datos para la velocidad de la fase líquida.

La gráfica de la figura 5.13 es la que muestra mayores discrepancias cualitativas y cuantitativas respecto a los datos de la referencia. El comportamiento físico correcto es el expuesto en lo reportado por Cundapí: al disminuir la fracción volumétrica de la fase líquida a lo largo del tubo disminuye también el flujo de masa de esta fase, lo que trae como consecuencia el decremento de $\vec{U}_l$. La posible razón por la cual la velocidad calculada por medio de OpenFOAM se comporta de forma oscilante puede ser la forma en la que se obtuvieron los datos, pues no existió un criterio más riguroso que lo que se expuso en la figura 5.12.

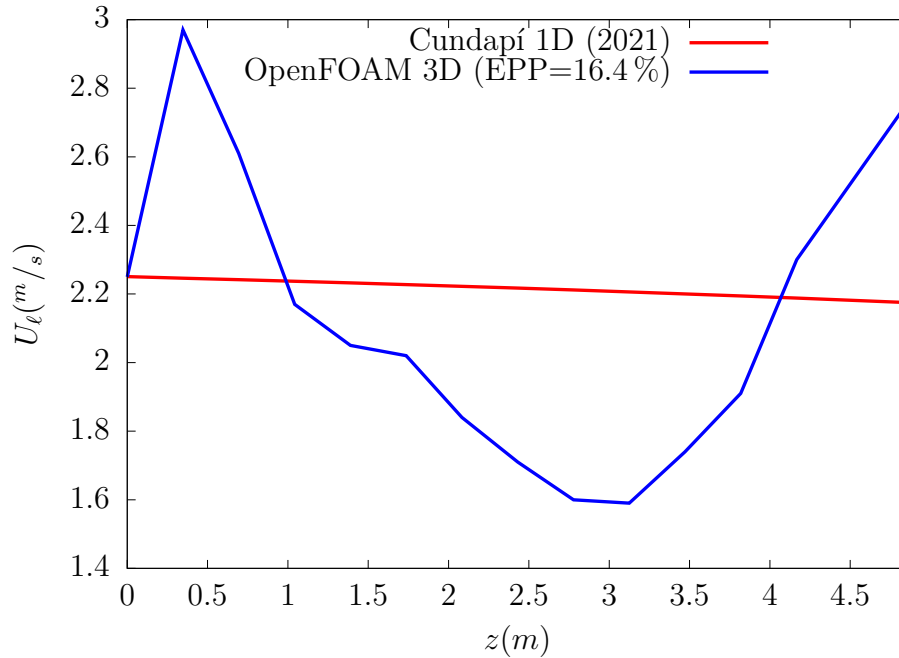


Figura 5.13: Perfiles longitudinales de velocidad de la fase líquida

5.4.4. Campo de temperaturas del tubo absorbedor

En la figura 5.14 se muestra una comparativa entre el campo de temperaturas obtenido a través de OpenFOAM y lo reportado por Cundapí (2021). Se aprecia un comportamiento cualitativo muy similar, ya que en la parte inferior del tubo se localizan las más altas temperaturas, mientras que en la parte superior las menores. Cabe resaltar que, para la sección de comparación (encerrada en el prisma rojo con líneas punteadas) las temperaturas calculadas por OpenFOAM para la parte inferior superan en magnitud a las de la referencia. Además, como se mostró en la gráfica de la figura 5.3, se obtiene una fracción de vacío mayor a la reportada por Cundapí (2021). Todo esto puede ser un indicativo de que existe un desfase, pues Cundapí (2021) reporta un gradiente térmico muy similar al mostrado en el espectro de la figura 5.14 (izquierda) a partir de la longitud axial $L_{abs} \approx 420 \text{ m}$. (figura 5.14 (derecha)).

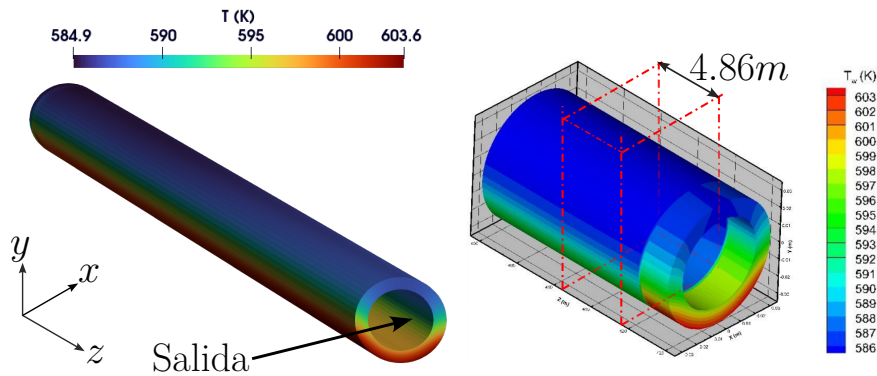


Figura 5.14: Comparación entre el campo de temperaturas obtenido de OpenFOAM (izquierda) y el de Cundapí (derecha). El campo de Cundapí abarca todo el CCP #9 (400 – 425 m), por lo que se señala el segmento correspondiente con el caso de estudio de esta tesis

5.4.5. Gradientes térmicos circunferenciales en la pared exterior del tubo

Como se mencionó en la sección 1.2 el límite máximo permisible para los gradientes térmicos circunferenciales es de 50 K . Los valores más altos que Cundapí (2021) obtuvo se presentaron sobre la superficie externa del tubo absorbedor, por tal motivo, la comparación se centrará en esa zona. La figura 5.15 muestra una disparidad cualitativa y cuantitativa con respecto a los datos del autor del estudio de referencia, observándose que el gradiente térmico en la dirección axial obtenido con OpenFOAM aumenta ligeramente en lugar de presentar un comportamiento casi constante. Esto podría ser consecuencia de las diferencias reportadas con respecto a la referencia para los campos termohidráulicos mostrados

anteriormente. También, cabe mencionar que los valores para el gradiente térmico obtenidos de OpenFOAM son reportados por Cundapí (2021) durante un aumento abrupto del ΔT , el cual corresponde con el fin del régimen de ebullición nucleada, ya que, de acuerdo con la curva de Nukiyama (1934), el flux de calor comienza a disminuir a partir de ahí. Sin embargo, en el caso de los resultados de la gráfica de la figura 5.15, el aumento es gradual y lento.

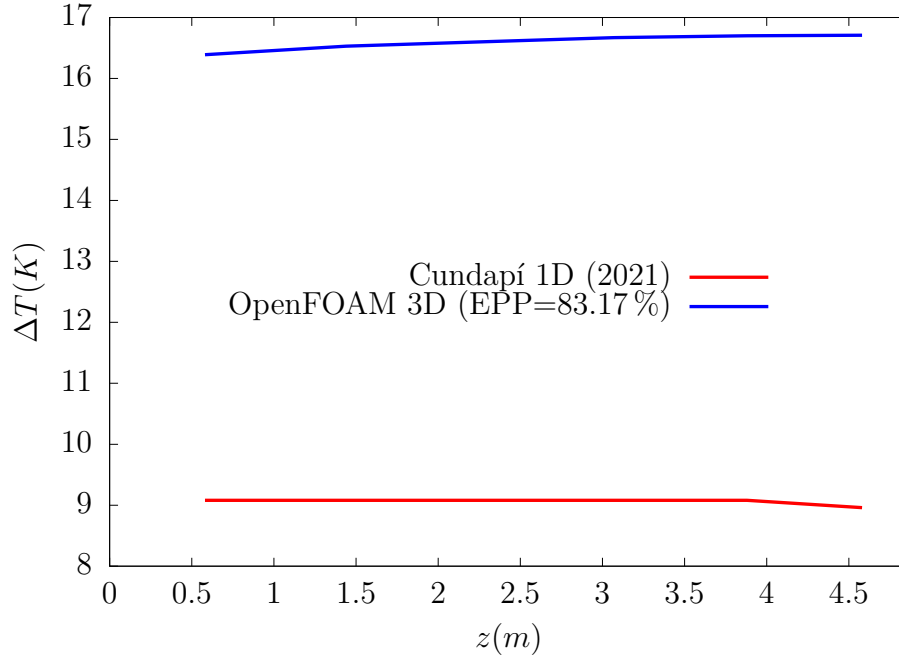


Figura 5.15: Comparación entre los gradientes térmicos en la superficie exterior del tubo absorbedor

5.5. Dificultades para la obtención de resultados coincidentes

5.5.1. Diferencias entre códigos

Es importante mencionar que el código de Cundapí (2021) está basado en RELAP5 (Laboratory, 2012), el cual es un *software* desarrollado específicamente para simular sistemas de flujo bifásico en la ingeniería nuclear, mientras que OpenFOAM es un *software* de uso general. En la tabla 5.5 se exponen las principales diferencias entre ambos códigos:

La diferencia más crucial es sobre la predicción de los patrones de flujo, pues si bien, el enfoque Euler-Euler no los predice más allá del estratificado (esto debido a su incapacidad para el seguimiento de interfase (Achi & Demagh, 2022; Tocci, 2016)), la similitud cualita-

Tabla 5.5: Comparación entre códigos

	Código de Cundapí	chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam
Simulación	Transitoria 1D	Transitoria 1D, 2D y 3D
Algoritmo	<i>Semi-implicit finite-difference</i>	PIMPLE
Tipo de solver	Simultáneo	Segregado
Modelos de turbulencia	No menciona	<i>Reynolds-Averaged Simulation</i> (RAS)
Patrones de flujo	Los predice	No los predice
Propiedades termofísicas	Variables	Se consideraron constantes
Promediado	En tiempo y volumétrico	<i>Reynolds-Averaged</i>

tiva de este último con el *dry-out* fue motivo suficiente para llevar a cabo estos estudios. Sin embargo, este enfoque no tiene la capacidad de simular la abertura de la película líquida que se presenta en el patrón *dry-out*, la cual es una característica primordial que dicta el comportamiento del sistema, además de que OpenFOAM no aplica las relaciones de cerradura para este régimen de flujo porque carece de un mapa de patrones de flujo por defecto.

Por otra parte, la tabla 5.6 presenta una comparación entre los modelos de cerradura que difieren entre ambos códigos:

Tabla 5.6: Comparación entre modelos de cerradura.

chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam	Código de Cundapí
No lo considera	Ecuación constitutiva de fricción con la pared
No lo considera	Disipación de energía por la fricción de la pared
No lo considera	Cálculo del ángulo de mojado
Flux de calor crítico subenfriado	No lo considera
Diámetro de salida de burbuja	No lo considera
Frecuencia de salida de burbuja	No lo considera
Temperatura de Leidenfrost	No lo considera
Flujo de calor mínimo	No lo considera
Temperatura de salida de ebullición nucleada	No lo considera
Método MULES	No lo considera
Trasferencia de momentum interfacial	Fuerzas de arrastre y no arrastre entre las fases

5.5.2. Complejidad de simulación del fenómeno físico

Los resultados de Cundapí (2021) muestran que, para la longitud de estudio del sistema DISS ($413.25 \leq L_{abs} \leq 418.11 \text{ m}$), la altura de la película líquida en ebullición es aproximadamente $1 \times 10^{-4} \text{ m}$. Dicha altura es inferior a la de la celda computacional adyacente a la pared del mallado construido ($3.22 \times 10^{-4} \text{ m}$, figura 5.1). No se hizo la altura del elemento adyacente más pequeña porque eso implicaba un tiempo de cómputo más elevado, esperando que la simulación de la región principal del fluido fuera suficiente para

representar el fenómeno de forma fiel con la física. Sin embargo, como se presentó en el capítulo 5, los resultados no fueron los esperados.

Otra de las posibles causas de la no coincidencia de resultados es que el estudio involucra varios fenómenos físicos complejos relacionados a la ebullición e interacciones entre las fases, a los cuales se les han dedicado trabajos exclusivos usando métodos especializados. Por ejemplo, Sato & Niceno (2018) estudiaron los regímenes de ebullición en un plato circular horizontal a través de un método de seguimiento de interfase para cambio de fase que ellos desarrollaron, incluyendo la transferencia de calor conjugada. Tomaron en consideración la microcapa, la cual es la pequeña película líquida que existe debajo de una burbuja en crecimiento (figura 5.16), a través de un modelo de microcapa de desarrollo propio.

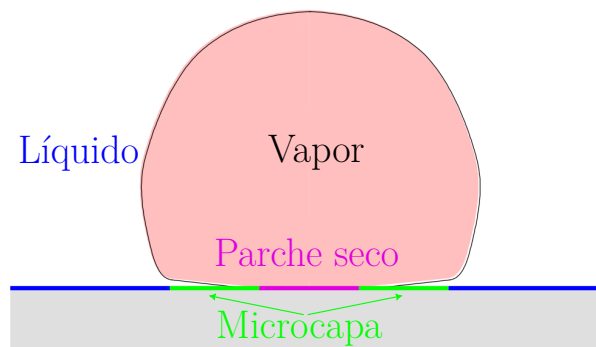


Figura 5.16: Microcapa (adaptada y traducida de Sato & Niceno (2018))

Otro ejemplo que muestra la complejidad del correcto cálculo de los fenómenos físicos que ocurren en los CCP lo presentan Bender et al. (2019) en su trabajo. Ellos realizaron una simulación numérica directa (*Direct Numerical Simulation* (DNS)) para estudiar la dinámica de una película líquida sometida a esfuerzos de corte por un gas turbulento. La dificultad de los estudios que involucran DNS radica en el número de elementos necesarios para la malla, ya que todos los remolinos presentes en un flujo turbulento deben de ser resueltos. Lo anterior implica que, para simular el remolino más pequeño ($1 \times 10^{-5} m$, de acuerdo con Greenshields & Weller (2022b) y Versteeg & Malalasekera (2007)) se requieren de 10^{13} celdas computacionales hexaédricas para un volumen de $0.01 m^3$, el cual corresponde con el de la zona líquida del caso de estudio de esta tesis.

Los trabajos mencionados anteriormente estudian una física tan compleja que requiere de métodos avanzados para su correcta representación. Se puede llegar a la conclusión de que aplicar métodos especializados en cada uno de los fenómenos presentes en los CCP es sumamente complicado, por esta razón, en `chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam`, se emplean

correlaciones empíricas para la descripción de las interacciones entre fases y la ebullición (ver secciones 2.3.2, 4.1.1 y 4.1.2). Sin embargo, los submodelos obtenidos a través de este enfoque están sujetos a la incertidumbre de las mediciones experimentales, además de que extrapolarlos a flujos más complejos en los cuales pueden existir procesos físicos no contemplados aumenta la incertidumbre de los resultados (Versteeg & Malalasekera, 2007). Es por esto que, ante la falta de datos experimentales bajo condiciones similares a las que se presentan en los CCP, se optó por dejar a las constantes de los submodelos de la ebullición con sus valores por defecto, estos son con los que viene el tutorial `solidQuenching2D` del *solver* utilizado (OpenCFD-Ltd, 2021c). Además, como ya se había mencionado en la sección 2.3.2, se implementó la configuración propuesta por Pal & Kumar (2021) para las fuerzas volumétricas interfaciales.

5.5.3. Dificultades para conseguir flujo desarrollado al inicio del dominio

Al suponer un perfil uniforme para los diferentes campos a la entrada del dominio se está haciendo una aproximación, dado que en la realidad no es posible tener dicha uniformidad por los esfuerzos de corte laminares y turbulentos que han afectado la dinámica del flujo aguas arriba (Çengel & Cimbala, 2012). Una solución a esta problemática es la propuesta por Achi & Demagh (2022): mediante el uso de la utilidad de OpenFOAM `mapFields` se pueden obtener los perfiles de los campos para las CF a la entrada a través de lo obtenido en la salida del tramo anterior, aunque este enfoque requiere simular un tramo anterior del tubo. Entonces, sería conveniente simular dicho tramo junto con el dominio de interés para que, en la entrada de este último, el flujo se haya desarrollado lo suficiente, evitando así el comportamiento a la entrada de los campos mostrados en las secciones 5.4.1 y 5.4.2.

5.5.4. CTC convectivo

el Abbassi et al. (2021), Maragkos & Beji (2021), Neale et al. (2006) & Oosthuizen & Naylor (1999) mencionan la dificultad del modelado y mediciones del CTC, ya que su cálculo se apoya en las propiedades del fluido, la geometría (horizontal, vertical, inclinada), y el tipo de flujo (convección natural o forzada), además de que está relacionado con el número de Nusselt, el cual es derivado de correlaciones empíricas. Si se usa como condición de acoplamiento implicaría una alta dependencia del empirismo, lo cual no es benéfico porque cualquier código que use el CTC puede estar propenso a presentar desviaciones considerables. Esa es la razón por la que OpenFOAM no utiliza una frontera convectiva para el acoplamiento entre regiones, en lugar de eso hace uso de las ecuaciones (2.33) y

(2.34). Y es que no solo existe una fórmula para el cálculo del CTC, OpenFOAM provee las siguientes *Function Objects* (FOs):

1. **faceZoneReferenceTemperature**: esta hace un promedio de temperatura en el área de la zona de referencia y ocupa dicho valor en la ecuación (2.21) en vez de T_w .
2. **fixedReferenceTemperature**: en este código la temperatura de referencia es provista por el usuario.
3. **ReynoldsAnalogy**: la fórmula para el CTC es:

$$h = 0.5\rho_\infty C p_\infty |U_\infty| C_f \quad (5.1)$$

Donde ρ_∞ es la densidad de referencia del fluido, $C p_\infty$ el calor específico de referencia, U_∞ la velocidad de referencia y C_f es un coeficiente de fricción.

Cabe destacar que se menciona el uso de campos de referencia, esto es muy ambiguo por sí solo, habría entonces que escoger los correctos para conseguir resultados aceptables.

Capítulo 6

Conclusiones y recomendaciones para trabajos futuros

6.1. Conclusiones

En la presente tesis de maestría se llevó a cabo un estudio termohidráulico a través del *software* libre y de código abierto OpenFOAM v2312, esto con el fin de simular el patrón de flujo *dry-out* que ocurre en el CCP #9 del sistema DISS de la PSA y obtener los gradientes térmicos circunferenciales del tubo absorbedor. Si bien los resultados no fueron totalmente coincidentes, se generó conocimiento para que en futuros trabajos se pueda afrontar este problema de forma más efectiva. Las conclusiones obtenidas son las siguientes:

1. Se lograron determinar los gradientes térmicos en el tubo absorbedor mediante modelación CFD 3D, identificándose que su comportamiento está dominado por la morfología de las fases y el flux de calor no uniforme, no hay dependencia directa del CTC bifásico. No se implementó el cálculo del CTC de la forma como Cundapí (2021) lo hizo porque es muy complicado dado el tiempo disponible en la maestría.
2. La modelación tridimensional permitió capturar efectos locales muy difíciles de representar en aproximaciones 1D, como lo fue lo presentado en la sección 5.4.1 (campos de fracción de vacío, flujo de calor y presión).
3. La falta de validación experimental para los modelos de cerradura y de recursos de cómputo paralelo limitó la realización de estudios formales de independencia de malla y calibración de modelos, por lo que los resultados deben interpretarse como un análisis físico-numérico exploratorio.
4. Se comprobó que el enfoque Euler-Euler bifásico no es adecuado para la predicción de los patrones de flujo más allá del estratificado.

5. Al no poseer el *solver* la capacidad de calcular el y^+ , no se puede garantizar que la malla cumpla con los criterios de resolución de la capa límite, lo que también afecta la calidad de los resultados.
6. Se encontró que es necesario simular una porción extra de tubo absorbedor antes del inicio del dominio de estudio para que el flujo se desarrolle lo suficiente.
7. OpenFOAM parece ser una herramienta viable para el análisis termohidráulico en tuberías con ebullición, aunque su aplicación requiere una cuidadosa selección y ajuste de modelos de cerradura, además de que en caso de que se necesite, se requiere modificar el código fuente.

6.2. Trabajos futuros

1. Este tipo de estudios resultan sumamente demandantes en cuestión del tiempo de cómputo, por lo que es imperativo el uso de un *cluster* que cuente con más de 20 núcleos.
2. Si en un futuro estudio se planteara la codificación de un *solver* CFD 3D propio para la predicción de los gradientes térmicos circunferenciales se tendrían que abordar las siguientes problemáticas:
 - Buscar una forma de crear mallas adecuadas para tubos o codificar un *parser* (analizador) para leer mallas creadas en otros *softwares*.
 - Contabilizar los efectos en el flujo causados por la no ortogonalidad, la oblicuidad y la relación de aspecto de la malla.
 - Se sugiere fuertemente construir el código en C++ bajo el paradigma de Programación Orientada a Datos (POD) para aprovechar de forma eficiente la caché (Sharvit, 2022) y también utilizar *templates* (plantillas), todo esto para lograr construir código genérico y muy rápido (Microsoft, 2023). Esto exige un nivel de dominio de C++ elevado.
 - Implementar los algoritmos necesarios, por ejemplo, PISO, PIMPLE, SIMPLE, MULES, Gradiente biconjugado pre condicionado estabilizado, etc.
 - Investigar las ecuaciones de cerradura adecuadas por patrón de flujo.

Desarrollar un código con las características antes mencionadas resultaría bastante complejo. Entonces se recomienda desarrollar un *solver* derivado del que se utilizó en esta tesis para aprovechar la infraestructura existente, aunque de igual manera

se necesitaría de un entendimiento elevado del particular estilo de `C++` con el que OpenFOAM está codificado.

3. Si se plantea usar OpenFOAM en futuros estudios sería importante dedicarle de 6 meses a un 1 año a la lectura del código fuente, esto para poder implementar FOs u obtener variables de interés, como lo es la conductividad térmica efectiva.
4. En desarrollos de futuros *solvers* se recomienda evitar el uso del CTC y optar por formulaciones basadas en conductividad térmica efectiva.
5. Es imperativo buscar una forma más sofisticada para calcular los campos promedios transversales de velocidad de ambas fases.
6. En cuanto al y^+ , sería necesario codificar una FO específicamente diseñada para flujo bifásico con tal de evitar la construcción de mallas sin criterios claros.
7. El uso de un *solver* híbrido multifásico, el cual es una combinación de los enfoques Euler-Euler y VOF (Wardle & Weller, 2013), sería necesario para tener la exactitud del primero y la captura de interfase fluido-fluido del segundo y así predecir los patrones de flujo. Aunque no hay aún en OpenFOAM un solver capaz de esto y que incluya el fenómeno de la ebullición.
8. Realizar un estudio perimétrico con los coeficientes de los submodelos para la ebullición y las interacciones entre fases para poder determinar la configuración adecuada. Esto podría ser sumamente complejo debido a la cantidad de submodelos existentes, pero sería un aporte bastante benéfico.

Capítulo 7

Anexos

7.1. Teoremas, ecuaciones e identidades

- Teorema de la Divergencia de Gauss (TDG) en forma vectorial (Marsden & Tromba, 2011):

$$\int_V \nabla \cdot \vec{B} dV = \oint_S \vec{B} \cdot \hat{n} dS \quad (7.1)$$

donde V representa el volumen, $\vec{B}$ un campo vectorial continuamente diferenciable en V , S la superficie que acota a V y $\hat{n}$ un vector normal a S .

- Ecuación de cantidad de movimiento bidimensional para fluido monofásico, newtoniano, incompresible y con fuerzas de cuerpo en notación indicial (Currie, 2003):

$$\underbrace{\rho \frac{\partial U_i}{\partial t}}_{\text{término temporal}} + \underbrace{\rho U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k}}_{\text{término convectivo}} = \underbrace{-\frac{\partial P}{\partial x_i}}_{\text{gradiente de presión}} + \underbrace{\mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k^2}}_{\text{término difusivo}} + \underbrace{\rho f_i}_{\text{fuerzas de cuerpo}} \quad (7.2)$$

donde $U_{i,k}$ es la velocidad, $x_{i,k}$ es la dirección con respecto la cual se cuantifica la variación de la variable independiente, ρ es la densidad del fluido, P la presión y μ la viscosidad dinámica.

- Obtención del gradiente de presión a través de una integral de volumen sobre un elemento finito cartesiano C :

$$\begin{aligned} \int_{V_C} \frac{\partial P}{\partial x} dV &= \int_w^e \frac{\partial P}{\partial x} dx \Delta y \Delta z = (P_e - P_w) \Delta y \Delta z \\ &= (P_e - P_w) \Delta y \Delta z \frac{\Delta x}{\Delta x} = \frac{(P_e - P_w)}{\Delta x} V_C \end{aligned}$$

si $\Delta x \rightarrow 0$:

$$\int_{V_C} \frac{\partial P}{\partial x} dV = \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_C V_C \quad (7.3)$$

- Cálculo del Error Porcentual Promedio (EPP):

$$EPP = \frac{1}{n} \left[\sum_{i=1}^n 100 \left| \frac{V_E - V_A}{V_E} \right| \right] \quad (7.4)$$

donde n es el número de datos, V_E es el valor esperado y V_A el valor aproximado.

Para las identidades: s representa un valor escalar, $\vec{a}$ un valor vectorial. La notación es la misma que presentan Greenshields & Weller (2022b).

$$\nabla \cdot (s\vec{a}) = (\nabla s) \cdot \vec{a} + s \nabla \cdot \vec{a} \quad (7.5)$$

7.2. Fragmentos de código y configuraciones

Listing 7.1: Flux de calor no uniforme

```

wallHeatFlux
{
    type            codedMixed;
    refValue        uniform 0;
    refGradient     uniform 0;
    valueFraction   uniform 1;

    name            nonuniformHeatFlux;

    codeOptions
    #{
        -I$(LIB_SRC)/finiteVolume/lnInclude \
        -I$(LIB_SRC)/meshTools/lnInclude
    #};

    codeInclude
    #{
        #include "fvCFD.H"
        #include <cmath>
        #include <iostream>
    #};
}

```

```

#});

code
#{
    const fvPatch& boundaryPatch = patch();
    const vectorField& Cf = boundaryPatch.Cf(); //accede a las caras
    scalarField& field = *this; //accede al campo de temperaturas
    field = patchInternalField(); //asigna un valor del campo interno al
patch

    double thetaD; //Angulo en grados
    double thetaF = 0; //Angulo ficticio que va en la formula
    double pi = 3.14159;
    double r = 0.035; //Radio exterior del tubo absorbedor
    double k = 51.77; //conductividad termica
    double Qloss = 0; //perdidas de calor
    double Ta = 298.15; //temperatura ambiente

    forAll(Cf, faceI)
    {
        thetaD = asin(mag(Cf[faceI].x())/r)*(180.0/pi);

        if (Cf[faceI].x() < 0.0 && Cf[faceI].y() > 0.0)
        {
            //Primer cuadrante
            thetaF = thetaD;
        }

        if (Cf[faceI].x() < 0.0 && Cf[faceI].y() < 0.0)
        {
            //Segundo cuadrante
            thetaF = 180 - thetaD;
        }

        if (Cf[faceI].x() > 0.0 && Cf[faceI].y() < 0.0)
        {
            //Tercer cuadrante
            thetaF = 180 + thetaD;
        }
    }
}

```

```

        if (Cf[faceI].x() > 0.0 && Cf[faceI].y() > 0.0)
        {
            //Cuarto cuadrante
            thetaF = 360 - thetaD;
        }

        //calculo de las perdidas de calor
        Qloss = 2.895474*(field[faceI]-Ta)-16.4e-3*pow((field[faceI]-Ta),2)
        +6.5e-5*pow((field[faceI]-Ta),3);

        this->refValue()[faceI] = 0.0;
        this->valueFraction()[faceI] = 0.0;
        this->refGrad()[faceI] = (1/k)*(21257.4*sin(0.631306+0.00524396
        *(thetaF)) +21730.1*sin(-3.00904+0.0254287*(thetaF))+8226
        *sin(0.104411 +0.0605269*(thetaF))-10697.2*sin(1.79582+0.0336293
        *(thetaF))+1271.89* sin(-8.39711+0.142528*(thetaF))-2918.05
        *sin(-7.1274+0.100705*(thetaF))-Qloss);
    }
    #};
}

```

Listing 7.2: Instrucciones para mallar el tubo absorbedor a través de la utilidad de OpenFOAM blockMesh

```

scale    1; //metros

vertices
(
    //bloque0 vertices
    (-0.0125 0.0125 0)           //0
    (0.0125 0.0125 0)           //1
    (0.0176 0.0176 0)           //2
    (-0.0176 0.0176 0)          //3
    (-0.0125 0.0125 4.861)      //4
    (0.0125 0.0125 4.861)       //5
    (0.0176 0.0176 4.861)       //6
    (-0.0176 0.0176 4.861)      //7

```

```

//bloque1 nuevos vertices
(0.0125 -0.0125 0) //8
(0.0176 -0.0176 0) //9
(0.0125 -0.0125 4.861) //10
(0.0176 -0.0176 4.861) //11

//bloque2 nuevos vertices
(-0.0125 -0.0125 0) //12
(-0.0176 -0.0176 0) //13
(-0.0125 -0.0125 4.861) //14
(-0.0176 -0.0176 4.861) //15

//bloque5 nuevos vertices
(-0.0247 0.0247 0) //16
(0.0247 0.0247 0) //17
(-0.0247 0.0247 4.861) //18
(0.0247 0.0247 4.861) //19

//bloque7 nuevos vertices
(0.0247 -0.0247 0) //20
(0.0247 -0.0247 4.861) //21
(-0.0247 -0.0247 0) //22
(-0.0247 -0.0247 4.861) //23
);

//se utiliza sintaxis de macro para declarar variables
length 4.861;
xcell 13;
ycell 10;
zcell 300;
//zcell 770;

ycell1 13;
ycell2 10;

stretch 0.15;

blocks

```

```

(
//bloque0
//siempre se inicia la construccion de la figura con el vertice 0
hex (0 1 2 3 4 5 6 7) ($xcell $ycell $zcell) simpleGrading (1 $stretch 1)

//bloque1
hex (1 8 9 2 5 10 11 6) ($xcell $ycell $zcell) simpleGrading (1 $stretch 1)

//bloque2
hex (8 12 13 9 10 14 15 11) ($xcell $ycell $zcell) simpleGrading (1 $stretch
1)

//bloque3
hex (12 0 3 13 14 4 7 15) ($xcell $ycell $zcell) simpleGrading (1 $stretch 1)

//bloque4
hex (1 0 12 8 5 4 14 10) ($xcell $ycell1 $zcell) simpleGrading (1 1 1)

//bloque5
hex (3 2 17 16 7 6 19 18) ($xcell $ycell2 $zcell) simpleGrading (1 1 1)

//bloque6
hex (2 9 20 17 6 11 21 19) ($xcell $ycell2 $zcell) simpleGrading (1 1 1)

//bloque7
hex (9 13 22 20 11 15 23 21) ($xcell $ycell2 $zcell) simpleGrading (1 1 1)

//bloque8
hex (13 3 16 22 15 7 18 23) ($xcell $ycell2 $zcell) simpleGrading (1 1 1)
);

edges
(
//arcos del bloque4
//bloque0 arco
arc 0 1 (0 0.0150 0) //punto de interpolacion
arc 4 5 (0 0.0150 $length)

//bloque1 arco

```

```

arc 1 8 (0.0150 0 0)
arc 5 10 (0.0150 0 $length)

//bloque2 arco
arc 8 12 (0 -0.0150 0)
arc 10 14 (0 -0.0150 $length)

//bloque3 arco
arc 12 0 (-0.0150 0 0)
arc 14 4 (-0.0150 0 $length)

//arcos del tubo
//bloque5 arco
arc 16 17 (0 0.035 0)
arc 18 19 (0 0.035 $length)

//bloque6 arco
arc 17 20 (0.035 0 0)
arc 19 21 (0.035 0 $length)

//bloque7 arco
arc 20 22 (0 -0.035 0)
arc 21 23 (0 -0.035 $length)

//bloque8 arco
arc 22 16 (-0.035 0 0)
arc 23 18 (-0.035 0 $length)

//arcos del fluido
arc 3 2 (0 0.025 0)
arc 7 6 (0 0.025 $length)

arc 2 9 (0.025 0 0)
arc 6 11 (0.025 0 $length)

arc 9 13 (0 -0.025 0)
arc 11 15 (0 -0.025 $length)

arc 13 3 (-0.025 0 0)

```

```
    arc 15 7 (-0.025 0 $length)
);
```

```
boundary
```

```
(
  inlet
  {
    type patch;
    faces
    (
      (0 1 2 3)
      (8 9 2 1)
      (8 12 13 9)
      (12 0 3 13)
      (1 0 12 8)
    );
  }
}
```

```
outlet
```

```
{
  type patch;
  faces
  (
    (4 5 6 7)
    (5 10 11 6)
    (10 14 15 11)
    (14 4 7 15)
    (14 10 5 4)
  );
}
```

```
wallHeatFlux
```

```
{
  type patch;
  faces
  (
    (17 16 18 19)
    (20 17 19 21)
    (22 20 21 23)
  )
}
```

```

        (22 16 18 23)
    );
}

inletTube
{
    type patch;
    faces
    (
        (3 2 17 16)
        (2 9 20 17)
        (9 13 22 20)
        (13 3 16 22)
    );
}

outletTube
{
    type patch;
    faces
    (
        (7 6 19 18)
        (6 11 21 19)
        (11 15 23 21)
        (15 7 18 23)
    );
}
);

```

Listing 7.3: Identificación de regiones a través de de la utilidad de OpenFOAM `topoSet`

```

actions
(
    //tube
    {
        name      tubeCellSet;
        type      cellSet;
        action     new;
        //selecciona celdas en un anillo cilindrico
    }
)

```

```

    source      cylinderAnnulusToCell;
    p1 (0 0 0);
    p2 (0 0 4.861);
    outerRadius 0.035;
    innerRadius 0.025;
}
{
    name        tube;
    type         cellZoneSet;
    action       new;
    source       setToCellZone; //convierte un cellSet a cellZone
    set          tubeCellSet;
}

//water
{
    name        waterCellSet;
    type         cellSet;
    action       new;
    source       cylinderToCell;
    p1 (0 0 0);
    p2 (0 0 4.861);
    radius 0.025;
}
{
    name        water;
    type         cellZoneSet;
    action       new;
    source       setToCellZone; //convierte un cellSet a cellZone
    set          waterCellSet;
}
);

```

7.3. Tabla de propiedades termofísicas para el caso de estudio

Tabla 7.1: Tabla de propiedades termofísicas en saturación (calculadas con el *software* EES)

P (MPa)	k_g ($\frac{W}{m \cdot K}$)	k_ℓ	Cp_g ($\frac{J}{kg \cdot K}$)	Cp_ℓ	ρ_g ($\frac{kg}{m^3}$)	ρ_ℓ	μ_g (Pa · s)	μ_ℓ	h_g ($\frac{J}{kg}$)	h_ℓ
10.09690	0.06917	0.5073	6946	6153	56.15	687	2.03×10^{-5}	8.16×10^{-5}	2.72×10^6	1.41×10^6
10.09671	0.06917	0.5073	6945	6153	56.15	687	2.03×10^{-5}	8.16×10^{-5}	2.72×10^6	1.41×10^6
10.09652	0.06917	0.5073	6945	6153	56.15	687	2.03×10^{-5}	8.16×10^{-5}	2.72×10^6	1.41×10^6
10.09633	0.06917	0.5073	6945	6153	56.15	687	2.03×10^{-5}	8.16×10^{-5}	2.72×10^6	1.41×10^6
10.09614	0.06917	0.5073	6945	6153	56.14	687	2.03×10^{-5}	8.16×10^{-5}	2.72×10^6	1.41×10^6
10.09595	0.06917	0.5073	6945	6153	56.14	687	2.03×10^{-5}	8.16×10^{-5}	2.72×10^6	1.41×10^6
10.09576	0.06917	0.5073	6945	6153	56.14	687	2.03×10^{-5}	8.16×10^{-5}	2.72×10^6	1.41×10^6
10.09557	0.06917	0.5073	6945	6153	56.14	687	2.03×10^{-5}	8.16×10^{-5}	2.72×10^6	1.41×10^6
10.09538	0.06917	0.5073	6944	6153	56.14	687	2.03×10^{-5}	8.16×10^{-5}	2.72×10^6	1.41×10^6
10.09520	0.06917	0.5073	6944	6153	56.14	687	2.03×10^{-5}	8.16×10^{-5}	2.72×10^6	1.41×10^6
Promedios	0.06917	0.5073	6944.9	6153	56.144	687	2.03×10^{-5}	8.16×10^{-5}	2.72×10^6	1.41×10^6

7.4. Caso de Pal & Kumar (2021)

Se optó por simular la geometría entera (sin condición de simetría) con un mallado lo más parecido al que presentan los autores del estudio:

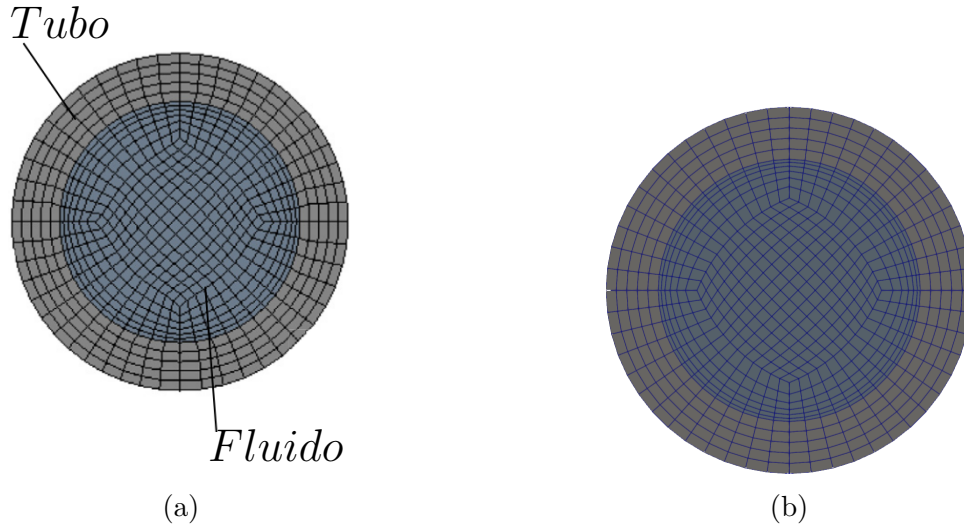


Figura 7.1: Comparación entre mallas. (a) Malla de Pal & Kumar (2021), (b) Malla propia hecha en **blockMesh**

La resolución longitudinal del mallado es de 500 elementos (370500 en total, el mayor número hasta la fecha). Las CF se muestran en la figura 7.2:

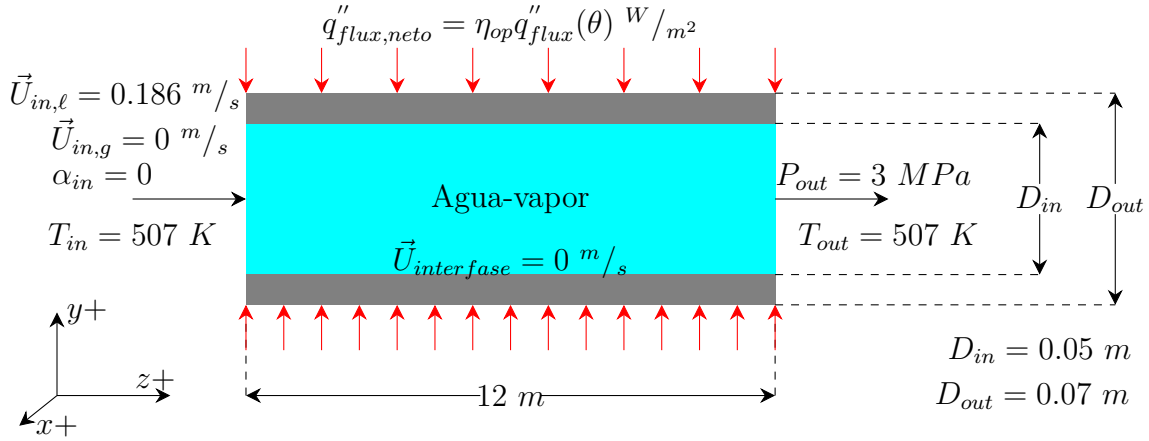


Figura 7.2: CF del caso de referencia

Metodología numérica y consideraciones

- Simulación transitoria.
- Enfoque Euler-Euler.
- Algoritmo de acoplamiento presión-velocidad PIMPLE.
- El esquema de discretización para los términos convectivos que contienen las fracciones volumétricas fue el **vanLeer**, para el resto **linearUpwind**.
- En todo momento se mantuvo el número de *Courant* menor a uno gracias a la implementación de un paso de tiempo variable.
- El modelo de turbulencia utilizado fue el $k - \epsilon$ de Lahey (2005).
- La función del flux de calor no uniforme es la provista por Pal & Kumar (2021).
- La eficiencia óptica tiene un valor de 0.8.

Comparación de resultados con respecto a los de Pal & Kumar (2021)

El tiempo al que se llegó fue $t = 280.4 \text{ s}$. Aún cuando se simularon más de 4 minutos la temperatura de la parte superior del tubo continua en constante aumento, entonces aún no se ha alcanzado el estado estacionario.

Comparaciones entre campos transversales

En la figura 7.3 se nota que la temperatura está mucho más elevada si se compara con los campos de los autores Pal & Kumar (2021).

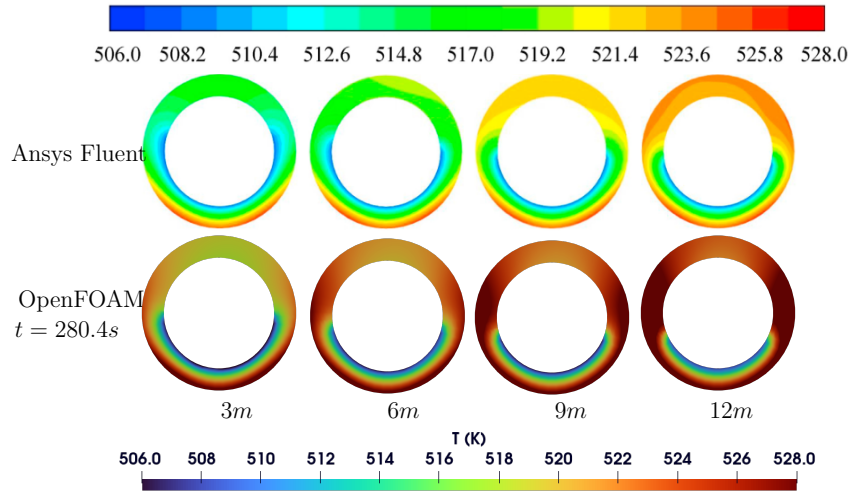


Figura 7.3: Campos de temperaturas circunferenciales para el caso de referencia

Una consecuencia natural del aumento de la temperatura circunferencial en el tubo absorbedor puede verse en la fracción de vacío (figura 7.4): se observa una disminución en el nivel del líquido, o sea, una mayor evaporación. Aunque la física es consistente los resultados no lo son si se comparan con los de la referencia, al menos hasta el tiempo $t = 280.4s$.

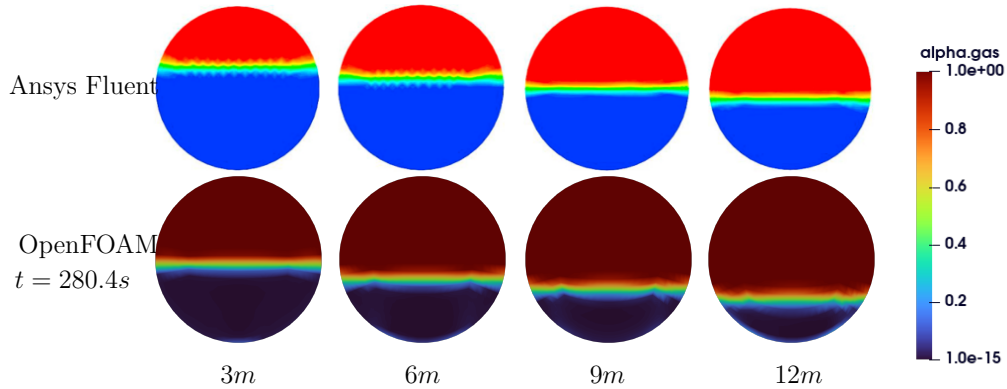


Figura 7.4: Fracción de vacío transversal (azul: líquido, rojo: vapor)

Comparaciones entre perfiles longitudinales

En la figura 7.5 se aprecian mayores desviaciones en relación a los resultados del semestre pasado (aumento del 21.2 % en el EPP). Si bien es físicamente el error es muy elevado.

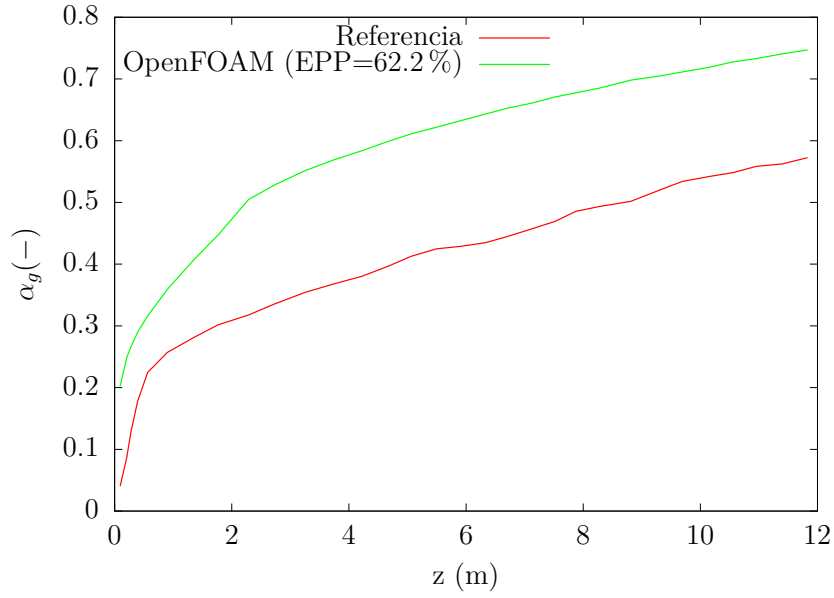


Figura 7.5: Comparación de perfiles longitudinales de fracción de vacío (caso de referencia)

La figura 7.6 denota un EPP el cual es difícil de justificar.

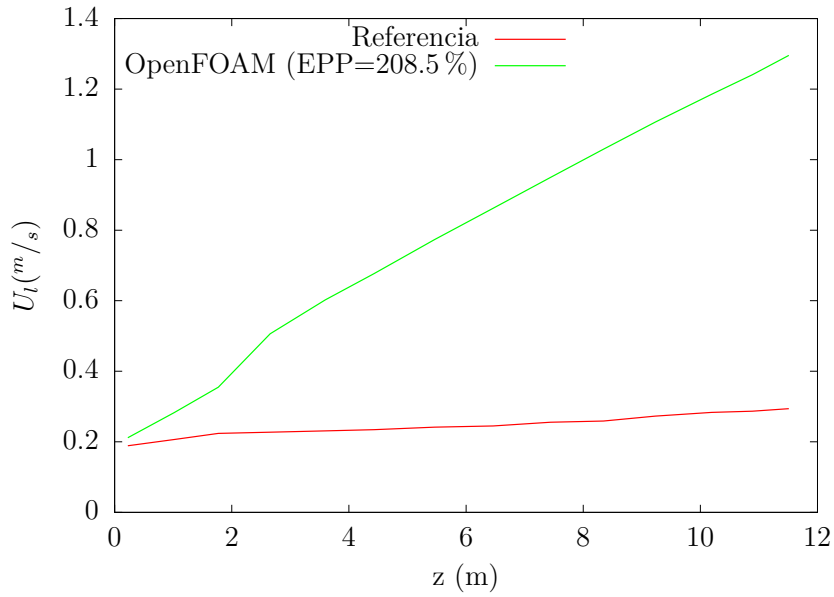


Figura 7.6: Comparación de perfiles longitudinales de velocidad de la fase líquida (caso de referencia)

Existe una disminución del EPP si se compara con la figura 7.6, aunque de por si mayor que lo presentado el semestre pasado (EPP=41 %).

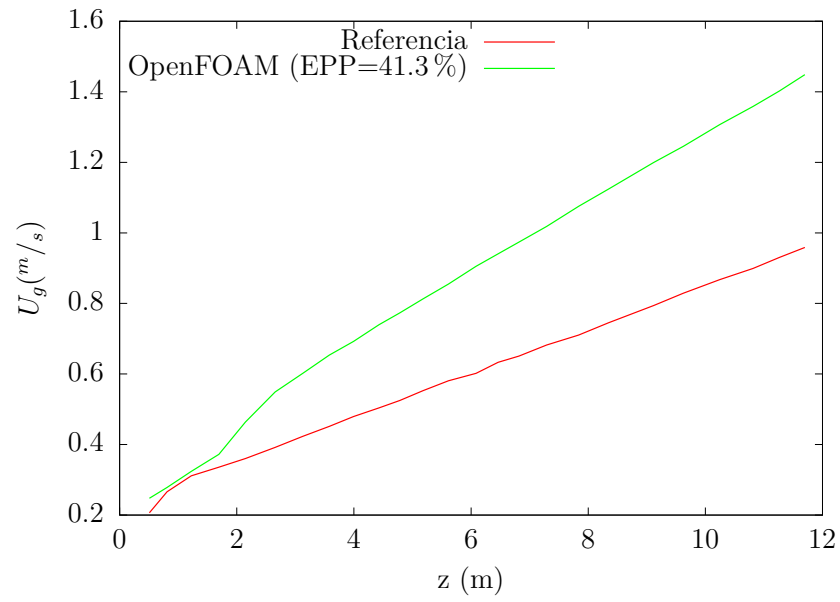


Figura 7.7: Comparación de perfiles longitudinales de velocidad de la fase gas (caso de referencia)

Capítulo 8

Productos académicos

8.1. Artículo publicado en revista

Se publicó en la revista *Tecnología y Ciencia Aplicada*. El artículo es: *Visión general de OpenFOAM para flujos con ebullición aplicados a colectores solares cilindroparabólicos*. En la figura 8.1 se muestra la portada.

Overview of OpenFOAM for boiling flow applied to parabolic-trough solar collectors

O. E. Zagal * R. Cundapí * J. G. Farfán ** S. L. Moya *

* Tecnológico Nacional de México/CENIDET, Interior Palmira S/N,
Col. Palmira, C.P. 62490, Cuernavaca, Morelos, México e-mail:
m23ce150@cenidet.tecnm.mx

** Eurotrancatura México, Av. La Noria No 201, Parque Industrial
Qro, C.P. 76220 Querétaro, Querétaro, México

Abstract: Computational Fluid Dynamics is one of the most effective techniques for simulating boiling flows in Parabolic Trough Solar Collectors. In this work, the capabilities of the open-source toolbox OpenFOAM are explored to simulate the flow patterns present in the absorber tube of the Direct Solar Steam facility, located at the Plataforma Solar de Almería, Spain. Three-dimensional numerical simulations were performed using the Euler-Euler approach to solve the turbulent two-phase boiling flow with conjugate heat transfer in the first 4.86 meters of collector #9, without considering the glass envelope. The results show that the adopted approach is not sufficient to produce results consistent with data available in the specialized literature, due to the complexity of the physical phenomena involved. The maximum error observed was 85 % for the axial void fraction profile, while errors in velocities and thermal gradients reached up to 40 %. It is concluded that modifications to the OpenFOAM source code are necessary to include appropriate closure relations for the flow patterns.

Keywords: Two-phase flow, CFD, parabolic trough solar collectors, direct steam generation

Figura 8.1: Portada del artículo de revista

8.2. Retribución social

- Impartición del curso *Introducción a Ansys Fluent* a una estudiante de licenciatura del Instituto Tecnológico Superior de Misantla (figura 8.2):
- Participación como ponente en el CITCA como ponente, en la figura 8.3 se aprecia el reconocimiento otorgado:

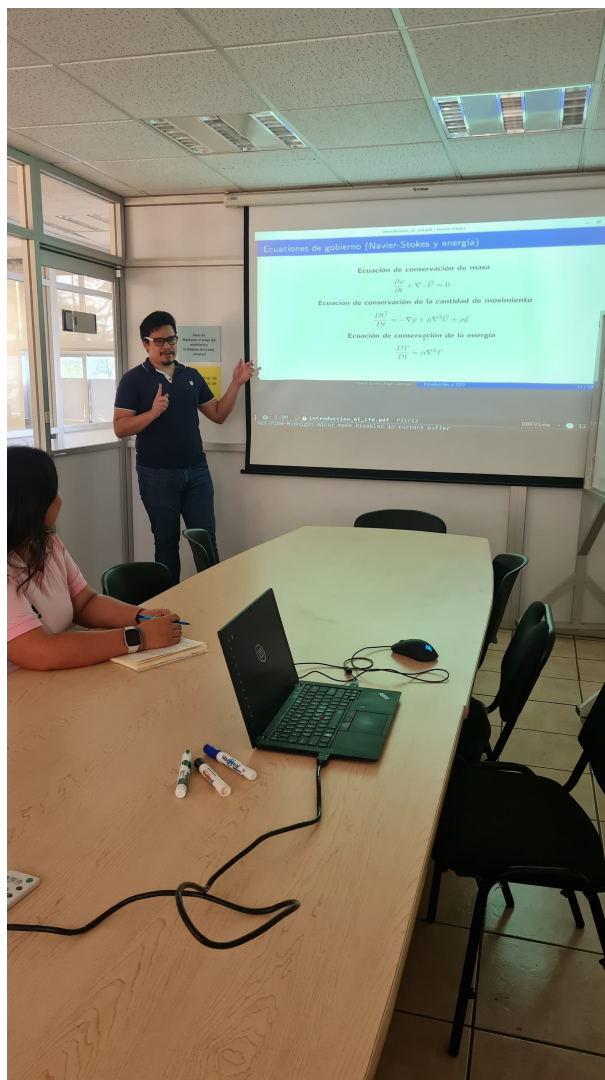


Figura 8.2: Imagen del curso de Ansys Fluent



Educación
Secretaría de Educación Pública



TECNOLÓGICO
NACIONAL DE MÉXICO

EL TECNOLÓGICO NACIONAL DE MÉXICO
A TRAVÉS DEL CENTRO NACIONAL DE INVESTIGACIÓN
Y DESARROLLO TECNOLÓGICO

OTORGA EL PRESENTE

RECONOCIMIENTO

A

OSCAR EMILIO ZAGAL JIMÉNEZ | ROGER ALEJANDRO CUNDAPÍ
ARROYO | SARA LILIA MOYA ACOSTA | JOSÉ GUILLERMO FARFÁN
CABALLERO | ELEAZAR SERGIO AGUILAR CAYETANO | JULIO CÉSAR
HERNÁNDEZ JERÓNIMO

Por su destacada participación con la Contribución: ARTÍCULO PARA REVISTA, en el
área: INGENIERÍA MECÁNICA, con el Título:

VISIÓN GENERAL DE OPENFOAM PARA FLUJOS CON EBULLICIÓN APLICADOS A
COLECTORES SOLARES CILINDROPARABÓLICOS.

presentada en el marco del 4.º Congreso Internacional de Tecnología y Ciencia
Aplicada (CITCA), celebrado en el Centro Nacional de Investigación y Desarrollo
Tecnológico del 21 al 23 de mayo de 2025.

Cuernavaca, Morelos, 23 de mayo de 2025

LORENZO O. HERNÁNDEZ
Director del CENIDET

MANUEL ADAM MEDINA
Coordinador General
4.º CITCA

cenidet
Centro Nacional de Investigación
y Desarrollo Tecnológico

CITCA
4to. Congreso Internacional de
Tecnología y Ciencia Aplicada



Sello Digital:

81g91KzG1t8Xrv1etkynmIgiCJk3fToop3wQ8b0wTfjgK3pgS1na/3oAEPJXz8ae5QW
5gqFyQpVed3I0Z00D4GnD87uAB7UAGAsTrdTaBEV1Ig+abProRRAo0NQQWQ5SkwOuV+
tE6FRq83BgJ25q7B+jxo5wICKLPg+9PdBxdl/m8BFLx6OxAlI9y1V9t2SK2GJASwcv5I0q0ZKR
Guzqan4/canQkrPTSh1mu+9+vu8MFC046jet7AmTA0nwa0uLQJNwqfxhDnigiaeH7aPLI3G
87S0baTeLX9bpQoOY3IetF45MRghDI2q+LXKpw95WJ0Pm8z1KmTuxw==

CITCA297A25 <http://constancias.cenidet.tecnm.mx>

Figura 8.3: Reconocimiento por participación

Bibliografía

- Achi, A., & Demagh, Y. (2022). Eulerian Multiphase Study of Direct Steam Generation in Parabolic Trough with OpenFOAM. *Heat Transfer*, 52(3), 2295-2327. <https://doi.org/10.1002/htj.22785>
- Ansys. (2021). Ansys Fluent Theory Guide.
- Bartle, R., & Sherbert, D. (2010). *Introducción al análisis matemático de una variable* (3.^a ed.). Limusa Wiley.
- Behzadi, A., Issa, R. I., & Rusche, H. (2004). Modelling of Dispersed Bubble and Droplet Flow at High Phase Fractions. *Chemical Engineering Science*, 59(4), 759-770. <https://doi.org/10.1016/j.ces.2003.11.018>
- Bender, A., Stroh, A., Frohnäpfel, B., Stephan, P., & Gambaryan-Roisman, T. (2019). Combined direct numerical simulation and long-wave simulation of a liquid film sheared by a turbulent gas flow in a channel. *Physics of Fluids*, 31(2), 022103. <https://doi.org/10.1063/1.5064423>
- Bergman, T., Lavine, A., Incropera, F., & Dewitt, D. (2011). *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* (7.^a ed.). John Wiley and Sons.
- Boris, J. P., & Book, D. L. (1973). Flux-Corrected Transport. I. SHASTA, a Fluid Transport Algorithm That Works. *Journal of Computational Physics*, 38-69.
- Brais, Martres y asociados Inc. (1996). Short course on two-phase flow, heat transfer and use of the Boiler code.
- Bromley, L. (1948). *Heat Transfer in Stable Film Boiling*.
- Burns, A., Frank, T., Hamill, I., & Shi, J.-M. (2004). The Favre Averaged Drag Model for Turbulent Dispersion in Eulerian Multi-Phase Flows. <https://www.researchgate.net/publication/261761053>
- Cappelli, D. (2018). *A Detailed Description of reactingTwoPhaseEulerFoam Focussing on the Links between Mass and Heat Transfer at the Interface*. Chalmers University of Technology.
- Carrigan, T., Chawner, J., & Carolyn, W. (2013). What Is a Good Mesh ?
- Celik, I. B., Ghia, U., Roache, P. J., Freitas, C. J., Coleman, H., & Raad, P. E. (2008). Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in

- CFD Applications. *Journal of Fluids Engineering*, 130(078001), 1-4. <https://doi.org/10.1115/1.2960953>
- Çengel, Y., & Boles, M. (2011). *Termodinámica* (7.^a ed.). McGRAW-HILL/INTERAMERICANA EDITORES, S.A. DE C.V.
- Çengel, Y., & Cimbala, J. (2012). *Mecánica de Fluidos Fundamentos y Aplicaciones* (Segunda ed). McGRAW-HILL/INTERAMERICANA EDITORES, S.A. DE C.V.
- cfdyna. (s.f.). *phaseProperties.txt*. cfdyna.com. <https://www.cfdyna.com/Home/OpenFOAM/phaseProperties.txt>
- Chorin, A. J. (1967). A Numerical Method for Solving Incompressible Viscous Flow Problems. *Journal of Computational Physics*, 2, 12-26.
- Cole, R. (1960). A photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux. *AIChE Journal*, 6(4), 533-538. <https://doi.org/10.1002/aic.690060405>
- Courant, R., Friedrichs, K., & Lewy, H. (1967). On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics. *IBM Journal*.
- Cundapí, R. (2021). *Modelado de perfiles de temperatura en 3D del flujo Dry en colectores solares parabólicos* [Tesis de Doctorado]. Centro Nacional de Investigación y Desarrollo Tecnológico (Cenidet).
- Cundapí, R., Moya, S., Cazarez, O., & Sandá, A. (2025). Azimuthal temperature differences in the dryout zone of an absorber tube for direct steam generation. *Applied Thermal Engineering*, 267, 125626. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2025.125626>
- Currie, I. G. (2003). *Fundamental Mechanics of Fluids* (Third edit, Vol. 1). <https://doi.org/10.1159/000053495>
- Eck, M., & Steinmann, W. D. (2005). Modelling and Design of Direct Solar Steam Generating Collector Fields. *Journal of Solar Energy Engineering, Transactions of the ASME*, 127(3), 371-380. <https://doi.org/10.1115/1.1849225>
- Egorov, Y., & Menter, F. (2004). *Experimental Implementation of the RPI Wall Boiling Model in CFX-5.6* (Reporte técnico de ANSYS/TR-04-10, ANSYS Gmbh).
- el Abbassi, M., Lahaye, D., & Vuik, K. (2021). Modelling Turbulent Combustion Coupled with Conjugate Heat Transfer in OpenFOAM. 139. https://doi.org/10.1007/978-3-030-55874-1_113
- Elmisaoui, S., Kissami, I., & Ghidaglia, J.-M. (2024). High-Performance Computing to Accelerate Large-Scale Computational Fluid Dynamics Simulations: A Comprehensive Study. En M. Ezziyyani, J. Kacprzyk & V. E. Balas (Eds.), *International Conference on Advanced Intelligent Systems for Sustainable Development (AI2SD'2023)* (pp. 352-360, Vol. 930). Springer Nature Switzerland. https://doi.org/10.1007/978-3-031-54318-0_31

- Ferziger, J. H., & Peric, M. (2002). *Computational Methods for Fluid Dynamics* (Tercera). Frank, T. (2005). Advances in Computational Fluid Dynamics (CFD) of 3-Dimensional Gas-Liquid Multiphase Flows.
- Fromm, J. E., & Harlow, F. H. (1963). Numerical Solution of the Problem of Vortex Street Development. *The Physics of Fluids*, 6(7), 975-982.
- Ghiaasiaan, M. (2007). *Two-Phase Flow, Boiling and Condensation: In Conventional and Miniature Systems*. Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511619410>
- Godino, D. M., Corzo, S. F., & Ramajo, D. E. (2022). CFD simulation of conjugated heat transfer with full boiling in OpenFOAM(R). *Applied Thermal Engineering*, 213, 118627. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2022.118627>
- Greenshields, C. (2023). OpenFOAM User Guide. *OpenFOAM Foundation Ltd*. <https://openfoam.org>
- Greenshields, C. (2024a). 4.5 Numerical schemes. CFD Direct. <https://doc.cfd.direct/openfoam/user-guide-v12/fvschemes>
- Greenshields, C. (2024b). *OpenFOAM v12 User Guide - 8.1 Thermophysical models*. CFD Direct. <https://doc.cfd.direct/openfoam/user-guide-v12/thermophysical>
- Greenshields, C. (2025). MULES in OpenFOAM in 2025. <https://cfd.direct/openfoam/free-software/mules/>
- Greenshields, C., & Weller, H. (2022a). 8.2 Aspect Ratio. <https://doc.cfd.direct/notes/cfd-general-principles/aspect-ratio>
- Greenshields, C., & Weller, H. (2022b). *Notes on Computational Fluid Dynamics: General Principles*.
- Helmholtz-Zentrum-Dresden-Rossendorf & CFD-Direct. (2021). Population Balance Modelling. <https://openfoam.org/guides/population-balance-modelling/>
- Hernandez-Perez, V., Abdulkadir, M., & Azzopardi, B. (2011). Grid Generation Issues in the CFD Modelling of Two-Phase Flow in a Pipe. *The Journal of Computational Multiphase Flows*, 3(1), 13-26. <https://doi.org/10.1260/1757-482X.3.1.13>
- Hoffmann, A., Merk, B., Hirsch, T., & Pitz-Paal, R. (2014). Simulation of Thermal Fluid Dynamics in Parabolic Trough Receiver Tubes with Direct Steam Generation Using the Computer Code ATHLET. *Kerntechnik*, 79(3), 175-185. <https://doi.org/10.3139/124.110419>
- Hua, T., & Xu, J. (2000). Quenching boiling in subcooled liquid nitrogen for solidification of aqueous materials. *Materials Science and Engineering: A*, 292(2), 169-172. [https://doi.org/10.1016/S0921-5093\(00\)01004-2](https://doi.org/10.1016/S0921-5093(00)01004-2)

- Issa, R. I. (1986). Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*, 62(1), 40-65. [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(86\)90099-9](https://doi.org/10.1016/0021-9991(86)90099-9)
- Jasak, H. (1996). *Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows* [Tesis de Doctorado]. Imperial College.
- Jeschar, R., Specht, E., & Köhler, C. (1992). *Heat transfer during cooling of heated metallic objects with evaporating liquids*. Springer.
- Kurul, N., & Podowski, M. (1991). On the Modeling of Multidimensional Effects in Boiling Channels. *27th National Heat Transfer Conference*.
- Laboratory, I. N. (2012). RELAP5-3D Code Manual Volume I: Code Structure, System Models, and Solution Methods.
- Lahey, R. (2005). The simulation of multidimensional multiphase flows. *Nuclear Engineering and Design*, 235(10–12), 1043-1060. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2005.02.020>
- Lawson, S., Woodgate, M., Steijl, R., & Barakos, G. (2012). High performance computing for challenging problems in computational fluid dynamics. *Progress in Aerospace Sciences*, 52, 19-29. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2012.03.004>
- Lemmert, M., & Chawla, J. (1977). Influence of Flow Velocity on Surface Boiling Heat Transfer Coefficient. *Heat Transfer in Boiling*.
- Lienhard V, J. H., & Lienhard IV, J. H. (2024). *A Heat Transfer Textbook* (6.^a ed.). Phlogiston Press. <https://ahtt.mit.edu/>
- Lobón, D. H., Baglietto, E., Valenzuela, L., & Moya, E. Z. (2013). Modeling Direct Steam Generation in Solar Collectors with Multiphase CFD. *Applied Energy*, 113, 1338-1348. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2013.08.046>
- Maragkos, G., & Beji, T. (2021). Review of Convective Heat Transfer Modelling in CFD Simulations of Fire-Driven Flows. *Applied Sciences*, 11(11), 5240. <https://doi.org/10.3390/app11115240>
- Márquez Damián, S. (2013). *An Extended Mixture Model for the Simultaneous Treatment of Short and Long Scale Interfaces*.
- Marsden, J. E., & Tromba, A. (2011). *Vector Calculus* (6.^a ed.). W. H. Freeman and Company Publishers.
- Microsoft. (2023). *Plantillas (C++)*. <https://learn.microsoft.com/es-es/cpp/cpp/templates-cpp?view=msvc-170>
- Moukalled, F., Mangani, L., & Darwish, M. (2016). *The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics: An Advanced Introduction with OpenFOAM and Matlab* (A. Thess, Ed.; 1.^a ed., Vol. 113). Springer.

- Moya, S. L., Valenzuela, L., & Zarza, E. (2011). Numerical Study of the Thermal-Hydraulic Behavior of Water-Steam Flow in the Absorber Tube of the DISS System Using Relap. *SolarPACES 2011*.
- Najafi, A., Jafarian, A., & Arabkoohsar, A. (2021). A Thorough Three-Dimensional Simulation of Steam Generating Solar Parabolic Trough Collectors , a Benchmark of Various Methods ' Accuracy. *Sustainable Energy Technologies and Assessments*, 47, 101456. <https://doi.org/10.1016/j.seta.2021.101456>
- Neale, A., Derome, D., Blocken, B., & Carmeliet, J. (2006). CFD calculation of convective heat transfer coefficients and validation - Part I: Laminar flow.
- NIST. (2025). *Propiedades termofísicas*. <https://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>
- Nukiyama, S. (1934). The Maximum and Minimum Values of the Heat Q Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 9.
- Oosthuizen, P. H., & Naylor, D. (1999). *An Introduction to Convective Heat Transfer Analysis*.
- OpenCFD-Ltd. (2016). *Divergence Scheme Example*. <https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/doc/guide-schemes-divergence-example.html>
- OpenCFD-Ltd. (2018a). *Linear.C – OpenFOAM V2312 Source Code*. https://www.openfoam.com/documentation/guides/v2206/api/phaseSystemModels_2reactingEuler_2multiphaseSystem_2BlendedInterfacialModel_2blendingMethods_2linear_2linear_8C_source.html
- OpenCFD-Ltd. (2018b). *turbulentTemperatureTwoPhaseRadCoupledMixedFvPatchScalarField.H – OpenFOAM V2312 Source Code*. https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/turbulentTemperatureTwoPhaseRadCoupledMixedFvPatchScalarField_8H_source.html
- OpenCFD-Ltd. (2020). *primitiveMeshCheck.C – OpenFOAM V2312 Source Code*. https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/primitiveMeshCheck_8C_source.html
- OpenCFD-Ltd. (2021a). *alphatWallBoilingWallFunctionFvPatchScalarField.H – OpenFOAM V2312 Source Code*. https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/api/alphatWallBoilingWallFunctionFvPatchScalarField_8H_source.html
- OpenCFD-Ltd. (2021b). *Jeschar.C – OpenFOAM V231 Source Code*. https://www.openfoam.com/documentation/guides/v2206/api/Jeschar_8C_source.html
- OpenCFD-Ltd. (2021c). *solidQuenching2D – OpenFOAM V2312 Tutorials*. <https://develop.openfoam.com/Development/openfoam/-/tree/OpenFOAM-v2112/tutorials/heatTransfer/chtMultiRegionTwoPhaseEulerFoam/solidQuenching2D>

- OpenCFD-Ltd. (2022). *alphatJayatillekeWallFunctionFvPatchScalarField.H* – OpenFOAM V2312 Source Code. https://www.openfoam.com/documentation/guides/v2206/api/thermoTools_2derivedFvPatchFields_2wallFunctions_2alphatWallFunctions_2alphatJayatillekeWallFunccec7a538a50de4f2bf11fb1f46e4adf4c_source.html
- OpenCFD-Ltd. (2024). *fixedFluxPressure*. <https://doc.openfoam.com/2312/tools/process-ing/boundary-conditions/rtm/derived/inlet/fixedFluxPressure/>
- OpenCFD-Ltd. (2025a). 5.2 *Thermophysical models*. OpenFOAM. <https://www.openfoam.com/documentation/user-guide/5-models-and-physical-properties/5.2-thermophysical-models>
- OpenCFD-Ltd. (2025b). A.4 *Standard Boundary Conditions*. OpenFOAM. <https://www.openfoam.com/documentation/user-guide/a-reference/a.4-standard-boundary-conditions>
- OpenFOAM. (2018). Hydrostatic Pressure Effects. <https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/doc/guide-applications-solvers-variable-transform-p-rgh.html>
- OpenFOAM. (2019). OpenFOAM V1906: New and Updated Solvers and Physics. <https://www.openfoam.com/news/main-news/openfoam-v1906/solver-and-physics#solver-and-physics-reactingtwophaseeulercht>
- OpenFOAM. (2023). About OpenFOAM. <https://www.openfoam.com/>
- OpenFOAMwiki. (2019). ChtMultiRegionFoam. <https://openfoamwiki.net/index.php/ChtMultiRegionFoam>
- Pal, R. K., & Kumar, K. R. (2021). Two-Fluid Modeling of Direct Steam Generation in the Receiver of Parabolic Trough Solar Collector with Non-Uniform Heat Flux. *Energy*, 226, 120308. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2021.120308>
- Pal, R. K., & Kumar, R. (2021). Thermo-Hydrodynamic Modeling of Flow Boiling through the Horizontal Tube Using Eulerian Two-Fluid Modeling Approach. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 168. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120794>
- Patankar, S., & Spalding, B. (1983). A CALCULATION PROCEDURE FOR HEAT, MASS AND MOMENTUM TRANSFER IN THREE-DIMENSIONAL PARABOLIC FLOWS. *Numerical Prediction of Flow, Heat Transfer, Turbulence and Combustion*, 54-73. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-030937-8.50013-1>
- Peltola, J., & Pättikangas, T. (2012). Development and Validation of a Boiling Model for OpenFOAM Multiphase Solver. *CFD4NRS-4*.
- Pranoto, I., Ramadhan, U. F., Habtry, M., & Choong, L. K. (2018). CHARACTERISTICS OF BOILING BUBBLE DEPARTURE DIAMETER AND FREQUENCY FROM POROUS FOAM STRUCTURES. <https://doi.org/10.5281/ZENODO.1904920>

- Ranz, W. E., & Marshall, W. R. (1952). Evaporation from drops. *Chemical Engineering Progress*, 48(3), 141-146.
- Rhie, C. M., & Chow, W. L. (1983). Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA Journal*, 21(11), 1525-1532. <https://doi.org/10.2514/3.8284>
- Roache, P. J. (1994). Perspective: A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies. *Journal of Fluids Engineering*, 116, 405-413. <https://doi.org/10.1115/1.2910291>
- Roldán, M. I., Valenzuela, L., & Moya, E. Z. (2013). Thermal Analysis of Solar Receiver Pipes with Superheated Steam. *Applied Energy*, 103, 73-84. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2012.10.021>
- Rusche, H. (2002). *Computational Fluid Dynamics of Dispersed Two-Phase Flows at High Phase Fractions* [Tesis de Doctorado]. Imperial College of Science, Technology and Medicine.
- Sandá, A. (2021). *Desarrollo de un código numérico para estudios del flujo agua-vapor en el tubo absorbedor de captadores solares cilindro-parabólicos* [Tesis de Doctorado]. Centro Nacional de Investigación y Desarrollo Tecnológico (Cenidet).
- Sandá, A., Moya, S., & Valenzuela, L. (2019, octubre). Modelling and Simulation Tools for Direct Steam Generation in Parabolic-Trough Solar Collectors: A Review. *Renewable Sustainable Energy Reviews*. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2019.06.033>
- Sato, Y., & Niceno, B. (2018). Pool boiling simulation using an interface tracking method: From nucleate boiling to film boiling regime through critical heat flux. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 125, 876-890. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.04.131>
- Schiller, L., & Naumann, A. (1935). A Drag Coefficient Correlation. *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure*.
- Schlichting, H., & Gersten, K. (2016). *Boundary-Layer Theory* (9.^a ed.). Springer.
- Schroeder-Richter, D., & Bartsch, G. (1994). ANALYTICAL CALCULATION OF DNB-SUPERHEATING BY A POSTULATED THERMO-MECHANICAL EFFECT OF NUCLEATE BOILINGt. [https://doi.org/DOI:10.1016/0301-9322\(94\)90060-4](https://doi.org/DOI:10.1016/0301-9322(94)90060-4)
- Serrano-Aguilera, J. J., Valenzuela, L., & Parras, L. (2014). Thermal 3D Model for Direct Solar Steam Generation under Superheated Conditions. *Applied Energy*, 132, 370-382. <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2014.07.035>
- Sharvit, Y. (2022). *Data-Oriented Programming: Reduce software complexity*. Manning Publications.
- SimFlow. (s.f.). *Courant Number in CFD*. <https://sim-flow.com/courant-number-in-cfd/>

- Spiegler, P., Hopenfeld, J., Silberberg, M., Bumpus, C., & Norman, A. (1963). Onset of Stable Film Boiling and the Foam Limit. *Int. J. Heat Mass Transfer*.
- Tacconi, Z. (2018). Feasibility Analysis of a Two-Fluid Solver for Cavitation and Interface Capturing as Implemented in OpenFOAM, 160. www.ingindinf.polimi.it
- The-Open-MPI-Project. (2025). *Open MPI: Open Source High Performance Computing*. open-mpi. <https://www.open-mpi.org/>
- Tocci, F. (2016). Assessment of a Hybrid VOF Two-Fluid CFD Solver for Simulation of Gas-Liquid Flows in Vertical Pipelines in OpenFOAM. <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.20229.29929>
- Tolubinsky, V., & Kostanchuk, D. (1970). Vapour Bubbles Growth Rate and Heat Transfer. 23.
- UNAM. (s.f.). ¿Qué Es Un Cluster? *Revista Digital Universitaria*. <https://www.revista.unam.mx/vol.4/num2/art3/cluster.htm#arriba>
- Valenzuela, L., Saynes, J., & Moya, S. (2016). Análisis termo-hidráulico de captadores solares cilindroparabólicos para generación directa de vapor con RELAP5. *Tecnología y Ciencias del Agua*.
- Van Der Vorst, H. A. (1992). Bi-CGSTAB: A Fast and Smoothly Converging Variant of Bi-CG for the Solution of Nonsymmetric Linear Systems. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, 13(2), 631-644. <https://doi.org/10.1137/0913035>
- Van Leer, B. (1974). Towards the ultimate conservative difference scheme. II. Monotonicity and conservation combined in a second-order scheme. *Journal of Computational Physics*, 14(4), 361-370. [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(74\)90019-9](https://doi.org/10.1016/0021-9991(74)90019-9)
- Versteeg, H. K., & Malalasekera, W. (2007). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics Second Edition* (2.^a ed.). Pearson Education Limited. www.pearsoned.co.uk/versteeg
- Wardle, K., & Weller, H. (2013). Hybrid Multiphase CFD Solver for Coupled Dispersed-Segregated Flows in Liquid-Liquid Extraction. *International Journal of Chemical Engineering*, 2013(1). <https://doi.org/10.1155/2013/128936>
- Warming, R. F., & Beam, R. M. (1976). Upwind Second-Order Difference Schemes and Applications in Aerodynamic Flows. *AIAA Journal*, 14(9), 1241-1249. <https://doi.org/10.2514/3.61457>
- Weller, H. (2005). *Derivation, Modelling and Solution of the Conditionally Averaged Two-Phase Flow Equations* (Reporte técnico interno). OpenCFD.
- Weller, H. G. (2015). *twoPhaseEulerFoam: Added Experimental Face-Based Momentum Equation Formulation*. <https://github.com/OpenFOAM/OpenFOAM-dev/commit/16f03f8a393bd4b6e70b548812777bb10a3e1dda>

- Xamán, J., & Guijón, M. (2015). *DINÁMICA DE FLUIDOS COMPUTACIONAL PARA INGENIEROS*.
- Zagal, O. E., Cundapí, R., Farfán, J. G., & Moya, S. L. (2025). Overview of OpenFOAM for Boiling Flow Applied to Parabolic-Trough Solar Collectors. *Tecnología y Ciencia Aplicada*, 8(1), 517-524. https://jcyta.cenidet.tecnm.mx/revistas/tycap/14-Vol_8_Num_1_Enero-Junio_2025.pdf
- Zarza, E. (2003). *Generación Directa de Vapor Con Colectores Solares Cilindro Parabólicos. Proyecto DIrect Solar Steam (DISS)* [Tesis de Doctorado]. Universidad de Sevilla. <https://idus.us.es/handle/11441/15300>
- Zuber, N. (1958). On the Stability of Boiling Heat Transfer. *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs.* <https://www.osti.gov/biblio/4326542>