

Figura 2.8: Difusor. Fuente: ENEA.

Puesto que el intercambio de calor entre las sales fundidas y el circuito agua-vapor se produce en el espacio delimitado por ambas carcasas (ubicación de la matriz de tubos helicoidales), es en esta zona donde, presumiblemente, se darán los mayores gradientes térmicos y fluido-dinámicos de todo el prototipo. Dicha fenomenología estará relacionada intrínsecamente con la particular geometría del generador: tres tubos helicoidales configurados en línea (denominados 1, 2 y 3: externo, o más cercano a la *shell*, central e interno, o más cercano al *downcomer*, respectivamente (Figura 2.9)).

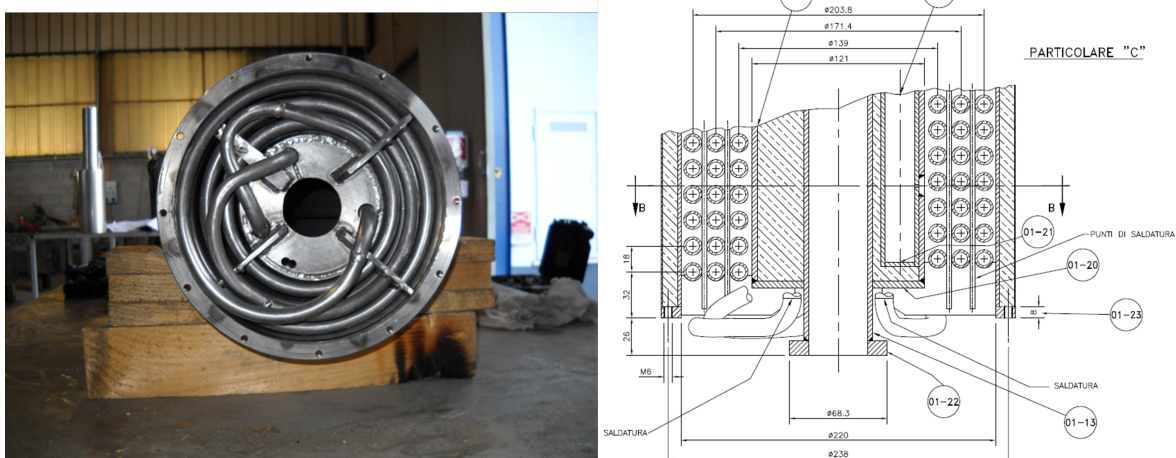


Figura 2.9: Generador de vapor. Tubos helicoidales 1, 2 y 3. Fuente: ENEA.

En la Tabla 2.3, se muestran los datos más relevantes relativos a la geometría del generador.

Tabla 2.3: Datos de diseño del generador de vapor integrado. Fuente: ENEA.

| Característica geométrica | Valor (Unidades) |
|--|------------------------|
| Diámetro externo de los tres tubos (d_o) | 0.0127 m (1/2 pulgada) |
| Diámetro interno de los tres tubos (d_i) | 0.0094 m |
| Paso horizontal entre hélices (X_{hor}) | 0.0162 m |
| Paso vertical entre hélices (X_{ver}) | 0.0180 m |
| Longitud tubo helicoidal 1 (L_1) | 42.89 m |
| Longitud tubo helicoidal 2 (L_2) | 36.07 m |
| Longitud tubo helicoidal 3 (L_3) | 29.26 m |
| Ángulo de inclinación hélice 1 (φ_1) | 0.0281 rad |
| Ángulo de inclinación hélice 2 (φ_2) | 0.0334 rad |
| Ángulo de inclinación hélice 3 (φ_3) | 0.0412 rad |

Para favorecer el movimiento de las sales a través del generador de vapor, se podría optar por utilizar el impeler que se encuentra ubicada en la parte inferior del generador de vapor, justo después de los tubos helicoidales, Figura 2.10. En este caso se hablaría de circulación forzada también en el lado de las sales y, por tanto, de otro tipo de fenomenología física. Notar que el ensayo utilizado se realiza con el impeler desconectado.



Figura 2.10: Generador de vapor. Impeler. Fuente: ENEA

El impeler está formado por una hélice de cuatro palas inclinadas. El eje que las hace mover pasa por dentro del *downcomer* (por el centro del mismo) situándose su correspondiente motor eléctrico en el exterior del prototipo.

El circuito agua-vapor se une al generador de vapor mediante dos colectores de entrada y salida (Figura 2.11), de los cuales nacen y mueren respectivamente tres tubos que hacen el recorrido desde éstos hasta los tubos helicoidales propiamente conforme tramos rectos y uniones codo.

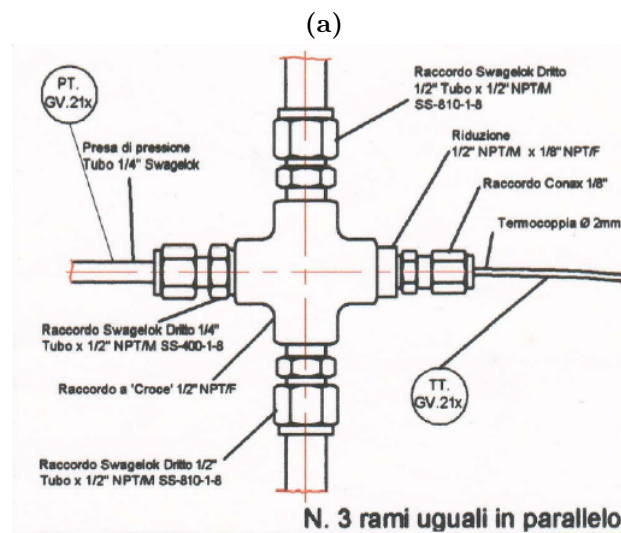
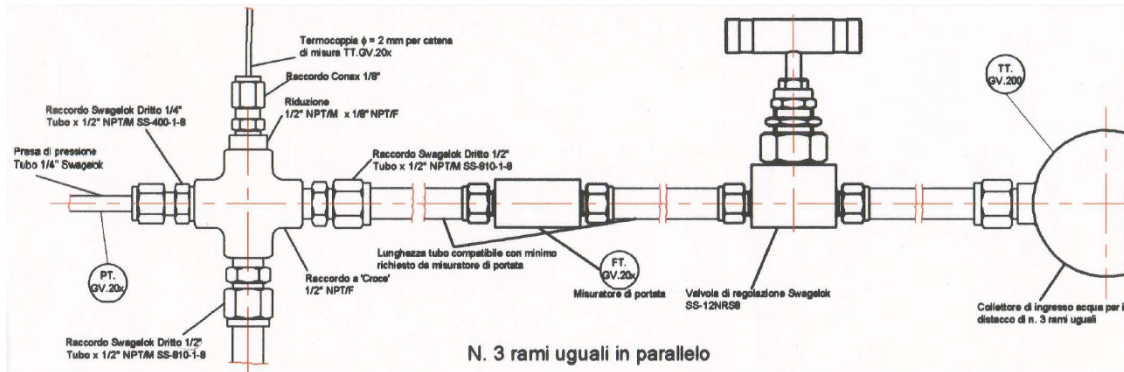


Figura 2.11: Colectores de: a) entrada y b) salida. Fuente: ENEA.

En el generador de vapor se toman medidas de temperatura (**TI**), por un lado, a varias alturas, de las sales fundidas y de la propia pared externa del tubo helicoidal interior (Tubo 3) y, por otro, del agua-vapor (del agua en el colector de entrada y al comienzo de cada uno de los tres tubos helicoidales y del vapor al final de cada uno de los tres tubos helicoidales); de presión (**PI**) del agua-vapor (del agua en el colector de entrada y del vapor en el colector de salida) y de caudal volumétrico (**FI**) de agua a la entrada de los tres tubos helicoidales del generador.

El generador de vapor también contaba con medidas de caudal volumétrico (**FI**) de sales a través del difusor y con medidas de caídas de presión (Δ **PI**) del agua-vapor entre el comienzo y el final de cada uno de los tres tubos helicoidales, pero ninguna de éstas estaba a punto durante el ensayo en que se basa este trabajo.

Esta información se recoge en la Tabla 2.4 así como en la Figura 2.12.

Tabla 2.4: Instrumentación en el generador de vapor. Fuente: ENEA.

| SALES FUNDIDAS | | | |
|---------------------------------|--|--|---|
| Magnitud | Descripción elemento medida | Referencia | Notas/Comentarios |
| Temperatura | -Conjunto de 10 termopares dispuestos equiespaciadamente (en horizontal) entre los tubos helicoidales 1 y 2 a diferentes alturas (cercaos a la superficie) | TI_8_302, .312, ..., .392 (TI_8_3n2) | Altura desde fondo (m): 1.820, 1.695, 1.569, 1.443, 1.317, 1.191, 1.065, 0.939, 0.813, 0.705 |
| | -Conjunto de 10 termopares dispuestos equiespaciadamente (en diagonal) entre los tubos helicoidales 1 y 2 a diferentes alturas (denominados “en el seno”) | TI_8_303, .313, ..., .393 (TI_8_3n3) | Altura desde fondo (m): 1.829, 1.704, 1.578, 1.452, 1.326, 1.200, 1.074, 0.948, 0.822, 0.714 |
| | -Conjunto de 2 termopares situados en el comienzo y final de la zona de intercambio sales-agua respectivamente | TI_8_110, .111 | Altura desde fondo (m): 0.456, 1.973 |
| Caudal volumétrico | -Venturímetro situado en la parte inferior del SG (bajo la matriz de tubos) | FI_8_110 | Altura desde fondo (m): 0.456 |
| PARED EXTERNA TUBO HELICOIDAL 3 | | | |
| Magnitud | Descripción elemento medida | Referencia | Notas/Comentarios |
| Temperatura | -Árbol de 10 termopares dispuestos a diferentes alturas | TI_8_301, .311, ..., .391 (TI_8_3n1) | Altura desde fondo (m): 1.820, 1.695, 1.569, 1.443, 1.317, 1.191, 1.065, 0.939, 0.813, 0.705 |
| AGUA-VAPOR | | | |
| Magnitud | Descripción elemento medida | Referencia | Notas/Comentarios |
| Temperatura | -1 termopar situado en el colector d entrada | TI_8_200 | |
| | -Conjunto de 3 termopares situados uno en cada tubo helicoidal (a su comienzo) | TI_8_201, .202, .203 (TI_8_20n) | |
| Presión | -1 termopar situado en el colector d entrada | TI_8_200 | |
| | -Conjunto de 3 termopares situados uno en cada tubo helicoidal (a su final) | TI_8_211, .212, .213 (TI_8_21n) | |
| Caídas de presión | -1 transductor de presión absoluta situado en el colector de entrada | PI_8_200 | |
| | -1 transductor de presión absoluta situado en el colector de salida | PI_8_210 | |
| Caudal volumétrico | -Conjunto de 3 transductores de presión diferencial situados uno en cada tubo helicoidal (a su final) | ΔPI_8_221, .222, .223 (ΔPI_8_22n) | |
| | -Conjunto de 3 venturímetros situados uno en cada tubo helicoidal (a su comienzo) | PI_8_201, .202, .203 (ΔPI_8_20n) | |

Las medidas de temperatura se realizan con termopares, de nuevo, de tipo K (Ni 10%Cr/Ni 5%Al) de 2 mm de diámetro de clase 1 y para las medidas de presión transductores de presión.

La información relativa a esta instrumentación se puede ver en la Tabla 2.2.

De igual forma que en el resto de los casos, este conjunto de medidas queda registrado por el sistema de adquisición de datos DAQ en intervalos de 5 s.

Notar que, mientras que por fuera de los tubos helicoidales del generador de vapor técnicamente fue posible medir la temperatura a varias alturas, por dentro de los mismos no. La consecuencia de este hecho es que no es posible determinar experimentalmente las temperaturas de la mezcla bifásica a lo largo del generador de vapor.

La primera fase de esta secuencia consiste en circular agua precalentada progresivamente para atemperar adecuadamente la línea de alimentación del generador, así como la parte del circuito agua-vapor que le sigue. En una segunda fase se procede a introducir en el generador de vapor un caudal moderado de agua saturada pero a una presión baja para minimizar, en la medida de lo posible, el golpe de ariete que se produce al abrir repentinamente la válvula de entrada al generador. A partir de este momento, se va aumentando gradualmente el caudal de agua (fijándolo mediante la bomba de agua) y la presión del circuito (fijándola mediante la válvula neumática) hasta conseguir las condiciones previstas para el ensayo lado agua-vapor, es decir, los valores nominales del generador de cada prueba (ver Tabla 2.5).

Una vez transcurrido un cierto tiempo de operación del generador de vapor en condiciones idealmente estacionarias (20 minutos como mínimo) se puede considerar que se ha realizado un ensayo completo, y entonces se puede proceder del mismo modo que antes, pero en sentido inverso. Es decir, se va disminuyendo gradualmente el caudal de agua y la presión del circuito hasta conseguir las condiciones de parada, que se corresponden con la última fase de la secuencia. Este intervalo de tiempo de 20 minutos será suficiente para que los datos recogidos (240 datos) constituyan una estadística representativa de la operación del generador (Czaplicki, 2014), a la vez que la evolución de la temperatura de las sales fundidas del tanque sea apreciable sin llegar a suponer una descarga completa del mismo (se verá en §3.4).

Por tanto, los parámetros nominales de cada ensayo son: la temperatura de las sales fundidas en el tanque de almacenamiento a la entrada del generador ($T_{ms} \approx \mathbf{TI_8_111}$); la presión del agua en el colector de entrada ($P_{H_2O} \approx \mathbf{PI_8_200}$), el caudal volumétrico de agua en el circuito agua-vapor ($l_{H_2O} \approx \mathbf{FI_7002}$) y el grado de subenfriamiento del agua al comienzo de los tres tubos helicoidales, ΔT_{sub} . Es decir, de la diferencia entre la temperatura de saturación a la presión de trabajo (T_{SAT} a $\approx \mathbf{PI_8_200}$) y la temperatura media al comienzo de los tres tubos helicoidales (T_{med} $\mathbf{TI_8_201}$, $\mathbf{.202}$, $\mathbf{.203}$ o T_{med} $\mathbf{TI_8_20n}$).

Tabla 2.5: Parámetros nominales.

| T_{ms} (°C) | P_{H_2O} (bar) | l_{H_2O} (l/h) | ΔT_{sub} (°C) |
|---------------|------------------|------------------|-----------------------|
|---------------|------------------|------------------|-----------------------|

Por último, hay que destacar que, durante los ensayos, se deben mantener siempre ciertos márgenes de seguridad y no sobrepasar los límites de operación recomendados por el fabricante del generador de vapor (ANSALDO NUCLEARE S.p.A), que son los indicados en la Tabla 2.6.

Tabla 2.6: Condiciones límite de operación del generador de vapor (especificaciones técnicas). Fuente: ENEA.

| T_{Max} (°C) | T_{Min} (°C) | P_{Max} (bar) |
|----------------|----------------|-----------------|
| 550 | 240 | 57 |

Capítulo 3

Análisis de datos experimentales

En este capítulo se estudian los datos experimentales obtenidos durante el ensayo de descarga de referencia del prototipo definido en el marco del proyecto europeo OPTS (ver §1.2.1.).

El ensayo de referencia fue diseñado y realizado por los investigadores y técnicos de ENEA y puesto a disposición de los socios del proyecto, entre ellos los investigadores del CIEMAT, para desarrollar sus respectivas tareas. Este ensayo corresponde con el del día 29 de octubre de 2012. En dicho ensayo, las sales fundidas se hallan estancas en el interior del tanque de almacenamiento térmico a la temperatura nominal listas para poder ser enfriadas mediante el generador de vapor integrado. Estas condiciones son representativas de las de un tanque de almacenamiento térmico completamente cargado en una planta termosolar comercial.

Las condiciones nominales diseñadas para dicho ensayo son las contenidas en la Tabla 3.1.

Tabla 3.1: Ensayo del 29 de octubre de 2012: condiciones de diseño

| T_{ms} (°C) | P_{H_2O} (bar) | l_{H_2O} (l·h ⁻¹) | ΔT_{sub} (°C) |
|---------------|------------------|---------------------------------|-----------------------|
| ≈ 480 | ≈ 40 | ≈ 300 | ≈ 0 |

El principal objetivo de este capítulo es extraer la máxima información posible sobre el comportamiento térmico y fluido-dinámico del prototipo en modo descarga, tanto a nivel local como global (Objetivo I).

Para ello, se analiza la coherencia de todos y cada uno de los datos experimentales obtenidos, desechando o corrigiendo aquellos que falseen la fenomenología. De esta forma, tanto los datos directos como aquellos otros derivados, pueden ser utilizados para: establecer las condiciones iniciales y de contorno necesarias para los modelos numéricos de esta investigación (Objetivos II, III y IV) y disponer de información adecuada para su validación.

Así, el capítulo se estructura de la siguiente forma:

- se identifican los puntos más relevantes durante el ensayo y se describen las fases por las que pasa el sistema durante la descarga
- se evalúan los caudales máxicos individuales agua-vapor
- se estudia la evolución de las temperaturas de sales fundidas en el tanque a medida que transcurre el ensayo y, finalmente
- se estudia el comportamiento de las temperaturas, tanto de las paredes externas del generador de vapor como el de las propias sales fundidas que circulan por él

3.1 Identificación de puntos relevantes durante el ensayo

El ensayo se llevó a cabo con los tres tubos helicoidales que conforman el generador de vapor en funcionamiento, que se denotan como $\# = 1, 2, 3$: externo o más cercano a la *shell*, central e interno o más cercano al *downcomer*, respectivamente, Figura 3.1.

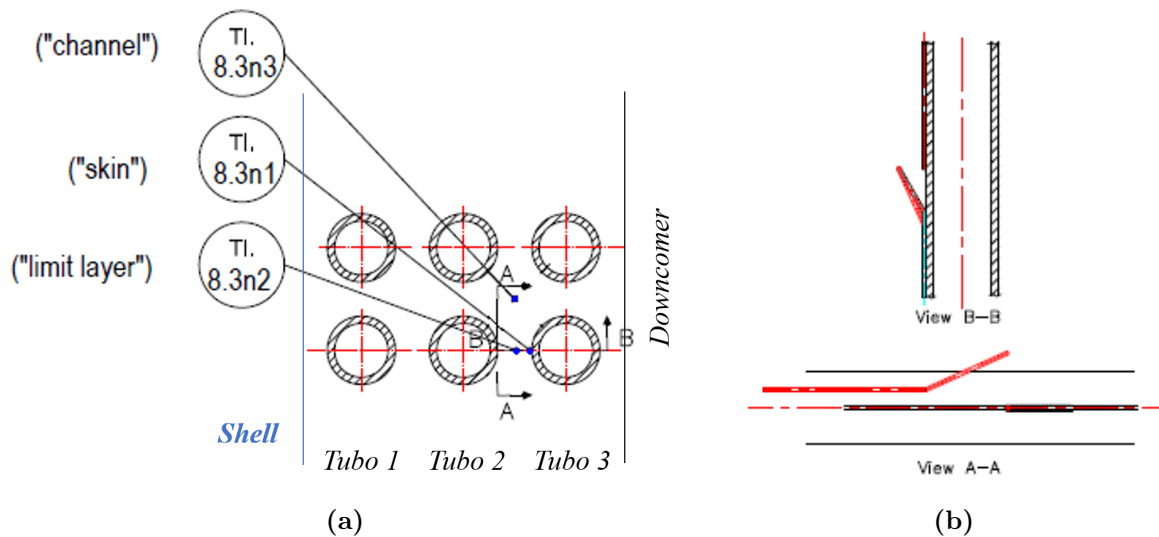


Figura 3.1: Esquema detallado de una sección transversal del generador de vapor identificando los tubos, así como, posición y la nomenclatura de los termopares asociados al tubo interno, Fabrizi *et al.* (2012).

Para tener una visión rápida de la secuencia seguida durante el ensayo, Tabla 3.2, se describe de forma resumida el funcionamiento del sistema en cada una de las fases por las que evoluciona y se indica la información más relevante relacionada con las observaciones.

Tabla 3.2: Fases de funcionamiento e información de interés durante el ensayo del 29 de octubre de 2012.

| Hora | Instante de tiempo (s) | Descripción* | Indicaciones |
|---------------------|------------------------|---|---|
| 10:31:00 | 0 | Situación inicial: -Las sales en el tanque están a la misma temperatura: 480-483 °C, (TI_8_5nm, TI_8_050, 052, ..., 055, TI_8_4nl) -Las sales en el generador de vapor están a la misma temperatura: 482-485 °C, (TI_8_3nl, TI_8_3n2, TI_8_3n3, TI_8_4n0, TI_8_110, TI_8_111) -No circula el agua a través del SG, (FI_8_20n) -El SG está a presión atmosférica, (PI_8_200, PI_8_210) | -Incidencias detectadas: FI_8_202 mide 250 l·h ⁻¹ en lugar de 0 l·h ⁻¹ TI_8_501 mide 4 °C menos que el resto de los termopares TI_8_5nm TI_8_514 mide 12 °C menos que el resto de los termopares TI_8_5nm TI_8_341 mide 4 °C menos que el resto de los termopares TI_8_3nl TI_8_323 mide 18 °C menos que el resto de los termopares TI_8_3n3 |
| 10:58:30 | 1650 | Maniobra de comienzo de la descarga (inicio de la fase transitoria en el circuito del agua-vapor): -El agua comienza a circular a través del SG, (FI_8_20n) -Las sales fundidas comienzan a estratificarse en el SG, (TI_8_3nl, TI_8_3n2, TI_8_3n3, TI_8_4n0) -No circula el agua a través del SG, (FI_8_20n) -Las sales fundidas del seno del tanque comienzan a estratificarse, (TI_8_5nm, TI_8_050, 052, ..., 055, TI_8_4nl) | -Circuito agua-vapor: h ₁₂₀ (1650 s) = 96 l·h ⁻¹ (FI_7002) -Colector de entrada SG: P _{H₂O} (1650 s) = 0 bar (PI_8_200); TI_8_200 (1650 s) = 10 °C (h ₁₂₀ , P _{H₂O} , TI_8_200 creciendo a partir de este instante) |
| 11:01:20 | 1820 | | -Salida SG: T _{med} TI_8_21n (2075 s) ≈ 475 °C (temperatura promedio entre TI_8_211, 212, 213) |
| 11:05:35 | 2075 | -Las temperaturas del vapor saliente al final de los tubos comienzan a estabilizarse, (TI_8_21n) | TI_8_201 ≈ TI_8_202 ≈ TI_8_203 ≈ 177 °C |
| 11:25:00 | 3240 | -Las temperaturas del agua al inicio de los tubos helicoidales comienzan a igualarse, (TI_8_20n) | -Entrada tubos helicoidales SG: -Condiciones nominales instantáneas: T _{ms} (5250 s) ≈ 479 °C (TI_8_111); h ₁₂₀ (5250 s) ≈ 300 l·h ⁻¹ (FI_7002) P _{H₂O} (5250 s) ≈ 42 bar (PI_8_200); ΔT _{sub} (5250 s) ≈ 13 °C (FI_7002) |
| 11:58:30 | 5250 | -Se consideran alcanzadas las condiciones nominales establecidas para el ensayo, (TI_8_111, FI_7002, PI_8_200, T _{SAT} a ≈ PI_8_200 - T _{med} TI_8_20n) | -Incidencias detectadas: TI_8_501 mide 4 °C menos que el resto de termopares TI_8_5nm TI_8_514 mide 12 °C menos que el resto de termopares TI_8_5nm TI_8_341 mide 4 °C menos que los termopares TI_8_3nl TI_8_323 mide 18 °C menos que los termopares TI_8_3n3 |
| 11:58:30 - 13:40:10 | 5250 - 11350 (6100 s) | Fase cuasi-estacionaria en el circuito del agua-vapor: El caudal volumétrico total del agua, la presión del agua en el colector de entrada, la presión del agua en el colector de salida, la temperatura media de entrada del agua en el generador y la temperatura media de salida del vapor en el generador permanecen prácticamente constantes | -Condiciones agua-vapor cuasi-estacionarias (valores promedio y desviación estándar): (h ₁₂₀) = 295 ± 4 l·h ⁻¹ ; (P _{H₂O}) = 39 ± 1 bar (PI_8_200); (P _{med}) = 35 ± 1 bar (PI_8_210) (T _{med} TI_8_20n) = 241 ± 2 °C; (T _{med} TI_8_21n) = 470 ± 4 °C |
| 13:40:10 - 13:51:50 | 11350 - 12050 (700 s) | Maniobra de finalización de la descarga (fase transitoria en el circuito del agua-vapor): -El caudal volumétrico total del agua, la presión del agua en el colector de entrada y la temperatura de entrada del agua en los tubos helicoidales decrecieron gradualmente, (TI_7002, PI_8_200, TI_8_20n) -Las temperaturas del vapor saliente permanecieron constantes al final de los tubos helicoidales, (TI_8_21n) | -Incidencias detectadas: TI_8_501 no mide correctamente TI_8_341 mide 4 °C menos de lo esperado TI_8_323 no mide correctamente |
| 13:51:50 | 12050 | -El agua deja de circular a través del SG, (FI_8_20n) | -Circuito agua-vapor: h ₁₂₀ (11435/12045 s) ≈ 272/37 l·h ⁻¹ (FI_7002) |
| 13:51:45 | 12225 | -Las sales fundidas dejan de estratificarse en el SG, (TI_8_3nl, TI_8_3n2, TI_8_3n3, TI_8_4n0) -Las sales fundidas del seno del tanque dejan de estratificarse, (TI_8_5nm, TI_8_050, 052, ..., 055, TI_8_4nl) | -Colector de entrada SG: P _{H₂O} (11435/12045 s) ≈ 31/16 bar (PI_8_200) -Entrada tubos helicoidales SG: T _{med} TI_8_20n (11435/12045 s) ≈ 233/202 °C -Salida tubos helicoidales SG: (T _{med} TI_8_21n) (11435/12045 s) ≈ 462/463 °C (TI_8_21n) |
| 13:54:45 - 14:07:20 | 12225 - 12980 (755 s) | -Se alcanza la presión atmosférica dentro del SG, (PI_8_110, PI_8_210) | -Incidencias detectadas: TI_8_501 no mide correctamente TI_8_341 mide 4 °C menos de lo esperado TI_8_323 no mide correctamente |
| 14:07:20 | 12980 | Final del ensayo | |

*Para mayor información sobre la nomenclatura y ubicación de los instrumentos de medida, consultar Fabrzi *et al.* (2012).

En la Figura 3.2 se muestran:

- el caudal volumétrico total medido después de la bomba de agua (**FI_7002**)
- la temperatura de las sales fundidas a la entrada del generador (**TI_8_111**)
- las temperaturas del agua a la entrada de cada uno de los tubos helicoidales (**TI_8_20n**)
- las temperaturas del vapor a la salida de los mismos (**TI_8_21n**)
- la presión del agua en el colector de entrada (**PI_8_200**)
- la presión del vapor en el colector de salida (**PI_8_210**)

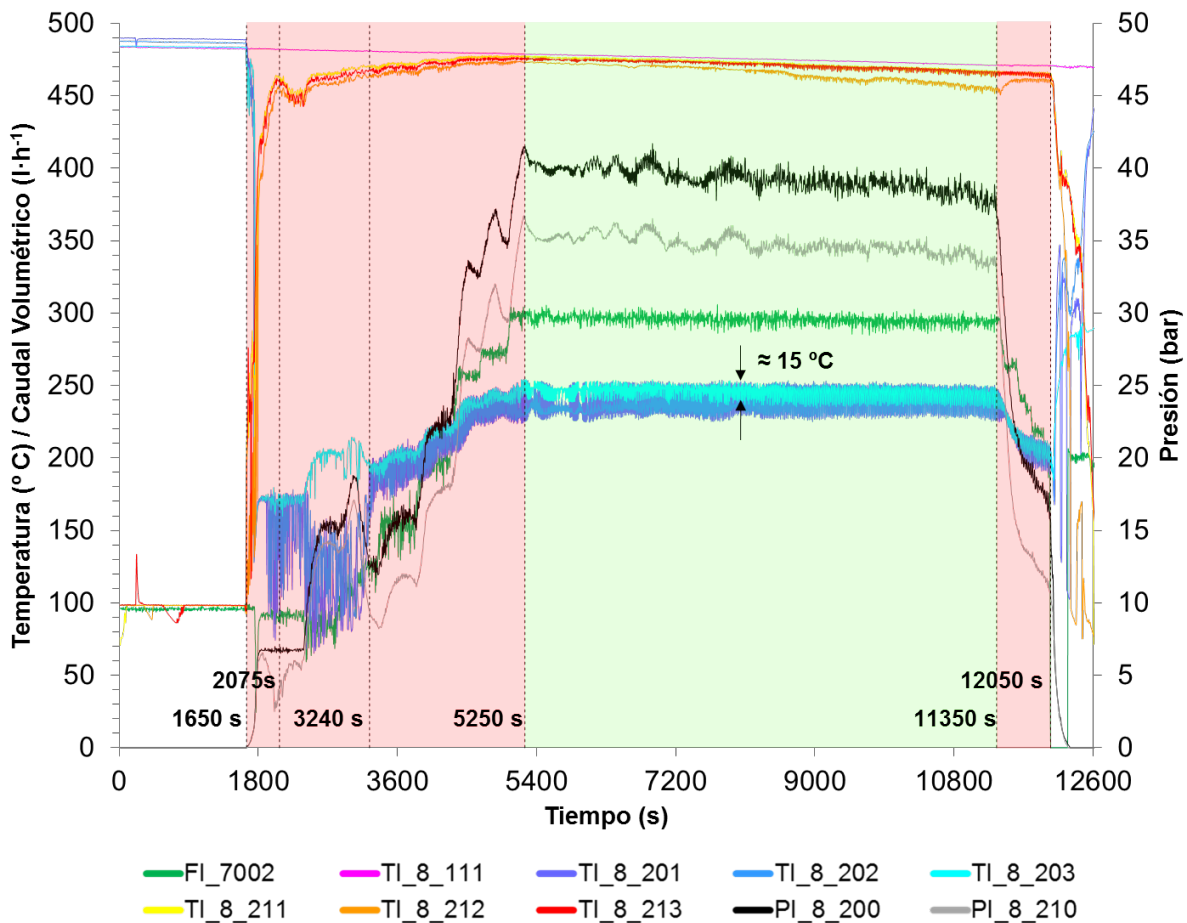


Figura 3.2: Medidas principales del ensayo considerado.

Como se puede observar en la Figura 3.2, el sistema sigue un comportamiento transitorio (1650 s – 5250 s), después un comportamiento cuasi-estacionaria (5250 s – 11350 s) y, finalmente, otro transitorio (11350 s – 12050 s). La descripción de estas fases, y cierta información relevante, se recogen en la Tabla 3.2. En la fase cuasi-estacionaria de la descarga (zona verde de la Figura 3.2) el caudal volumétrico en el circuito agua-vapor y las

temperaturas de entrada a cada uno de los tres tubos helicoidales presentan fluctuaciones entorno a valores promedio constantes que se recogen en la Tabla 3.3, junto con sus desviaciones estándar y valores extremos.

También presentan fluctuaciones las temperaturas de salida en cada uno de los tres tubos helicoidales y las presiones, del agua en el colector de entrada y del vapor en el colector de salida, en esta fase de la descarga. Aunque ambas magnitudes, temperaturas y presiones, fluctúan entorno a valores promedio que describen tendencias ligeramente decrecientes, de ahí que esta fase de la descarga se denomine cuasi-estacionaria. En el caso de las temperaturas de salida en cada uno de los tres tubos helicoidales, sus valores se ven afectados por el comportamiento de las sales fundidas calientes en el tanque de almacenamiento (ver §3.4.1), ya que siguen la tendencia de la temperatura de las sales fundidas calientes a la entrada del generador de vapor (**TI_8_111**). En el caso de las presiones, sus valores posiblemente se ven afectados por al funcionamiento del circuito agua-vapor durante la descarga, los cuales necesitarían ser identificados y analizados en detalle, quedando ello fuera del alcance de este trabajo.

Teniendo en cuenta esta consideración, en la Tabla 3.3, también se muestran sus valores promedio, desviaciones estándar y valores extremos.

Tabla 3.3: Medidas principales en la fase cuasi-estacionaria: valores máximo, mínimo, medio y desviación estándar.

| Referencia | Valor Máximo | Valor Mínimo | Valor Medio | Desviación estándar |
|-------------------------------------|--------------|--------------|-------------|---------------------|
| FI_7002 (l·h ⁻¹) | 306 | 285 | 295 | 4 |
| TI_8_201 (°C) | 254 | 225 | 240 | 10 |
| TI_8_202 (°C) | 253 | 227 | 239 | 8 |
| TI_8_203 (°C) | 254 | 234 | 245 | 5 |
| TI_8_211 (°C) | 478 | 463 | 472 | 3 |
| TI_8_212 (°C) | 474 | 451 | 466 | 6 |
| TI_8_213 (°C) | 476 | 463 | 471 | 3 |
| TI_8_111 (°C) | 479 | 471 | 475 | 2 |
| PI_8_200 (bar) | 42 | 37 | 39 | 1 |
| PI_8_210 (bar) | 37 | 33 | 35 | 1 |

Las temperaturas del agua a la entrada de cada uno de los tubos helicoidales (**TI_8_20n**) se pueden considerar iguales ya que presentan fluctuaciones mayores a las diferencias de sus valores medios entre sí.

Las temperaturas a la salida de cada uno de los tubos helicoidales (**TI_8_21n**) fluctúan menos que a la entrada (≈ 4 °C).

Sin embargo, mientras que **TI_8_211** y **TI_8_213** son casi idénticas, **TI_8_212** se separa

paulatinamente de éstas, a medida que transcurre la descarga (hasta los 451 °C frente a los 463 °C, en el instante 11350 s). Este comportamiento puede estar asociado a un error de posicionamiento del termopar o al empeoramiento de la transferencia de calor durante la descarga del prototipo por alguna causa. Dado que la separación máxima no supone más de un 2.6 % de temperatura, se considera válido el promedio realizado con las tres medidas.

En la Figura 3.3 se muestran, el promedio de las temperaturas del agua de entrada en cada uno de los tubos helicoidales (T_{med} **TI_8_20n**), el promedio de las temperaturas del vapor de salida en cada uno de ellos (T_{med} **TI_8_21n**) y las temperaturas de saturación calculadas a la presión del agua en el colector de entrada (T_{SAT} a **PI_8_200**) y del vapor en el colector de salida (T_{SAT} a **PI_8_210**).

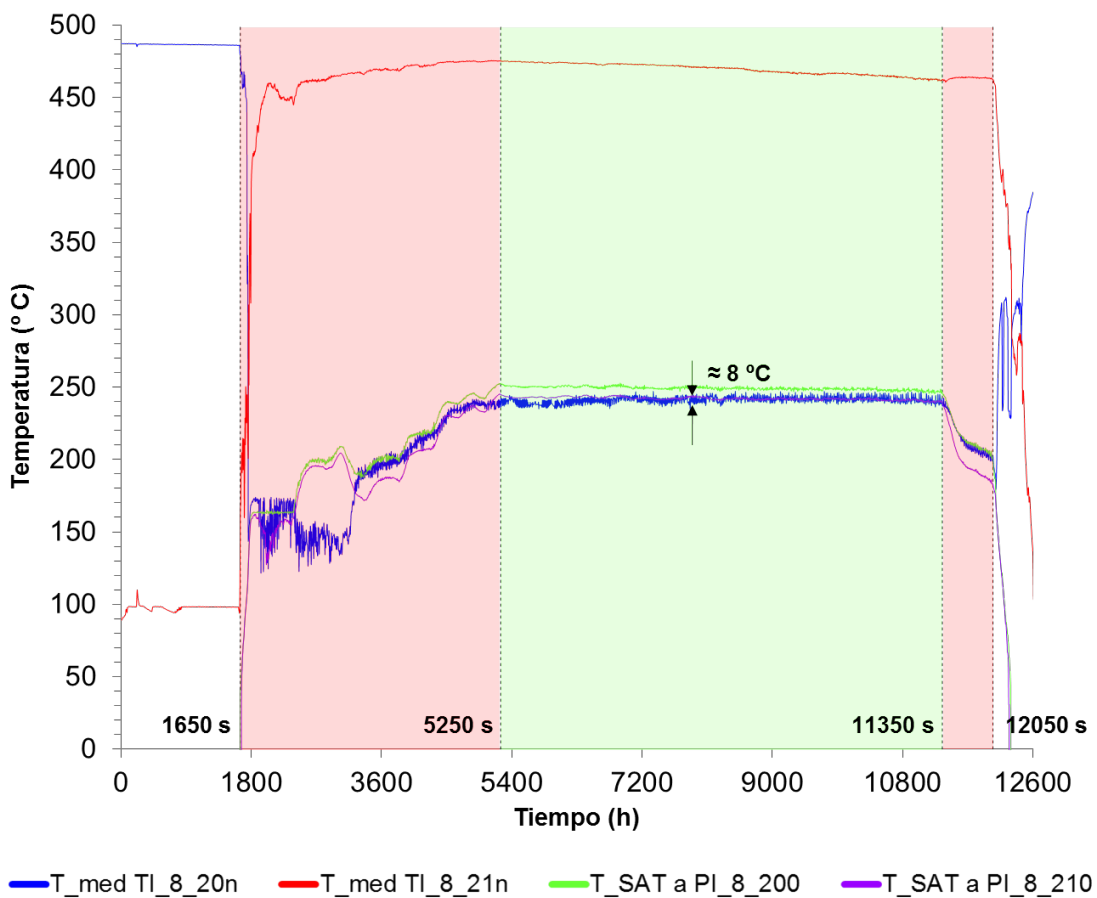


Figura 3.3: Otras medidas del ensayo considerado.

En la fase cuasi-estacionaria se observa que la temperatura media de entrada del agua en el generador (T_{med} **TI_8_20n**) es de 241 °C, variando su medida entre 235 °C y 247 °C. La temperatura de saturación del agua a la presión del colector de entrada (T_{SAT} a **PI_8_200**) varía entre 245 °C y 253 °C, con un valor promedio de 249 °C. Por lo tanto, considerando la superposición entre ambos rangos de temperaturas y que las pérdidas de carga desde el colector de entrada hasta el comienzo de cada uno de los tubos helicoidales

son despreciables, es posible asumir que el generador de vapor funciona con agua saturada a la entrada ($\Delta T_{sub} \approx 0$ °C).

Esta hipótesis se refuerza si se toman las temperaturas de entrada individuales de cada tubo helicoidal, en comparación con la de saturación mencionada, ya que el rango de variación de las primeras es mayor aún. La temperatura media de saturación del agua a la presión del colector de salida (T_{SAT} a **PI_8_200**) es de 242 °C y la temperatura media del vapor a la salida del generador de vapor es de 470 °C, por lo tanto, se concluye que el generador de vapor opera con vapor sobrecalentado a la salida (Tabla 3.4).

Tabla 3.4: Medidas derivadas de las principales en la fase cuasi-estacionaria: valores máximo, mínimo, medio y desviación estándar.

| Referencia | Valor Máximo | Valor Mínimo | Valor Medio | Desviación estándar |
|-------------------------------------|--------------|--------------|-------------|---------------------|
| FI_7002 ($l \cdot h^{-1}$) | 306 | 285 | 295 | 4 |
| T_{med} TI_8_20n (°C) | 247 | 235 | 241 | 2 |
| T_{SAT} a PI_8_200 (°C) | 253 | 245 | 249 | 1 |
| T_{med} TI_8_21n (°C) | 476 | 461 | 470 | 4 |
| T_{SAT} a PI_8_210 (°C) | 245 | 239 | 242 | 1 |

En resumen, los datos experimentales asimilables a las condiciones nominales de diseño en la fase cuasi-estacionaria de la descarga se resumen en la Tabla 3.5.

Tabla 3.5: Condiciones nominales durante el ensayo considerado.

| T_{ms} (°C) | P_{H_2O} (bar) | l_{H_2O} ($l \cdot h^{-1}$) | ΔT_{sub} (°C) |
|---------------|------------------|---------------------------------|-----------------------|
| 475 ± 2 | 39 ± 1 | 295 ± 4 | ≈ 0 |

3.2 Caudales máscicos individuales agua-vapor

En la Figura 3.4 se muestran:

- el caudal máscico total agua-vapor, **MFI_7002**, calculado a partir del caudal volumétrico total medido en la rama fría del circuito agua-vapor, **FI_7002**, y la densidad del agua a **PI_7003** y **TI_7013**, medidas también en la rama fría del circuito agua-vapor en un mismo punto
- la suma de los caudales máscicos individuales a la entrada del generador de vapor, $\sum \mathbf{MFI_8_20n}$, calculada a partir de la suma de los caudales volumétricos individuales medidos a la entrada de cada uno de los tubos helicoidales, **FI_8_20n**, y la densidad del agua a T_{SAT} a **PI_8_200**

- su media móvil¹ (Fonseca González *et al.*, 2016) tomada cada 240 datos (240 per. media móvil ($\sum \mathbf{FI_8_20n}$), que implica tomar valores medios cada 20 minutos. Este intervalo de tiempo es el establecido por los investigadores y técnicos de ENEA como el mínimo que debe transcurrir en condiciones idealmente estacionarias para considerar un ensayo completo.

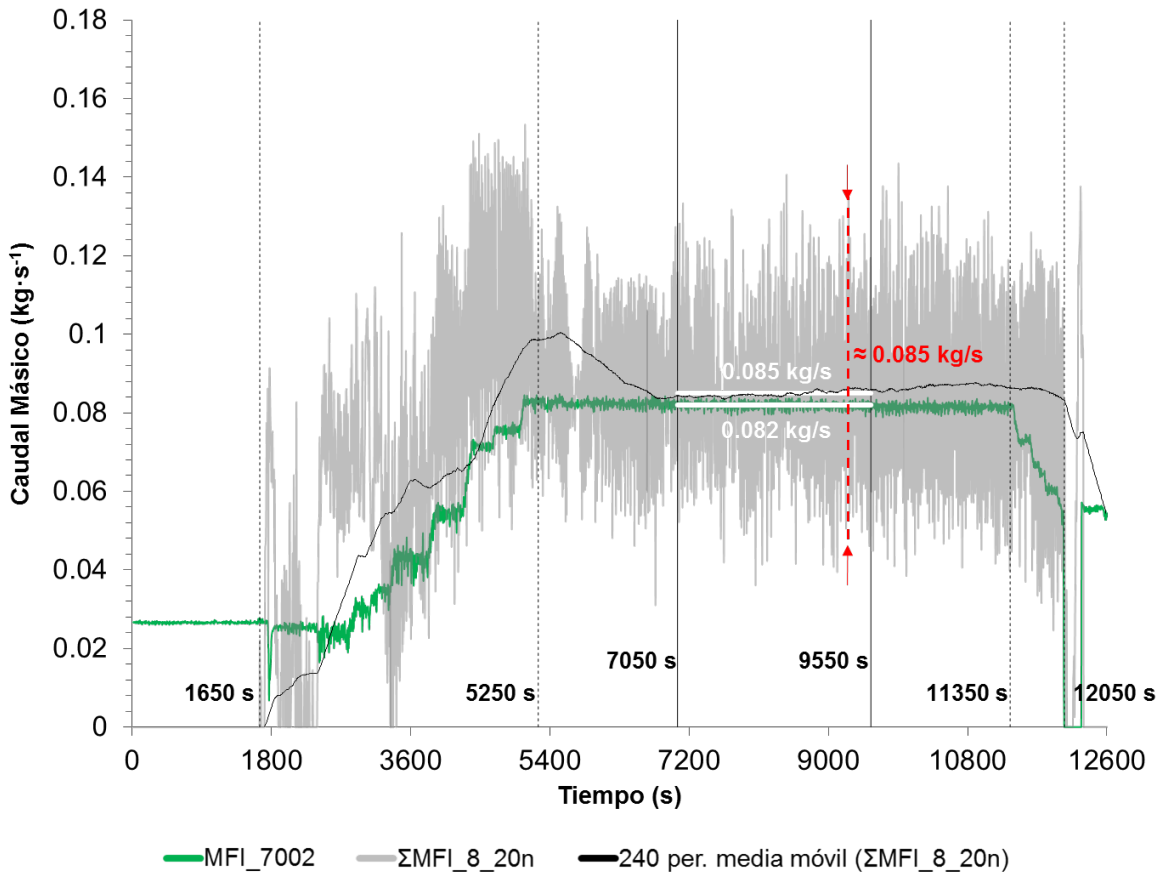


Figura 3.4: Caudal másico total en el circuito agua-vapor.

Como se puede observar, antes de la descarga no fluye agua a través del generador y, por tanto, la suma de los caudales másicos ($\sum \mathbf{MFI_8_20n}$) es igual $0 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$, mientras que, entre los 1650 s y 12050 s, la suma de los caudales másicos fluctúa fuertemente con una amplitud de oscilación del mismo orden de magnitud que la propia medida. De este hecho se deduce que el flujo bifásico está sometido a inestabilidades termo-hidráulicas durante la descarga.

A pesar de ello, se puede verificar la conservación del caudal másico total agua-vapor que circula por el generador de la siguiente forma:

- puesto que la media móvil en la fase cuasi-estacionaria se ve afectada por las fases transitorias previa y posterior a la misma, se utiliza ésta para seleccionar una zona

¹En estadística, técnica utilizada para analizar un conjunto de datos para crear series de promedios. Suaviza las fluctuaciones de periodos cortos, resaltando así las tendencias de periodos largos (Jaime, 1994).

central dentro de la fase cuasi-estacionaria suficientemente alejada de las transitorias (alejada 1800 s de cada una de ellas).

- En esta zona central, limitada por líneas continuas negras en la Figura 3.4, se calculan los valores máximo, mínimo, medio y desviación estándar tanto de $\mathbf{MFI_7002}$ como de $\sum \mathbf{MFI_8_20n}$ (ver Tabla 3.6).
- Considerando la superposición entre las desviaciones estándar de ambos promedios sería posible asumir que se conserva el caudal másico total, aun apreciándose una diferencia de $0.003 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ entre los valores medios.

Tabla 3.6: Caudal másico total agua-vapor en la zona central de la fase cuasi-estacionaria: valores máximo, mínimo, medio y desviación estándar.

| Referencia | Valor Máximo | Valor Mínimo | Valor Medio | Desviación estándar |
|---|--------------|--------------|-------------|---------------------|
| $\mathbf{MFI_7002} \text{ (kg}\cdot\text{s}^{-1}\text{)}$ | 0.085 | 0.079 | 0.082 | 0.001 |
| $\sum \mathbf{MFI_8_20n} \text{ (kg}\cdot\text{s}^{-1}\text{)}$ | 0.140 | 0.021 | 0.085 | 0.021 |

En las gráficas, Figura 3.5, Figura 3.6 y Figura 3.7, se analizan los caudales másicos individuales a la entrada del generador de vapor, $\mathbf{MFI_8_201}$, $\mathbf{MFI_8_202}$ y $\mathbf{MFI_8_203}$ respectivamente, así como sus respectivas medias móviles tomadas cada 240 datos (240 per. media móvil ($\mathbf{FI_8_20n}$)) con el fin de comprobar el reparto de caudales en el generador de vapor. Los caudales másicos se han calculado a partir de los caudales volumétricos, $\mathbf{FI_8_201}$, $\mathbf{FI_8_202}$ y $\mathbf{FI_8_203}$ respectivamente, y la densidad del agua a T_{SAT} y $\mathbf{PI_8_200}$.

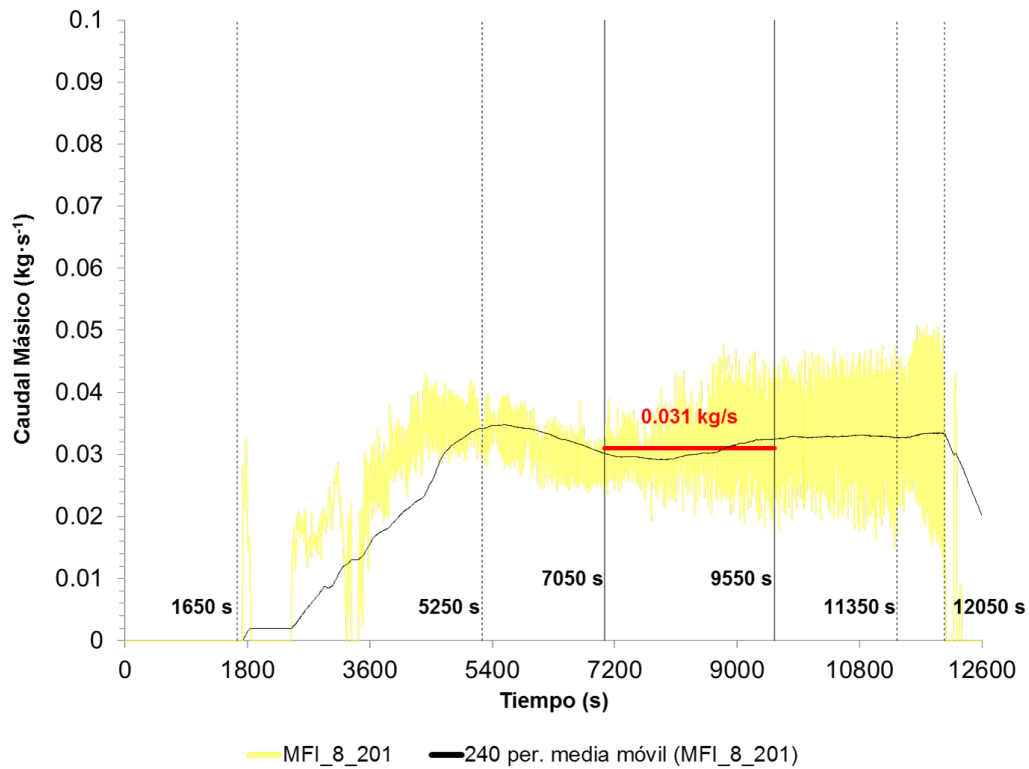


Figura 3.5: Caudal másico en el tubo helicoidal exterior (Tubo 1).

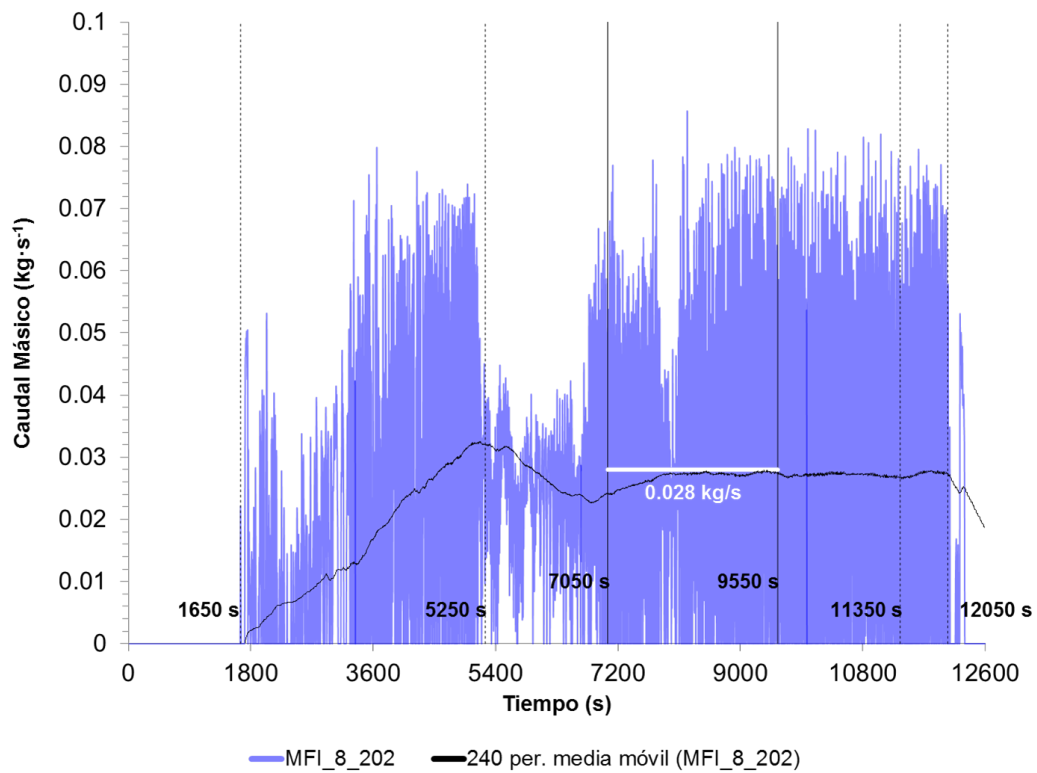


Figura 3.6: Caudal másico en el tubo helicoidal central (Tubo 2).

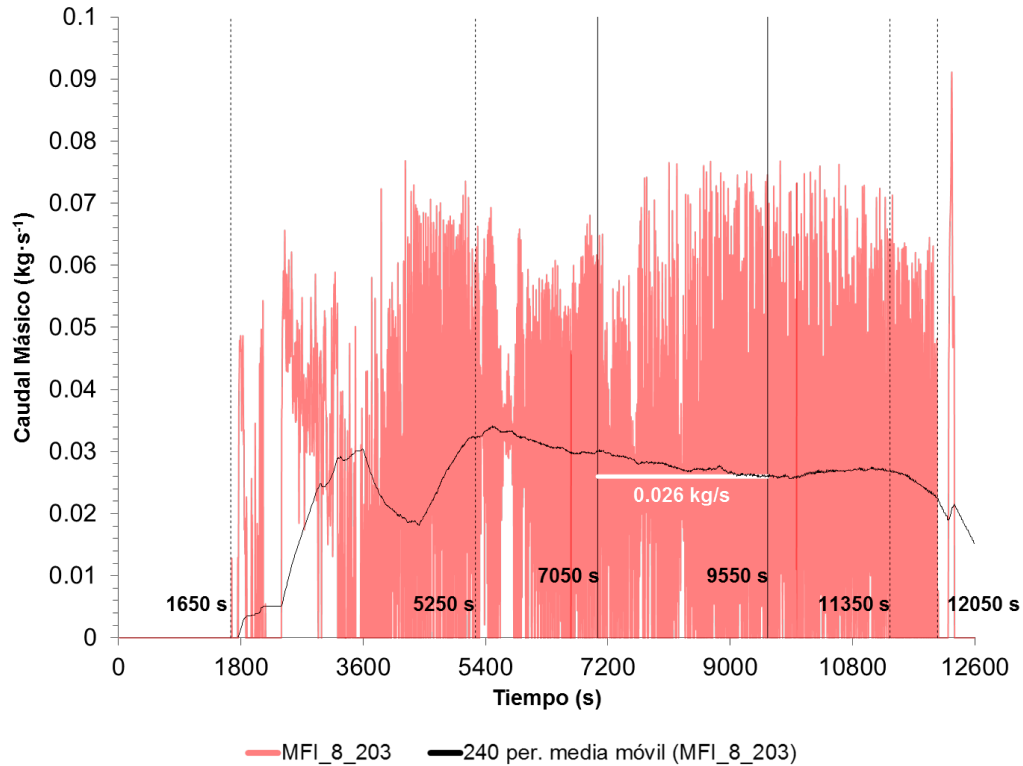


Figura 3.7: Caudal másico en el tubo helicoidal interior (Tubo 3).

En estos casos, se procede de igual forma que con el caudal másico total. Los valores de sus parámetros estadísticos asociados se recogen en la Tabla 3.7.

Tabla 3.7: Caudales másicos individuales agua-vapor en la zona central de la fase cuasi-estacionaria: valores máximo, mínimo, medio y desviación estándar.

| Referencia | Valor Máximo | Valor Mínimo | Valor Medio | Desviación estándar |
|---|--------------|--------------|-------------|---------------------|
| FI_8_201 ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$) | 0.048 | 0.018 | 0.031 | 0.006 |
| FI_8_202 ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$) | 0.086 | 0.0 | 0.028 | 0.025 |
| FI_8_203 ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$) | 0.077 | 0.0 | 0.026 | 0.024 |

MFI_8_202 (Figura 3.6), correspondiente al tubo 2 o central, tiene valores que fluctúan fuertemente durante la descarga y, en algunos momentos, hasta incluso $0.085 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$, que es el valor equivalente al caudal másico total promedio asumido en la zona cuasi-estacionaria central. Casi la misma amplitud de oscilación se aprecia en **MFI_8_203**, correspondiente al tubo 3, es decir, el más cercano al *downcomer* (Figura 3.7). En cambio, las fluctuaciones del caudal másico correspondientes al tubo exterior, o tubo 1, son menores que las de los tubos 2 y 3, aunque también son significativas.

Por tanto, las inestabilidades que se evidencian afectan prácticamente por igual a los tres tubos helicoidales. En el Anexo B, se explica cuál es su origen y se analiza cómo afectan al

funcionamiento del prototipo.

Considerando los valores promedio de la zona central como los valores más representativos de la zona cuasi-estacionaria, se concluye que el reparto de caudales en el generador de vapor es el siguiente:

- \approx el 36.5 % del caudal másico total circula por el tubo exterior
- \approx el 33.0 % por el central
- \approx el 30.5 % por el interior

Dicho reparto, es aplicado a **MFI_7002** para llevar a cabo la modelización de las pérdidas de carga en el generador de vapor (Anexo C).

3.3 Temperaturas de las sales fundidas en el tanque

En la Figura 3.8 se muestran las temperaturas de las sales fundidas próximas a las paredes externas del tanque, medidas a través de pasamuros a varias alturas (**TI_8_050**, **.052**, . . . , **.055**), y la temperatura del aire que hay en el interior de la cúpula del tanque (**TI_8_051**). A partir de aquí, se seguirá un código de colores en las gráficas, usando colores fríos (Min-negro, morado, azul y verde-Max) para los sensores en cotas bajas y colores calientes (Min-amarillo, naranja, rosa y rojo-Max) para los sensores en cotas altas.

Puesto que las sales fundidas acceden al generador a través de la abertura existente en la parte superior de la *shell*, se requiere que éstas tengan un nivel mínimo en el tanque para que circulen a su través. La única forma de comprobación del nivel de sales fundidas disponible en el dispositivo experimental es mediante el análisis de las temperaturas mencionadas, principalmente de **TI_8_052**, que debería estar justo debajo de la interfaz sales fundidas-aire (ver Figura 2.12). Todos los termopares inmersos en las sales deben tener la misma temperatura al principio del ensayo, lo cual se comprueba que sucede teniendo en cuenta el rango del error de las medidas. Además, también el aire de la cúpula está en equilibrio térmico con las sales fundidas del seno del tanque. Cuando se inicia la descarga, y hasta el final del ensayo, las sales fundidas se estratifican en altura. **TI_8_052** comienza registrando temperaturas similares a las del resto de termopares próximos a las paredes del tanque, al menos dentro del rango de incertidumbre de la medida. Pero, al final del ensayo, registra una temperatura alrededor de 10 °C menor que la de **TI_8_053**, que se encuentra en una altura inferior inmersa en sales (ver Figura 2.12). Aunque, es similar a la registrada por **TI_8_051**, que está inmerso en la cámara de aire (ver Figura 2.12).

Esto puede ser debido a que, o bien la interfaz sales fundidas-aire se encuentra por debajo

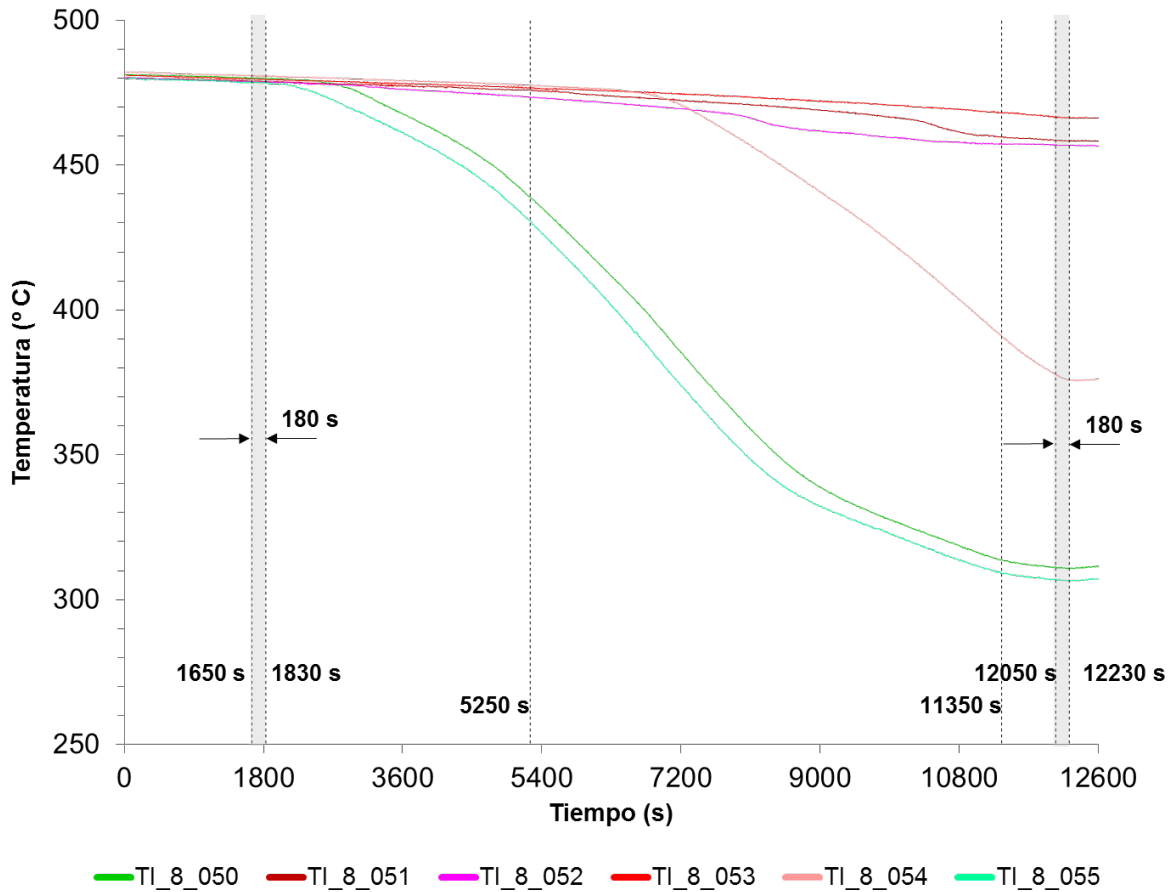


Figura 3.8: Temperaturas de las sales fundidas próximas a las paredes externas del tanque durante el ensayo.

del termopar **TI_8_052** desde el inicio de la descarga o bien, en algún momento durante la misma, al enfriarse las sales disminuyendo su volumen, éstas pasen a estar a una altura por debajo de **TI_8_052**. Independientemente de cuando suceda esto, su cambio de tendencia al enfriarse es previo al del termopar **TI_8_051**, probablemente por la proximidad de **TI_8_052** a las paredes externas del tanque.

Los termopares **TI_8_055** y **TI_8_050** se encuentran a la misma altura en la parte inferior del tanque y en lados opuestos (ver Figura 2.12). Desde los 0 s hasta las 1650 s, la máxima diferencia entre ellos, $\Delta T_{\max.055/.050}$, es de 2 °C. Sin embargo, poco tiempo después de empezar a circular agua a través del generador, las temperaturas empiezan a divergir (a los 1830 s), pasando por un $\Delta T_{\max.055/.050}$ de 8 °C a los 5250 s y terminando en un $\Delta T_{\max.055/.050}$ de 4 °C al final del ensayo. Puesto que **TI_8_050** está en la parte posterior de la salida del difusor, no está tan expuesto a la mezcla como **TI_8_050** que, aunque colocado más lejos, está justo enfrente de la salida del difusor. Para comprobar esta hipótesis experimentalmente sería necesario que hubiera termopares a lo largo de la pared externa del tanque, a varias alturas cerca del generador, con el fin de determinar si la asimetría de la estratificación de las sales fundidas respecto al eje del generador es un fenómeno local o no.

Más información sobre la estratificación de las sales fundidas en el seno del tanque se obtiene a partir del conjunto de los 14 termopares, separados entre sí 0.10 m, y situados a un metro y medio del generador, (**TI_8_5nn**). En la Figura 3.9 se muestran estas medidas junto con la temperatura de las sales fundidas a la entrada del SG (**TI_8_111**).

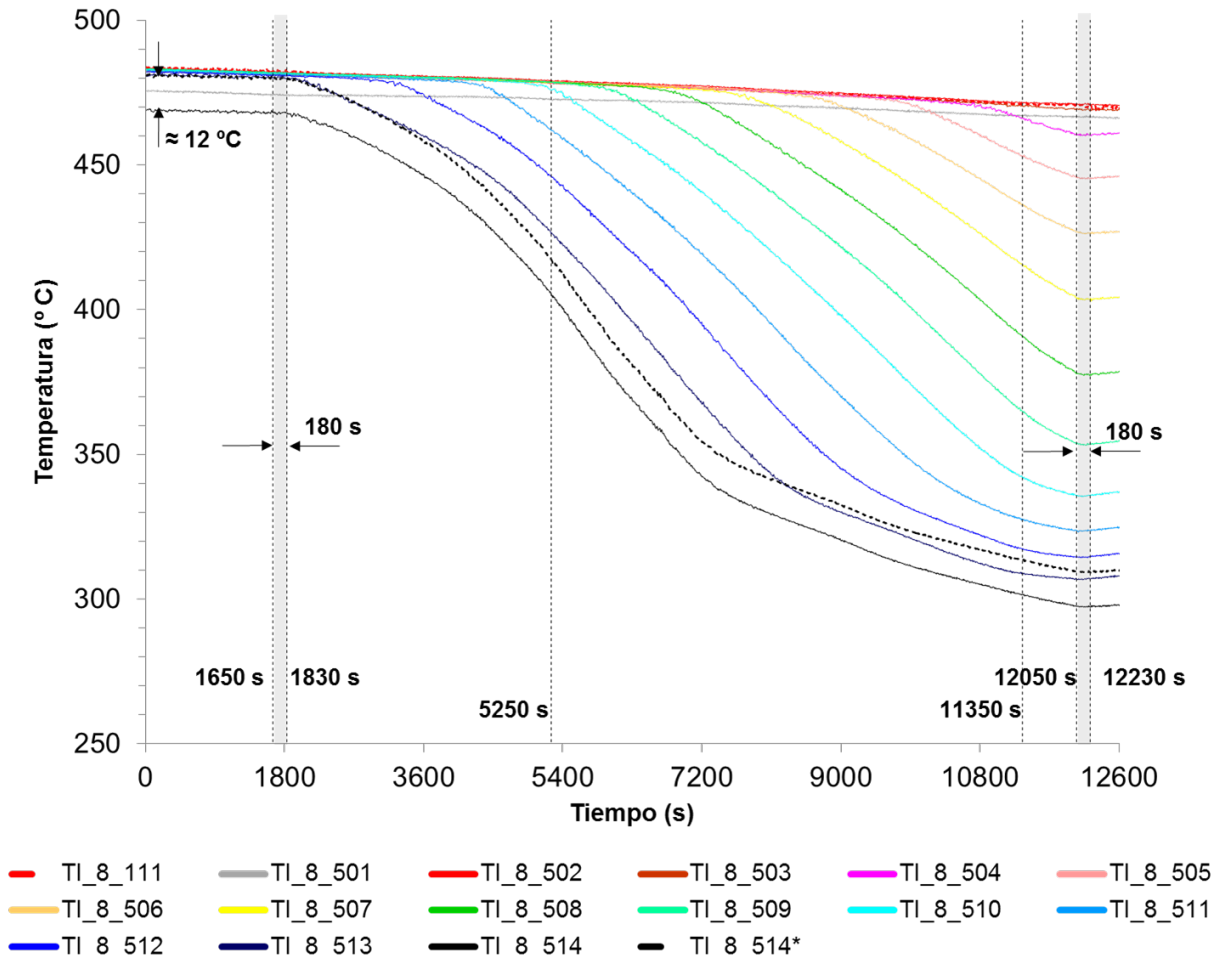


Figura 3.9: Temperaturas de las sales fundidas en seno del tanque durante el ensayo.

Dentro de ellas, las referidas en la Tabla 3.2 como incidencias detectadas, se describen a continuación. Como se puede ver, el termopar **TI_8_501** (línea gris) se mantiene sin ningún cambio de relevancia, entre 476 °C (4 °C por debajo de la temperatura uniforme inicial esperada) y 466 °C al final del ensayo. Por lo tanto, se considera que este instrumento no mide correctamente puesto que, estando inmerso en sales, no experimenta el comportamiento ni del **TI_8_502** situado por debajo de él ni del **TI_8_111** por encima, los cuales sí lo tienen similar, tanto en tendencia como en valores.

Los valores registrados por el termopar **TI_8_514** muestran un desplazamiento de alrededor de 12 °C por debajo de lo esperado antes de empezar la descarga (entre los 0 s y los 1650 s) pero, una vez que comienza la descarga, su evolución en el tiempo es similar a la del resto de termopares: estratificándose en altura desde los 1650 s hasta el final del ensayo. En

consecuencia, se ha aplicado una corrección de 12 °C, considerándose como representativo de esta temperatura el **TI_8_514*** (línea negra punteada en la Figura 3.9). La similitud entre los valores de **TI_8_513** y los resultantes de la corrección **TI_8_514*** podrían explicarse por la mezcla inducida por el flujo de las sales fundidas salientes del generador.

El tamaño máximo de la zona termoclina en el seno del tanque se produce al final de la descarga, como era de esperar, con un salto de temperaturas de alrededor de 159 °C ($\Delta T_{\max.053/.055} = \Delta T_{\max.502/.513} \approx 159$ °C).

Otra información útil obtenida de las Figuras 3.8 y 3.9 es:

- La evolución temporal de las temperaturas de las sales fundidas del tanque no está afectada ni por el primer transitorio, entre los 1650 s y los 5250 s, ni por el segundo, entre los 11350 s y los 12050 s.
- Las sales fundidas del tanque se empiezan a estratificar unos 180 s más tarde (a los 1830 s) de empezar a circular agua a través del generador y, de la misma manera, dejan de hacerlo unos 180 s más tarde (a los 12230 s) de que el caudal de agua se hace cero. Por tanto, para estas condiciones de trabajo, este es el tiempo que tarda el tanque en responder a la operación del generador.

Otra fuente de información sobre las sales fundidas en el seno del tanque es el mapa térmico de la pared exterior del generador (**TI_8_4n1**), Figura 3.10. Este mapa está afectado, principalmente, por el perfil de temperaturas existente fuera del generador, como se puede ver al comparar las Figuras 3.9 y 3.10 (líneas grises frente a líneas de colores respectivamente en Figura 3.10). En la Tabla 2.3 se comparan las alturas de ambos conjuntos de medidas.

Como se ha explicado anteriormente, cuando el generador comienza a funcionar (a los 1650 s), poco después, las sales fundidas del tanque se empiezan a estratificar. Esta estratificación evoluciona en el tiempo como se muestra en la Figura 3.11.

Los perfiles de temperatura que se muestran se han obtenido ajustando los datos experimentales a funciones de distribución logísticas, dadas por expresiones del tipo:

$$T(t) = T_{Max}(t) + \frac{T_{Min}(t) - T_{Max}(t)}{1 + e^{\frac{z(t) - z_c(t)}{s(t)}}} \quad (3.1)$$

donde, dado un instante de tiempo t , T_{Max} y T_{Min} son las temperaturas máxima y mínima, z_c la altura del punto de inflexión de la curva y s la pendiente en dicho punto, tal y como proponen Bayón y Rojas (2014) para describir el comportamiento térmico de tanques de almacenamiento termoclinos.

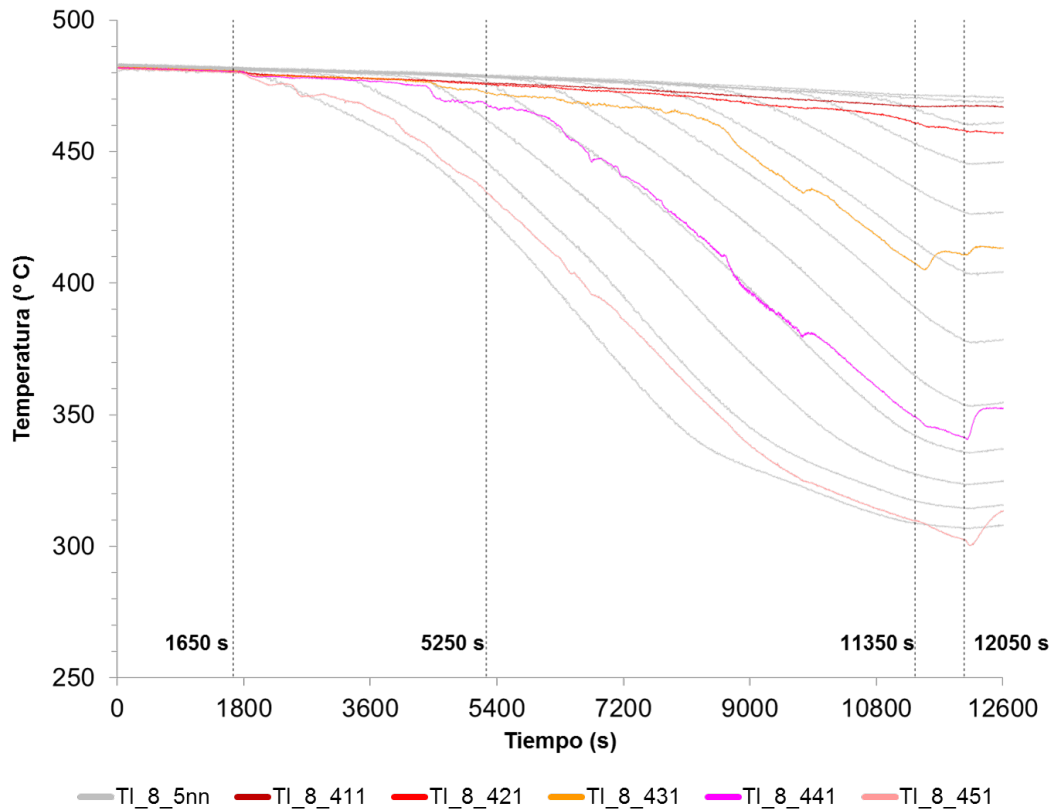


Figura 3.10: Temperaturas de las sales fundidas en seno del tanque y temperaturas de la pared exterior aislante del generador durante el ensayo. En el primer caso no se aplica el código de colores.

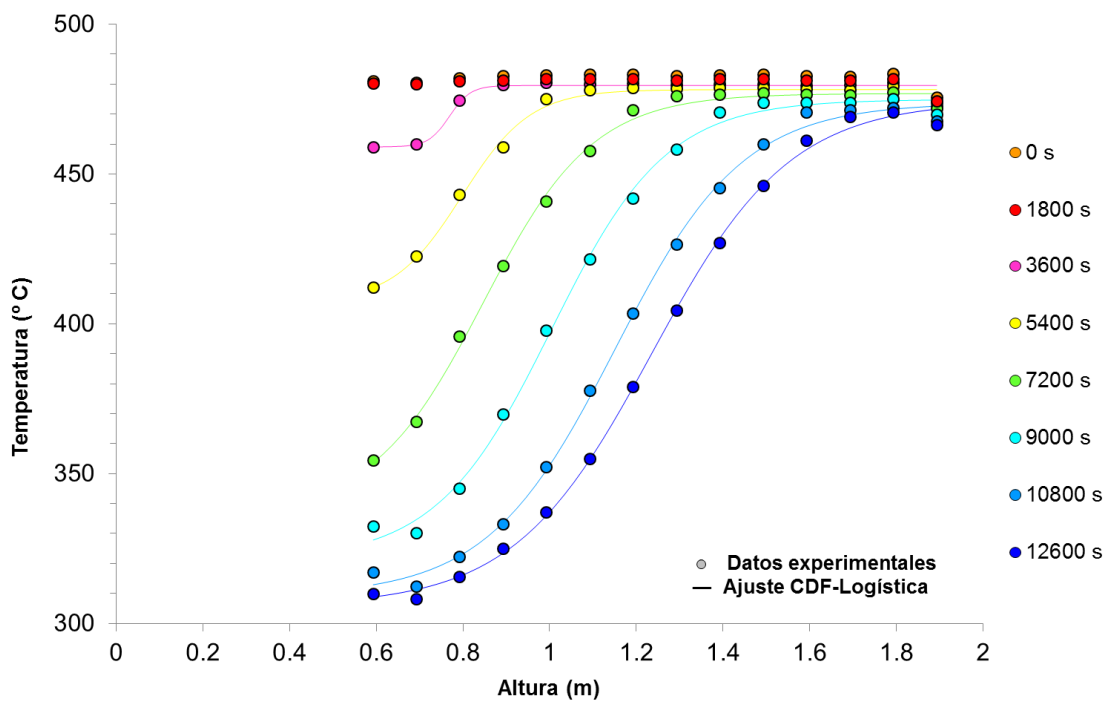


Figura 3.11: Temperaturas observadas (puntos) de las sales fundidas durante el ensayo (a partir de los 14 termopares) y ajustes a curvas logísticas (líneas).

Además, hay una gran falta de información sobre las temperaturas de las sales en la parte inferior del tanque puesto que carece de instrumentación: por debajo de los 0.6 m no hay ningún termopar.

La dinámica de sales fundidas se deduce de un balance energético entre las sales y el agua-vapor. El caudal másico de sales fundidas que circula a través del generador durante la descarga viene dado por la expresión:

$$\dot{m}_{ms} = \frac{\dot{m}_{ws} (H_{OUT} - H_{IN})}{\bar{C}_{p_{ms}} (T_{OUT} - T_{IN})} \quad (3.2)$$

donde:

- \dot{m}_{ms} es el caudal másico de sales fundidas a través del generador de vapor
- \dot{m}_{ws} el de agua-vapor (**MFI_7002**, calculado a partir del caudal volumétrico total medido en la rama fría del circuito agua-vapor, **FI_7002**, y la densidad del agua a **PI_7003** y **TI_7013**, medidas también en la rama fría del circuito agua-vapor en un mismo punto)
- H_{IN} y H_{OUT} las entalpías a la entrada (agua saturada) y a la salida (vapor sobrecalentado) del generador respectivamente (software empleado para los cálculos WaterSteamPro 6.5[®] (Orlov, 2010), evaluadas a T_{SAT} y **PI_8_200** y (**PI_8_210**, T_{med} **TI_8_21n**) respectivamente
- T_{IN} y T_{OUT} las temperaturas de las sales entrada y a la salida del generador, **TI_8_111** y **TI_8_110** respectivamente
- $\bar{C}_{p_{ms}}$ el calor específico evaluado a la temperatura promedio de las sales fundidas a la entrada y a la salida del generador (Bradshaw y Carling, 1987).

En la Figura 3.12 se muestran: el promedio de las temperaturas del agua de entrada en cada uno de los tubos helicoidales (T_{med} **TI_8_20n**), el promedio de las temperaturas del vapor de salida en cada uno de ellos (T_{med} **TI_8_21n**), la temperatura de las sales fundidas en la parte inferior del generador (**TI_8_110**) y en la parte superior (**TI_8_111**) y el caudal másico de sales (\dot{m}_{ms}).

Como se puede ver en esta Figura 3.12, el caudal másico \dot{m}_{ms} no es constante en la zona cuasi-estacionaria de la descarga (región gris), tal y como era de esperar debido al principio de funcionamiento del prototipo (§1.2).

Este hecho implica que para mantener en funcionamiento cuasi-estacionario al sistema (tanque + generador de vapor) sea necesario mantener los volúmenes de sal caliente y sal fría en el tanque almacenamiento, lo que se puede conseguir de varias formas:

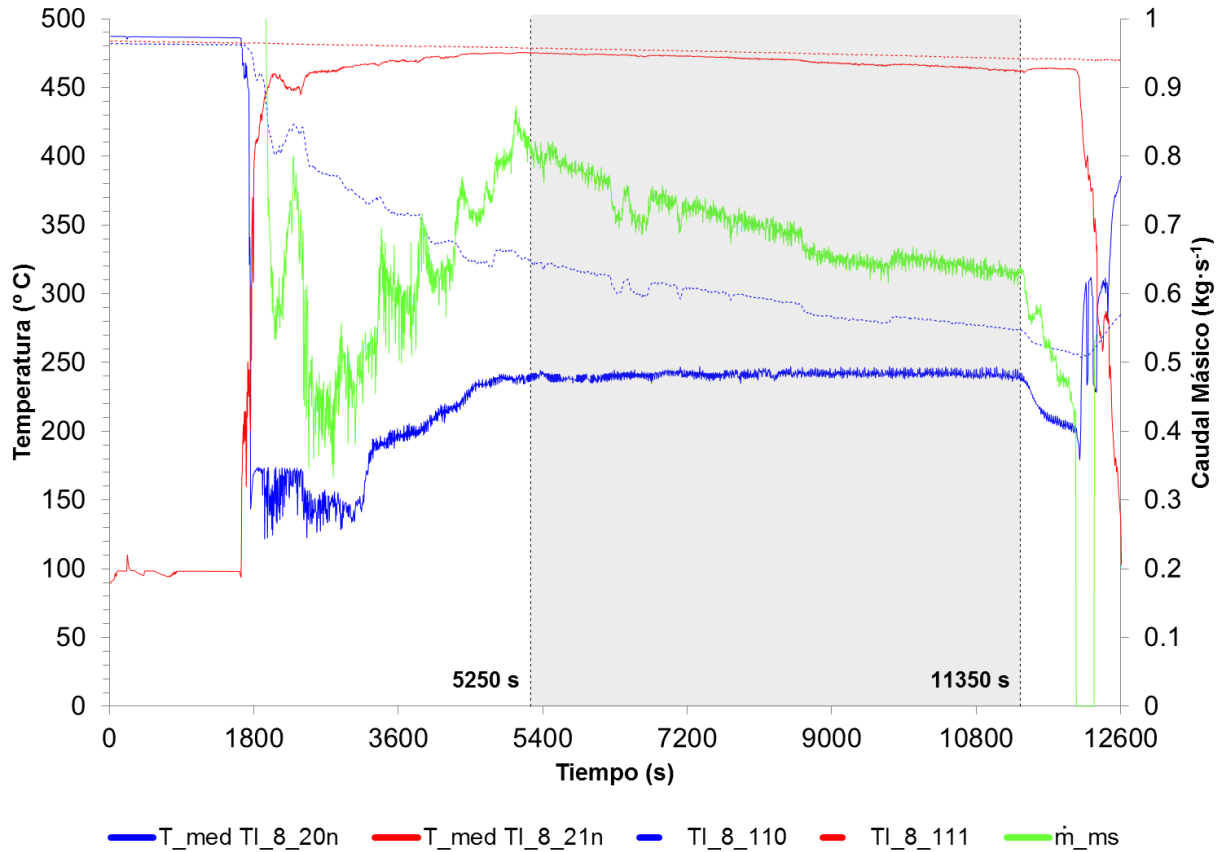


Figura 3.12: Ensayo del 29 de octubre de 2012: algunas medidas principales y derivadas.

- o bien alimentar continuamente al sistema con sales fundidas calientes a temperatura constante, como llevaron a cabo Gaggioli *et al.* (2015)
- o bien mantener un volumen mínimo de sales fundidas calientes en el tanque mediante el calentador eléctrico inmerso

3.4 Pérdidas térmicas

Un análisis de las pérdidas térmicas permite limitar su origen y cuantificarlas. Para poder determinar cuál o cuáles pueden ser las principales fuentes de pérdidas, hay que tener en cuenta que el tanque, recubierto por un aislante térmico (ver §2.3), está suspendido mediante unos brazos de sujeción y parcialmente soterrado para minimizar, en la medida de lo posible, las pérdidas térmicas al ambiente por su parte inferior.

Antes de empezar la descarga, los termopares inmersos en sales situados cerca de las paredes (**TI_8_050**, .053, . . . , .055) muestran que su velocidad de enfriamiento es la misma que la de aquellos inmersos en sales situados en el seno del tanque (**TI_8_5nn**), Figura 3.13, por tanto, al no observarse un gradiente térmico en la dirección radial se asume que no existen

pérdidas térmicas por su parte lateral o que son despreciables frente a la incertidumbre de la instrumentación.

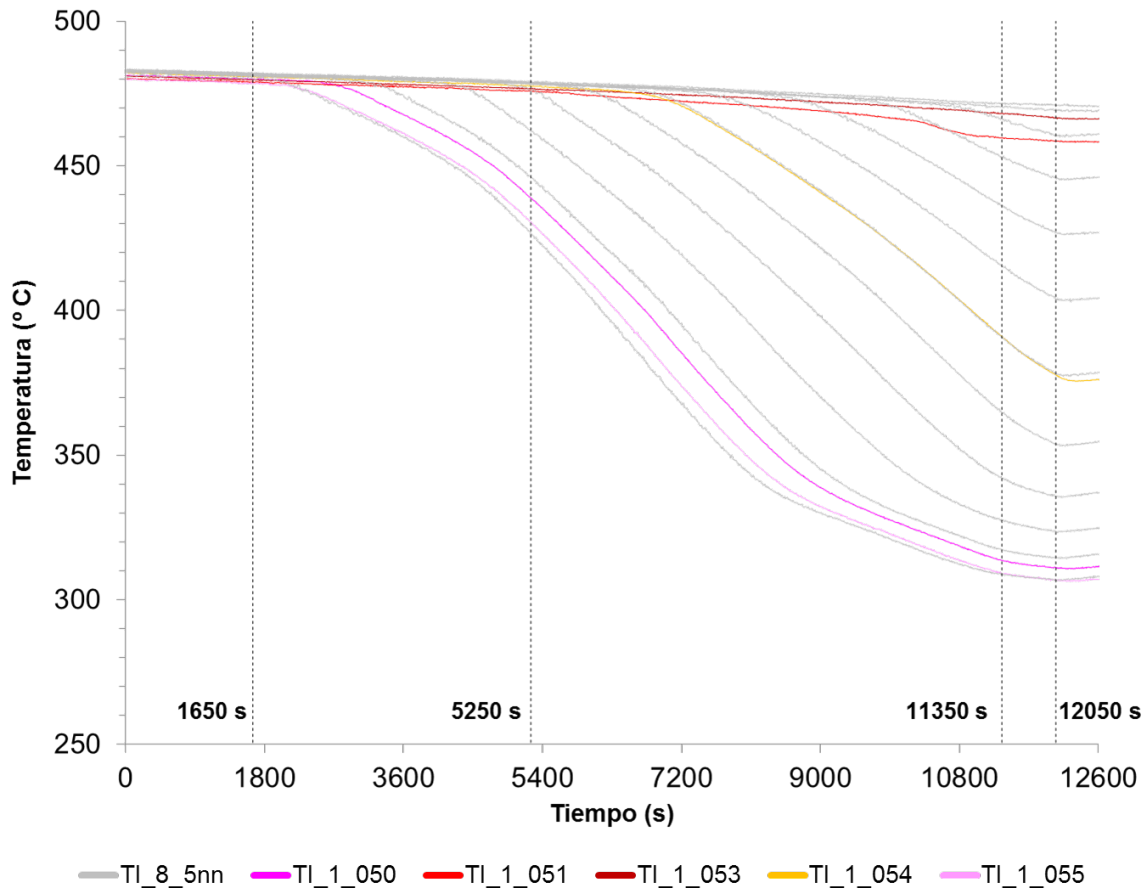


Figura 3.13: Temperaturas de las sales fundidas en seno del tanque y próximas a las paredes externas durante el ensayo. En el primer caso no se aplica el código de colores.

Por otro lado, el termopar inmerso en aire situado en la cúpula del tanque (**TI_8_051**) revela estar en equilibrio térmico con las sales fundidas, por lo que, de haber pérdidas térmicas al exterior, su origen más probable podrían ser los distintos elementos con los que cuenta el tanque de almacenamiento: el generador de vapor, el calentador eléctrico y la bomba de sales, todos ellos elementos metálicos cuyo acceso al tanque tiene lugar a través de su parte superior (ver §2.3), que podrían actuar como posibles puentes térmicos al ambiente.

Puesto que todos los termopares mencionados tienen el mismo comportamiento durante el intervalo de tiempo considerado (0 s – 1650 s), su comportamiento puede aproximarse a una recta. La pendiente de la recta promedio de todas estas medidas representa la velocidad de enfriamiento de las sales fundidas calientes en dicho intervalo de tiempo, cuyo valor es $\approx 1 \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$.

La extrapolación de este resultado al funcionamiento del generador de vapor (1650 s – 12050 s) puede hacerse considerando que la velocidad de enfriamiento de las sales fundidas

calientes, representada por aquellos termopares de la parte más alta que no participan de la estratificación del tanque pero sí de las pérdidas térmicas (**TI_8_502** y **TI_8_111**), es igual a la anterior.

Pizzolato *et al.* (2015, 2016, 2017) también han llevado a cabo diversos estudios sobre este tipo de sistema de almacenamiento térmico. Los datos experimentales utilizados para la validación de su modelo CFD provienen de dos ensayos del prototipo de ENEA, uno con el tanque en *stand by* caliente parcialmente estratificado y otro en descarga, en ambos las condiciones nominales coinciden con las de este ensayo: $T_{ms} \approx 480$ (°C). Los resultados de su modelo reproducen adecuadamente los datos experimentales, lo cual da validez a las hipótesis del mismo (adiabaticidad del tanque). La adiabaticidad implica que la velocidad de enfriamiento de las sales fundidas calientes que obtienen es debida a las pérdidas térmicas intrínsecas, es decir, a las irreversibilidades termodinámicas del sistema. Considerando que la velocidad de enfriamiento dada en este trabajo es la misma que la obtenida por Pizzolato, se asume esta conclusión.

Una consecuencia de la velocidad de enfriamiento calculada en este trabajo es que da lugar a una variación máxima de la densidad de las sales fundidas calientes en el tramo cuasi-estacionario de la descarga de 0.4%, despreciable desde el punto de vista ingenieril. Dicha consecuencia justifica la independencia de los resultados de este trabajo con las pérdidas térmicas del prototipo, motivo por el que no se consideran otros experimentos de descarga puesto que su independencia con las temperaturas de trabajo está garantizada.

3.5 Temperaturas en el generador de vapor

En este epígrafe se estudia el comportamiento de las temperaturas de las paredes externas del generador de vapor y de las sales fundidas que circulan a través del mismo.

En cuanto a las temperaturas de las paredes externas del generador de vapor, su análisis se considera una técnica adecuada para la determinación de la posición de *dryout* en flujos bifásicos, tal y como se explica en el Anexo D.

En la Figura 3.14 se muestran las temperaturas de pared del tubo helicoidal interno (ver Figura 3.1), **TI_8_3n1**, medidas a varias alturas desde el fondo (ver Tabla 2.4), denotadas $\{z_n\}_{n=0,\dots,9}$.

Dentro de ellas, las referidas en la Tabla 3.2 como “incidencias detectadas”, se describen a continuación.

Antes de empezar a funcionar el generador (0 s – 1650 s), las medidas de **TI_8_341** son 4 °C inferiores a las temperaturas registradas por el resto de los termopares. Sin embargo,

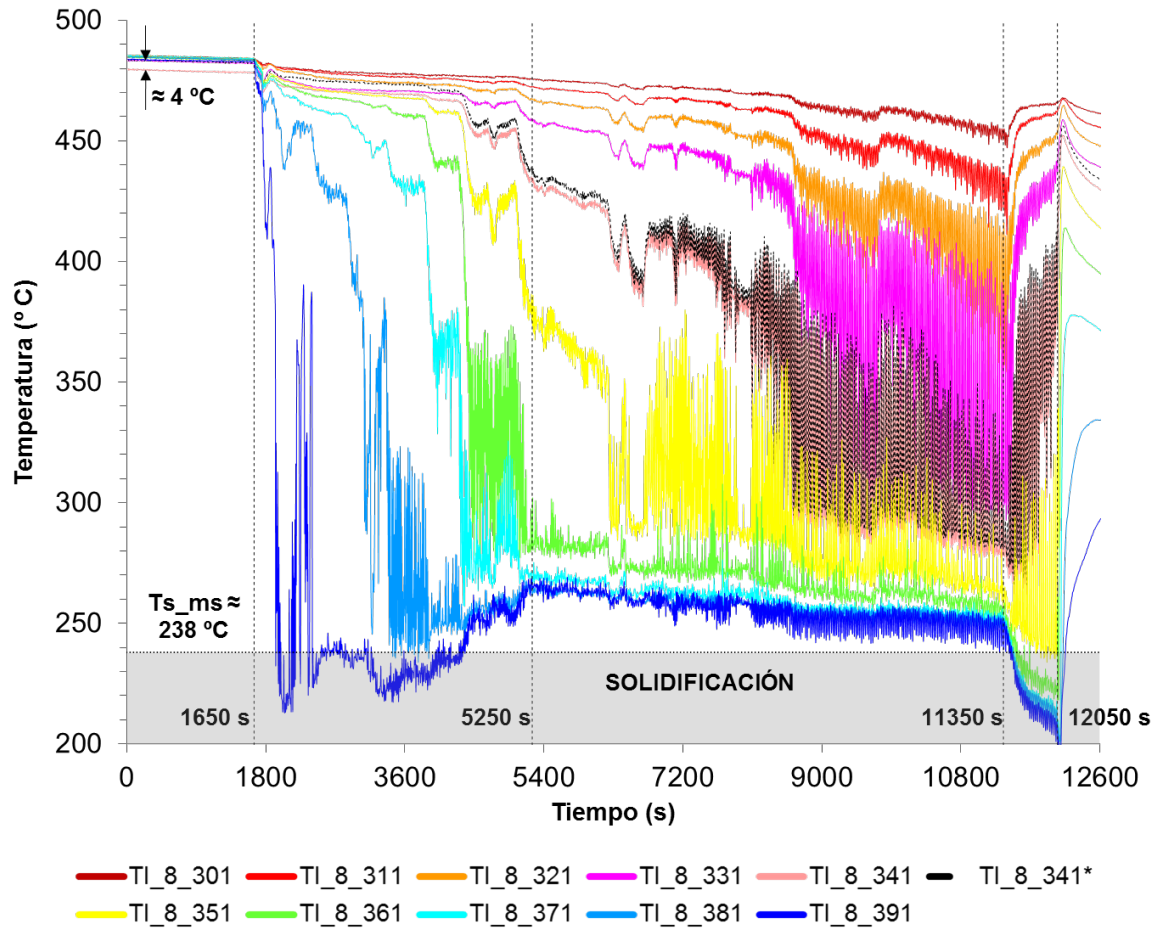


Figura 3.14: Temperaturas en pared del tubo helicoidal interno durante el ensayo.

durante la descarga (1650 s – 12050 s), sus medidas globales son coherentes con las de los otros termopares: mismo comportamiento y variabilidad. Se ha asumido una temperatura corregida (**TI_8_341***) 4 °C superior a la experimental de **TI_8_341** como valor representativo de la temperatura en esta posición.

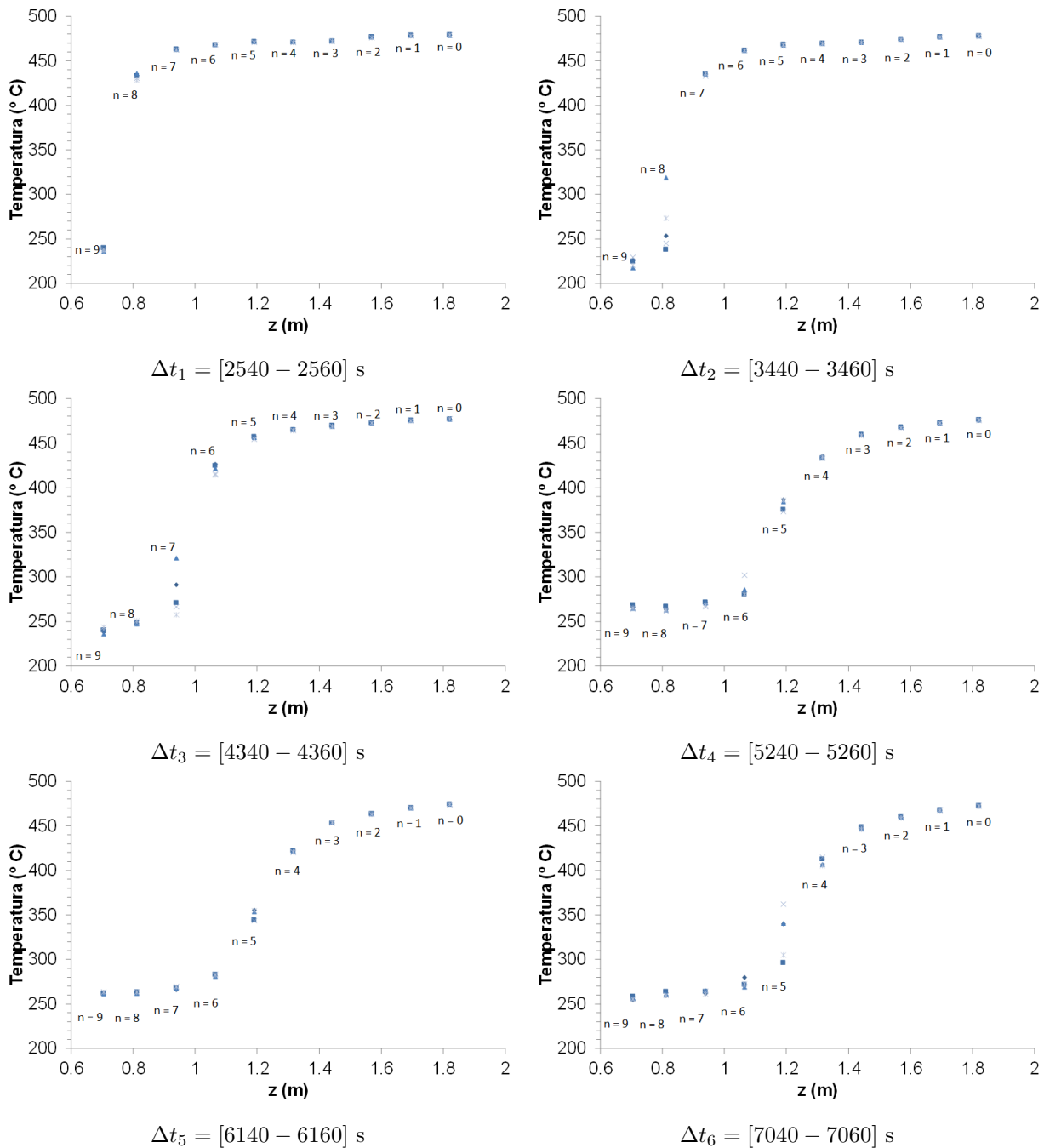
Se observan oscilaciones en las temperaturas de superficie del tubo. Estas oscilaciones están asociadas con la respuesta térmica de la pared a las inestabilidades experimentadas por el flujo bifásico durante la descarga (Anexo B).

Teniendo en cuenta que la frecuencia de oscilación de dichas inestabilidades es de 0.05 Hz (Anexo B), en la Figura 3.15, se muestran las temperaturas de pared $\{\mathbf{TI_8_3n1}\}$ registradas durante intervalos de tiempo de 20 s, denotados $\{\Delta t_i\}_{i=0,\dots,11}$, alrededor de ciertos instantes seleccionados equiespaciadamente (cada 900 s) desde el comienzo de la descarga (a los 1640 s) hasta el final de la fase cuasi-estacionaria (a los 11350 s), frente a las alturas correspondientes $\{z_n\}_{n=0,\dots,9}$.

Como se puede ver en la Tabla 3.8 y en la Figura 3.15, ciertos termopares **TI_8_3n1** tiene una oscilación de temperaturas asociada $\{\Delta T_n\}_{n=0,\dots,9}$. Las oscilaciones de mayor amplitud

determinan la posición del inicio del *dryout* a lo largo del generador de vapor (Anexo B). Se observa cómo el *dryout* está localizado: poco después de comenzar la descarga (a los 2550 s) alrededor de z_8 , al empezar la zona cuasi-estacionaria (a los 5250 s) alrededor de z_6 y, al terminar la misma (a los 11350 s) alrededor de z_3 , siendo perceptible su desplazamiento a lo largo del generador.

También se observa que, a medida que transcurre el proceso de descarga, las oscilaciones de gran amplitud ($\Delta T_n \geq 14 \text{ }^\circ\text{C}$ (Naitoh *et al.*, 1974)) pasan de estar concentradas alrededor de una sola altura a estar extendidas alrededor de varias.



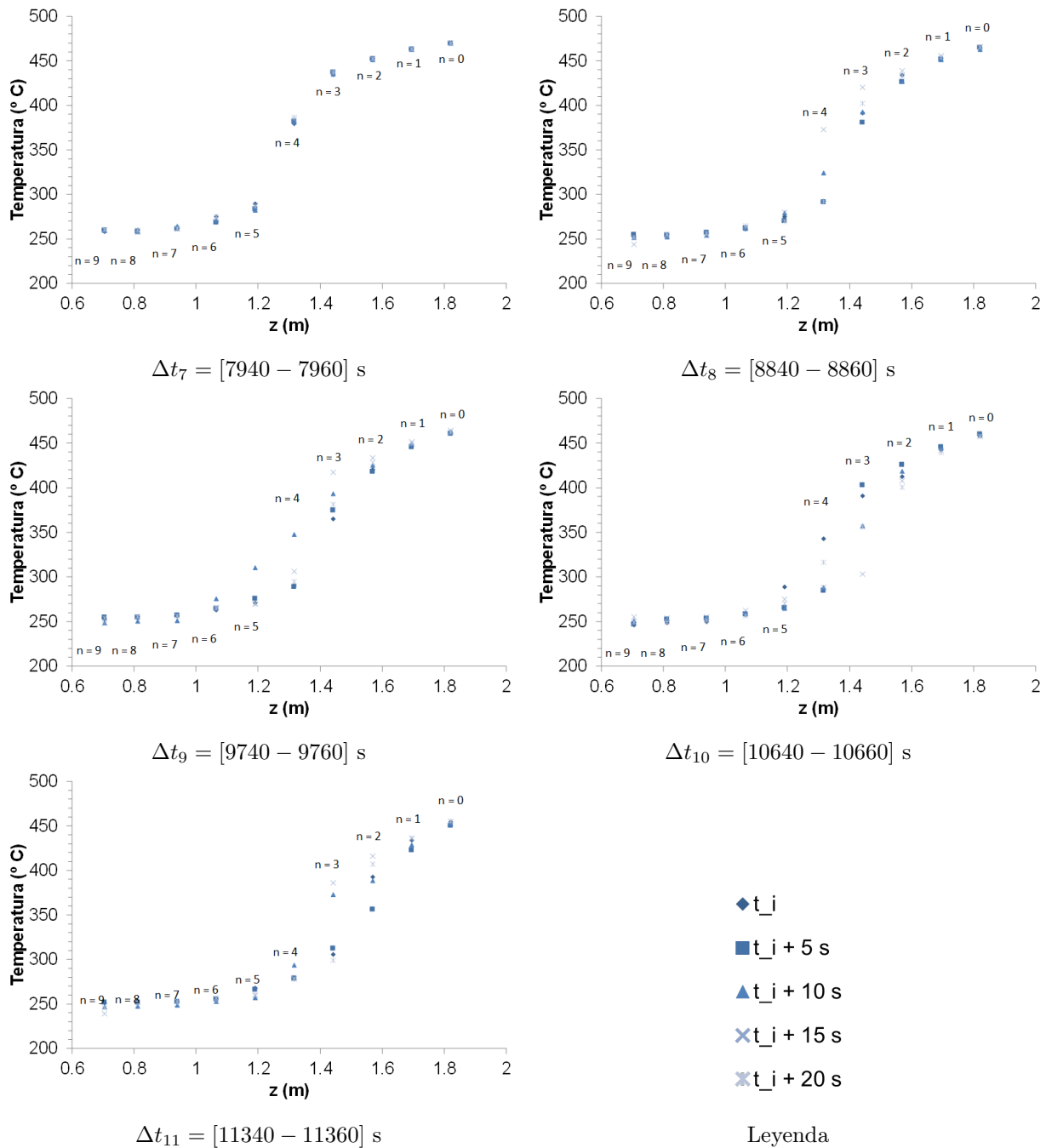


Figura 3.15: Temperaturas de pared en función de la altura del generador. En cada gráfica se muestran los datos de 20 s.

La siguiente tabla, Tabla 3.8, recoge para cada Δt_i y z_n los valores $\Delta T_n \geq 1.5 \text{ }^\circ\text{C}$ (error de medida de los termopares).

El desplazamiento del *dryout* a lo largo del generador de vapor durante el cuasi-estacionario se debe a que el caudal másico de sales que circula a través de él, a medida que transcurre la descarga, disminuye con el tiempo, tal y como aprecia en la Figura 3.12. Por lo tanto, la transferencia de calor entre las sales fundidas y el flujo bifásico es menos efectiva,

necesitándose una mayor superficie de intercambio para conseguir llegar hasta él, tal y como se explica en la §1.2.

Tabla 3.8: Amplitudes de oscilación de las temperaturas de pared ($^{\circ}\text{C}$). Desplazamiento del *dryout* durante el cuasi-estacionario (en rojo $\Delta T_{n, \text{Max}}$ y en naranja $\Delta T_n \geq 14$ $^{\circ}\text{C}$).

| | z_0 | z_1 | z_2 | z_3 | z_4 | z_5 | z_6 | z_7 | z_8 | z_9 |
|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Δt_1 | | | | | | | | | 8 | 3 |
| Δt_2 | | | | | | | | 3 | 81 | 12 |
| Δt_3 | | | | | | 3 | 12 | 64 | 4 | 8 |
| Δt_4 | | | | | 2 | 13 | 22 | 5 | 5 | 4 |
| Δt_5 | | | | | 2 | 12 | 3 | 3 | 2 | 2 |
| Δt_6 | | | 3 | 3 | 9 | 66 | 11 | 3 | 4 | 3 |
| Δt_7 | | | | 3 | 7 | 8 | 7 | 3 | 2 | 2 |
| Δt_8 | 3 | 4 | 13 | 39 | 82 | 10 | 3 | 3 | 3 | 11 |
| Δt_9 | 3 | 6 | 15 | 52 | 59 | 41 | 12 | 6 | 5 | 7 |
| Δt_{10} | 2 | 6 | 25 | 100 | 58 | 24 | 6 | 6 | 5 | 9 |
| Δt_{11} | 5 | 14 | 60 | 87 | 15 | 11 | 4 | 5 | 5 | 12 |

En lo que respecta al comportamiento de las temperaturas de las sales fundidas que circulan por el generador de vapor, la Figura 3.16 muestra las lecturas realizadas. En dicha figura se pueden ver las temperaturas de las sales fundidas en los puntos equidistantes (en la misma horizontal) a los tubos helicoidales central e interior (ver la Figura 3.1), **TI_8_3n2**. En la figura referida se puede apreciar que la amplitud de las oscilaciones de la temperatura disminuye, sin desaparecer, lo cual indica que dichos puntos están afectados por las inestabilidades del flujo bifásico.

Antes de comenzar el proceso de descarga (antes de alcanzar los 1650 s) todos los termopares registran los mismos valores. Una vez que empieza a funcionar el generador de vapor (a partir de los 1650 s), las lecturas de los sensores indican una estratificación ordenada en altura a excepción de **TI_8_342**, cuyas medidas son inferiores a las de **TI_8_352**, a pesar de estar situado a una altura más baja. Este hecho se produce durante toda la descarga y se aprecia claramente durante la fase cuasi-estacionaria. A pesar de esta anomalía, su comportamiento global es coherente con el del resto de termopares: misma tendencia y variabilidad. Por tanto, cabe pensar que existe un error de identificación entre ambos, hipótesis que se refuerza observando la ordenada estratificación en altura de los termopares de pared correspondientes: **TI_8_341** y **TI_8_351** (ver Figura 3.14).

Asegurar que las sales fundidas circulen a través del generador de vapor requiere que permanezcan en estado líquido todo el tiempo. Dentro de las medidas disponibles, la temperatura más fría esperada es la de **TI_8_391** (Figura 3.14), seguida de **TI_8_392**

(Figura 3.16) y **TI_8_393** (Figura 3.17), dado que son los termopares que están ubicados en la parte inferior del generador, lugar donde se inicia el intercambio de calor sales fundidas agua-vapor. Sabiendo que el punto de congelación de las sales comienza alrededor de los 238 °C (Bradshaw y Carling, 1987), al comienzo del ensayo puede darse algún fenómeno de solidificación sobre la superficie del tubo interior (Figura 3.14) en la parte más baja del generador en contacto con las sales, ya que en dicha superficie se rebasa este valor momentáneamente. A pesar de que no se alcanzan los 238 °C por las sales del generador, éstas llegan a valores muy cercanos, tal y como se muestra en las Figuras 3.16 y 3.17 si se observan los termopares situados en la parte baja del generador: **TI_8_393** y **TI_8_392** respectivamente.

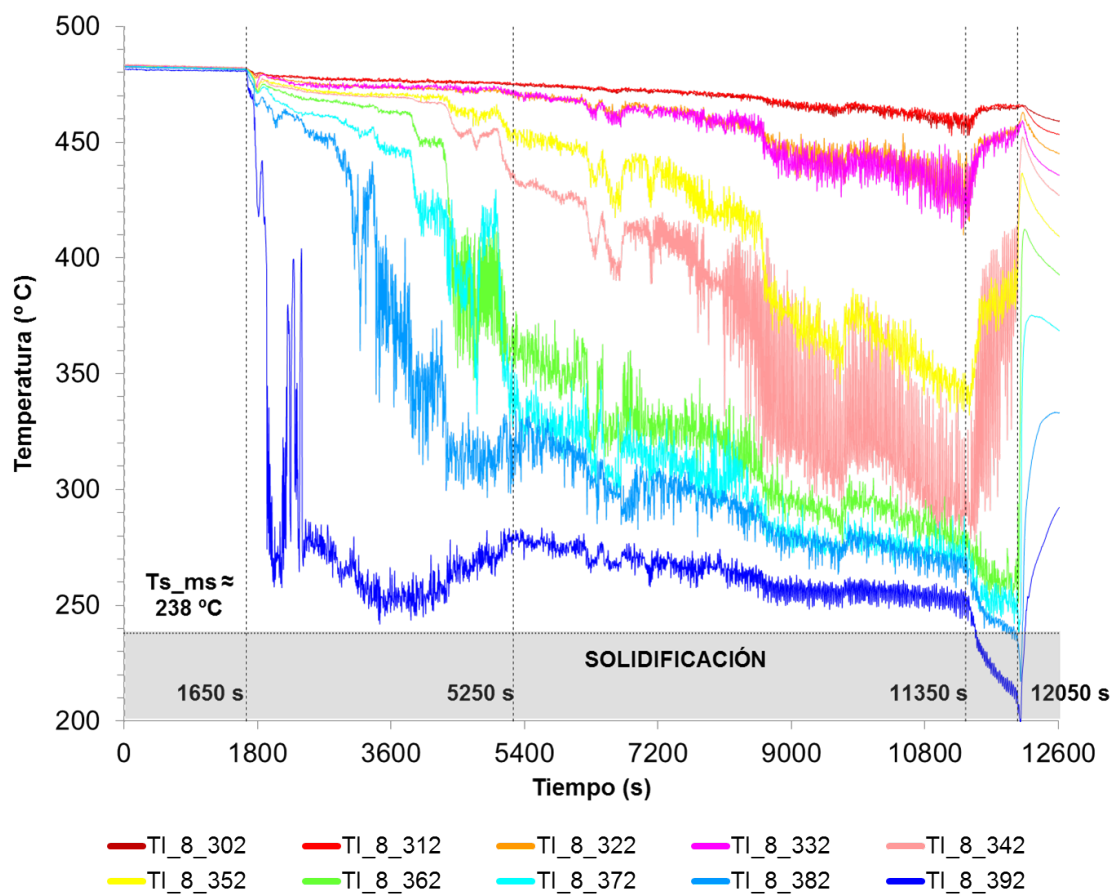


Figura 3.16: Temperaturas cerca de la superficie del tubo helicoidal interno durante el ensayo.

En la Figura 3.17 se muestran las temperaturas de las sales fundidas en el seno del generador de vapor en los puntos equidistantes (en la diagonal) de los tubos helicoidales central e interior (ver Figura 3.1), **TI_8_3n3**. Se puede apreciar en ella que la amplitud de las oscilaciones de la temperatura disminuye aún más que en **TI_8_3n2**, pero todavía sin desaparecer éstas, lo cual indica que dichos puntos también puedan estar afectados por las inestabilidades del flujo bifásico.

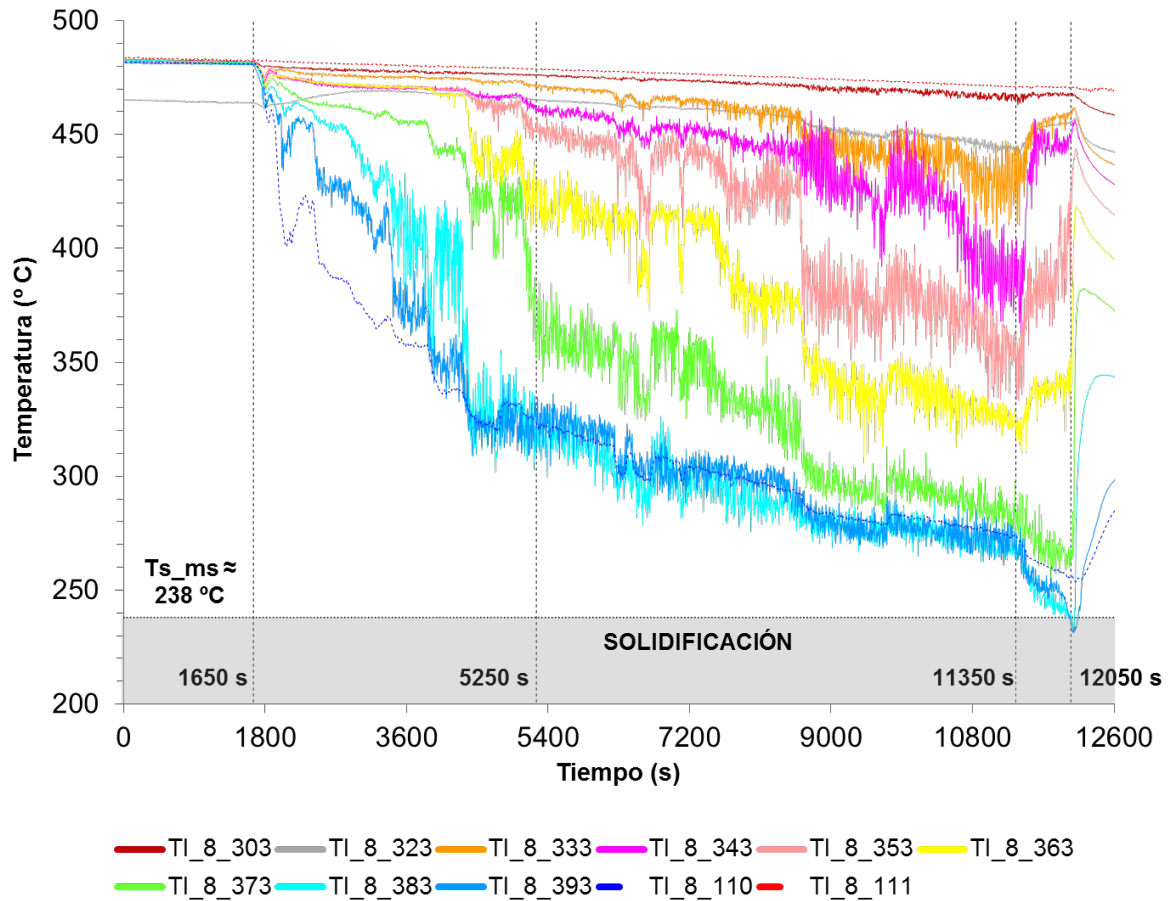


Figura 3.17: Temperaturas “en el seno” del generador durante el ensayo y a la entrada y a la salida del generador.

Dada la anomalía detectada en el termopar **TI_8_323** (Tabla 3.2), éste puede catalogarse como un instrumento que no funciona correctamente puesto que antes de empezar la descarga del tanque muestra medidas por debajo de la temperatura uniforme inicial (Figura 3.17). No se contempla una corrección del mismo ya que se observa que al iniciarse el proceso de descarga las temperaturas que registra aumentan con el tiempo, algo que no resulta posible.

Capítulo 4

Modelización de la transferencia de calor en el lado de las sales fundidas

En este capítulo se lleva a cabo la modelización de la transferencia de calor en el sistema de almacenamiento térmico en sales fundidas con generador de vapor integrado con el objetivo de, partiendo de los resultados numéricos obtenidos, poder calcular los coeficientes de transferencia de calor locales a lo largo del generador de vapor (Objetivo II).

Para ello, se lleva a cabo un modelo CFD que simula un proceso de descarga del prototipo de 300 kW_{th} perteneciente a ENEA.

La información experimental extraída en el Capítulo 3 ha servido, por un lado, para establecer las condiciones iniciales y de contorno de dicho modelo y, por otro, para validar la propia simulación.

En este capítulo la estructura seguida es la siguiente: en primer lugar, se describen el pre-procesado del modelo CFD (modelo geométrico, de malla y físicos empleados, así como, condiciones iniciales y de contorno impuestas) y su post-procesado. En segundo lugar, se lleva a cabo su validación, tanto desde el punto de vista numérico como experimental. En tercer lugar, se establece un modelo para el cálculo de los coeficientes de transferencia de calor locales. Por último, se resumen los resultados más relevantes del capítulo.

4.1 Pre-procesado del modelo CFD

4.1.1 Geometría y mallado

Se ha construido un modelo 3D a escala real que tiene en cuenta las sales fundidas, tanto del tanque como del propio generador de vapor integrado: modelo global, Figura 4.1. De este modo, es posible estudiar su movimiento a través de ambos fluidos simultáneamente y, por tanto, la influencia de la transferencia de calor en el generador de vapor integrado sobre la evolución temporal de la estratificación de las sales en el seno del tanque durante el proceso de descarga. Se ha optado por construir un modelo global para poder reproducir la física del problema con el mayor realismo posible y contar con el conjunto de datos experimentales más amplio posible para la validación del modelo.

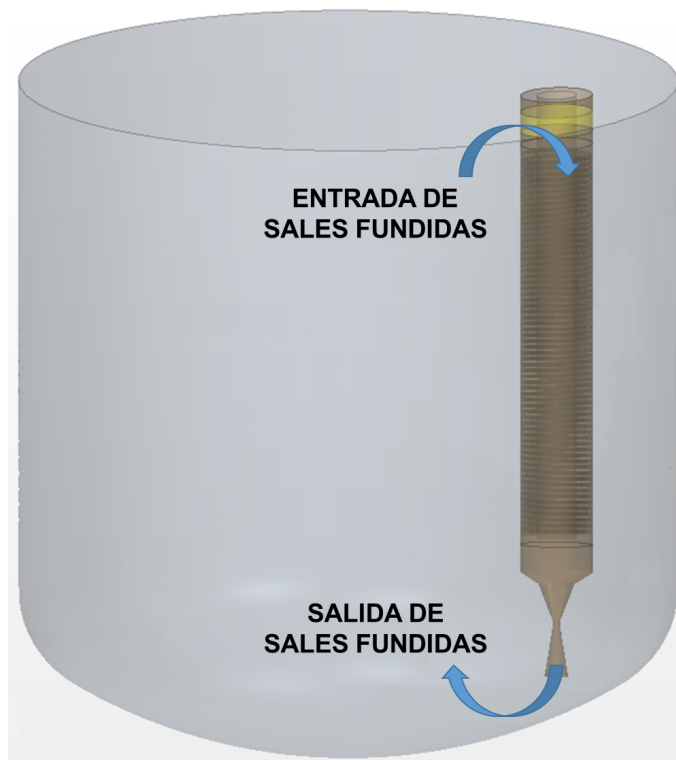


Figura 4.1: Vista en perspectiva del interior del prototipo. Las flechas indican la circulación de las sales a través del generador de vapor integrado.

Para el diseño de los tres tubos helicoidales que conforman el generador se ha utilizado el software Autodesk Inventor Professional 2010[®], mientras que para el diseño del resto de los componentes del generador (*shell*, *downcomer*, abertura y difusor, Figura 4.2) y del propio tanque, se ha utilizado el módulo CAD de STAR-CCM+ 8.04.010[®].

Las paredes del difusor y de la abertura son de AISI 321H (cuya conductividad térmica es de $\approx 16 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) y tienen un espesor de 0.00165 m, lo que equivale a una resistencia

térmica interna de $1.0313 \cdot 10^{-4} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}$. Aquí se asume que dicho valor es menor que el de la resistencia térmica de convección en las superficies de las paredes, por lo que se asumen paredes de espesor despreciable. El espesor de la *shell* también se ha considerado despreciable. Posteriormente, mediante la validación del modelo, se ha comprobado que las hipótesis hechas sobre los coeficientes de película son correctas.

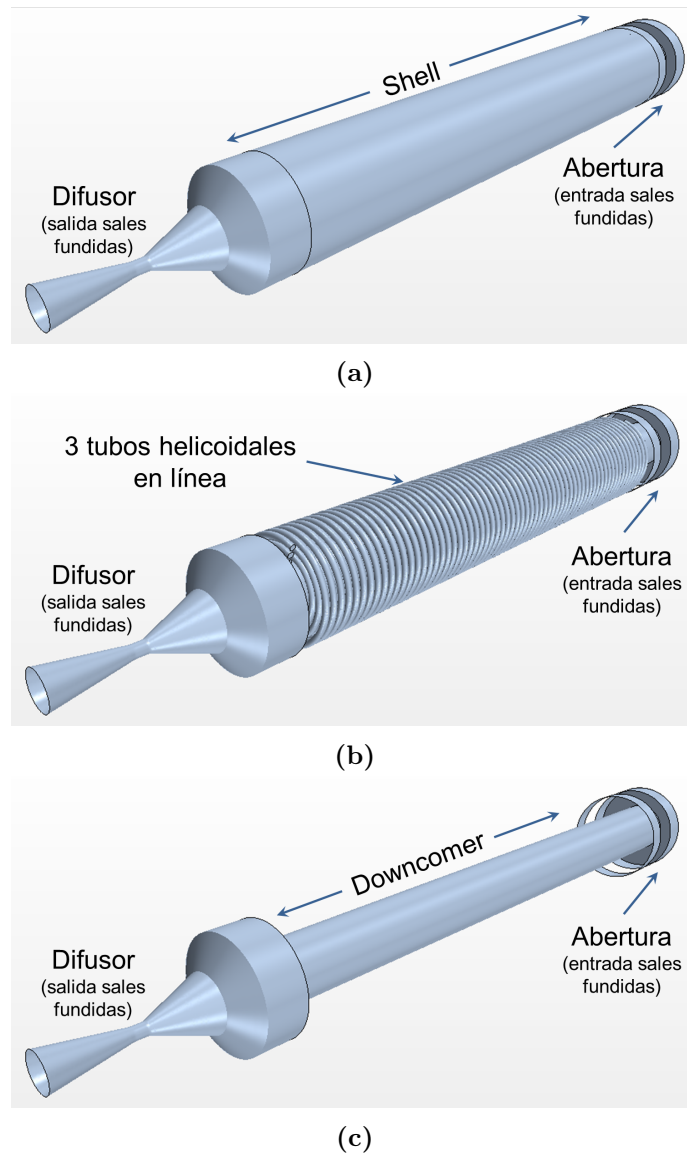


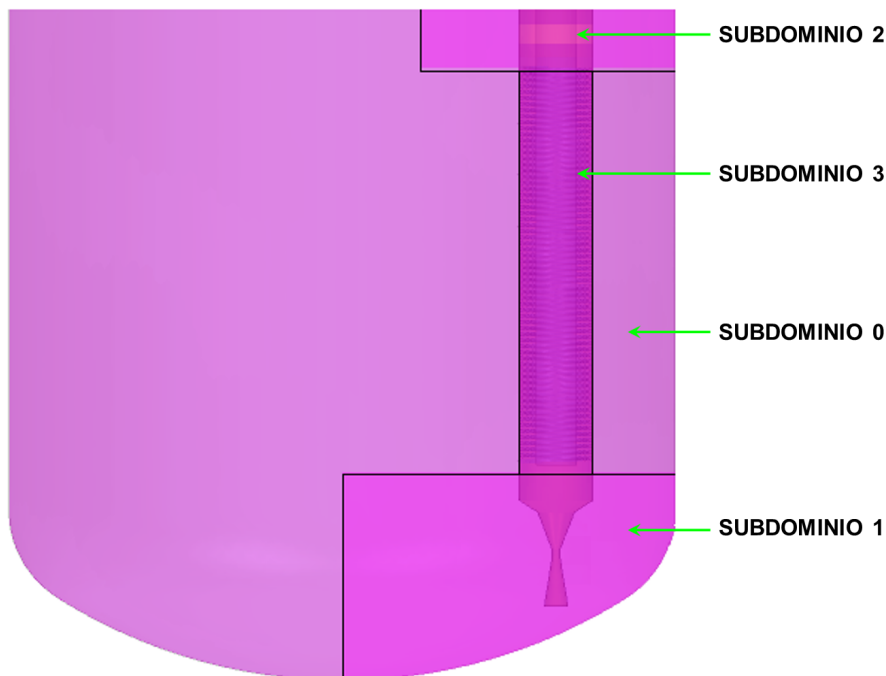
Figura 4.2: Modelo geométrico del generador, vistas en perspectiva. a) Exterior: abertura, *shell* y difusor. Interior: b) tubos helicoidales y c) *downcomer*.

El dominio geométrico se ha dividido en diferentes subdominios enumerados como: 0, 1, 2 y 3 en la Figura 4.3, los cuales han sido discretizados empleando un mallado de celdas poliédricas. Los tamaños característicos máximos, Δs , empleados en cada uno de ellos son los mostrados en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1: Tamaños característicos del mallado

| Subdominio | Δs (m) | Nota |
|------------|----------------|--|
| 0 | 0.050 | correspondiente a las sales del tanque |
| 1 | 0.025 | correspondientes a las sales cercanas al difusor |
| 2 | 0.025 | correspondientes a las sales cercanas a la abertura |
| 3 | 0.005 | correspondiente a las sales del generador de vapor integrado |

También se han creado capas prismáticas sobre las paredes del tanque y del propio generador de vapor, cuyos tamaños característicos máximos son: 0.025 m y de 0.0025 m respectivamente. Esta diferencia de tamaños característicos máximos entre unos subdominios y otros es necesaria para optimizar los recursos computacionales sin perder información relevante sobre la fenomenología local.

**Figura 4.3:** Subdominios geométricos del modelo CFD.

Para realizar el mallado se ha utilizado la herramienta automática de STAR-CCM+ 8.04.010[®]. El número total de celdas es de $\approx 1.6745 \cdot 10^6$, de entre las cuales aproximadamente el 84 % pertenece al generador de vapor integrado.

La transición entre los subdominios se realiza de forma gradual. A modo de ejemplo, en la Figura 4.4 se muestran cuatro vistas detalladas del mallado en un corte transversal realizado a lo largo de eje del generador. En ellas, se puede apreciar: la transición gradual de tamaños entre el seno del tanque (0.05 m) y el interior de generador (0.005 m) (Figura 4.4 (a)), los refinamientos alrededor de los tubos helicoidales (Figura 4.4 (b)), así como, la graduación de tamaños a la entrada y salida del generador (Figura 4.4 (c) y (d)).

Notar que los refinamientos alrededor de los tubos helicoidales, incluyen, al menos, 4 puntos en las zonas más estrechas. Esto se traduce en tamaños de celda menores de 0.001 m en dichas zonas.

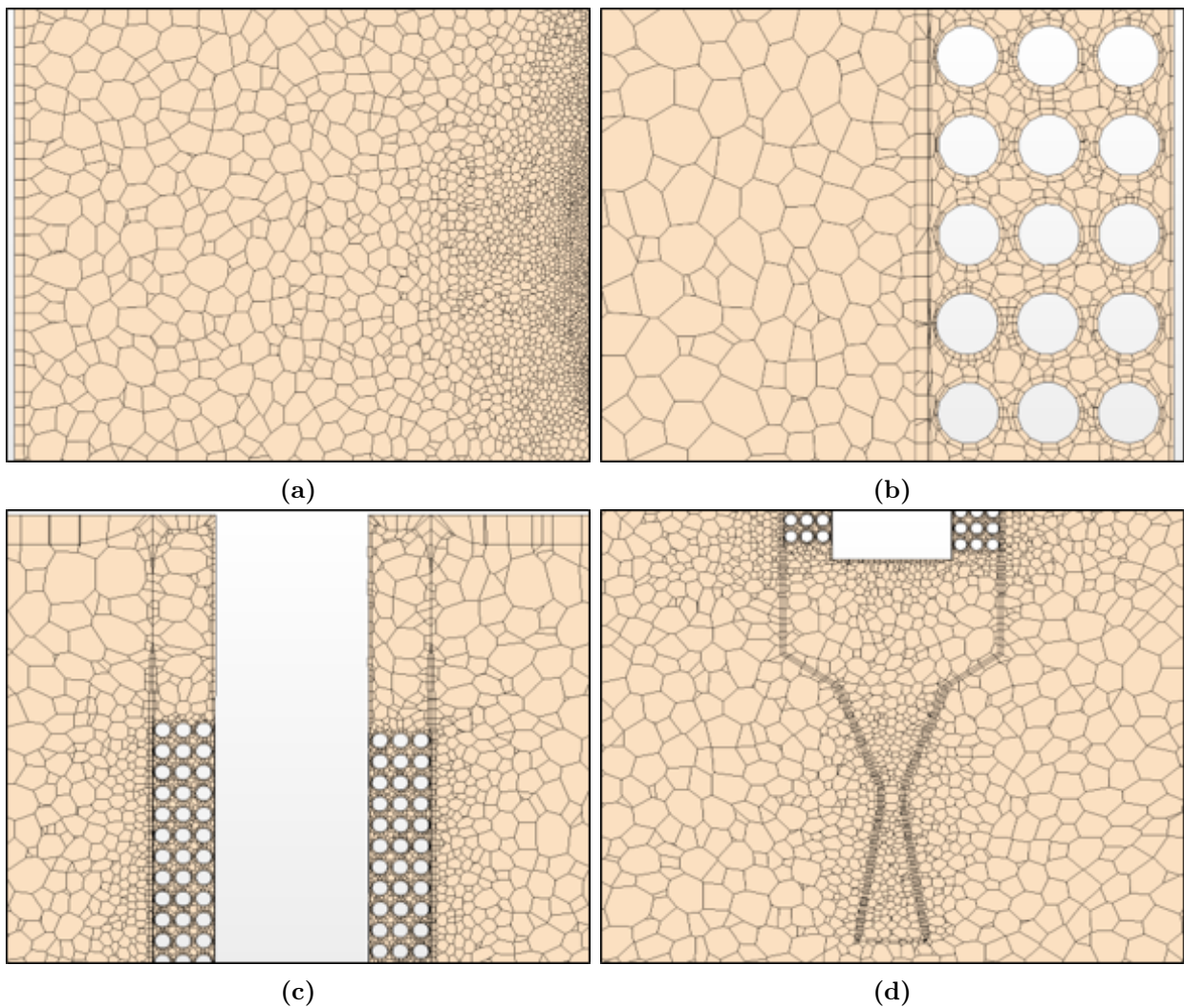


Figura 4.4: Detalles del mallado: a) seno del tanque, b) interior del generador (tubos helicoidales), c) entorno de entrada (abertura) y d) entorno de salida (difusor).

Los parámetros disponibles en STAR-CCM+ para determinar la calidad de un mallado son:

- *cell and boundary skewness angle*
- *face validity*
- *cell quality*
- *volumen change*

Los parámetros *cell* y *boundary skewness angle* determinan si las celdas a ambos lados de una cara se generan de forma que permiten la difusión de las magnitudes a su través sin que éstas diverjan. Valores de 90° o más podrían ocasionar problemas de convergencia (CD

adapco, 2014). El parámetro *face validity* es una medida relativa que da idea de la normalidad de una cara respecto de los centroides de las celdas adyacentes. Valores por debajo de 0.5 implican volúmenes de celda negativos (CD adapco, 2014). El parámetro *cell quality* evalúa la calidad de una celda en función, no sólo de la distribución geométrica de los centroides de sus celdas más próximas, sino también de la orientación de sus caras. Las celdas de mala calidad presentan valores muy próximos a cero (CD adapco, 2014). Finalmente, el parámetro *volumen change* refleja la relación que existe entre el volumen de una celda y el de sus vecinas. Las celdas con valores $1 \cdot 10^{-5}$ o menores deben ser analizadas en detalle (CD adapco, 2014).

Los resultados del diagnóstico de malla realizado se muestran en la Tabla 4.2.

Tabla 4.2: Diagnóstico topológico del mallado seleccionado.

| Parámetro | Valor Máximo | Valor Mínimo |
|---------------------------------------|--------------|--------------|
| <i>Cell y boundary skewness angle</i> | 0° | 81° |
| <i>Face validity</i> | 1 | 1 |
| <i>Cell quality</i> | 0.05 | 0.98 |
| <i>Volume change</i> | 0.007 | 1 |

Considerando los valores límites de estos parámetros, se puede concluir que la calidad de la malla es adecuada (CD adapco, 2014).

4.1.2 Modelos físicos empleados

El prototipo es considerado como un sistema aislado que cuenta con una fuente interna de energía: el tanque de sales fundidas calientes, que se va agotando durante las descargas, por lo tanto, su comportamiento termo-hidráulico es intrínsecamente no estacionario, es decir, dependiente del tiempo.

Para la simulación del comportamiento termo-hidráulico de las sales, se ha utilizado una formulación implícita, la cual suele ser la más adecuada para flujos incompresibles (CD adapco, 2014). Dicha formulación calcula la solución del problema resolviendo el conjunto de ecuaciones de conservación iterando en el tiempo. En contraposición a los métodos explícitos que calculan directamente las variables dependientes en términos de magnitudes conocidas en un paso de tiempo previo.

Para resolver el flujo se ha seleccionado el modelo segregado (*Segregated Flow Model*) ya que se adapta bien a los casos de transferencia de calor por circulación natural con bajo número de Rayleigh, Ra . Éste, además, requiere menos memoria que el modelo acoplado (*Coupled Flow Model*), aunque el número de iteraciones requerido aumenta con el número de celdas. En el modelo segregado las ecuaciones del flujo se resuelven de manera desacoplada (una para cada componente de la velocidad y otra para la presión).

El vínculo entre las ecuaciones de conservación del momento y la ecuación de continuidad se realiza con el método *predictor-corrector* (CD adapco, 2014).

La formulación completa de este método numérico puede describirse utilizando un método de almacenamiento de tipo *collocated grid*¹ y el acoplamiento presión-velocidad de Rhie y Chow (Perić *et al.*, 1988; Demirdžić *et al.*, 1993; Demirdžić y Muzaferija, 1995; Mathur y Murthy, 1997a,b; Ferziger y Peric, 2002) combinado con un algoritmo del tipo SIMPLE (Versteeg y Malalasekera, 2007).

Se ha adoptado el modelo *Segregated Fluid Temperature* para resolver la ecuación de conservación de la energía. En este caso, la temperatura es la variable independiente y la entalpía se calcula a partir de ella según la ecuación de estado.

Además, se han considerado las siguientes aproximaciones:

- un régimen de flujo turbulento ya que, aunque en el seno del tanque el movimiento de las sales es ordenado, en el interior del generador su circulación es compleja
- un tratamiento de tipo RANS (*Reynolds-Average Navier-Stokes*) para la turbulencia, es decir, basado en el concepto de promedios de Reynolds. Éste, es el más fiable simulando flujos turbulentos ya que ha sido validado para un gran número de aplicaciones industriales, como puede comprobarse comparando los trabajos de Awbi (1998); Abánades y Peña (2009); Devore *et al.* (2013)
- el cierre de las ecuaciones del RANS se hace con el modelo *Realizable κ - ε Two Layer* Versteeg y Malalasekera (2007); CD adapco (2014) teniendo en cuenta la formulación *Two Layer Xu* (Xu *et al.*, 1998) (específicamente desarrollada para circulación natural) y la flexibilidad del tratamiento híbrido de pared *All Y+*. Los modelos κ - ε ofrecen un buen compromiso entre coste computacional, robustez y precisión. Estos modelos necesitan ir acompañados de un tratamiento de pared para resolver la transición entre la sub-capa viscosa y la capa logarítmica. El tratamiento *All Y+* es un tratamiento de pared híbrido que aborda la transición entre ambas capas como una región por separado. Éste, suele ser adecuado cuando la malla tiene una resolución media (cuando $30 \leq Y+ \leq 300$, (CD adapco, 2014)). Para los parámetros libres del modelo turbulento, se han utilizado los valores predefinidos en STAR-CCM+ 8.04.010[®], Tabla 4.3.

Tabla 4.3: Parámetros del modelo *Realizable κ - ε Two Layer* (CD adapco, 2014).

| C_M | C_μ | C_{ε_1} | C_{ε_2} | σ_κ | σ_ε | C_t | Re_y^* | ΔRe |
|-------|---------|---------------------|---------------------|-----------------|----------------------|-------|----------|-------------|
| 2 | 0.09 | 1.44 | 1.90 | 1 | 1.2 | 1 | 60 | 10 |

¹Método en el que tanto las componentes de la velocidad como el resto de variables escalares (como por ejemplo la presión) se almacenan en los centroides de las celdas.

Otro parámetro del modelo de turbulencia que es necesario es el número de Prandtl turbulento, Pr_T , que se define como el cociente entre la difusividad turbulenta del momento y la transferencia de calor. Las sales fundidas se caracterizan por tener un número de Prandtl, Pr , >1 , por tanto, en ellas, la transferencia de calor está ligeramente afectada por el Pr_t , tal y como justifican Jischa y Rieke (1979). Para calcular el Pr_t se ha utilizado la correlación de Churchill (2002).

$$Pr_t = 0.85 + \frac{0.015}{Pr} \quad (4.1)$$

- se ha aplicado la aproximación de Boussinesq puesto que las variaciones de la densidad con la temperatura se consideran lo suficientemente pequeñas en el rango de condiciones de operación $|\frac{\rho_{Max}-\rho_{Min}}{\rho_{Max}}| \ll 1$ como para asumir una densidad constante (ρ_{Min}) en todos los términos de las ecuaciones de conservación del momento, excepto en el término de la fuerza de flotación ($f = g \rho_{Min} \beta_{Min} \Delta T$)
- las propiedades termo-físicas de las sales fundidas: capacidad calorífica (Cp), conductividad térmica (k) y viscosidad dinámica (μ), se consideran dependientes de la temperatura, al igual que en Bradshaw y Carling (1987) y en Ferri *et al.* (2008)

4.1.3 Condiciones iniciales y de contorno

Como condiciones de contorno del modelo, se ha asumido que las paredes del tanque, del *downcomer* y de la *shell* son adiabáticas (Figura 4.5). Estas suposiciones se basan, no solo en el diseño del sistema (ver §2.3 y §2.4), sino también en la evaluación de las pérdidas térmicas por el análisis de datos experimentales llevado a cabo en el Capítulo 3, donde se pudo comprobar que las temperaturas de las sales fundidas circundantes a estas paredes (ver §3.4) son similares a las del seno del tanque. La interfaz sales fundidas-aire en el interior del tanque de almacenamiento, por simplicidad, también se ha asumido adiabática.

Puesto que la validación del modelo se realiza mediante la información extraída en el capítulo anterior, las condiciones iniciales del modelo y el resto de las condiciones de contorno necesarias se definen en consecuencia.

Tal y como se explicó en §3.2, durante las condiciones de dicho ensayo, el circuito agua-vapor pasa, primero por un tramo transitorio (1650 s – 5250 s), después por uno cuasi-estacionario (5250 s – 11350 s) y, finalmente, por otro también transitorio (11350 s – 12050 s). El instante inicial de la simulación se ha establecido al principio del primer transitorio, es decir, al comienzo de la descarga, a los 1650 s, y se extiende a lo largo de todo el primer transitorio y la primera parte del estacionario, hasta los 7050 s, tal y como viene indicado en la Figura

4.6. Este tramo simulado supone un buen compromiso entre el coste computacional asumible hasta la fecha y el rango de validez de los resultados obtenidos.

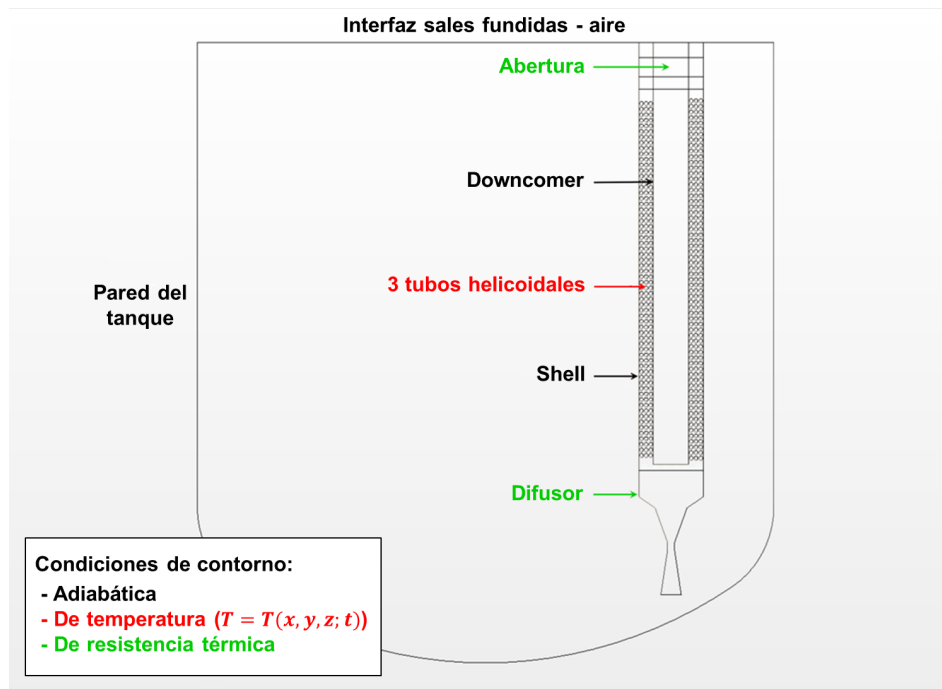


Figura 4.5: Condiciones de contorno del modelo CFD.

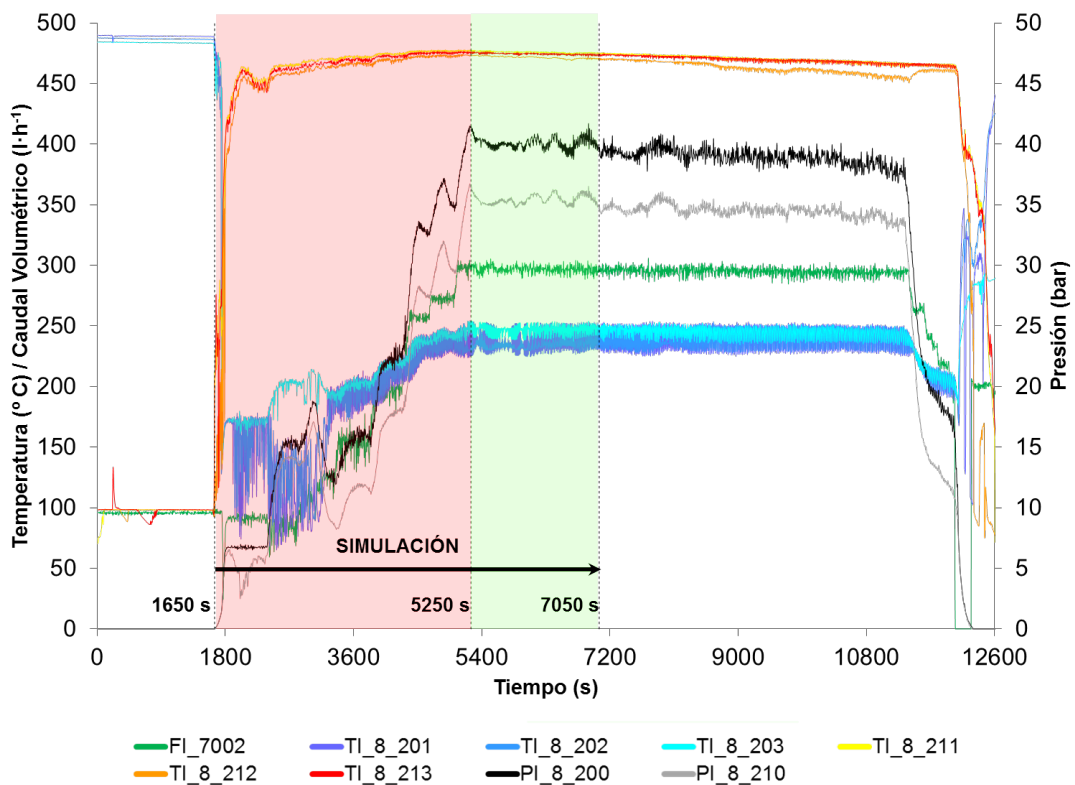


Figura 4.6: Medidas principales durante el ensayo. La flecha negra indica el tramo simulado.

Respecto de las condiciones iniciales, se asume que las sales fundidas y los tubos helicoidales están en equilibrio térmico a 483 °C (ver §3.2).

Las condiciones de contorno principales del modelo son los perfiles de temperatura en los tres tubos helicoidales con el tiempo. Para su obtención, se han calculado los promedios temporales de las temperaturas de pared del tubo helicoidal interno cada 20 minutos (tiempo mínimo de operación en condiciones idealmente estacionarias, ver §2.5) con el fin de reducir las oscilaciones observadas en dichas medidas, Figura 4.7.

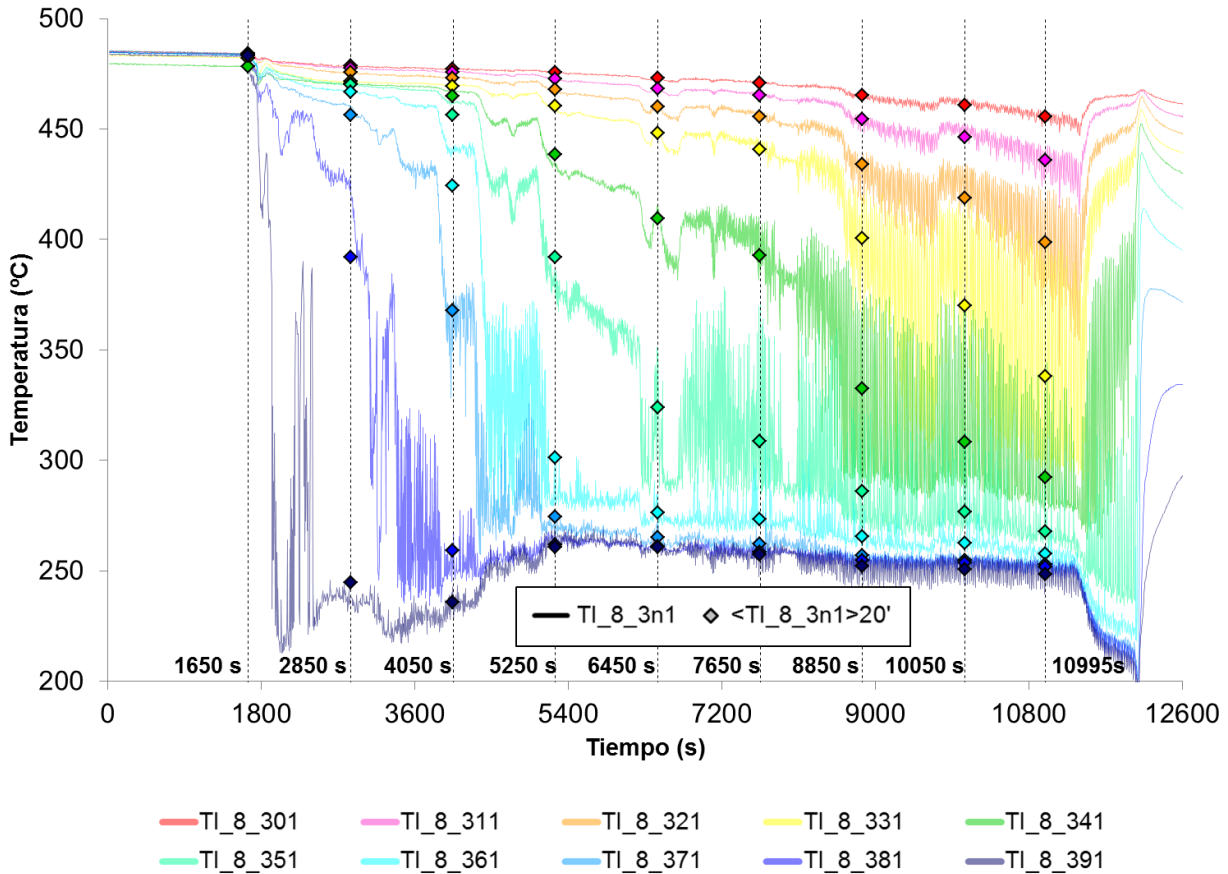


Figura 4.7: Temperaturas en la pared del tubo helicoidal interno y promedios temporales cada 20 minutos durante el ensayo. Se aplica el código de colores.

Como ya se vio en el Capítulo 3, estas oscilaciones no afectan a la evolución temporal de las temperaturas de las sales fundidas en seno del tanque.

Dado que las temperaturas de pared se registran cada 7 vueltas de hélice y que para la simulación son necesarias las temperaturas, al menos, cada vuelta, los valores promedio obtenidos se han ajustado a funciones de distribución logísticas (Bayón y Rojas, 2014) del tipo:

$$T(t) = T_{Max}(t) + \frac{T_{Min}(t) - T_{Max}(t)}{1 + e^{\frac{z(t) - z_c(t)}{s}}} \quad (4.2)$$

donde T_{Max} , T_{Min} , z_c y s son sus parámetros característicos, los cuales son diferentes para cada instante de tiempo t , Tabla 4.4.

Tabla 4.4: Parámetros característicos de las funciones logísticas cada 20 minutos.

| t (s) | T_{Min} ($^{\circ}C$) | T_{Max} ($^{\circ}C$) | z_c (m) | s |
|---------|---------------------------|---------------------------|-----------|-------|
| 2850 | 194.9 | 474.5 | 0.757 | 0.046 |
| 4050 | 219.3 | 472.3 | 0.970 | 0.089 |
| 5250 | 245.9 | 470.0 | 1.122 | 0.081 |
| 6450 | 262.2 | 467.8 | 1.228 | 0.074 |
| 7650 | 264.2 | 466.2 | 1.303 | 0.084 |
| 8850 | 255.5 | 465.3 | 1.363 | 0.102 |
| 10050 | 248.1 | 465.6 | 1.423 | 0.114 |
| 10995 | 255.9 | 466.8 | 1.481 | 0.116 |

Estas curvas presentan un buen ajuste tal y como se puede ver en la Figura 4.8.

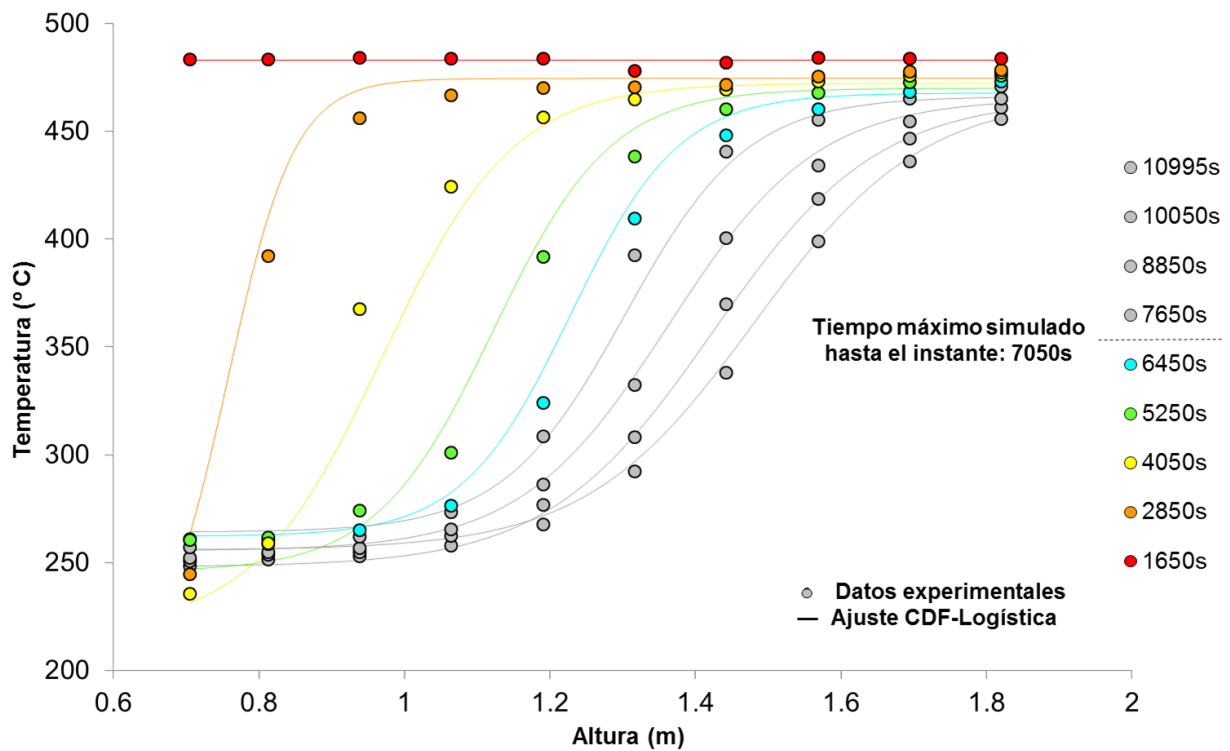


Figura 4.8: Perfiles de temperatura de pared del tubo helicoidal interno cada 20 minutos.

Con base en esas funciones logísticas, se ha construido una tabla con la siguiente información: $\{x, y, z, T_{0s}, T_{1200s}, T_{2400s}, T_{3600s}, T_{4800s}, T_{6000s}, T_{7200s}, T_{8400s}, T_{9345s}\}$ asumiendo una interpolación por *splines* para la obtención de los perfiles de temperatura con el tiempo. Con este tipo de interpolación, la evolución temporal de los perfiles de temperatura es más suave que empleando otro tipo de interpolaciones, por ejemplo, por pasos o lineal (Subbotin, 2002).

Notar que, en este estudio se asumen los mismos perfiles de temperatura para los tres tubos helicoidales como primera aproximación (Figura 4.9).

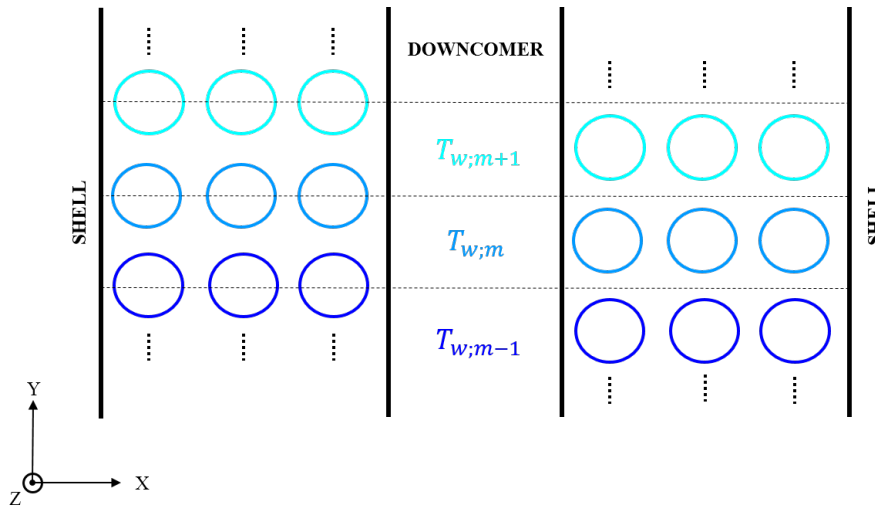


Figura 4.9: Condiciones de contorno de los tubos helicoidales basadas en los datos experimentales.

4.2 Procesado del modelo CFD

Con respecto a la discretización espacial de las ecuaciones que gobiernan la fenomenología, se ha adoptado un esquema *upwind* de segundo orden para las ecuaciones del momento, la turbulencia (energía cinética turbulenta, κ , y tasa de disipación de la turbulencia, ε) y la energía, mientras que se ha considerado un esquema de primer orden para la discretización temporal.

La simulación se ha ejecutado en 16 nodos Intel[®] Xeon[®] E5-450 @ 3.0 GHz, de 8 núcleos cada uno, pertenecientes al cluster Euler del CIEMAT.

4.3 Validación del modelo CFD

4.3.1 Validación mediante parámetros numéricos

Desde el punto de vista numérico, el modelo debe ser evaluado mediante ciertos parámetros con el fin de verificar la validez de la solución. Estos parámetros son el número de Courant, CFL , (indicador de la bondad del paso de tiempo empujado) y el $Y+$ (indicador de la bondad del tamaño de las celdas en las fronteras), Anderson John (1995); CD adapco (2014).

Respecto del paso de tiempo empleado, se han llevado a cabo dos tipos de análisis de sensibilidad. El primero, variando el paso de tiempo, Δt , entre 0.2 s y 20 s y, el segundo, limitando el CFL máximo a 10 en todas las celdas del dominio mediante una función definida por el usuario, UDF, (*User Defined Function*), de forma que el paso de tiempo se va autorregulando durante la simulación en función de $CFL = v \cdot \frac{\Delta t}{\Delta s}$. Con CFL máximo 10, el tramo máximo simulado comprende los primeros 1800 s de la descarga (hasta 5250 s), ya que dicha simulación implica pasos de tiempo $\ll 0.2$ s y, por tanto, un mayor coste computacional. Aunque, durante este tiempo, las soluciones monitorizadas en las zonas de mayor interés del problema (se verán en §5.2) son prácticamente idénticas a las obtenidas empleando un paso de tiempo de 2 s, como muestra la Figura 4.10 a modo de ejemplo.

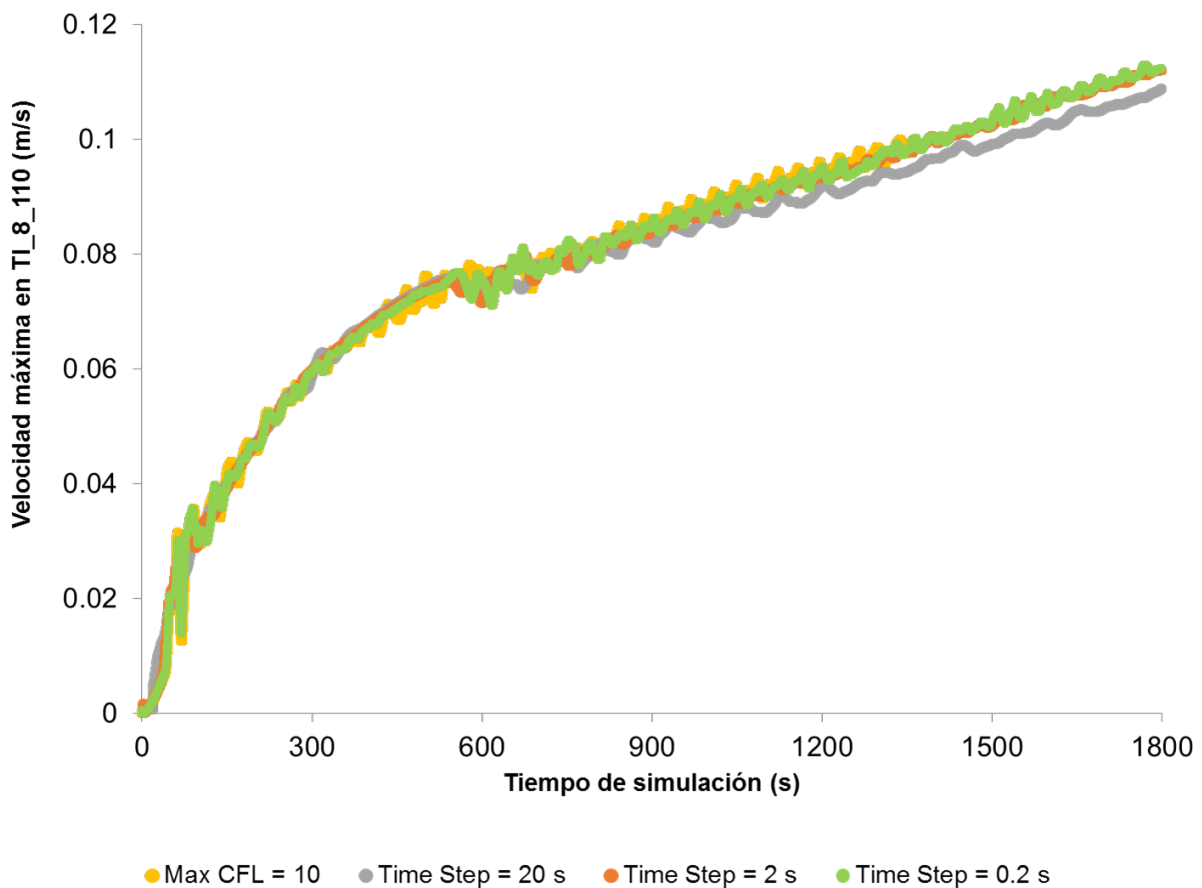


Figura 4.10: Análisis de sensibilidad del paso de tiempo: evolución temporal de la velocidad máxima en el punto donde está situado el termopar **TI_8_110** (termopar en el interior del difusor o salida de las sales del generador de vapor).

Finalmente, se ha optado por emplear un paso de tiempo de 2 s ya que es el valor que proporciona el mejor compromiso en términos de tiempo de cálculo e independencia de la solución con el paso de tiempo. En este caso, el CFL a los 7050 s varía entre valores inferiores a 1 en el dominio fuera del generador hasta valores máximos de aproximadamente 873, localizados en unas pocas celdas en la parte más estrecha del difusor, Figura 4.11.

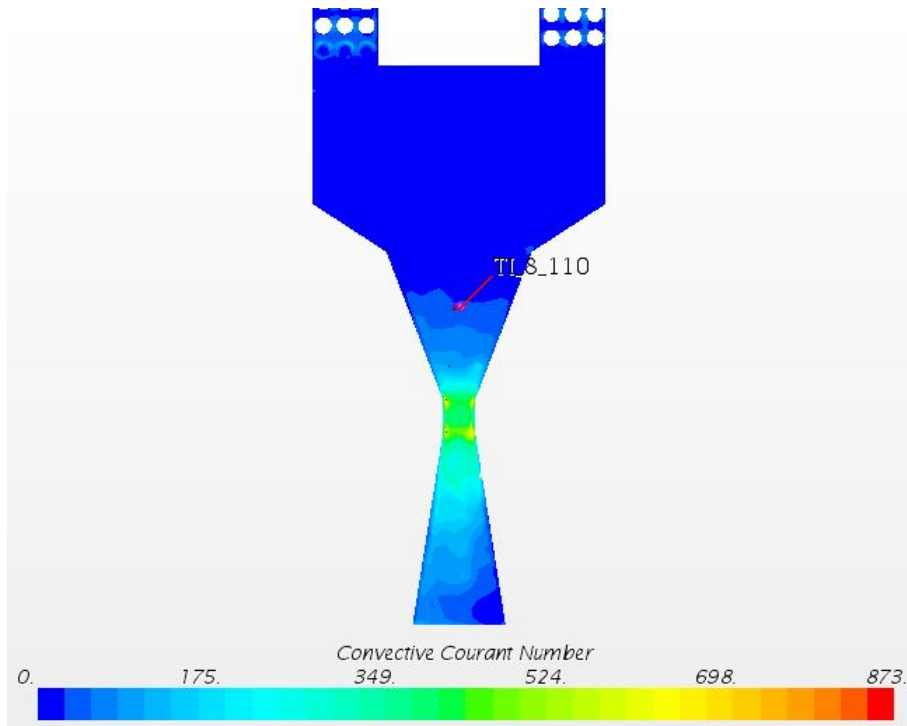


Figura 4.11: *CFL* a los 7050 s en el difusor.

En este sentido, se han realizado grandes esfuerzos por mejorar el mallado en esta parte del difusor y así poder limitar al máximo el *CFL* ahí. Pero, se ha comprobado que estos valores máximos aislados no tienen un efecto relevante sobre los resultados de la simulación en las zonas de mayor interés del problema (se verán en §5.2).

Puesto que se ha aplicado el modelo *Realizable κ - ε Two Layer* junto con el tratamiento de pared *All Y^+* , los valores del parámetro Y^+ deben estar comprendidos entre 30 y 300 (CD adapco, 2014) en todas las fronteras. A los 7050 s, todas las superficies arrojan valores del Y^+ por debajo de 110.

Por último, se establecen los siguientes criterios para asegurar la convergencia en cada paso de tiempo:

- a) que la variación en la magnitud de la velocidad sea inferior $10^{-6} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ durante, al menos, 5 iteraciones consecutivas en el punto donde está situado el termopar **TI_8_110** (ver Figura 4.11),
- b) o que se itere, al menos, 50 veces en cada paso de tiempo.

En la Figura 4.12 se muestra, a modo de ejemplo, la convergencia del modelo durante un tramo arbitrario de la descarga. Este patrón se repite también en otros tramos de la descarga.

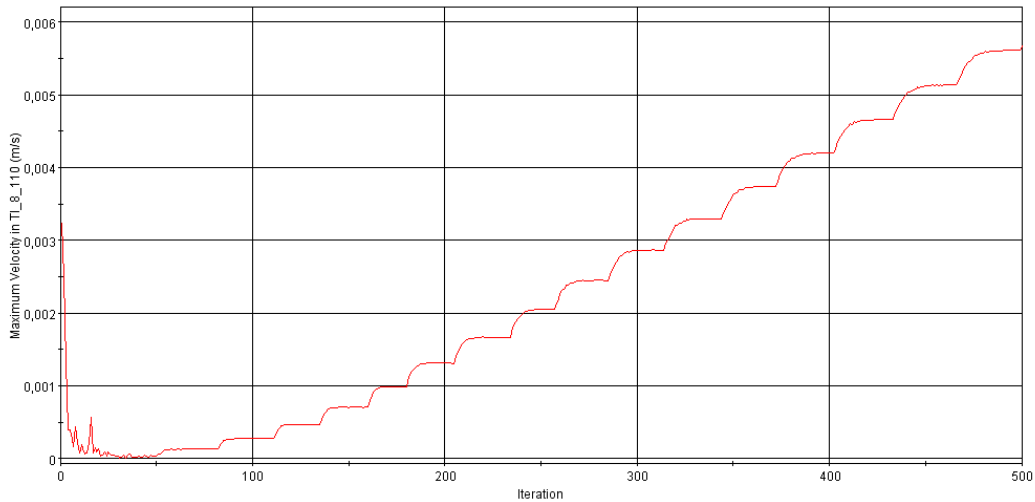


Figura 4.12: Comportamiento numérico de la velocidad máxima en el punto donde está situado el termopar **TI_8_110** en un tramo de la descarga a medida que el modelo itera. Se observa la convergencia del modelo en cada paso de tiempo.

4.3.2 Validación mediante datos experimentales

Para validar el modelo CFD, en consonancia con el establecimiento de las condiciones iniciales y de contorno anteriores, se han utilizado las siguientes medidas y magnitudes derivadas del ensayo:

- la temperatura de las sales fundidas a la salida del generador de vapor, bajo los tres tubos helicoidales (**TI_8_110**, ver Figura 4.13)
- la potencia intercambiada entre las sales fundidas y el agua-vapor, \dot{Q}
- el caudal másico de sales que circula a través del generador, (\dot{m}_{ms})

En la Figura 4.13, se muestra la evolución temporal de las temperaturas, experimental y simulada, de las sales fundidas en la parte inferior del generador (**TI_8_110**).

Como se puede apreciar, los resultados simulados reproducen adecuadamente el comportamiento de las sales a medida que transcurre la descarga, con una diferencia máxima de 28 °C durante el tramo transitorio (equivalente a un error porcentual del 7 %) y de 10 °C en el tramo cuasi-estacionario (equivalente a un 3 % de error porcentual).

La potencia intercambiada entre las sales fundidas y el agua-vapor (\dot{Q}) es una magnitud derivada que se puede calcular durante la simulación usando la siguiente expresión:

$$\dot{Q}(t) = \dot{m}_{ws}(t) (\bar{H}_{OUT}(t) - \bar{H}_{IN}(t))_{ws} \quad (4.3)$$

donde:

- $\dot{m}_{ws}(t)$ es el caudal másico de agua-vapor experimental
- $\bar{H}_{OUT}(t)$ y $\bar{H}_{IN}(t)$ las entalpías medias a la salida (vapor sobrecalentado) y a la entrada (agua saturada) del generador de vapor respectivamente (obtenidas a partir de Wagner, W y Kruse, A (1998) y evaluadas a las presiones y temperaturas correspondientes)

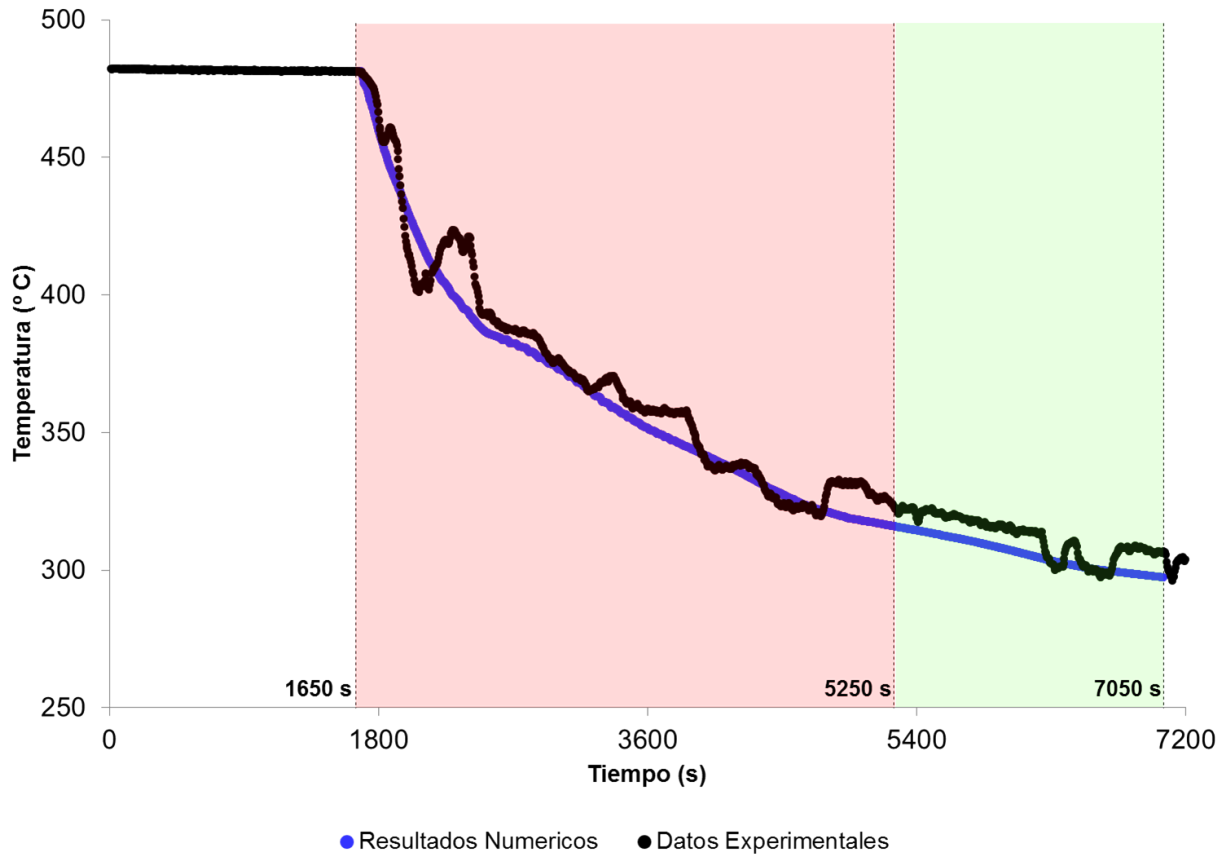


Figura 4.13: Evolución temporal de la temperatura de las sales fundidas a la salida del generador.

En la Figura 4.14 se observa el buen ajuste existente entre los resultados experimentales y simulados en función del tiempo. Durante el transitorio los valores experimentales están casi siempre por debajo de los numéricos (entre 2050 s y 5250 s) hasta un valor máximo de 46 kW, equivalente a un error porcentual del 77 %. Durante el cuasi-estacionario ambas cifras se mantienen próximas con una diferencia máxima de 15 kW, equivalente a un error porcentual del 8 %.

Los cambios abruptos de tendencia observados en los datos experimentales de la Figura 4.14 son debidos a la operación del circuito agua-vapor, ya que, por razones de seguridad, se opera aumentando paso a paso el caudal másico y la presión hasta alcanzar las condiciones nominales del ensayo. Estos saltos no se observan en los resultados numéricos puesto que la evolución temporal de las condiciones de contorno se ha asumido mediante transiciones suaves (ver §4.2.3).

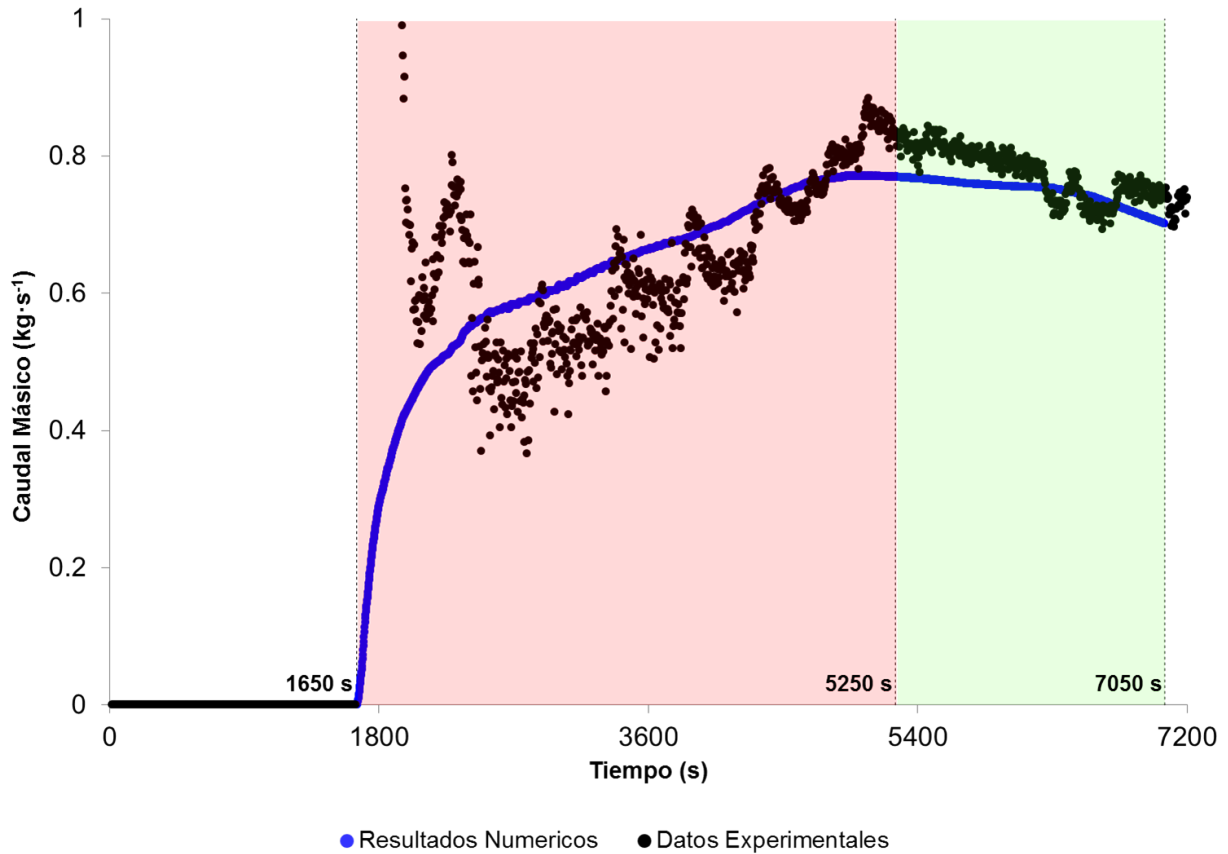


Figura 4.14: Evolución temporal de la potencia intercambiada entre las sales fundidas y el agua-vapor.

El caudal másico de sales fundidas (\dot{m}_{ms}) también es una magnitud derivada que puede obtenerse durante la simulación mediante:

$$\dot{m}_{ms}(t) = \frac{\dot{Q}(t)}{\bar{C}_{p_{ms}}(t) (T_{IN}(t) - T_{OUT}(t))_{ms}} \quad (4.4)$$

donde:

- $\dot{Q}(t)$ es la potencia intercambiada
- $T_{IN}(t)$ y $T_{OUT}(t)$ las temperaturas de las sales fundidas a la entrada y a la salida del generador (**TI_8_111** y **TI_8_110** respectivamente, ver Figura 4.13)
- $\bar{C}_{p_{ms}}(t)$ el calor específico medio entre las sales fundidas de la entrada y la salida del generador

En la Figura 4.15, se muestran los resultados experimentales y simulados en función del tiempo. En el cuasi-estacionario (entre 5250 s y 7050 s), ambos resultados no se separan más de $0.08 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$, equivalente a un 9 % de error porcentual, mientras que en el transitorio (entre 2050 s hasta 5250 s), alcanzan una separación de hasta $0.28 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$, equivalente a un error

porcentual del 60 %.

Como ya se ha mencionado anteriormente, una de las ventajas de construir un modelo global que incluya, no sólo las sales fundidas que circulan a través del generador sino también las del tanque, es la posibilidad de contar con el conjunto de las 14 medidas de temperatura existente en el seno del tanque (**TI_8_5nn**, ver Figura 4.13) para la validación del modelo.

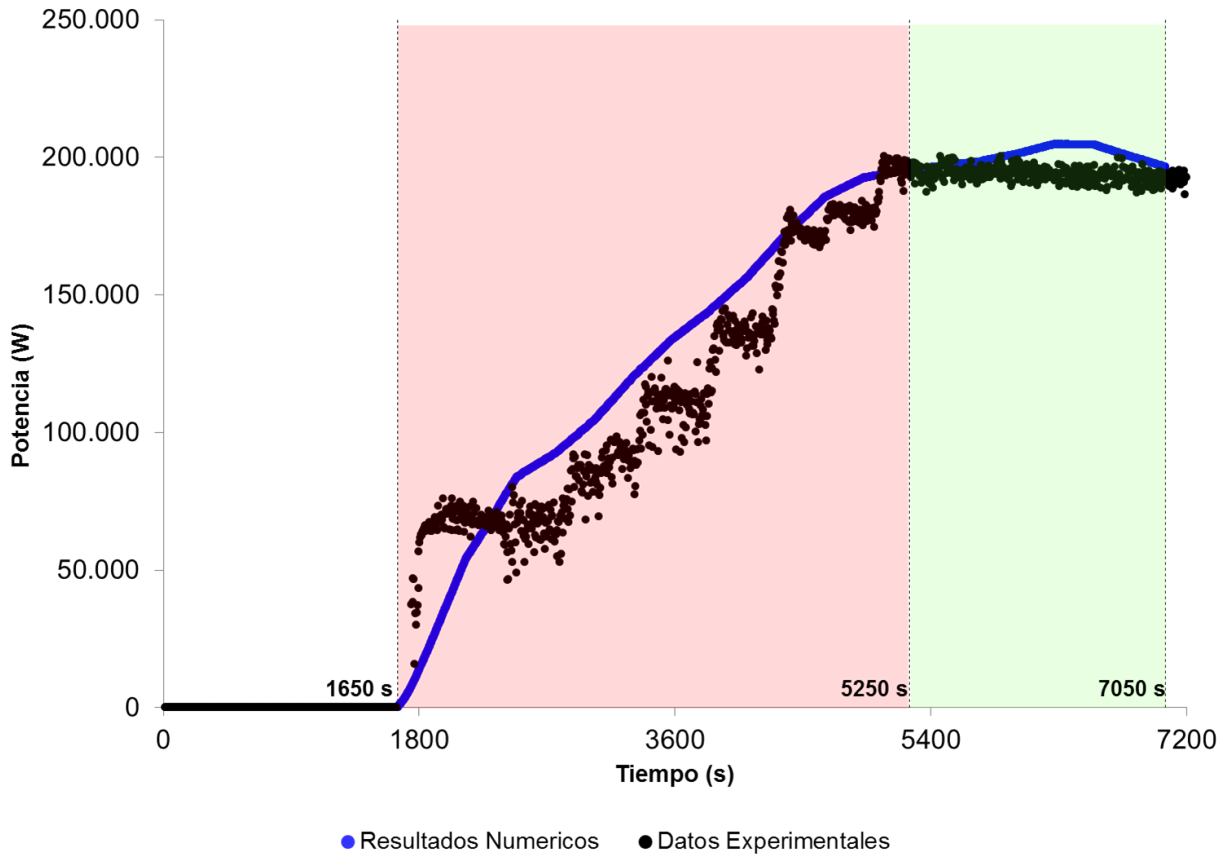


Figura 4.15: Evolución temporal del caudal másico de sales fundidas.

En la Figura 4.16, se muestran dichas temperaturas, tanto experimentales como simuladas, en diferentes instantes de tiempo: tras haber transcurrido 1800 s, 3600 s, 4500 s y 5400 s desde el comienzo de la descarga. Entre ellas, se observan diferencias máximas de temperatura que se resumen en la Tabla 4.5, junto con su correspondientes errores porcentuales.

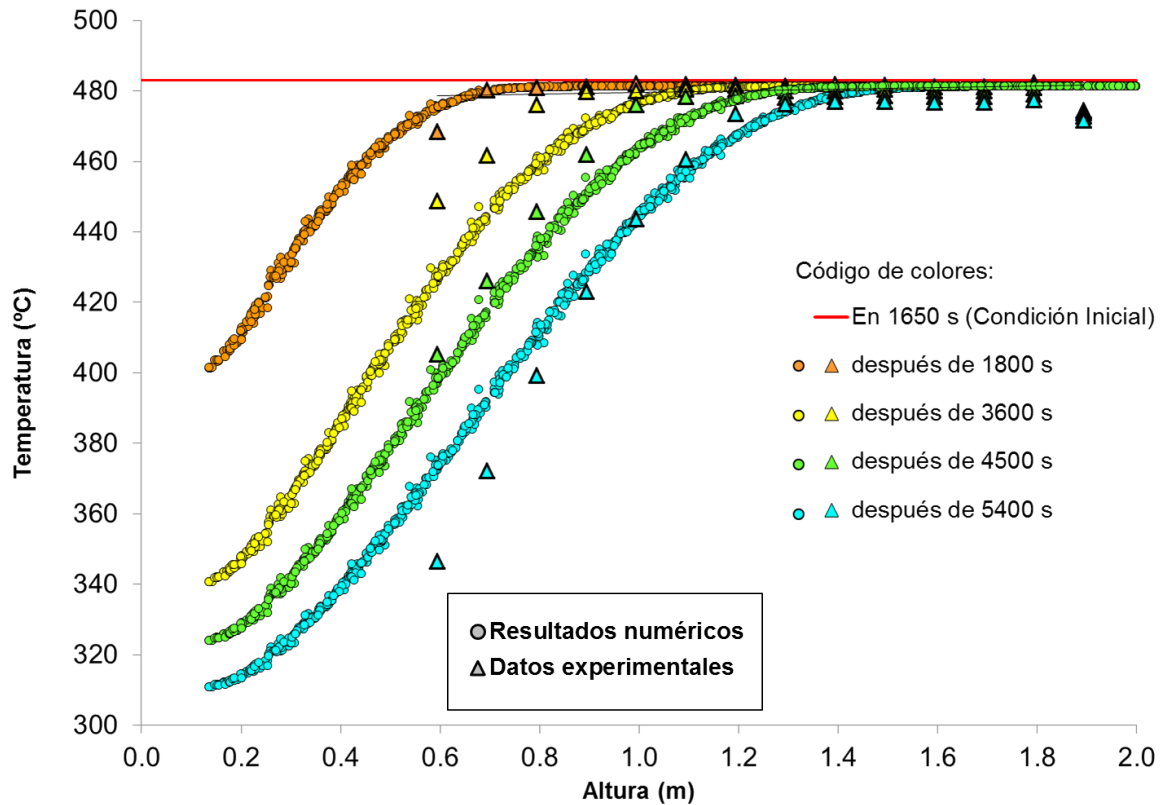


Figura 4.16: Evolución temporal de las temperaturas de las sales fundidas en el seno del tanque.

Tabla 4.5: Diferencias máximas de temperatura (y error relativo porcentual) entre sus valores experimentales y simulados.

| | 1800 s | 3600 s | 4500 s | 5400 s |
|-----------------------|--------|--------|--------|--------|
| ΔT_{Max} (°C) | 7 | 21 | 14 | 27 |
| ER (%) | 2 | 5 | 3 | 8 |

Notar que las temperaturas de las sales fundidas en la denominada “capa límite” del tubo helicoidal interno (TI_8_3n2, ver §3.5) no se utilizan para la validación del modelo ya que la resolución de la malla alrededor de los tubos helicoidales no es la suficiente como para capturar los valores de temperatura en esta zona (ver Figura 4.17). Tampoco se utilizan las temperaturas de las sales fundidas en el denominado “seno” del tubo helicoidal interno (TI_8_3n3, ver §3.5) puesto que las posiciones de los termopares asociados a las mismas presentan una gran incertidumbre debido a las dificultades de su montaje.

Por tanto, teniendo en cuenta ambas evaluaciones, numérica y experimental, el modelo se considera suficientemente adecuado para abordar el objetivo propuesto en el presente capítulo.

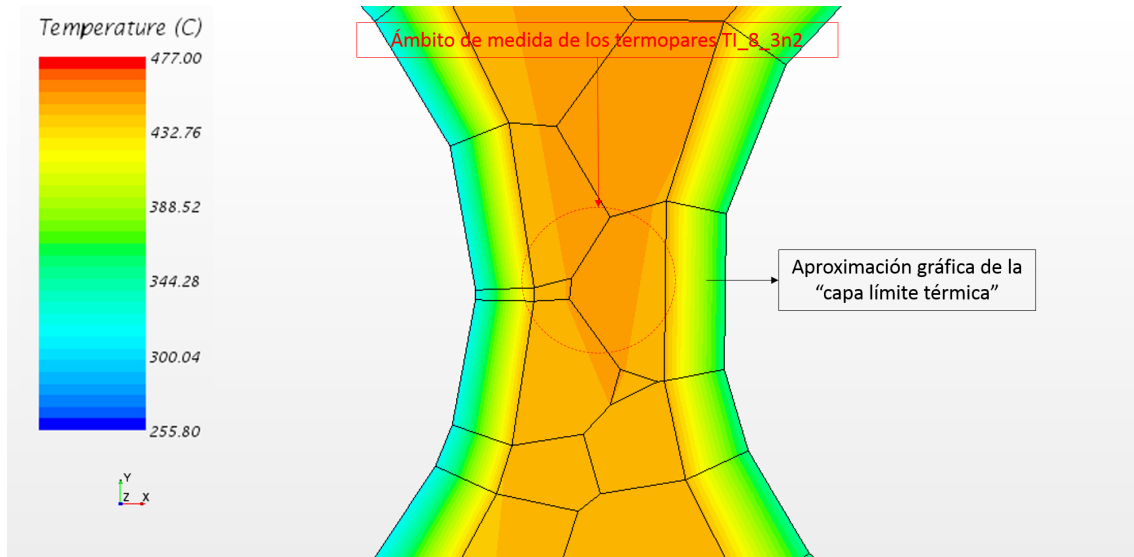


Figura 4.17: Zoom del campo de temperaturas alrededor del tubo helicoidal interno a los 7050 s sobre el mallado. El círculo rojo punteado delimita el ámbito de medida de los termopares **TI_8_3n2** (2 mm, ver §3.4).

4.4 Coeficientes de transferencia de calor locales

Los coeficientes de transferencia de calor locales entre las sales fundidas y los tubos helicoidales se calculan a partir de los resultados numéricos en el instante 7050 s de la descarga (perteneciente al tramo cuasi-estacionario).

El modelo seguido para su obtención es el siguiente:

- se establece un sistema de referencia local en coordenadas cilíndricas $\{r, \theta, z\}$ centrado en el eje del generador (Figura 4.18)
- se asume, como primera aproximación, que las distribuciones de los coeficientes de transferencia de calor a lo largo de cada vuelta de hélice, m , denotadas por $\{h_m(r, \theta, z)\}_{n=1, \dots, 65}$ son iguales alrededor de los tres tubos helicoidales, es decir que, para cada m , éstas son periódicas con r e independientes de θ (Modelo bidimensional (2D))

Por lo tanto, se puede considerar, sin pérdida de generalidad, el siguiente conjunto de elementos de superficie $\{\Delta S_n\}_{n=0, \dots, 9}$ (siendo $\Delta S_n = (\Delta r \Delta z)_n$ distribuidos uniformemente a lo largo del generador y coincidiendo con los puntos de medida de temperaturas en él (ver §3.5), tal y como se muestran en la Figura 4.18, para obtener dichas distribuciones.

En cada ΔS_n , su distribución correspondiente, $h_n(r, z)$, se calcula mediante la expresión: $\frac{Q_n(r, z)}{(T_\infty - T_w)_n}$, donde $Q_n(r, z)$ es la distribución numérica de flujo de calor alrededor de los tubos

helicoidales y $(T_\infty - T_w)_n$ la distribución numérica de la diferencia de temperaturas entre las sales fundidas del seno y las paredes externas de los tubos del generador. Notar que, en cada ΔS_n :

- a) $T_{\infty,n}$ es la temperatura de las sales fundidas en el seno, pero, antes de entrar en contacto con los tubos helicoidales (punto rojo en la Figura 4.18) y
- b) $T_{w,n}$ es constante (condición de contorno basada en los datos experimentales, Figura 4.9).

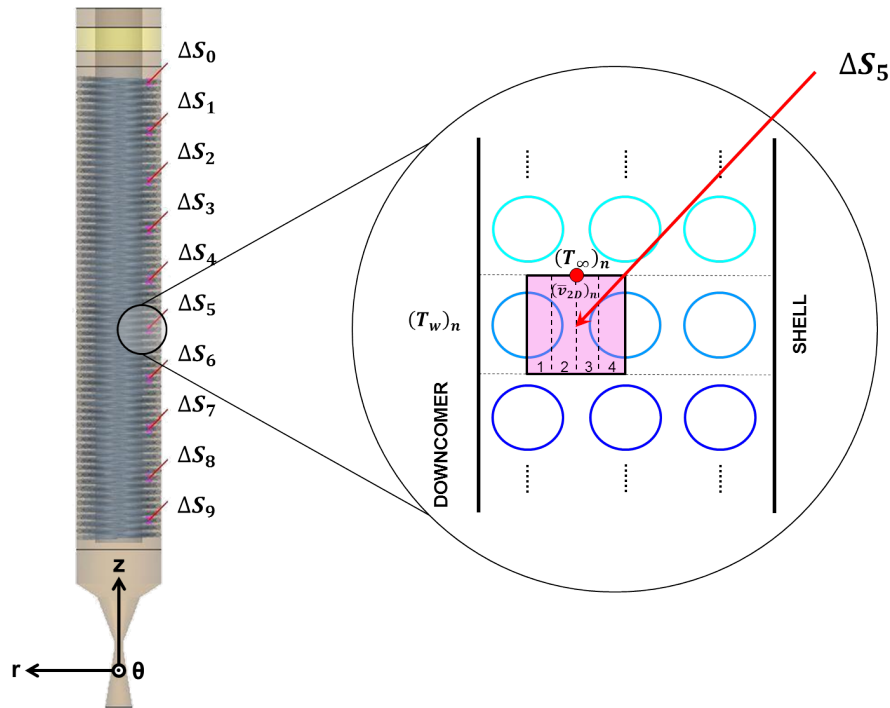
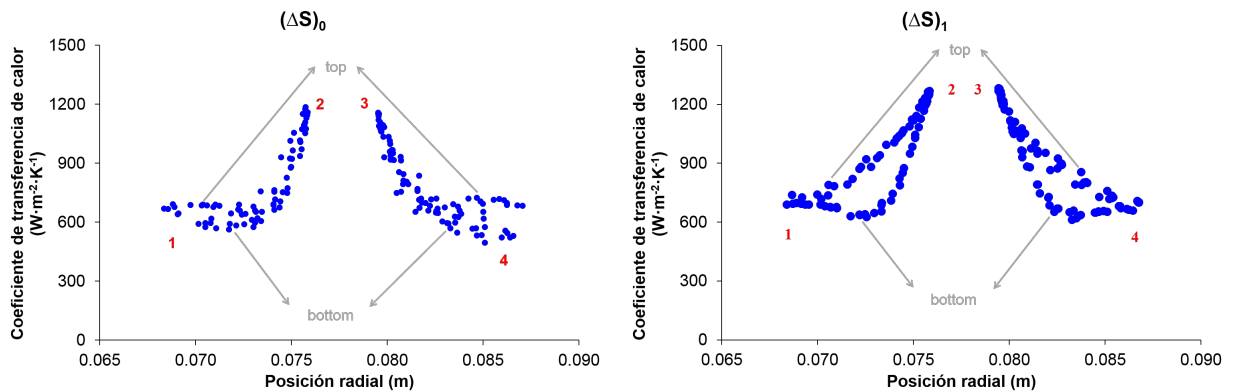


Figura 4.18: Izda.) elementos de superficie considerados para el cálculo de las velocidades locales y los coeficientes de transferencia calor locales en un modelo 2D; dcha.) n -ésima vuelta de hélice.

En la Figura 4.19 se muestran las distribuciones de los coeficientes de transferencia de calor obtenidas en cada ΔS_n .



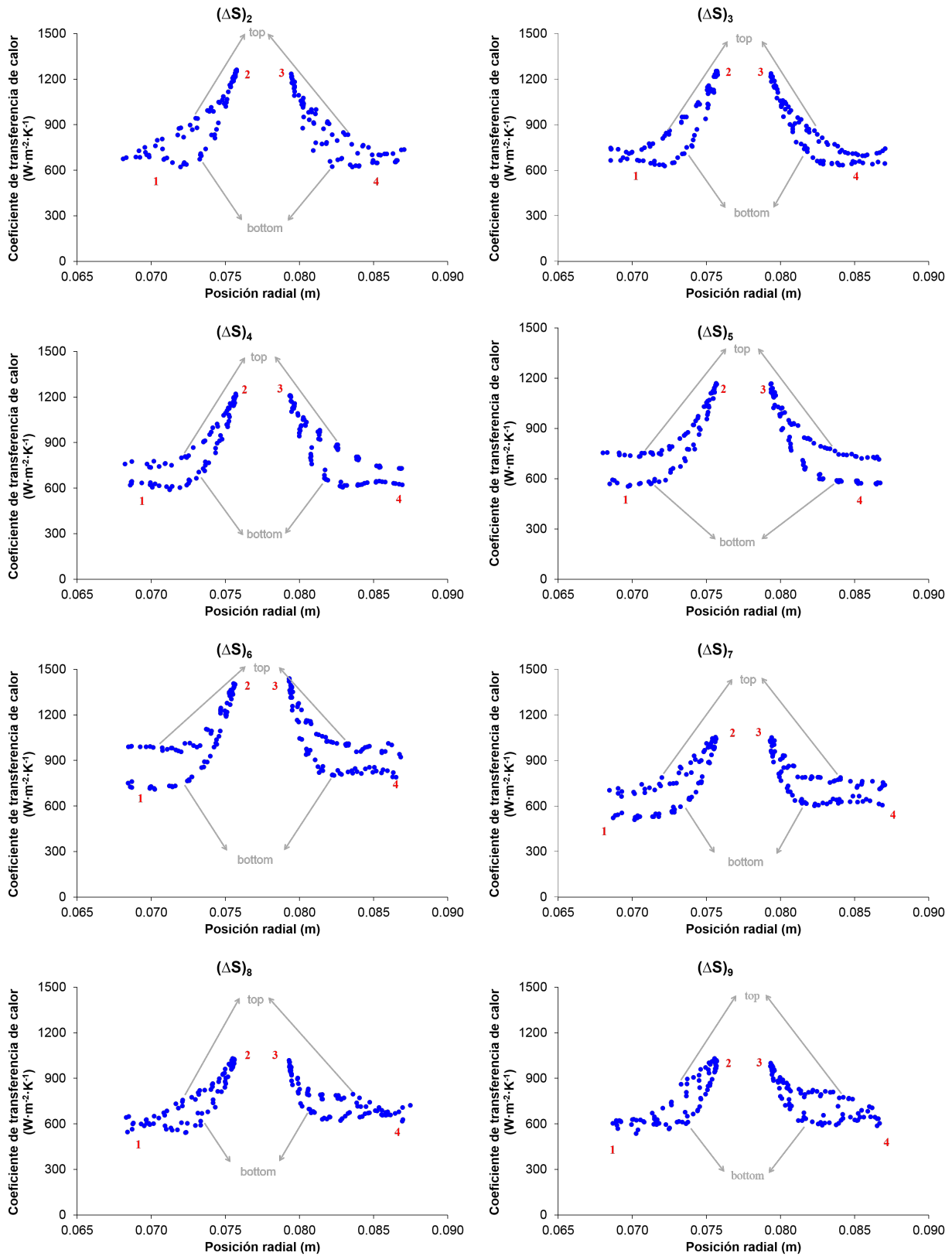


Figura 4.19: Distribuciones de los coeficientes de transferencia de calor alrededor de los tubos helicoidales.

En ellas, se observa un comportamiento diferente entre las partes superior e inferior de los tubos helicoidales (cuadrado rosa en la Figura 4.18, áreas de tubo intersecadas 1 y 4) pero prácticamente idéntico entre las partes laterales de los tubos, correspondiéndose con las zonas de paso más estrechas (cuadrado rosa en la Figura 4.18, áreas de tubo intersecadas 2 y 3).

Los valores obtenidos están comprendidos entre 600 y $1200 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. Y:

- los valores máximos se asocian con las zonas de paso más estrechas entre los tubos (cuadrado rosa en la Figura 4.18, áreas de tubo intersecadas 2 y 3), donde las sales fundidas se aceleran por efecto Venturi. Es decir, por la perturbación local de los campos de presiones y velocidades que genera la proximidad de los tubos helicoidales mejorando la transferencia de calor en las superficies correspondientes, Figura 4.20b
- los valores mínimos se asocian con las partes superior e inferior de los tubos helicoidales (cuadrado rosa en la Figura 4.18, áreas de tubo intersecadas 1 y 4), donde las sales fundidas se frenan al aumentar la sección de paso de las mismas (ver Figura 4.20b)

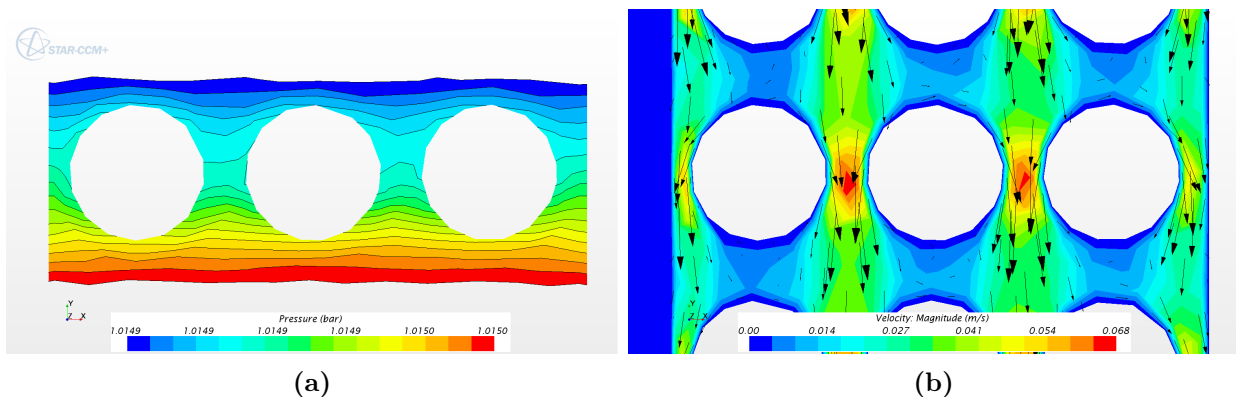


Figura 4.20: Zoom de los campos de a) presiones y b) velocidades alrededor de los tubos helicoidales a los 7050 s (campos escalares en código de colores y carácter vectorial superpuesto con flechas).

Además, dada una cierta posición radial, r :

- los valores más altos se corresponden con las partes superiores de los tubos helicoidales debido a que, en ellas el ángulo de ataque del flujo respecto de la matriz de tubos es $\approx 0^\circ$
- los valores más bajos se corresponden con las partes inferiores de los tubos helicoidales debido a que en ellas se produce un efecto de sombreado que empeora la transferencia de calor en las respectivas superficies

Estos resultados son consistentes con los de Beale (1992) para matrices cuadradas de tubos cuasi-compactos en línea. Esta consistencia era de esperar dada:

- la circulación del flujo de sales a través del generador y la orientación de la matriz de

tubos respecto de ésta (flujo externo cruzado)

- la configuración y geometría de dicha matriz: tubos configurados en línea donde el diámetro externo de los tubos, d_o , es 0.0127 m y, además, los pasos vertical y horizontal, X_{hor} y X_{ver} , son del mismo orden de magnitud que d_o (equivalente a bajos ángulos de inclinación, $<3^\circ$)
- el bajo número de Reynolds, Re , durante la descarga ($Re < 1200$)

Además, difieren de los que se obtendrían en el caso de que los pasos vertical y horizontal, X_{hor} y X_{ver} , fuesen de mayor orden de magnitud que d_o . En cuyo caso, el gradiente de presiones en las sales del interior del generador no se vería afectado por la presencia de los tubos helicoidales aledaños, y ello daría lugar a distribuciones de los coeficientes de transferencia de calor consistentes con las de un tubo individual (Giedt, 1949).

Para el cálculo de los coeficientes de transferencia de calor locales, a cada elemento de superficie ΔS_n , se le ha asociado un valor representativo promedio $\bar{h}_{2D,n}$. Estos valores se obtienen integrando en superficie las respectivas distribuciones $h_n(r, z)$. El software lleva a cabo esta operación mediante (CD adapco, 2014):

$$\bar{h}_{2D,n} = \frac{1}{S_n} \int h_n(r, z) dS_n \quad (4.5)$$

En la Figura 4.21, se muestran los valores de los coeficientes de transferencia de calor locales obtenidos en los distintos elementos de superficie ΔS_n . Estos, están comprendidos entre $775 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (en la parte inferior del generador, en ΔS_9) y $950 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (en la parte superior del generador, en ΔS_1). Se observa que su comportamiento con la altura es muy diferente:

- a) en la parte inferior del generador los valores se mantienen prácticamente constantes (línea punteada)
- b) a partir de una altura determinada (entre ΔS_7 y ΔS_6) aumentan linealmente (línea continua).

Estas diferencias de comportamiento están intrínsecamente relacionadas con las temperaturas de pared de la matriz de tubos helicoidales (condiciones de contorno del modelo) y, por tanto, también con la fenomenología que tiene lugar en el interior de los tubos helicoidales: cambio de fase agua-vapor y posterior sobrecalentamiento del vapor.

Notar que el coeficiente de transferencia de calor local en la parte superior del generador, \bar{h}_0 , presenta un valor que se aleja mucho de la tendencia lineal característica de esta parte. Esto, guarda relación con el desarrollo de la turbulencia en las primeras vueltas de hélice, por lo que al principio la transferencia de calor no es tan eficiente como en el resto de las vueltas, tal y como se indica en §1.3.1.

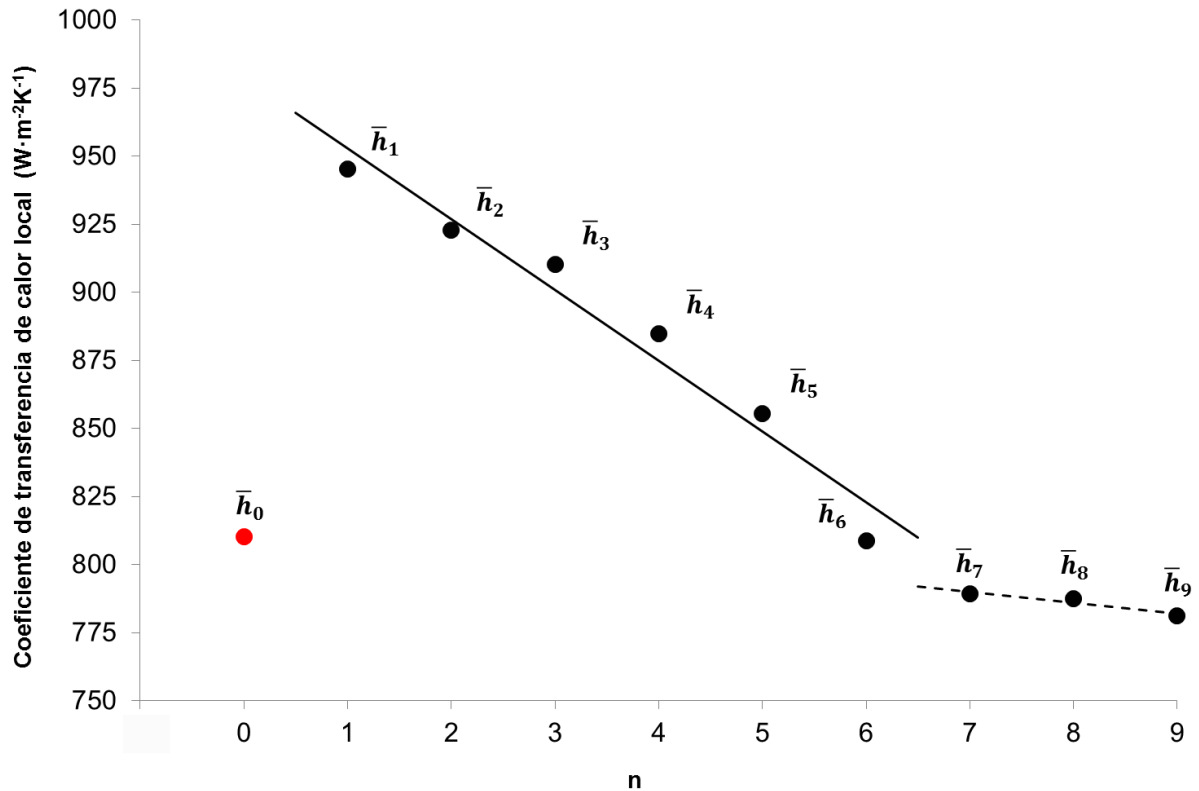


Figura 4.21: Coeficientes de transferencia de calor locales a lo largo del generador.

4.5 Resumen

En este capítulo se ha desarrollado un modelo CFD del prototipo de $300 \text{ kW}_{\text{th}}$ basado en sales fundidas del Centro de Investigación Casaccia de ENEA (Italia), el cual ha sido evaluado con los datos experimentales obtenidos durante uno de sus ensayos de descarga.

El modelo consta de:

- una geometría 3D a escala real que tiene en cuenta tanto las sales fundidas del tanque como las que circulan a través generador de vapor
- un mallado, cuyo tipo de celda y tamaños característicos han sido seleccionados de manera que se recogen de forma óptima las propiedades geométricas tan diferentes que hay dentro y fuera del generador de vapor
- un modelo físico, basado en un tratamiento de tipo RANS (*Reynolds-Average Navier-Stokes*) para la turbulencia, que tiene en cuenta los efectos de la temperatura, por un lado, sobre las propiedades termo-físicas de las sales fundidas, y por otro sobre las fuerzas de flotación generadas
- un método de cálculo numérico que asegura la convergencia en cada paso de tiempo

bien sea durante la fase transitoria de inicio de la descarga o, durante la fase cuasi-estacionaria de operación del sistema

La validación del modelo contempla dos aspectos: el numérico y el experimental. Para el numérico se ha verificado la validez del número de Courant, del parámetro $Y+$ y de la convergencia en cada paso de tiempo. Para el experimental se ha demostrado que el modelo es capaz de reproducir de manera fiable:

- la temperatura de las sales fundidas a la salida del generador (**TI_8_110**), situado en la parte inferior de la matriz de tubos)
- la potencia intercambiada entre las sales fundidas y el agua-vapor (\dot{Q})
- el caudal de sales que circula a través del generador de vapor (\dot{m}_{ms}) durante la descarga

También se ha comprobado la consistencia de la evolución temporal del perfil de temperaturas en el seno del tanque de almacenamiento (**TI_8_5nn**).

A partir de los resultados numéricos en el instante 7050 s de la descarga (perteneciente al tramo cuasi-estacionario), por un lado, se han calculado las distribuciones de los coeficientes de transferencia de calor en función de la altura. Para este cálculo se utilizan las distribuciones de flujos de calor alrededor de los tubos helicoidales y el campo de temperaturas en las sales fundidas del interior del generador de vapor. Mediante un proceso de integración superficial sobre determinadas vueltas de hélice distribuidas uniformemente a lo largo del generador, se han obtenido los valores promedio de los coeficientes de transferencia de calor en función de la altura. Estos valores van desde los $775 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ en la parte más baja del generador hasta los $950 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ en su parte más alta.

Por otro, del campo de velocidades (o del campo de presiones) en las sales fundidas del interior del generador de vapor, se ha deducido que la transferencia de calor local está fuertemente influenciada por configuración y geometría de la matriz de tubos helicoidales.

Capítulo 5

Correlación para la transferencia de calor por convección entre un flujo de sales fundidas y una matriz de tubos helicoidales

El principal objetivo de este capítulo es la obtención de una correlación que describa adecuadamente la transferencia de calor por circulación natural entre un flujo de sales fundidas y un generador de vapor de tubos helicoidales conforme a la configuración propuesta en OPTS y bajo ciertas condiciones de operación (Objetivo III).

Desde el punto de vista global es posible encontrar una idealización del TES-SG que permite deducir su equivalencia con un NCL simple (ver §1.3).

Ahora bien, aun pudiendo clasificarse el TES-SG como NCL, desde el punto de vista local se debe estudiar como un NCL complejo, ya que, tal y como se vio en el Capítulo 4, en el generador de vapor, el movimiento natural de las sales fundidas se ve afectado por la compacidad de la matriz de tubos helicoidales (Figura 4.20a), dando lugar a unas regiones donde el flujo se acelera y otras donde se frena (Figura 4.20b).

La falta de correlaciones para la descripción de la transferencia de calor por circulación natural en NCLs complejos hace que en la práctica sea habitual el uso de correlaciones de convección forzada. Aunque en algunos casos este hecho implica asumir ciertas imprecisiones (Knaani y Zvirin, 2006).

Sin embargo, tal y como se concluyó en el Capítulo 1, las correlaciones existentes en la bibliografía para describir la transferencia de calor en este estudio no son adecuadas, bien sea porque no son válidas para sales fundidas o bien porque el diseño del generador de vapor

de OPTS es lo suficientemente diferente como para influir en los coeficientes de transferencia de calor locales.

Todo ello fundamenta y justifica el estudio local de la transferencia de calor del que se deduce la nueva correlación que como anima la revisión del estado de la técnica y las indicaciones previas, se formulará en términos de convección forzada.

Los resultados numéricos obtenidos del modelo CFD utilizado en el Capítulo 4, han proporcionado una descripción completa y detallada de los campos de temperaturas y velocidades inducidas en el prototipo, tanto durante el transitorio de inicio de la descarga como durante el primer tramo de la zona cuasi-estacionaria de ésta, ver §4.3.2 y Figura 5.1. Además, han permitido calcular adecuadamente los coeficientes de transferencia de calor locales del lado sales en un instante dado de la zona cuasi-estacionaria, concretamente el 7050 s, ver §4.4.

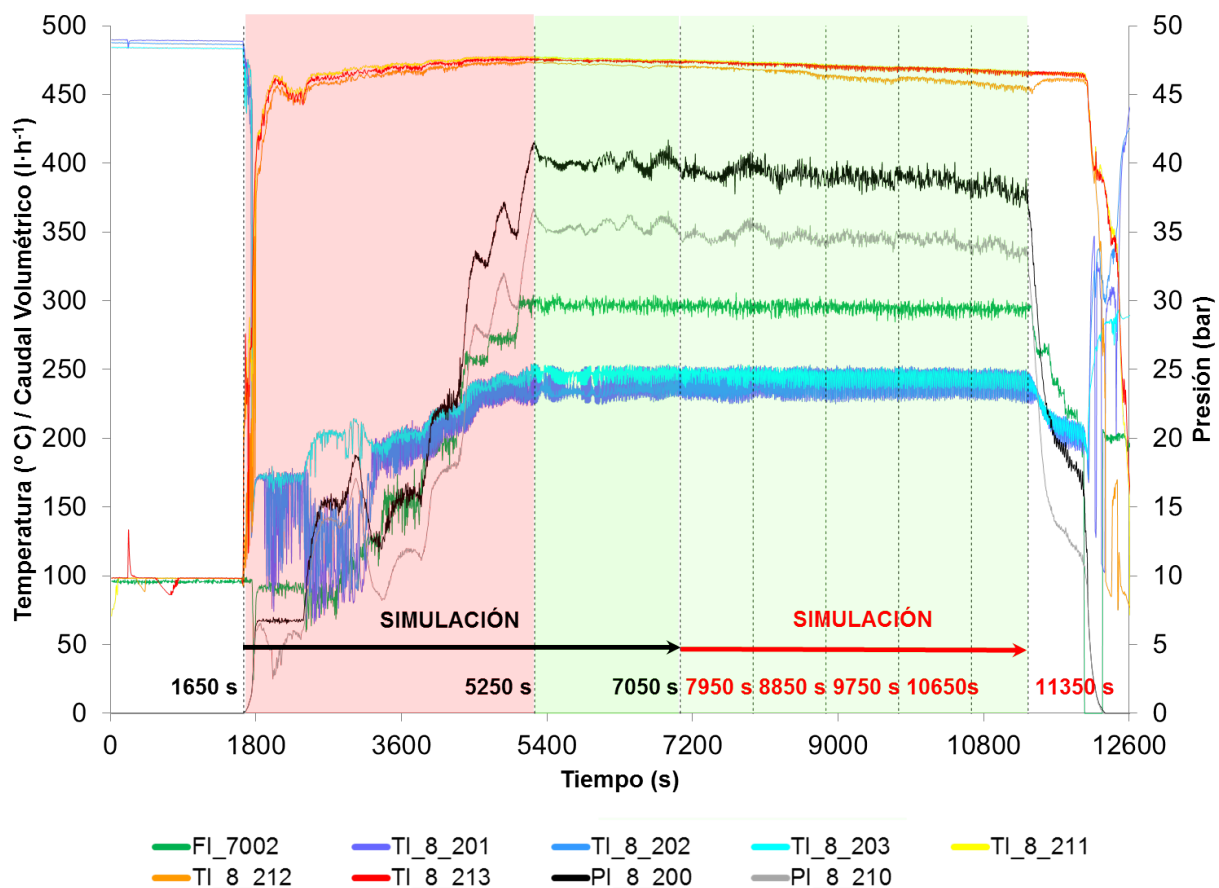


Figura 5.1: Medidas principales durante el ensayo. La flecha roja indica el tramo adicional simulado.

En el presente capítulo, se han utilizado los resultados anteriores junto con otros análogos, asociados a otros cuatro instantes de tiempo que establecen la siguiente serie temporal: 7050 s, 7950 s, 8850 s, 9750 s, y 10650 s (se denotan $\{t_i\}_{i=1,\dots,5}$). Estos datos simulan completamente

el segundo tramo de la zona cuasi-estacionaria (desde los 7050 s hasta los 11350 s, Figura 5.1) con objeto de proporcionar información adicional de esta zona, y poder contar con un mayor rango de condiciones de operación para abordar el objetivo propuesto. Se debe destacar que el instante 11350 s no se consideró ya que, debido a la metodología empleada para establecer las condiciones de contorno del modelo (ver §4.2.3), los resultados obtenidos podrían estar afectados por el transitorio de finalización de la descarga.

La estructura seguida en este capítulo es la siguiente: en primer lugar, se lleva a cabo el estudio de la equivalencia entre el TES-SG y una idealización de circuito NCL, el cual se compone de una descripción de la metodología empleada para el cálculo de los números adimensionales globales y la presentación de los resultados obtenidos. En segundo lugar, se lleva a cabo el estudio local del cual se deduce la nueva correlación. En éste se establecen inicialmente dos modelos para el cálculo de los números adimensionales locales: uno tridimensional (3D) y otro bidimensional (2D). A continuación, y mediante un ajuste por mínimos cuadrados, se demuestra que ambos modelos conducen a una nueva correlación general. Los resultados de esta correlación se discuten en comparación con otros obtenidos mediante correlaciones conocidas de la bibliografía aptas para flujos externos en convección forzada alrededor de matrices de tubos helicoidales. Por último, se resumen los resultados más relevantes del capítulo.

5.1 Circuito termo-hidráulico equivalente del TES-SG

En este apartado se presenta la equivalencia entre el TES-SG de ENEA y un NCL simple (ver §1.3). Dicha equivalencia se observa en el ajuste de la correlación generalizada propuesta por Swapnalee y Vijayan (2011) para el cálculo del caudal en circulación en NCLs a los resultados obtenidos en el presente trabajo para el TES-SG durante sus descargas.

5.1.1 Metodología para el cálculo de los números adimensionales globales

En los NCLs simples, bajo ciertas condiciones, existe una relación funcional potencial entre el número de Reynolds, Re , y el de Grashof modificado, Gr_m , §1.3. En esta sección se propone la metodología desarrollada por Vijayan *et al.* (2000) para el cálculo de los números adimensionales globales de este sistema.

Desde el punto de vista de las sales fundidas, se puede asumir que cada t_i representa, de forma idealizada, un NCL simple de tipo VHVC operando en estado estacionario con diferente $\Delta L(t_i)$ (diferencia de alturas entre columnas de sales fundidas calientes en t_i), pero

con características geométricas idénticas, como son: la longitud efectiva y el diámetro del generador de vapor.

Considerando además que los modelos 1-D son válidos para describir su comportamiento, como se puede comprobar en trabajos previos sobre este tipo de sistemas (Zvirin, 1982), y bajo las hipótesis descritas en Vijayan *et al.* (2000); Vijayan (2002) que se resumen en que:

- el calentamiento viscoso y la conducción axial son despreciables
- las pérdidas térmicas al exterior también lo son
- la aproximación de Boussinesq es válida

es posible aplicar la metodología generalizada de Vijayan a cada t_i para el cálculo de los números adimensionales globales del sistema.

Para usarla aquí, es necesario calcular previamente las diferencias de alturas entre columnas de sales fundidas calientes, $\Delta L(t_i)$, para lo cual se emplea la siguiente expresión (Fabrizi *et al.*, 2011):

$$\Delta L(t_i) = \frac{P_{hot}(t_i) - P_{cold}(t_i)}{\rho(t_i) g \beta(t_i) (T_{hot}(t_i) - T_{cold}(t_i))} \quad (5.1)$$

donde P_{hot} y P_{cold} son las presiones de la fuente y del sumidero que, en este caso, se toman a la entrada y salida del generador, al igual que las temperaturas T_{hot} y T_{cold} . Es decir, se toman de la simulación CFD donde están ubicados los termopares denotados por **TI_8_111** y **TI_8_110** respectivamente (ver Figura 2.12). Las propiedades térmicas de las sales, ρ y β , se evalúan a la temperatura media: $(\frac{T_{hot}+T_{cold}}{2})$.

Posteriormente, se definen $L_{eff,Tot}$ y d para el prototipo de ENEA. Dado que en el generador de vapor las pérdidas de carga totales, ΔP_{Tot} , vienen dadas por:

$$\Delta P_{Tot} = \Delta P_{con} + \Delta P_{dis} \quad (5.2)$$

siendo ΔP_{con} la contribución de las pérdidas de carga concentradas (a la entrada y salida del generador) y ΔP_{dis} la de las pérdidas de carga distribuidas (a lo largo de la matriz de tubos helicoidales); y que, en este caso, es razonable considerar que $\Delta P_{con} \ll \Delta P_{dis}$ (Idelchik, 1986), se puede asumir que $F_{eff} \approx 1$ y, por tanto, que $L_{eff,Tot} \approx L_{Tot}$. Los parámetros geométricos característicos L_{Tot} y d se fijan a los valores:

$$L_{Tot} = 1.206 \text{ m}$$

$$d = 0.0186 \text{ m}$$

Estos valores se corresponden con la longitud efectiva (o de intercambio de calor, ver Figura 2.12) y el diámetro hidráulico del generador de vapor respectivamente. Este último se calcula

a partir de la expresión (Bergman *et al.*, 2017):

$$d = \frac{4 S}{p} \quad (5.3)$$

donde S es la sección de paso de las sales fundidas a través del generador de vapor y p el perímetro efectivo en términos de intercambio de calor por convección entre las sales fundidas y los tubos helicoidales, aspecto que se aprecia en la Figura 5.2.

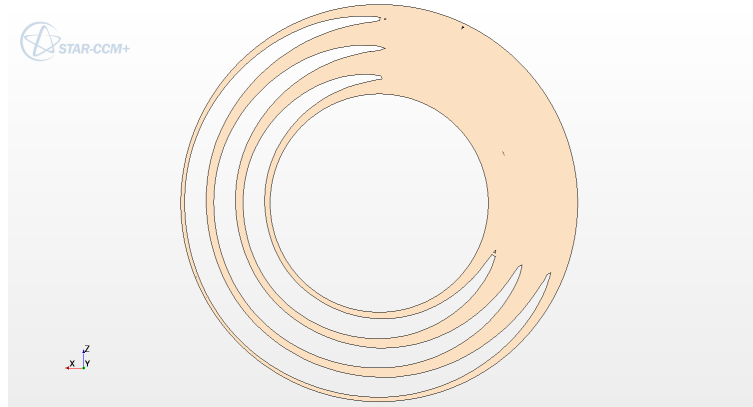


Figura 5.2: Vista frontal de la sección de paso en el generador de vapor (en color salmón).

Por último, se calculan los números adimensionales globales de Reynolds, $Re(t_i)$, y Grashof modificado, $Gr_m(t_i)$, tal y como propone Vijayan *et al.* (2000); Vijayan (2002):

$$Re(t_i) = \frac{d \dot{m}_{ms}(t_i)}{S \mu(t_i)} \quad Gr_m(t_i) = \frac{d^3}{p L_{Tot}} \frac{\rho^2(t_i) g \beta(t_i) \Delta L(t_i) \dot{Q}(t_i)}{\mu^3(t_i) Cp(t_i)} \quad (5.4)$$

donde:

- g es la gravedad
- \dot{m}_{ms} es el caudal másico de sales fundidas en circulación
- \dot{Q} la potencia puesta en juego
- μ y Cp las propiedades térmicas de las sales que se evalúan a la temperatura media $\left(\frac{T_{hot}+T_{cold}}{2}\right)$

5.1.2 Correlación entre los números adimensionales globales

Los coeficientes de la función potencial toman unos valores u otros dependiendo del régimen del flujo en el NCL (Vijayan *et al.*, 2000; Vijayan, 2002; Swapnalee y Vijayan, 2011). En este apartado se analiza el grado de ajuste de las correlaciones existentes en la bibliografía al caso de estudio.

En la Figura 5.3 se muestra el número de Re frente a Gr_m en todos los t_i considerados, que equivale a los siguientes rangos de condiciones de operación: $1.7 \cdot 10^6 < Gr_m \frac{L_{Tot}}{d} < 3 \cdot 10^6$ y $318 < Re < 400$. También se incluyen los resultados obtenidos al aplicar, por un lado, las correlaciones de Vijayan para flujos completamente laminares o completamente turbulentos y, por otro, la correlación de Swapnalee, para flujos en transición, al prototipo de ENEA.

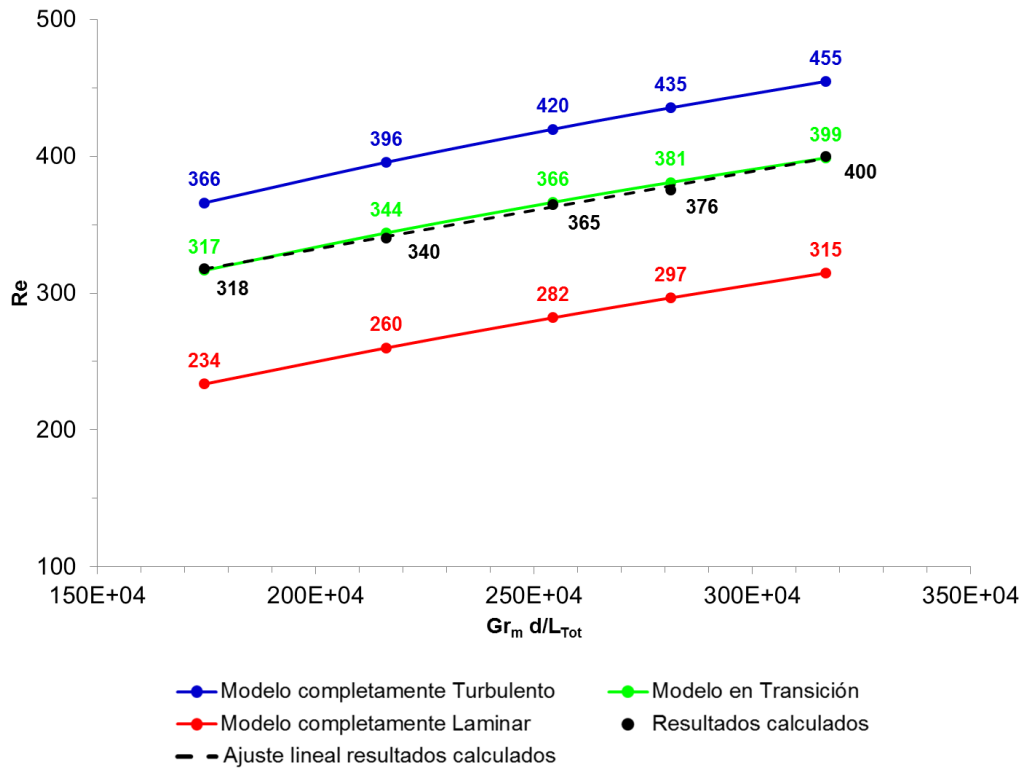


Figura 5.3: Comparación entre los resultados calculados y los modelados.

Como se puede apreciar en la citada figura, el modelo para flujos en transición se ajusta adecuadamente a los resultados obtenidos (sobreevalora Re menos de un 0.4 % de error relativo medio). Por tanto, el funcionamiento del TES-SG durante sus descargas responde al de un NCL en régimen de transición.

Puesto que en los NCLs es conocido que la región de transición comienza y finaliza antes que en un tubo recto (Naveen *et al.*, 2014; Pini *et al.*, 2016; Vijayan *et al.*, 2019), pero sin embargo no existe consenso sobre qué valores de Re comprende dicha región, véanse por ejemplo:

- Vijayan *et al.* (2000); Vijayan (2002) predice que está entre: $1000 < Re < 4000$
- Swapnalee y Vijayan (2011) la sitúa entre: $898 < Re < 3196$
- Hallinan y Viskanta (1986) fija su comienzo en $Re \approx 340$
- Creveling *et al.* (1975) fija su final en $Re \approx 1500$

estos resultados también pueden contribuir a delimitar qué valores de Re comprende la región de transición en este tipo de sistemas. Además, tales resultados ponen de manifiesto que existe una relación cuasi-proporcional entre el número de Re y el número de Gr_m , ver el ajuste en la Figura 5.3. Considerando que esta última depende de los efectos locales de la configuración y geometría de la matriz de tubos helicoidales, tal relación sienta las bases del estudio local de la transferencia de calor que se hace en este trabajo.

Adicionalmente, estos resultados también son útiles para el diseño y el análisis del rendimiento del TES-SG.

5.2 Correlación para la transferencia de calor en el lado de las sales fundidas

La eficiencia de este sistema de almacenamiento depende de la capacidad de intercambiar calor de las sales fundidas con el generador de vapor. Por ello, se presentan en este epígrafe los modelos 3D y 2D en función de la longitud característica considerada para esta geometría. Ambos modelos recogen la fenomenología local de las sales fundidas alrededor de la matriz de tubos helicoidales (campos de temperaturas y velocidades), y de sus resultados se deriva una correlación general para la transferencia de calor en el sistema.

5.2.1 Modelos 3D y 2D para el cálculo de los números adimensionales locales

Se considera un modelo 3D para abordar el estudio local discretizando con 10 elementos de volumen $\{\Delta V_n\}_{n=0,\dots,9}$ (siendo $\Delta V_n = (r\Delta r \Delta\theta \Delta z)_n$ distribuidos uniformemente a lo largo del mismo. Dichos elementos coinciden con los puntos de medida de temperaturas en el generador (ver §3.5), tal y como se muestran en la Figura 5.4.

En este modelo 3D, para cada t_i seleccionado, cada uno de los elementos de volumen ΔV_n se ha caracterizado por sus temperaturas de pared, $T_{w,n}(t_i)$, temperaturas de las sales fundidas del seno (punto rojo en la Figura 5.4), $T_{\infty,n}(t_i)$, velocidades locales de las sales fundidas (calculadas promediando en ΔV_n), $\bar{v}_{3D,n}(t_i)$, y coeficientes de transferencia de calor locales, $\bar{h}_{3D,n}(t_i)$. Estos últimos, se han calculado integrando en superficie las respectivas distribuciones $h_n(r, z, \theta, t_i)$.

También se considera un modelo 2D análogo al del Capítulo 4.

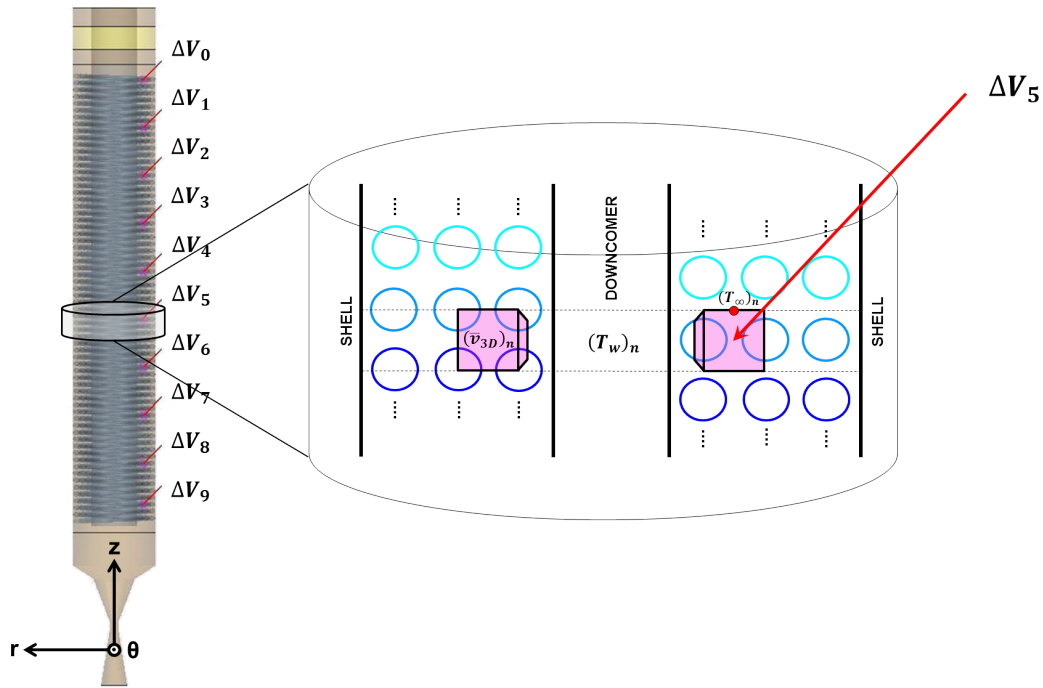


Figura 5.4: Izda.) elementos de volumen considerados para el cálculo de las velocidades locales y los coeficientes de transferencia calor locales en un modelo 3D; dcha.) n -ésima vuelta de hélice.

En este modelo 2D, para cada t_i seleccionado, cada uno de los elementos de superficie ΔS_n en que se ha discretizado el generador (Figura 4.17) se ha caracterizado por sus temperaturas de pared, $T_{w,n}(t_i)$, temperaturas de las sales fundidas del seno (punto rojo en la Figura 4.17), $T_{\infty,n}(t_i)$, velocidades locales de las sales fundidas (calculadas promediando en ΔS_n), $\bar{v}_{2D,n}(t_i)$, y coeficientes de transferencia de calor locales, $\bar{h}_{2D,n}(t_i)$. Estos últimos, se han calculado integrando en superficie las respectivas distribuciones $h_n(r, z, t_i)$, al igual que se llevó a cabo en el Capítulo 4 (ver §4.4).

Finalmente, a partir de esta información, en cada uno de los elementos de volumen y de superficie, ΔV_n y ΔS_n , se han calculado los números adimensionales de Nusselt, $\bar{N}u_n(t_i)$, Reynolds, $\bar{R}e_n(t_i)$ y Prandtl, $\bar{P}r_n(t_i)$, asumiéndose:

1. como longitud característica de esta geometría, en el modelo 3D el diámetro hidráulico, d_h , y en el modelo 2D el diámetro exterior de los tubos helicoidales, d_o , y
2. las propiedades termo-físicas de las sales fundidas: conductividad térmica, $k(t_i)$, densidad, $\rho(t_i)$, capacidad calorífica, $C_p(t_i)$, y viscosidad dinámica, $\mu(t_i)$, dependientes de la temperatura media $(\frac{T_{\infty,n}(t_i)+T_{w,n}(t_i)}{2})$, conforme las expresiones de Bradshaw y Carling (1987) y Ferri *et al.* (2008). De este modo, se tiene en cuenta la influencia de las propiedades de las sales en los números adimensionales.

5.2.2 Correlaciones con números adimensionales locales

Dada la relación cuasi-proporcional entre los números adimensionales globales mostrada anteriormente, Figura 5.3, se propone tratar la transferencia de calor entre las sales fundidas y los tubos helicoidales como un fenómeno de convección forzada, a semejanza de los trabajos de Gruszczynski, MJ y Viskanta, Raymond (1983) y Hallinan y Viskanta (1986). Es por ello que el número de Nusselt, $\bar{N}u$, venga expresado en función de los números de Reynolds, $\bar{R}e$, y de Prandtl, $\bar{P}r$.

$$\bar{N}u = \bar{N}u(\bar{R}e, \bar{P}r) \quad (5.5)$$

Para flujos monofásicos externos alrededor de matrices de tubos, los datos experimentales de los trabajos sobre convección forzada suelen estar correlacionados según expresiones del tipo:

$$\bar{N}u = c \bar{R}e^a \bar{P}r^b \quad (5.6)$$

donde a , b y c son constantes que dependen de la geometría del sistema (ver Secciones 1.3.2 y 1.3.3).

Esta forma de correlación, donde los números de $\bar{N}u$ y $\bar{R}e$ se basan o bien en el diámetro exterior de los tubos helicoidales, d_o , o bien en el diámetro hidráulico, d_h (ver Tablas 1.4, 1.5 y 1.6), es la que se adopta aquí.

Los parámetros a y c de la ecuación se han determinado mediante ajustes por mínimos cuadrados de los datos derivados de los modelos 3D y 2D descritos anteriormente, Figura 5.5. En estos ajustes el parámetro b se ha prefijado en 0.36, valor igual al propuesto por Zukauskas para flujos cruzados alrededor de matrices de tubos en línea (Kakaç *et al.*, 1987). Notar que, para llevar a cabo dichos ajustes, los valores de \bar{h}_0 no se han tenido en cuenta debido a su comportamiento desigual por el hecho de evaluarse demasiado cerca de la entrada del generador.

Empleando esta forma de análisis se han obtenido, para cada modelo, las correlaciones para la transferencia de calor y los coeficientes R^2 que se muestran en la Tabla 5.1.

Tabla 5.1: Correlaciones para la transferencia de calor.

| Modelo | Correlación | R^2 |
|--------|---|--------|
| 3D | $\bar{N}u_{d_h} = 0.8355 \bar{R}e_{d_h}^{0.4563} \bar{P}r^{0.36}$ | 0.9722 |
| 2D | $\bar{N}u_{d_o} = 0.7890 \bar{R}e_{d_o}^{0.4669} \bar{P}r^{0.36}$ | 0.9833 |

Puesto que los resultados que arrojan ambas correlaciones difieren ≈ 1 % como máximo, éstas se consideran equivalentes. Por lo tanto, en este punto se plantea ajustar el conjunto de datos, 2D y 3D, a una única correlación del tipo de las anteriores, tal y como se muestran en la Figura 5.6.

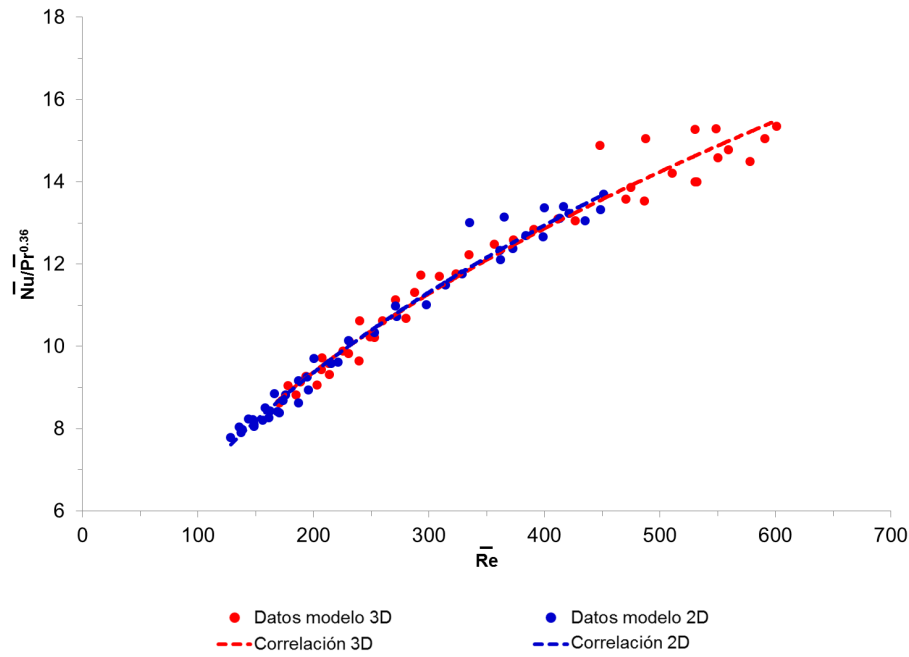


Figura 5.5: Ajustes de los datos de transferencia de calor del problema.

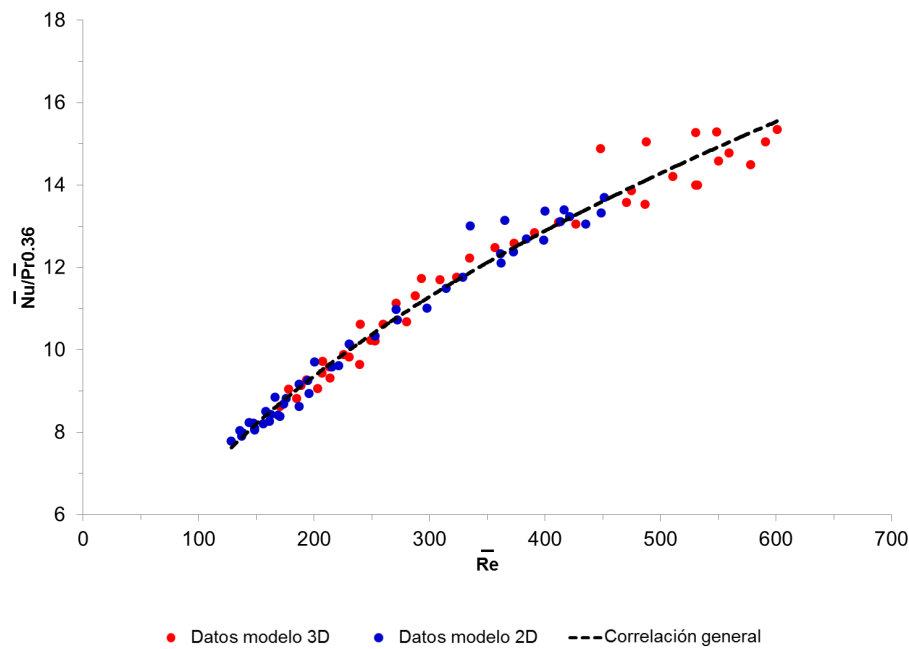


Figura 5.6: Nuevo ajuste de los datos de transferencia de calor del problema.

Así, se ha encontrado la siguiente correlación general para la transferencia de calor en el lado de las sales fundidas:

$$\bar{Nu} = 0.8150\bar{Re}^{0.4608}\bar{Pr}^{0.36} \quad (5.7)$$

con un coeficiente R^2 de 0.9807.

Esta correlación presenta la ventaja de que permite utilizar tanto d_h como d_o como longitud característica de esta geometría. Esto es cierto siempre y cuando se tenga en cuenta que para el cálculo de los números adimensionales de \bar{Re} y \bar{Nu} se ha de utilizar: d_h con modelos 3D y d_o con modelos 2D. La principal ventaja de esta metodología es que facilita la comparación con otras correlaciones.

Dicha correlación será válida para:

1. las condiciones de operación del sistema comprendidas entre los instantes 7050 s y 11350 s de la descarga, pertenecientes al tramo cuasi-estacionario. Esto limita a un rango de números \bar{Re} entre 100 y 600, y de números de \bar{Pr} entre 4 y 13, y
2. matrices de tubos helicoidales configurados en línea donde $d_o = 0.0127$ m y, además, X_{hor} y X_{ver} sean del mismo orden de magnitud que d_o , equivalente a bajos ángulos de inclinación, $< 3^\circ$.

Se debe indicar que para cada instante, t_i , las variaciones del número de \bar{Re} a lo largo del generador no están causadas por variaciones de la velocidad local sino por variaciones de las propiedades termo-físicas de las sales fundidas. Esto es debido a los cambios de temperatura que experimentan a través de él. Por ejemplo, en $t_i = 8850$ s, mientras que las velocidades locales de las sales fundidas, $\bar{v}_{2D,n}(t_i)$, varían desde un mínimo de $0.0216 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ hasta un máximo de $0.0219 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (equivalente a una diferencia de $\approx 2 \%$), las razones ($\frac{1}{\nu}$) varían entre $459971 \text{ s}\cdot\text{m}^{-2}$ y $1251096 \text{ s}\cdot\text{m}^{-2}$ (equivalente a una diferencia de $\approx 63 \%$).

Para complementar el análisis, en la Figura 5.7 se muestra la comparación entre los resultados simulados y aquellos calculados mediante las correlaciones de Genic et al. y Abadzic (1) (ver tabla 1.7) para números de \bar{Re} entre 100 y 600 y considerando un número de $\bar{Pr} = 7.8$ (valor promedio del intervalo de números de \bar{Pr} aquí considerado) y un valor de $\frac{\mu}{\mu_w} = 0.70$ (valor asociado con $\bar{Pr} = 7.8$). En dicha figura se observa que las correlaciones de Genic et al. y Abadzic (1) tienen un comportamiento similar para el rango de condiciones de operación que se estudian en este trabajo, a pesar de que la primera fuera validada sólo para líquidos y la segunda lo fuera sólo con gases.

Para este caso concreto, ambas correlaciones referidas arrojan valores del número de \bar{Nu} por debajo de los obtenidos mediante la simulación CFD. La correlación de Genic et al. se aparta de tales resultados hasta un 15% como máximo, y la de Abadzic (1) hasta un 29%, como muestra la Figura 5.7, lo cual podría deberse a diversos motivos. En primer lugar, dichas correlaciones no fueron diseñadas para condiciones de operación con $\bar{Re} < 10^3$, como es el caso aquí estudiado. En segundo lugar, para su deducción se emplearon matrices de tubos helicoidales cuyos ángulos de inclinación son mayores que los de esta matriz, $\approx 18^\circ$ en Genic et al. y $\approx 9^\circ$ en Abadzic (1) frente a $\approx 2^\circ$, todos ellos valores medios. Respecto del ángulo de inclinación, notar que según los estudios llevados a cabo por Tang *et al.* (2018), los

coeficientes de transferencia de calor alrededor de matrices de tubos helicoidales disminuyen conforme aumenta su ángulo de inclinación, tal y como sucede en esta comparativa.

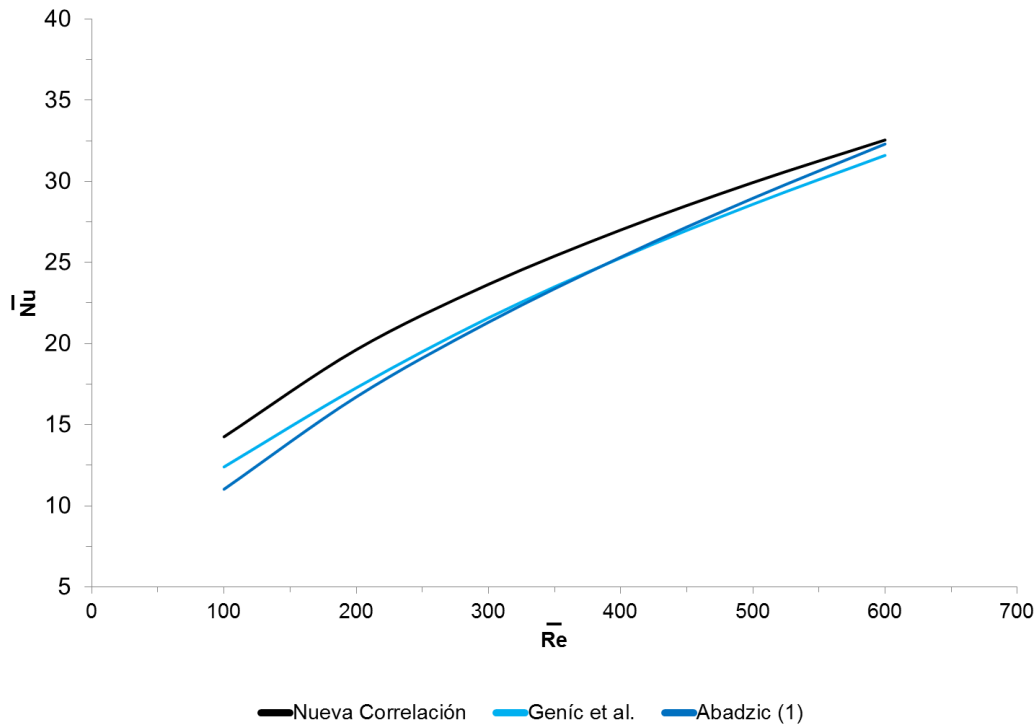


Figura 5.7: Comparación entre los resultados obtenidos y los calculados mediante las correlaciones de Genic *et al.* (2012) y Smith (2006), considerando $\bar{Pr} = 7.8$ y $\frac{\mu}{\mu_w} = 0.70$.

5.3 Resumen

En este capítulo se ha profundizado en el estudio de la transferencia de calor por circulación natural en el TES-SG, primero desde un punto de vista global y después desde un punto de vista local.

Para ello, se han empleado los resultados del modelo CFD del Capítulo 4, así como otros obtenidos a partir de éste, que describen adecuadamente el comportamiento termo-hidráulico del ensayo de descarga del 29 de octubre de 2012 del prototipo de almacenamiento térmico con generador de vapor integrado de ENEA.

Mediante la metodología generalizada de Vijayan *et al.* (2000); Vijayan (2002), ha sido posible categorizar al TES-SG como un NCL simple. Dicha equivalencia se evidencia en el ajuste de la correlación generalizada para flujos en transición propuesta por Swapnalee y Vijayan (2011) para el cálculo del caudal en circulación en cualquier NCL, a los datos obtenidos mediante simulación en el presente trabajo para el TES-SG durante sus descargas.

Y, mediante los modelos termo-hidráulicos locales 2D y 3D, ha sido posible proponer una nueva correlación para la transferencia de calor por circulación natural entre un flujo externo de sales fundidas y una matriz de tubos helicoidales que es independiente de la longitud característica que se utilice.

La correlación que se propone es del tipo $\bar{N}u = c\bar{R}e^a\bar{P}r^b$, donde para el parámetro b se ha asumido el valor propuesto por Zukauskas para flujos cruzados alrededor de matrices de tubos en línea y los parámetros c y a toman los valores 0.8150 y 0.4608 respectivamente conforme al ajuste realizado, dando lugar a un coeficiente R^2 de 0.9807.

$$\bar{N}u = 0.8150\bar{R}e^{0.4608}\bar{P}r^{0.36} \quad (5.8)$$

Esta correlación se considera válida dentro del rango de condiciones descrito: $\bar{R}e$ entre 100 y 600, $\bar{P}r$ entre 4 y 13, diámetro externo de los tubos de 0.0127 m y pasos vertical y horizontal de la matriz del mismo orden que el diámetro externo de los tubos, que equivale a bajos ángulos de inclinación ($< 3^\circ$).

Estos resultados pueden contribuir al desarrollo de este tipo de sistema de almacenamiento térmico innovador a nivel comercial ya que proporcionan información útil y sencilla de implementar a la hora de realizar un nuevo escalado.

Capítulo 6

Estudio del comienzo del régimen de superficie seca en un generador de vapor de tubos helicoidales de un solo paso

Uno de los puntos clave del diseño termo-hidráulico de un generador de vapor, es el cálculo del título de vapor local asociado al comienzo del régimen de superficie seca, o *dryout*. El *dryout* lleva implícito un empeoramiento de los coeficientes de transferencia de calor en el lado agua-vapor, en algunos casos de entre uno y dos órdenes de magnitud, Collier y Thome (1994). En el caso de la configuración propuesta en OPTS (ver Capítulo 2), la dificultad que este cálculo supone es debida a que:

- a nivel experimental, la instrumentación del prototipo de ENEA se hace insuficiente para su obtención: pues aunque cuenta con medidas de temperaturas de pared para la localización del *dryout*, solo existen en un único tubo de la matriz a ciertas alturas, y para cada una de ellas, sólo en una posición azimutal (ver Capítulo 3)
- a nivel teórico, las correlaciones encontradas en la literatura para flujos en ebullición en convección forzada para este tipo de configuración de generador de vapor (ver Capítulo 1) arrojan resultados diferentes, por lo que no es posible seleccionar la más adecuada *a priori*

Con esto, los objetivos del presente capítulo son:

a) estudiar el comienzo del régimen de superficie seca (primer *dryout* y *dryout* total) en un generador de vapor de tubos helicoidales de un solo paso conforme a la configuración propuesta en OPTS y bajo ciertas condiciones de operación

b) partiendo de esta información, cuantificar la adaptabilidad de las correlaciones existentes para el cálculo de los títulos de vapor locales asociados tanto al primer *dryout* como al *dryout* total a este sistema (Objetivo IV).

Para ello, de nuevo se emplea la técnica CFD, y se lleva a cabo un modelo que simula la ebullición durante un proceso de descarga del prototipo de almacenamiento térmico con generador de vapor integrado de ENEA. La información experimental extraída en el Capítulo 3 de este trabajo, así como la teórica obtenida en el Anexo C, han servido para establecer las condiciones de contorno y de validación de dicho modelo.

En este capítulo se describen el pre-procesado y el post-procesado. A continuación se lleva a cabo la validación del modelo, tanto desde el punto de vista numérico como comparando con datos experimentales: primero del estado de la técnica y segundo de la prueba de descarga del prototipo. Una vez evaluado el modelo, se estudia el comienzo del *dryout*, posición azimutal y títulos de vapor locales asociados en función del diámetro de hélice, D , y éstos se comparan con los obtenidos mediante correlaciones de la literatura. Por último, se resumen los resultados más relevantes del capítulo.

6.1 Pre-procesado del modelo CFD

6.1.1 Geometría y mallado

En este capítulo el modelo CFD se centra exclusivamente en el generador de vapor, sin tener en cuenta ni los colectores de entrada y salida ni los elementos que unen estos a los tubos helicoidales. Geométricamente es un modelo en 3D a escala real construido mediante los softwares Autodesk Inventor Professional 2016[®] para el diseño de los tubos helicoidales y el módulo CAD de STAR-CCM+9.04.011[®] para el diseño del resto de componentes del generador: *shell*, *downcomer*, abertura y difusor, Figura 6.1.

Se ha asumido que las paredes de la *shell* y el *downcomer* son adiabáticas (§2.4). La abertura y el difusor, al estar lo suficientemente alejados de los tubos helicoidales, se considera que su influencia sobre la transferencia de calor en el generador de vapor es despreciable. Por eso, para este estudio, se ha asumido que su resistencia térmica es infinita.

El dominio geométrico se divide en tres subdominios que se corresponden con los lados agua-vapor y sales fundidas, y las paredes metálicas de los tubos que separan ambos medios. Por tanto, este modelo permite estudiar simultáneamente el comportamiento termo-hidráulico de las sales fundidas por el espacio intersticial que queda entre los tubos helicoidales y las carcasas y del agua-vapor por el interior de los tubos. Los tres subdominios

se discretizan empleando un mallado de celdas poliédricas (Figura 6.2).

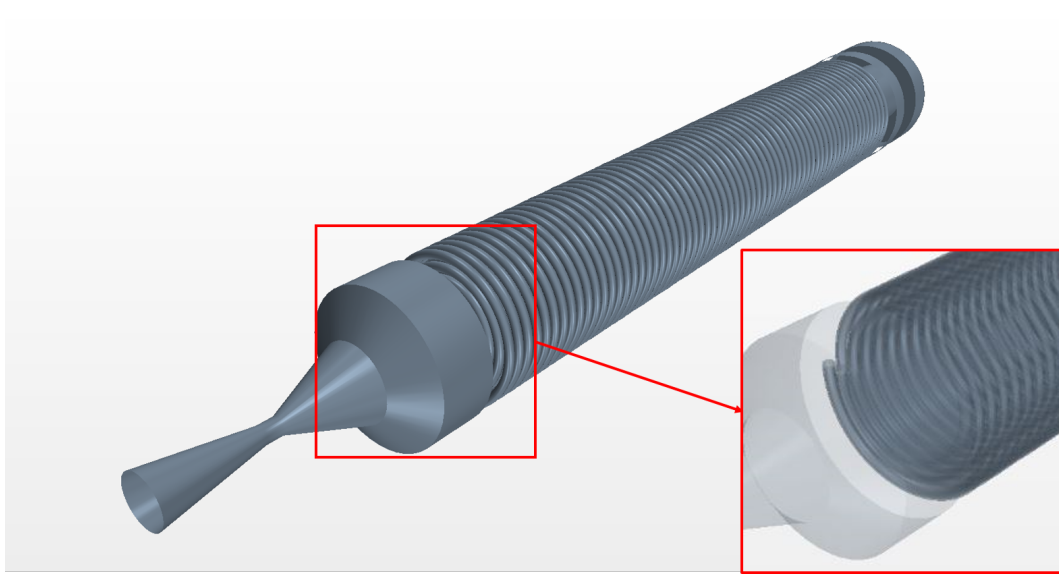


Figura 6.1: Modelo geométrico del generador, vista en perspectiva interior: tubos helicoidales y detalle de los mismos.

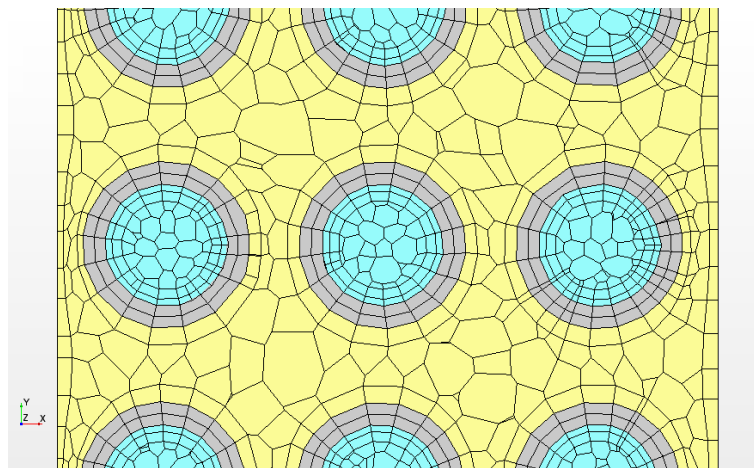


Figura 6.2: Vista en detalle del mallado. Subdominios: lado sales fundidas (en amarillo), paredes de los tubos (en gris) y lado agua-vapor (en azul).

Los tamaños característicos máximos, Δs , en los lados sales fundidas y agua-vapor son 0.0050 m y 0.0025 m respectivamente, aunque en las zonas más estrechas la malla se refina automáticamente introduciendo, al menos, dos celdas poliédricas.

Ambos subdominios cuentan con una capa prismática, individual en el primer caso y doble en el segundo, alrededor de sus respectivas paredes. Es decir, alrededor de la *shell* y los tubos helicoidales en el lado de las sales fundidas y alrededor de los tubos en el lado del agua-vapor, cuyos Δs son 0.00250 m y 0.00125 m respectivamente (Figura 6.2).

La transición entre las celdas prismáticas de alrededor de las paredes (las celdas más pequeñas) a las celdas poliédricas en el seno de ambos medios (las celdas más grandes) se

realiza de forma gradual, con un factor de proporcionalidad 1.5. Finalmente, se ha generado una capa prismática homogénea doble que engrosa las paredes de los tubos helicoidales y que es compatible con las respectivas capas generadas a ambos lados (Figura 6.2).

Para asegurar que los resultados son independientes del modelo de malla empleado se ha llevado a cabo un test variando Δs en el lado agua-vapor, ya que, por una parte, éste es el subdominio de mayor interés para este estudio, y por otra, el mallado empleado en el lado sales fundidas ya fue evaluado anteriormente por Rivas y Rojas (2016). Los resultados de dicho test se recogen en la Tabla 6.1.

Tabla 6.1: Resumen de valores de las variables de mayor interés del problema en $t_1 = 7050$ s.

| | <i>Coarse</i> | <i>Medium</i> | <i>Fine</i> | Referencia |
|------------------------|------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|---|
| Nº total de celdas | $\approx 6.9 \cdot 10^6$ (97 %) | $\approx 7.2 \cdot 10^6$ (100 %) | $\approx 8.5 \cdot 10^6$ (119 %) | — |
| Δs (m) | 0.00375 | 0.00250 | 0.00150 | — |
| $P_{IN,1}$ (bar) | 39.0 | 39.0 | 38.5 | 39.2 |
| $P_{IN,2}$ (bar) | 39.0 | 39.0 | 38.7 | 39.2 |
| $P_{IN,3}$ (bar) | 39.1 | 39.1 | 39.0 | 39.2 |
| $z_{x_{1,3}}$ | 1.16 | 1.16 | 1.13 | — |
| $Y+$ (lado agua-vapor) | 50-500 | 50-300 | 10-60 | Recomendable: ($Y+ < 1$) ó ($30 < Y+ < 300$) |

Como se puede observar, el mallado más denso (denominado *fine*) presenta peores resultados en algunas de las variables de mayor interés del problema como, por ejemplo, la presión a la entrada de cada uno de los tres tubos helicoidales, $\{P_{IN,\#}\}_{\#=1,2,3}$.

Esto se debe al tipo de tratamiento de pared utilizado: en este caso se ha empleado el tratamiento híbrido *All $Y+$* . Este tratamiento depende del tamaño de la capa prismática alrededor de las respectivas superficies. Para este mallado, los valores de $Y+$ en el subdominio agua-vapor caen dentro de un rango poco adecuado, entre 1 y 30 (Versteeg y Malalasekera, 2007; CD adapco, 2014), para la correcta resolución de las variables turbulentas del modelo (la energía cinética turbulenta y la tasa de disipación de la turbulencia) y la tensión de cizalladura alrededor de las respectivas superficies.

Puesto que no ha sido viable computacionalmente generar un mallado más denso que resuelva este problema para obtener valores del $Y+$ fuera de este rango poco adecuado y que los mallados menos densos (denominados *medium* y *coarse*) presentan resultados de las presiones de entrada igualmente adecuados (errores absolutos comprendidos entre 0.1 bar y 0.2 bar), se ha optado por estos mallados. Además, la altura a la que se produce el primer *dryout* en el tubo helicoidal interno, $z_{x_{1,3}}$, es idéntica en ambos casos. Entre ellos, la diferencia en términos de coste computacional es pequeña (< 3 %), por lo que se ha seleccionado el más denso (*medium*) para llevar a cabo las simulaciones.

Resulta de interés que Colombo (2013), en su estudio numérico sobre flujos bifásicos en generadores de vapor de tubos helicoidales, obtuvo conclusiones similares empleando este tipo de tratamientos de pared.

Como añadido, se debe indicar que realizar un test de malla en profundidad sería un proceso excesivamente complejo desde el punto de vista teórico, dada la fenomenología del sistema, y muy costoso computacionalmente hablando, dadas las numerosas posibilidades que surgen al combinar diferentes mallados para las sales fundidas, paredes metálicas y agua-vapor. A ello se añade que la disponibilidad de datos experimentales permite evaluar el mallado seleccionado, haciendo prescindible, hasta cierto punto, un test de malla más exhaustivo.

Finalmente, se ha llevado a cabo el diagnóstico topológico del mallado seleccionado mediante los parámetros estadísticos predefinidos para ello (*cell y boundary skewness angle, face validity, cell quality y volumen change*, CD adapco (2014)). Los resultados se recogen en la Tabla 6.2.

Tabla 6.2: Diagnóstico topológico del mallado seleccionado.

| Parámetro | Valor Máximo | Valor Mínimo |
|---------------------------------------|--------------|--------------|
| <i>cell y boundary skewness angle</i> | 0° | 89° |
| <i>face validity</i> | 1 | 1 |
| <i>cell quality</i> | 0.01 | 1 |
| <i>volumen change</i> | 0.0004 | 1 |

Los valores obtenidos están dentro de los rangos que aseguran que la calidad de la malla es buena conforme la información que provee el desarrollador del software (CD adapco, 2014).

Notar que todo lo anterior se ha llevado a cabo siguiendo los estándares establecidos en la Guía de buenas prácticas para el correcto uso de los códigos CFD en el ámbito industrial (Sommerfeld *et al.*, 2008).

6.1.2 Modelos físicos empleados

Para estudiar el comportamiento termo-hidráulico del sistema se emplea un modelo de transferencia de calor conjugada en régimen estacionario que tiene en cuenta la transferencia de calor por circulación natural en las sales fundidas, por conducción a través de las paredes metálicas de los tubos y por convección forzada en el agua-vapor.

Los flujos, externo de sales fundidas e interno de agua-vapor, se consideran turbulentos. Las sales fundidas, a pesar de que se mueven por convección natural a través del generador y, por tanto, lo hacen lentamente, debido a la geometría de éste que perturba fuertemente su movimiento, se generan circulaciones complejas alrededor de los tubos helicoidales que no

deben simularse considerando el flujo laminar. En cambio, el flujo de agua-vapor se mueve por ebullición con convección forzada en el interior de los tubos, por lo tanto, durante el cambio de fase se promueve la turbulencia y aguas arriba se puede considerar completamente desarrollado.

Ambos se simulan usando un modelo de tipo RANS (*Reynolds-Average Navier-Stokes*) cuyo cierre se lleva a cabo empleando el modelo *Realizable κ - ε Two Layer* (Versteeg y Malalasekera, 2007; CD adapco, 2014), considerándose las aproximaciones de: Xu para las sales (adecuada para flujos en circulación natural, Xu *et al.* (1998)) y de Wolfstein para el agua-vapor (adecuada para flujos en convección forzada, Versteeg y Malalasekera (2007)), junto con el tratamiento de pared híbrido *All Y+*.

Para el modelo de turbulencia se asumen las constantes preestablecidas en el software. El flujo se resuelve de manera segregada, y el nexos entre las ecuaciones de conservación del momento y la masa se realiza vía el algoritmo SIMPLE con el acoplamiento de Rhie y Chow (Versteeg y Malalasekera, 2007; CD adapco, 2014). Para resolver la ecuación de conservación de la energía se asumen sendos modelos segregados: para la temperatura en las sales fundidas y para la entalpía en el agua-vapor.

En las sales fundidas se asume la aproximación de Boussinesq. El resto de las propiedades termo-físicas se consideran dependientes de la temperatura al igual que en Bradshaw y Carling (1987) y en Ferri *et al.* (2008).

Las propiedades termo-físicas de las paredes metálicas de los tubos, se consideran constantes y se asumen las preestablecidas en el software para un acero inoxidable tipo UNSS316 (CD adapco, 2014).

6.1.2.1 Descripción del modelo bifásico

Para simular el agua-vapor se usa el llamado modelo homogéneo. Este modelo resuelve un único conjunto de ecuaciones de transporte asumiendo la mezcla bifásica como un flujo monofásico con propiedades termo-físicas equivalentes que se calculan a partir de las propias de cada fase y las fracciones de volumen de ambas en base a una hipótesis de homogeneidad. Este tratamiento es comúnmente usado en la industria para diseñar generadores de vapor (CD adapco, 2014), y su principal ventaja es que es computacionalmente más eficiente que los modelos que simulan cada fase por separado. Las principales suposiciones del modelo son:

- a) que ambas fases viajan a la misma velocidad (se desprecia la velocidad relativa/deslizamiento entre ambas fases)
- b) que ambas fases están en equilibrio térmico.

Las ecuaciones de conservación de la masa, el momento y la energía de la mezcla bifásica en forma integral son:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_m dV + \int_S \rho_m \mathbf{v}_m \cdot d\mathbf{S} = \int_V S_m dV \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_m \mathbf{v}_m dV + \int_S \rho_m \mathbf{v}_m \otimes \mathbf{v}_m \cdot d\mathbf{S} = & - \int_S P \mathbf{I} \cdot d\mathbf{S} \\ & + \int_S \mathbf{T}_m \cdot d\mathbf{S} + \int_V (\mathbf{f}_g + \mathbf{s}_m) dV \end{aligned} \quad (6.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_m E_m dV + \int_S (\rho_m H_m \mathbf{v}_m + P) \cdot d\mathbf{S} = & - \int_S \mathbf{Q} \cdot d\mathbf{S} \\ & + \int_S \mathbf{T}_m \cdot \mathbf{v}_m \cdot d\mathbf{S} + \int_V (\mathbf{f}_g \cdot \mathbf{v}_m + S_h) dV \end{aligned} \quad (6.3)$$

donde la densidad y velocidad de la mezcla, ρ_m y \mathbf{v}_m , se definen en función de las densidades y velocidades del líquido y vapor respectivamente (ρ_l , ρ_v , \mathbf{v}_l , \mathbf{v}_v) y la fracción de volumen de vapor, α , como:

$$\rho_m = (\alpha \rho_l + (1 - \alpha) \rho_l); \quad \mathbf{v}_m = \frac{(\alpha \rho_l \mathbf{v}_l + (1 - \alpha) \rho_v \mathbf{v}_v)}{\rho_m} \quad (6.4)$$

siendo: S_m , \mathbf{s}_m y S_h las posibles fuentes de masa, momento y energía, \mathbf{f}_g la fuerza de la gravedad, \mathbf{I} el tensor unitario y \mathbf{T}_m el tensor de tensión viscosa, que se calcula como:

$$\mathbf{T}_m = \mu_{eff} \left[(\nabla \mathbf{v}_m + \nabla \mathbf{v}_m^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}_m) \mathbf{I} \right] \quad (6.5)$$

donde μ_{eff} es la viscosidad efectiva de la mezcla, dada por:

$$\mu_{eff} = \mu_t + \mu_m \quad (6.6)$$

siendo μ_t la viscosidad turbulenta, calculada en el modelo *Realizable κ - ε Two Layer* como $(\rho_m 0.09 \frac{\kappa^2}{\varepsilon})$, y μ_m la viscosidad de la mezcla, que se define como:

$$\mu_m = (\alpha \mu_l + (1 - \alpha) \mu_v) \quad (6.7)$$

La energía E_m y la entalpía H_m de la mezcla se calculan según:

$$E_m = H_m - \frac{P}{\rho_m}; \quad H_m = H_{est} - \frac{|\mathbf{v}_m|^2}{2} \quad (6.8)$$

donde H_{est} es la entalpía estática de la mezcla dada en función de las entalpías del líquido y

vapor, $H_{est,l}$ y $H_{est,v}$ respectivamente, definida como:

$$H_{est,m} = \frac{1}{\rho_m} (\alpha \rho_l H_{est,l} + (1 - \alpha) \rho_v H_{est,v}) \quad (6.9)$$

El vector flujo de calor Q viene dado por:

$$\mathbf{Q} = - [\alpha \mathbf{k}_{eff,l} + (1 - \alpha) \mathbf{k}_{eff,v}] \cdot \nabla T \quad (6.10)$$

donde $\mathbf{k}_{eff,l}$ y $\mathbf{k}_{eff,v}$ son las conductividades térmicas efectivas del líquido y vapor respectivamente. La conductividad térmica efectiva, \mathbf{k}_{eff} , se calculada como:

$$\mathbf{k}_{eff} = k - \frac{\mu_t Cp}{Pr_t} \quad (6.11)$$

siendo k la conductividad térmica, Cp el calor específico y Pr_T el número de Prandtl turbulento de dicho medio.

La distribución de las fases, α , no se obtiene resolviendo una ecuación de transporte, sino a partir de la distribución de la entalpía estática bajo la hipótesis de equilibrio termodinámico.

El título de vapor x , en este caso es función de:

$$x = Max \left\{ 0, Min \left\{ 1, \frac{H_{est,m} - H_{est,l,SAT}}{H_{est,v,SAT} - H_{est,l,SAT}} \right\} \right\} \quad (6.12)$$

donde $H_{est,l,SAT}$ y $H_{est,v,SAT}$ son las entalpías estáticas del líquido y vapor respectivamente a la temperatura de saturación T_{SAT} .

Y, finalmente, teniendo en cuenta las anteriores aproximaciones, α puede expresarse mediante:

$$\alpha = \frac{x}{x + (1 - x) \frac{\rho_{v,SAT}}{\rho_{l,SAT}}} \quad (6.13)$$

donde $\rho_{l,SAT}$ y $\rho_{v,SAT}$ son las densidades del líquido y vapor respectivamente a la temperatura de saturación T_{SAT} .

Para incluir la transferencia de calor a través de las paredes se emplea el denominado modelo de Rohsenow (Rohsenow, 1951; CD adapco, 2014). Este modelo se basa en la hipótesis de que, durante el cambio de fase, la transferencia de calor a través de cada una de las celdas de pared tiene lugar, bien por ebullición nucleada (ver §1.4.1) o bien por ebullición en película (ver §1.4.1).

La ebullición nucleada ocurre cuando la temperatura de las paredes es ligeramente superior a la de saturación e implica la generación y crecimiento de burbujas de vapor sobre las paredes

que posteriormente se separan desde puntos discretos de las mismas. Aquí se asume que ésta se mantendría presente incluso en presencia de una película líquida anular deslizándose por las paredes. Esta suposición es apropiada cuando se trabaja a caudales máxicos y relativamente bajos y sobrecalentamientos de pared moderados (Thome, 2006).

El proceso de nucleación depende de la rugosidad de las paredes. En este caso, se ha asumido como condición de contorno paredes suaves ya que, considerando un acabado superficial de tipo 2B (EN 10088-2, Euro Inox (2014)), en el rango de condiciones de trabajo establecido ($3 \cdot 10^4 < Re < 2 \cdot 10^5$), se ha comprobado que el régimen de flujo turbulento puede ser considerado hidráulicamente liso (aunque esta comprobación queda fuera del alcance del capítulo).

Por su parte, la ebullición en película implica la generación de una película de vapor continua sobre las paredes. Dicha película, al tener una baja conductividad térmica, aísla las paredes, ralentizando considerablemente la transferencia de calor.

Para el cálculo del flujo de calor en el caso de la ebullición nucleada, el modelo hace uso de la correlación experimental de Rohsenow (Rohsenow, 1951; CD adapco, 2014).

$$Q = \mu_l H_{est,lat} \sqrt{\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma}} \left(\frac{C_{pl}(T_w - T_{SAT})}{C_{qw} H_{est,lat} Pr_l^{n_p}} \right)^{3.03} \quad (6.14)$$

En la ecuación: μ_l , C_{pl} , ρ_l , y Pr_l son la viscosidad dinámica, el calor específico, la densidad y el número de Prandtl, todos ellos del líquido. $H_{est,lat}$, es el calor latente de ebullición, n_p un coeficiente del modelo que depende del fluido de trabajo (en este caso se asume igual a 1, Çengel (2003)), g la gravedad, ρ_v la densidad del vapor, σ la tensión superficial en la interface agua-vapor, T_w la temperatura de las paredes, T_{SAT} la temperatura de saturación y C_{qw} otro coeficiente del modelo que depende de la combinación fluido de trabajo-paredes (en este caso se asume igual a 0.013, Çengel (2003)).

Esta correlación es aplicable a cualquier tipo de geometría ya que no depende ni de ésta ni de su orientación. Se fundamenta en la premisa de que la agitación de las burbujas es el mecanismo de transferencia de calor que controla la ebullición nucleada y se formula como si se tratase de un flujo monofásico en convección forzada.

Para calcular el flujo de calor en el caso de la ebullición en película, el modelo hace uso de las mismas ecuaciones que para un flujo monofásico de vapor en convección forzada sobrecalentándose. El coeficiente del modelo que controla la transición entre ambas regiones se denota $\alpha_{filmBoiling}$ y sus valores están comprendidos entre 0 y 1. En los casos en los que no es posible disponer de un mallado lo suficientemente denso como para resolver el espesor de la película superficial (como sucede en este caso), este coeficiente debe fijarse explícitamente. Aquí, se ha asumido que $\alpha_{filmBoiling} = 1$ ya que, mediante un análisis

de sensibilidad del modelo variando este coeficiente entre $\alpha_{filmBoiling} = 0.8, 0.95, 0.99, 1$ y comparando los resultados obtenidos con los datos experimentales, se ha comprobado que este valor es el que mejores resultados arroja.

Por último, para los cálculos de las propiedades termo-físicas del agua-vapor se asumen los modelos IAPWS-IF97 (Cooper y Dooley, 2007). Éstos, proporcionan la ecuación fundamental para la energía libre de Gibbs específica, a partir de la cual, usando combinaciones apropiadas y sus derivadas, es posible deducir el volumen específico, la energía interna, la entropía, la entalpía, el calor específico y la velocidad del sonido.

6.1.2.2 Justificación del modelo bifásico

En la actualidad los tratamientos mecanicistas, aquellos que dadas ciertas condiciones de operación, primero determinan los patrones de flujo presentes y después formulan modelos hidrodinámicos para cada uno de ellos, son los más comúnmente empleados para describir el comportamiento de los flujos bifásicos según el estado de la técnica de los códigos CFD. Pero, en este trabajo se han encontrado las siguientes limitaciones para su aplicación:

- necesitan un número mínimo de coeficientes que requieran de una calibración previa con datos experimentales (Podowski, 2012). Por ejemplo, en STAR-CCM+[®] es posible implementar diferentes modelos mecanicistas, pero todos ellos dependen de submodelos específicos para capturar correctamente: la densidad de puntos de nucleación, la frecuencia de formación de burbujas, el diámetro de dichas burbujas, el coeficiente de extinción de las mismas, etc. (CD adapco, 2014). Además, implementar estos submodelos supondría resolver un conjunto de ecuaciones adicional, por tanto, implicaría asumir mayores costes computacionales
- tienen una dependencia intrínseca con la malla cerca de las paredes (Krepper *et al.*, 2007; Končar *et al.*, 2005). Esto se debe a que, originalmente, estos submodelos se formularon para modelos termo-hidráulicos unidimensionales en términos de las variables del flujo medio. Su implementación como condiciones de contorno en los códigos CFD supone sustituir las variables del flujo no locales por las respectivas locales, es decir, por las variables del flujo correspondientes pero cerca de las paredes. Y ello solamente sería válido para mallas extremadamente gruesas, con la primera celda cubriendo el espesor de las capas límite totalmente. El aplicar cierto refinamiento de la malla cerca de las paredes, que es lo aconsejable para el correcto uso de los tratamientos de pared implementados en los códigos CFD, supondría sobrestimar significativamente la generación de vapor (Egorov y Menter, 2004) bajo estas aproximaciones

Por estos motivos y porque:

- desde el punto de vista experimental, la correlación de Roshenow ha sido verificada para una amplia gama de fluidos de trabajo en superficies cilíndricas y materiales (Jabardo *et al.*, 2004)
- desde el punto de vista numérico, los modelos homogéneo y de Roshenow implementados en STAR-CCM+[®], ya han sido utilizados con éxito en otros casos para predecir el comportamiento de flujos en ebullición en convección forzada, por ejemplo: Domalapally *et al.* (2012); Lobón *et al.* (2014) y Baglietto (2020)

en este trabajo, el tratamiento semi-empírico ha sido el elegido para simular el comportamiento del flujo bifásico.

6.1.2.3 Evaluación comparativa del modelo bifásico

El dispositivo experimental no cuenta con otras medidas directas en el lado agua-vapor que no sean las temperaturas del agua a la entrada y del vapor a la salida de cada uno de los tubos helicoidales (**TI_8_20n** y **TI_8_21n** respectivamente, Figura 6.5). Además, no se han encontrado experimentos adecuados en la literatura sobre tubos helicoidales en vertical para evaluar la precisión del modelo bifásico a lo largo del generador de vapor. Por eso, en este estudio se ha optado por utilizar ciertos experimentos de referencia llevados cabo en tubos rectos en vertical, al igual que otros autores cuyos trabajos versan sobre modelos bifásicos en tubos helicoidales en vertical (por ejemplo Jo *et al.* (2009)).

Dichos experimentos son los realizados por Bartolomei *et al.* (1980) explicados y analizados en Avdeev y Pekhterev (1986), y Bartolomei y Chanturiya (1967). Estos ensayos, clasificados en la literatura como “experimentos de ebullición en superficie” (*surface boiling experiments*), son comúnmente empleados para realizar evaluaciones comparativas entre modelos bifásicos (Ustinenko *et al.*, 2008).

Bartolomei *et al.* (1980) midieron las fracciones de vapor locales a diferentes alturas a lo largo de un conjunto de tubos rectos en vertical en los que el cambio de fase agua-vapor se producía en sentido ascendente. Todos sus experimentos se realizaron calentando uniformemente las paredes de los tubos e inyectando agua subenfriada en la entrada de los mismos.

De entre ellos, aquí se han considerado dos tipos de tubos: el primero de 12.03 mm de diámetro y 1.4 m de longitud total (1 m de longitud calentada) y el segundo de 24 mm de diámetro y 2.4 m de longitud total (2 m de longitud calentada) y, en cada uno de ellos, se seleccionaron dos ensayos diferentes. Las condiciones de trabajo del conjunto de ensayos considerados se resumen en la Tabla 6.3.

Tabla 6.3: Condiciones de trabajo de los experimentos de Bartolomei et al.

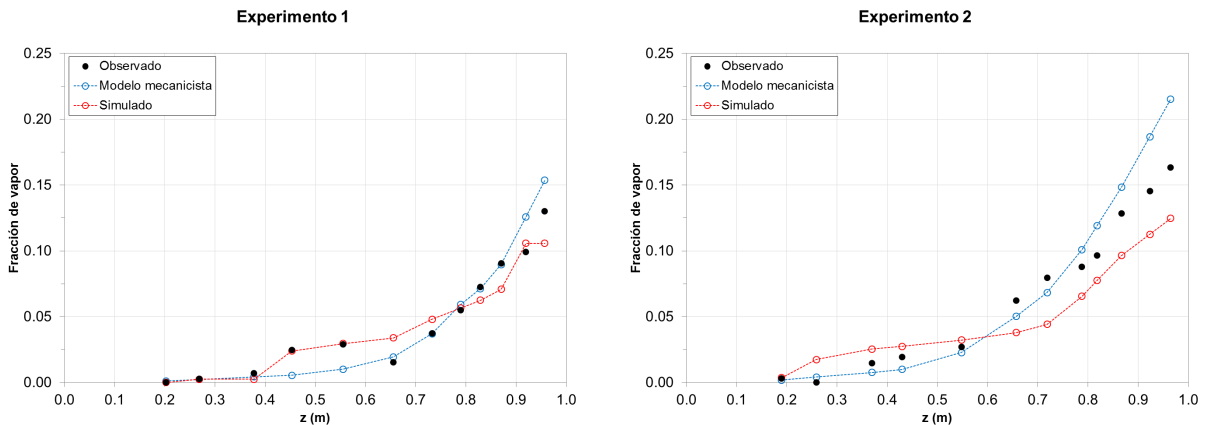
| Referencia | Exp. | Q (MW·m ⁻²) | \dot{m}_{ws} (kg·s ⁻¹) | ΔT_{sub} (K) | P_{OUT} (bar) |
|--------------------------------|------|------------------------------|---|-------------------------|--------------------|
| Ustinenko <i>et al.</i> (2008) | 1 | 1.2 | 0.1705 | 63 | 68.9 |
| | 2 | 0.8 | 0.1705 | 39 | 68.9 |
| Bartolomei y Chanturiya (1967) | 3 | 7.9 | 0.4026 | 50 | 45 |
| Avdeev y Pekhterev (1986) | 4 | 7.9 | 0.4026 | 48.1 | 30 |

Como se puede ver en la Tabla 6.3, dichos ensayos combinan diferentes valores de flujos de calor (Q), caudal másico (\dot{m}_{ws}), grado de subenfriamiento a la entrada de los tubos (ΔT_{sub}) y presión a la salida de los mismos (P_{OUT}).

Para garantizar que los resultados numéricos son independientes del modelo de malla, nuevamente se ha realizado un test de malla utilizando el modelo de descrito en §7.2.1 pero ahora aplicado a los dos tubos rectos.

En primer lugar, se ha llevado a cabo una evaluación comparativa entre el modelo bifásico seleccionado (homogéneo + Roshenow) y uno de tipo mecanicista implementado en STAR-CCM+[®] (no homogéneo + submodelos, Ustinenko *et al.* (2008)) empleando como referencia los experimentos 1 y 2.

En la Figura 6.3, se muestran las fracciones de vapor locales observadas en dichos experimentos 1 y 2 y las simuladas con ambos modelos a lo largo del primer tipo de tubo.

**Figura 6.3:** Fracciones de vapor en función de la altura del primer tubo.

Para cuantificar la evaluación comparativa entre modelos se utilizan los siguientes parámetros estadísticos: el coeficiente de correlación, R , el error cuadrático medio normalizado, $NMSE$, el sesgo, FB , y la fracción de predicciones dentro de un factor dos respecto de las observaciones, o factor 2 ($FAC2$) (Anexo E). Notar que un modelo perfecto tendría R , $FAC2 = 1$ y $NMSE$, $FB = 0$.

En la Tabla 6.4, se muestran los valores de dichos parámetros considerando los datos experimentales de la primera muestra.

Tabla 6.4: Parámetros estadísticos de ambos modelos. Todos ellos son adimensionales.

| | Experimento 1 | | | | Experimento 2 | | | |
|-------------|---------------|--------|-------|-------|---------------|--------|-------|-------|
| | NMSE | FB | FAC2 | R | NMSE | FB | FAC2 | R |
| Simulación | 0.063 | -0.041 | 0.750 | 0.931 | 0.149 | -0.217 | 0.917 | 0.952 |
| Modelo Mec. | 0.075 | 0.027 | 0.750 | 0.960 | 0.092 | 0.122 | 0.917 | 0,974 |

Se observa que, en general, existe un buen ajuste en ambos casos. El NMSE y el FB tienen el mismo orden de magnitud (notar que los valores negativos del FB indican que el modelo, en global, tiende a sobreestimar los resultados), el FAC2 es similar y el R es alto en ambos casos. Aunque el modelo mecanicista muestra resultados ligeramente mejores.

Por tanto, podría decirse que las aproximaciones hechas en el lado agua-vapor suponen un buen compromiso para este caso.

En segundo lugar, se ha realizado una comparación entre aquellos resultados experimentales de Bartolomei *et al.* (1980) cuyas presiones de trabajo son más próximas a las del prototipo ENEA, y los resultados numéricos obtenidos con el modelo bifásico seleccionado. Para ello se emplean los experimentos 3 y 4.

En la Figura 6.4, se muestran las fracciones de vapor locales observadas en dichos experimentos 3 y 4 y simuladas a lo largo del segundo tipo de tubo.

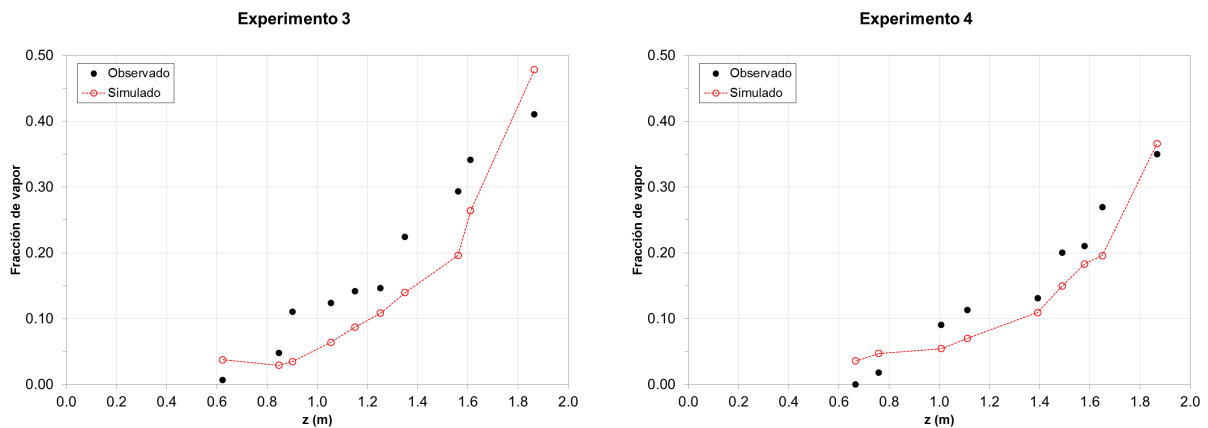


Figura 6.4: Fracciones de vapor en función de la altura del segundo tubo.

Como se puede apreciar, el modelo bifásico:

- captura razonablemente bien el comienzo de la ebullición en ambos casos

- reproduce correctamente los perfiles de fracciones de vapor: a lo largo del experimento 3 con un error relativo porcentual (RE) promedio del 33 % y durante el experimento 4 con un RE promedio del 22 %. Estos valores son comparables a los arrojados por algunos modelos mecanicistas para el cálculo de fracciones de vapor locales, por ejemplo: Jo *et al.* (2009); Ustinenko *et al.* (2008) y Lo (2006)

Finalmente, directamente de las simulaciones CFD es posible determinar la localización en altura del comienzo del régimen de superficie seca. Concretamente, de las distribuciones azimutales del título de vapor en las paredes internas de los tubos. En los resultados CFD se observa que en el segundo tipo de tubo dichas ubicaciones son: $z_x = 1.8$ m en el experimento 3 y $z_x = 2.0$ m en el experimento 4.

Por lo tanto, considerando todo lo anterior y dados los objetivos de este trabajo, se concluye que el tratamiento seleccionado es adecuado para describir el comportamiento del flujo bifásico hasta el comienzo del régimen de superficie seca.

6.1.3 Condiciones de contorno y metodología

Las condiciones de contorno del modelo se establecen a partir de las medidas y magnitudes derivadas del ensayo y a partir de los resultados obtenidos mediante la modelización de las pérdidas de carga en el tramo del circuito agua-vapor comprendido entre los colectores de entrada y salida al generador de vapor. Esta pérdida de carga también se evalúa mediante los datos experimentales de dicho ensayo (Anexo C). La hipótesis principal de este modelo es asumir que las inestabilidades que se evidencian en los caudales máxicos individuales agua-vapor durante toda la descarga (ver §3.3) no afectan al *dryout* y, por tanto, se puede asumir un comportamiento promedio de los mismos.

La descripción del ensayo ya se ha realizado en capítulos anteriores (ver §3.2).

En las Figuras 6.5 y Figura 6.6 se muestra la información utilizada en este capítulo en cuanto a medidas y magnitudes derivadas, así como a resultados del modelo de pérdidas de carga lado agua-vapor (ver Anexo C).

Concretamente, las medidas empleadas son: las temperaturas del agua al comienzo de cada uno de los tres tubos helicoidales, (**TI_8_20n**, Figura 6.5) y la temperatura de las sales fundidas a la entrada del generador (**TI_8_111**, Figura 6.5). Las magnitudes derivadas son: el caudal máxico de sales fundidas que circula a través del generador durante la descarga (\dot{m}_{ms} , Figura 6.5) que viene dado por Ec. 3-2 y, las energías cinéticas turbulentas medias y las tasas de disipación de la turbulencia medias del agua al comienzo de cada uno de los tres tubos helicoidales, $\{\bar{\kappa}_{IN,\#}\}_{\#=1,2,3}$ y $\{\bar{\epsilon}_{IN,\#}\}_{\#=1,2,3}$, que vienen dadas por las expresiones

(Versteeg y Malalasekera (2007)):

$$\bar{k}_{IN\#} = \frac{3}{2} (\bar{v}_{IN\#} \bar{I}_{IN\#})^2; \bar{\varepsilon}_{IN\#} = C_\mu^{3/4} \frac{\bar{k}_{IN\#}^{3/2}}{d_i} \quad (6.15)$$

donde $\{\bar{v}_{IN,\#}\}_{\#=1,2,3}$ son las velocidades medias del agua y $\{\bar{I}_{IN,\#}\}_{\#=1,2,3}$ las intensidades medias de la turbulencia al comienzo de cada uno de los tres tubos helicoidales. C_μ una constante del modelo de turbulencia (ver §4.2.2) y d_i el diámetro interno de los tubos helicoidales.

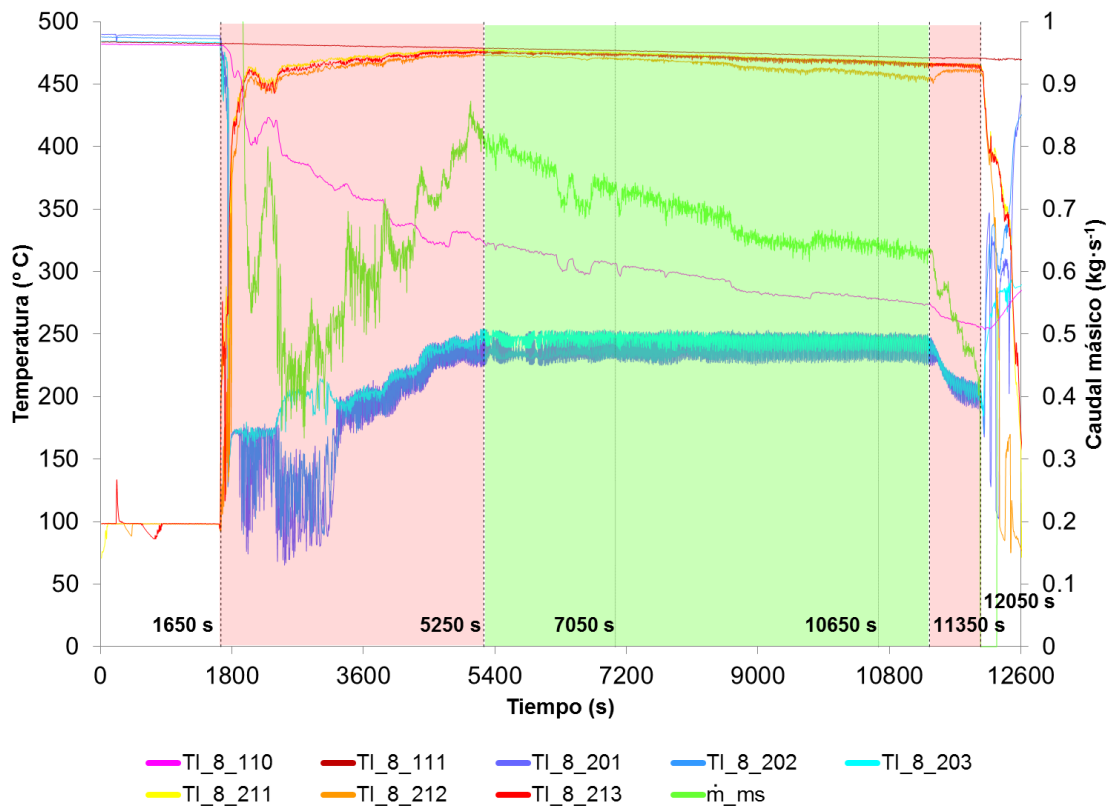


Figura 6.5: Temperaturas (en ambos lados) y caudal másico lado sales fundidas durante el ensayo. Tramos en color rojo, zonas transitorias y tramo en color verde zona cuasi-estacionaria.

En este caso se ha asumido que el flujo está completamente desarrollado al inicio de cada tubo, por lo que:

$$\bar{I}_{IN\#} = 0.16 \bar{Re}_{IN\#}^{-1/8} \quad (6.16)$$

siendo $\{\bar{Re}_{IN,\#}\}_{\#=1,2,3}$ los números de Reynolds individuales del agua al comienzo de cada uno de los tres tubos helicoidales, basados en d_i (Versteeg y Malalasekera, 2007).

Notar que la energía cinética turbulenta y la tasa de disipación de la turbulencia de las sales fundidas a la entrada del generador se consideran nulas, ya que su influencia es despreciable al estar lo suficientemente alejada de la zona de estudio.

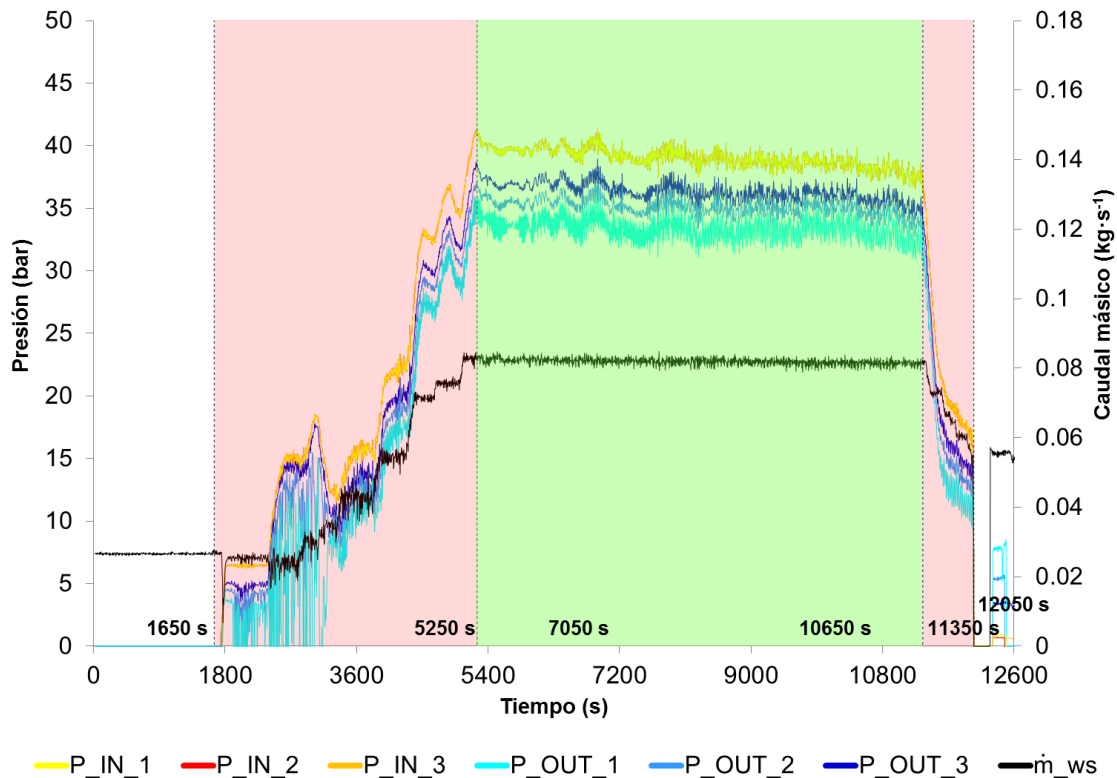


Figura 6.6: Presiones individuales y caudal másico total lado agua-vapor durante el ensayo. Tramos en color rojo, zonas transitorias y tramo en color verde zona cuasi-estacionaria.

Y, finalmente, los resultados del modelo de pérdidas de carga lado agua-vapor son: las presiones individuales del vapor al final de cada uno de los tres tubos helicoidales $\{P_{OUT,\#}\}_{\# = 1,2,3}$, Figura 6.6).

Ya que sería muy costoso desde el punto de vista computacional, dada la densidad del mallado seleccionado y la complejidad de los modelos físicos empleados, simular el proceso de descarga del prototipo de forma no estacionaria tal y como se ha abordado en capítulos anteriores (ver §4.2.3 y §5.2). En este caso, se sigue la siguiente metodología para llevar a cabo la modelización CFD.

En primer lugar, se seleccionan los instantes de tiempo $t_1 = 7050$ s y $t_5 = 10650$ s de la zona cuasi-estacionaria (ver Figuras 6.5 y 6.6 para su identificación). Se seleccionan estos instantes ya que, por un lado, están lo suficientemente alejados de las zonas transitorias como para asumir que el funcionamiento del generador de vapor no se ve influenciado por ellas y, por otro, el caudal másico de sales que circula a través del generador de vapor se ralentiza hasta un 12 %, lo cual permite estudiar su influencia en el *dryout*. Cada uno de estos instantes de tiempo pertenece a un ciclo de inestabilidad del flujo bifásico. Dichas inestabilidades también se ponen de manifiesto en la evolución temporal de las temperaturas y presiones individuales del agua al comienzo (TI_{8_20n} y $\{P_{IN,\#}\}_{\# = 1,2,3}$ respectivamente, Figuras 6.5 y 6.6) y del vapor al final (TI_{8_21n} y $\{P_{OUT,\#}\}_{\# = 1,2,3}$ respectivamente, Figuras 6.5 y 6.6) de cada uno

de los tubos helicoidales.

En segundo lugar, se construyen y simulan los ciclos representativos de cada uno de estos instantes, que se denotan por \bar{t}_1 y \bar{t}_5 respectivamente. Teniendo en cuenta que el periodo de las inestabilidades es 20 s (valor compatible con los resultados obtenidos por Naitoh *et al.* (1974), por ejemplo, \bar{t}_1 se construye promediando las medidas entre (7050 s - 10 s) y (7050 s + 10 s), y las incertidumbres de dichas medidas se asumen como las desviaciones estándar en tal intervalo.

6.2 Procesado del modelo CFD

El software proporciona precisión a segundo orden en la resolución espacial de las ecuaciones principales de conservación.

Éstas se han ejecutado en 12 nodos Intel® Xeon® E5-2650v3 @ 2.30GHz, de 20 núcleos cada uno, pertenecientes al cluster CETA del CIEMAT.

6.3 Validación del modelo CFD

Las condiciones de validación del modelo también se obtienen a partir de las medidas directas e indirectas del ensayo y de los resultados del modelo de pérdidas de carga lado agua-vapor (Anexo C), teniendo en cuenta la metodología anteriormente descrita.

Concretamente, las medidas directas empleadas son: las temperaturas del vapor al final de cada uno de los tres tubos helicoidales (**TI_8_21n**, Figura 6.5), la temperatura de las sales fundidas a la salida del generador (**TI_8_110**, Figura 6.5) y las temperaturas de pared a lo largo del tubo helicoidal interno (**TI_8_3n1** correspondientes con las alturas $\{z_n\}_{n=0,\dots,9}$, ver §3.5). Estas últimas, considerando un sistema de referencia local en coordenadas polares centrado en dicho tubo, $\{r_3, \theta_3\}$, se hallan siempre en la posición ($r_3 = d_o$, $\theta_3 = 0^\circ$), Figura 6.7. Y, la potencia intercambiada entre sales fundidas y el agua-vapor, \dot{Q} , es la medida indirecta utilizada, que viene dada por la expresión (4.3).

Respecto del modelo de pérdidas de carga lado agua-vapor, de los resultados usados son: las presiones individuales del agua al comienzo de cada uno de los tres tubos helicoidales ($\{P_{IN,\#}\}_{\#=1,2,3}$), Figura 6.6).

En la Tabla 6.5 se muestran las temperaturas del vapor al final de cada uno de los tubos, **TI_8_21n**, y de las sales fundidas a la salida del generador, **TI_8_110**, tanto simuladas como observadas en \bar{t}_1 y \bar{t}_5 , así como las incertidumbres de las medidas observadas.

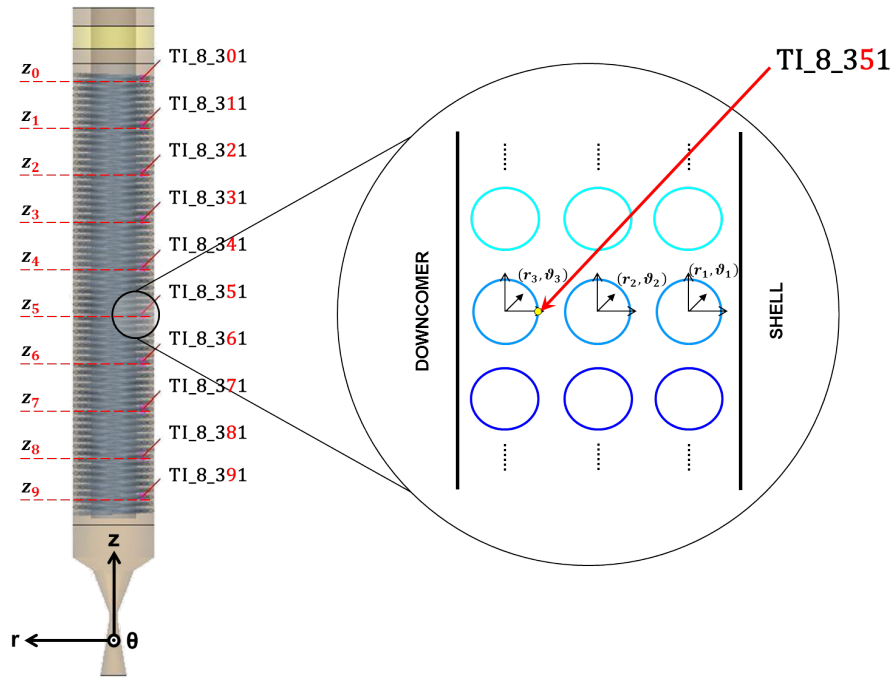


Figura 6.7: Izda.) distribución de termopares de pared a lo largo del tubo helicoidal interno; dcha.) zoom del n -ésimo.

Tabla 6.5: Comparación entre las temperaturas simuladas y observadas.

| | \bar{t}_1 | | \bar{t}_5 | |
|--|-------------|-------------|-------------|-------------|
| | Simuladas | Observadas | Simuladas | Observadas |
| TI_8_211 ($^{\circ}\text{C}$) | 476 | 475 ± 2 | 470 | 469 ± 2 |
| TI_8_212 ($^{\circ}\text{C}$) | 476 | 470 ± 2 | 468 | 459 ± 2 |
| TI_8_213 ($^{\circ}\text{C}$) | 475 | 474 ± 2 | 466 | 467 ± 2 |
| TI_8_110 ($^{\circ}\text{C}$) | 305 | 305 ± 2 | 277 | 278 ± 2 |

Como se puede observar en la Tabla 6.5, las temperaturas simuladas se ajustan bien a las observadas en ambos ciclos, a pesar de que se aprecia una ligera sobrestimación en el tubo helicoidal central (posiblemente debido a un error de ubicación del termopar). Por tanto, se podría decir que el modelo captura correctamente el comportamiento térmico global tanto del agua-vapor como de las sales fundidas en la zona cuasi-estacionaria de la descarga.

En la Tabla 6.6, se presentan las potencias intercambiadas entre las sales fundidas y el agua-vapor en \bar{t}_1 y \bar{t}_5 . En este caso no se añaden las incertidumbres correspondientes debido a la complejidad de dicho cálculo.

Tabla 6.6: Comparación entre las potencias intercambiadas simuladas y observadas.

| | \bar{t}_1 | | \bar{t}_5 | |
|---------------|-------------|------------|-------------|------------|
| | Simuladas | Observadas | Simuladas | Observadas |
| \dot{Q} (W) | 189834 | 192114 | 189023 | 189663 |

Tal y como se puede ver, el ajuste entre los resultados numéricos y los experimentales es bueno en ambos ciclos, con diferencias de 2280 W en el primer instante de tiempo (equivalente a un 1.2 % de error porcentual) y de 640 W en el segundo (equivalente al 0.3 % de error porcentual). Por lo tanto, también en este caso se podría afirmar que el modelo captura correctamente la transferencia de calor total entre las sales fundidas y el agua-vapor dentro en el intervalo cuasi-estacionario.

En la Tabla 6.7, se muestran las presiones del agua al comienzo de cada uno de los tres tubos helicoidales, $\{P_{IN,\#}\}_{\#=1,2,3}$, tanto simuladas como observadas en \bar{t}_1 y \bar{t}_5 , así como las incertidumbres de las medidas observadas.

Tabla 6.7: Comparación entre las presiones simuladas y observadas.

| | \bar{t}_1 | | \bar{t}_5 | |
|------------------|-------------|----------------|-------------|----------------|
| | Simuladas | Observadas | Simuladas | Observadas |
| $P_{IN,1}$ (bar) | 39.0 | 39.2 ± 0.6 | 37.3 | 37.9 ± 0.6 |
| $P_{IN,2}$ (bar) | 39.0 | 39.2 ± 0.6 | 37.5 | 37.9 ± 0.6 |
| $P_{IN,3}$ (bar) | 39.1 | 39.2 ± 0.6 | 37.6 | 37.9 ± 0.6 |

Como puede observarse las presiones simuladas se ajustan bien a las observadas en ambos ciclos. Por tanto, el modelo también aquí captura correctamente el comportamiento hidráulico global del agua-vapor en la zona cuasi-estacionaria.

En la Figura 6.8 se presentan las temperaturas de pared a lo largo del tubo helicoidal interno, **TI_8_3n1**, observadas (puntos rellenos) y modeladas (puntos vacíos) en \bar{t}_1 (puntos rojos) y \bar{t}_5 (puntos azules), así como las respectivas incertidumbres en las medidas observadas.

Como se puede apreciar, las temperaturas simuladas se ajustan bien a las observadas hasta las alturas: z_5 en \bar{t}_{7050s} y z_3 en \bar{t}_{10650s} . A partir de ellas, el modelo sobrestima el calentamiento de la pared. Esto podría deberse a que el modelo homogéneo no es adecuado para describir la región de superficie seca, o *postdryout* (ver Figura 6.9) en este caso. Cuando se trabaja a $P_{IN} \ll P_{cri}$ y $G \ll 3000 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ (Collier y Thome, 1994), como sucede aquí, a partir del *dryout*, el flujo bifásico se aleja de la hipótesis del equilibrio termodinámico entre fases ya que la transferencia de calor del vapor a las gotas de agua que vienen arrastradas en su seno es muy poco eficiente y, por tanto, el calor aplicado es empleado íntegramente en sobrecalentar el vapor (ver §1.4.1).

En consecuencia, la altura a la que termina el cambio de fase es mayor a la que terminaría si el flujo bifásico se acercase a la hipótesis del equilibrio termodinámico, tal y como se ilustra en la Figura 6.9 y también se ha detectado en otros trabajos recientes relacionados con la simulación de generadores de vapor de tubos rectos de un solo paso (por ejemplo, Shi *et al.* (2017)).

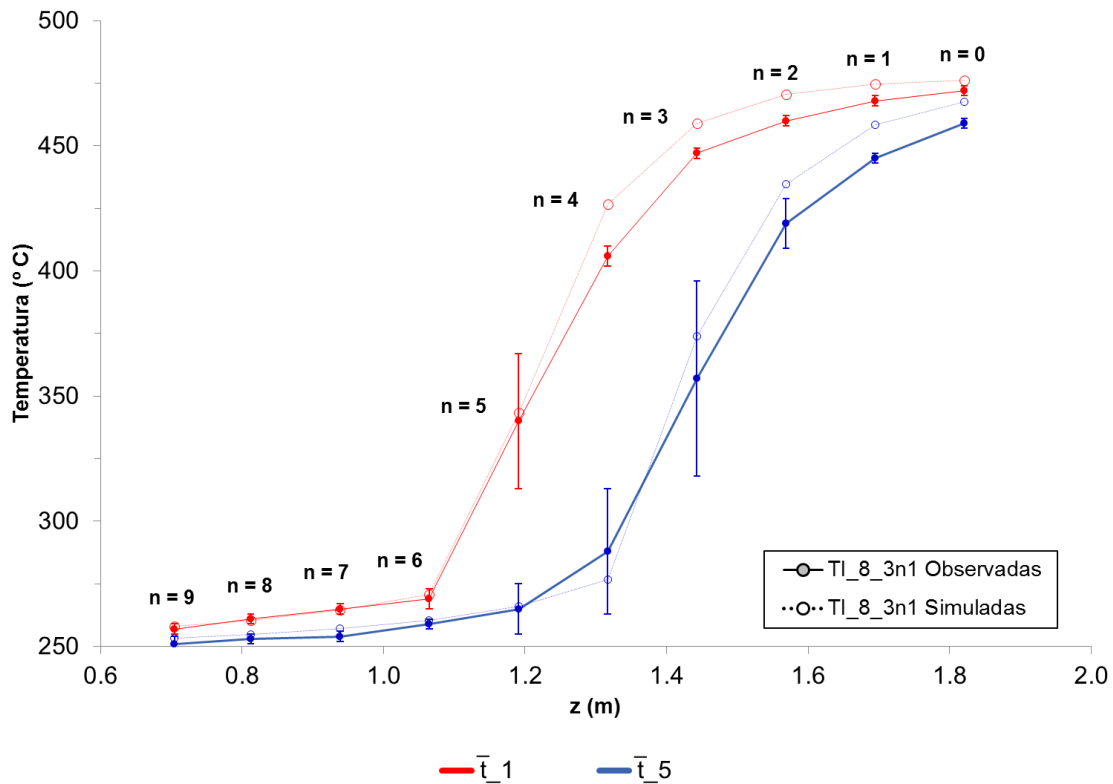


Figura 6.8: Comparación entre las temperaturas de pared simuladas y observadas (en el tubo helicoidal interno).

Como ya se ha mencionado anteriormente, el dispositivo experimental no cuenta con otras medidas directas en el lado agua-vapor que no sean las ya utilizadas para la validación del modelo CFD. En este caso, es lógico que así sea ya que, por un lado, las medidas tradicionales generalmente se basan en técnicas invasivas (por ejemplo el uso de termopares, etc., Anexo D) y, dadas las dimensiones de los tubos helicoidales, dichas técnicas podrían perturbar fuertemente el comportamiento del flujo bifásico enmascaramiento la fenomenología local y, por otro lado, medidas más sofisticadas, generalmente técnicas no invasivas (por ejemplo el uso de Rayos X, etc., Anexo D), no serían tecnológicamente viables aquí.

El comienzo del régimen de superficie seca se caracteriza por una refrigeración de las paredes deficitaria que se traduce en un aumento brusco de la temperatura de las paredes respecto de la temperatura de las paredes aguas abajo (ver §1.4.1). Por tanto, el uso de una distribución de termopares de pared a lo largo de los tubos podría considerarse una técnica no invasiva adecuada para medir indirectamente la localización del *dryout*, como se indica, por ejemplo, en Moriyama *et al.* (1993).

En el prototipo de ENEA, a partir de la distribución de termopares de pared a lo largo del tubo helicoidal 3, se ha determinado experimentalmente el comienzo del régimen de superficie seca en el generador de vapor integrado.

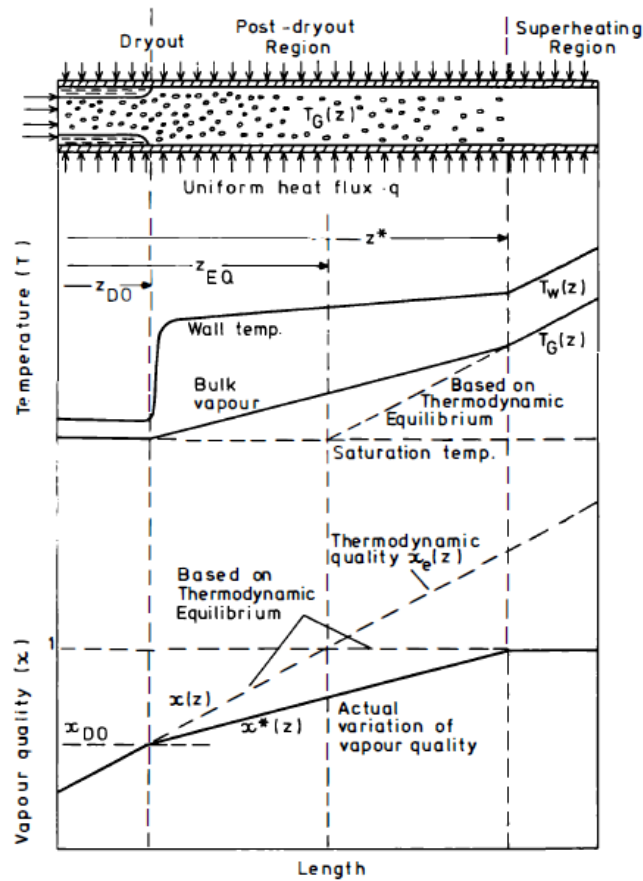


Figura 6.9: Comparación entre las hipótesis de equilibrio versus no equilibrio termodinámico para describir el régimen *postdryout* en un tubo recto en vertical calentado uniformemente (Collier y Thome, 1994)

Tal y como se puede observar en la Figura 6.8, el primer aumento brusco de la temperatura de pared se produce entre las alturas: z_6 y z_5 ($\text{TI}_{8_361} - \text{TI}_{8_351} = 71 \text{ }^\circ\text{C}$) en \bar{t}_{7050s} y, z_4 y z_3 ($\text{TI}_{8_341} - \text{TI}_{8_331} = 69 \text{ }^\circ\text{C}$) en \bar{t}_{10650s} .

Sin embargo, como ya se dijo en §7.2.2.3, mediante las simulaciones CFD, es posible determinar la ubicación concreta del *dryout*, tanto del primer *dryout*, $z_{x1,3}$, como del *dryout* total, $z_{xTot,3}$, utilizando las distribuciones azimutales del título de vapor en las paredes internas de dicho tubo.

En la Tabla 6.8, se muestran los resultados obtenidos frente a los observados, tanto en \bar{t}_1 como en \bar{t}_5 , así como sus correspondientes incertidumbres.

Tabla 6.8: Localización del *dryout* en el tubo helicoidal interno.

| | \bar{t}_1 | | \bar{t}_5 | |
|---------------------------|-------------|------------------|-------------|------------------|
| | Simuladas | Observadas | Simuladas | Observadas |
| $z_{x1,3}/z_{xTot,3}$ (m) | 1.16/1.17 | 1.13 ± 0.063 | 1.35/1.36 | 1.38 ± 0.063 |

Teniendo en cuenta las incertidumbres del problema, estos resultados revelan que las alturas a las que se produce el comienzo del régimen de superficie seca en el tubo helicoidal 3 en las simulaciones se ajustan bien a las observaciones en ambos instantes de tiempo. Por lo tanto, se puede suponer que el modelo seleccionado es lo suficientemente bueno como para capturar el comportamiento local del flujo bifásico, al menos hasta el *dryout*. Como ya se había deducido previamente en §7.2.2.3. Y, consecuentemente, el modelo se considera adecuado para abordar los objetivos de este trabajo.

Notar que las temperaturas de las sales fundidas en la “capa límite” y el “seno” del tubo helicoidal interno (**TI_8_3n2** y **TI_8_3n3** respectivamente, ver §3.5) no se han utilizado para la validación del modelo CFD por los mismos motivos que se habían explicado en el Capítulo 4.

Por último, el modelo se ha evaluado desde el punto de vista numérico verificándose que en cada simulación:

- los residuos normalizados de las ecuaciones de conservación están por debajo de 10^{-5}
- la tendencia del residuo está estabilizada
- los balances de masa, tanto de las sales fundidas que circulan a través del generador como del agua-vapor que circula por el interior de los tres tubos helicoidales son correctos (errores menores del 0.01 %)
- los errores cometidos en los balances de energía son menores del 0.01 %

Por tanto, se considera adecuado para abordar los objetivos propuestos en este capítulo.

6.4 Estudio del *dryout*

A continuación, se estudia el comienzo del régimen de superficie seca (primer *dryout* y *dryout* total) en el rango de condiciones de trabajo establecido, es decir, su posición azimutal y los títulos de vapor locales asociados en función del diámetro de hélice, D . Y, éstos se comparan con los obtenidos mediante correlaciones de la literatura.

6.4.1 Posición azimutal y títulos de vapor locales

En primer lugar, a partir de los resultados numéricos se localizan, en cada uno de los tubos, las alturas a la que se producen el primer *dryout*, $\{z_{x_1, \#}\}_{\# = 1, 2, 3}$, y el *dryout* total, $\{z_{x_{Tot}, \#}\}_{\# = 1, 2, 3}$, para \bar{t}_1 y \bar{t}_5 . Los resultados se muestran en la Tabla 6.9.

Tabla 6.9: Localización del primer *dryout* y del *dryout* total en los tres tubos helicoidales.

| | $z_{x_{1,3}} / z_{x_{Tot,3}}$ (m) | $z_{x_{1,2}} / z_{x_{Tot,2}}$ (m) | $z_{x_{1,1}} / z_{x_{Tot,1}}$ (m) |
|-------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| \bar{t}_1 | 1.16 / 1.17 | 1.14 / 1.15 | 1.11 / 1.12 |
| \bar{t}_5 | 1.35 / 1.36 | 1.33 / 1.34 | 1.30 / 1.31 |

De ellos se deriva que, bajo prácticamente las mismas condiciones de operación del generador de vapor ($P_{IN} \in [37.9, 39.2]$ bar, $\Delta T_{sub} \approx 0$ °C y $\dot{m}_{ws} \approx 0.082$ kg·s⁻¹/s) y de las sales fundidas (presión atmosférica y $T_{IN} \in [472, 477]$ °C) pero una disminución del 12 % de su caudal másico, \dot{m}_{ms} , tanto el primer *dryout* como el *dryout* total:

- se desplazan casi once vueltas de hélice hacia arriba a lo largo del generador (0.19 m), independientemente del tubo, es decir, del diámetro de hélice, D
- tienen lugar primero en el tubo externo, casi dos vueltas más arriba en el tubo central y, casi tres vueltas más arriba en el tubo interno, independientemente del caudal de sales, \dot{m}_{ms}

Estos resultados cuantifican lo que ya se sabía: a medida que evoluciona la descarga, la transferencia de calor en la matriz de tubos se hace cada vez menos efectiva, por lo que, cada vez se necesita una mayor área de transferencia para conseguir llegar a la región de superficie seca, siendo en el tubo externo (el que, a igual altura, presenta mayor área de transferencia) en el que tienen lugar antes el el primer *dryout* y el *dryout* total.

Una vez localizadas dichas alturas, en la Figura 6.10 se representan gráficamente las distribuciones azimutales del título de vapor en las paredes internas de los tubos helicoidales durante el primer *dryout*, $\{x_{1,\#}\}_{\#=1,2,3}$, así como los valores de esta magnitud en el seno del fluido tanto durante el primer *dryout*, $x_{1,bulk}$, como durante el *dryout* total, $x_{Tot,bulk}$, para \bar{t}_1 y \bar{t}_5 . Notar que por distribuciones azimutales se entienden aquellas asociadas a los planos perpendiculares a la dirección del flujo que contienen dichas alturas.

Como se puede observar, la posición azimutal del primer *dryout*, $\{\theta_{x_{1,\#}}\}_{\#=1,2,3}$ se mantiene constante independientemente de D y \dot{m}_{ms} (en $\theta_{x_1} \approx 170$, intradós de los tubos). Esto también se verifica para la posición de menor título sobre las paredes (en $\theta_{x_1} \approx 350$, extradós de los tubos).

Este resultado se explica por la presencia del flujo secundario. Sobre un flujo bifásico en un tubo helicoidal actúan las fuerzas centrífugas y las fuerzas de gravedad que tienden a separar el flujo debido a las diferencias de densidad entre las fases. Pero, también existe un flujo secundario que se superpone al primario. Éste, transversal al principal, sigue líneas que forman bucle y que llevan el fluido del lado externo de los tubos (extradós) al lado interno (intradós), contrarrestando los efectos de separación entre las fases (Owhadi *et al.*, 1968). La importancia relativa de los efectos de separación depende del caudal másico, \dot{m}_{ws} , ya

que las fuerzas de flotación tendrán mayor incidencia para valores bajos de esta magnitud debido a la menor turbulencia.

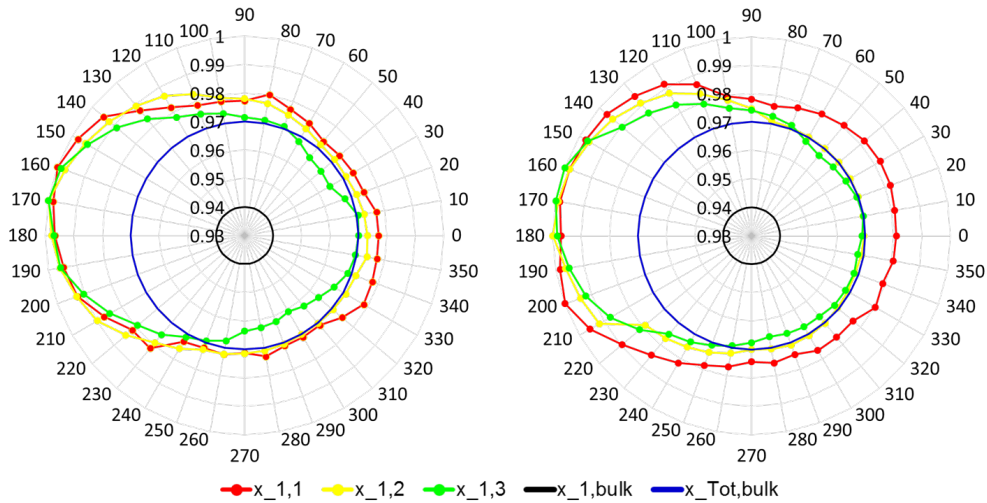


Figura 6.10: Título de vapor alrededor de los tubos helicoidales y en el seno del fluido al comienzo del régimen de superficie seca, en \bar{t}_1 (izda.) y \bar{t}_5 (dcha.).

Para visualizar la presencia del flujo secundario en el caso de estudio en la Figura 6.11 se muestra, a modo de ejemplo, la distribución del flujo bifásico obtenida mediante la integral de convolución de la proyección del campo de velocidades sobre la sección transversal de los tubos asociada a la altura z_6 y en \bar{t}_1 .

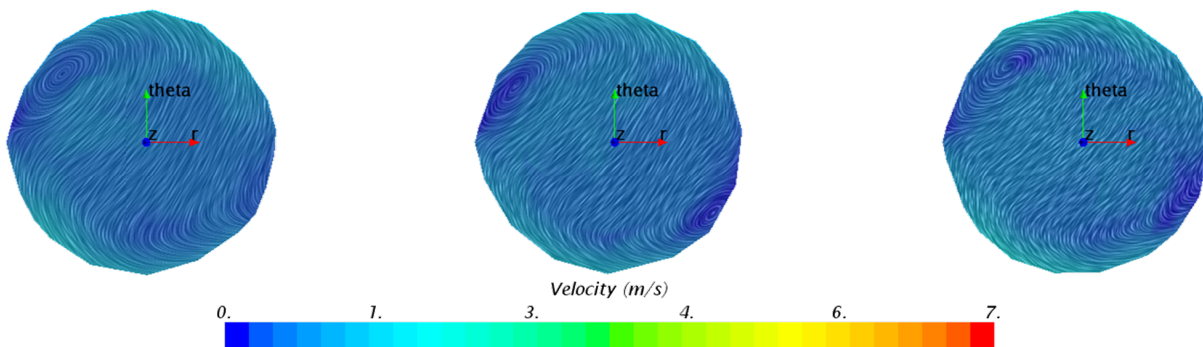


Figura 6.11: Integral de convolución del campo de velocidades en el interior de los tubos helicoidales en z_6 y en \bar{t}_1 (eje del generador situado a la izquierda de la imagen).

Se aprecian dos vórtices coincidentes con las posiciones azimutales del primer *dryout* y de menor título sobre las paredes, los cuales dan cuenta de la presencia de los bucles de circulación que arrastran a la fase líquida desde el extradós al intradós de los tubos, siguiendo el perímetro, y que se cierran por su centro, tal y como se muestra en la Figura 6.12.

Esta fenomenología coincide con la descrita por otros autores como Cioncolini *et al.* (2003); Jo *et al.* (2009); Colombo (2013); Pointer *et al.* (2016), quienes también emplean una metodología CFD para la descripción de flujos bifásicos en convección forzada en tubos

helicoidales en vertical pero empleando diferentes condiciones de trabajo, metodologías de calentamiento o características geométricas que aquí.

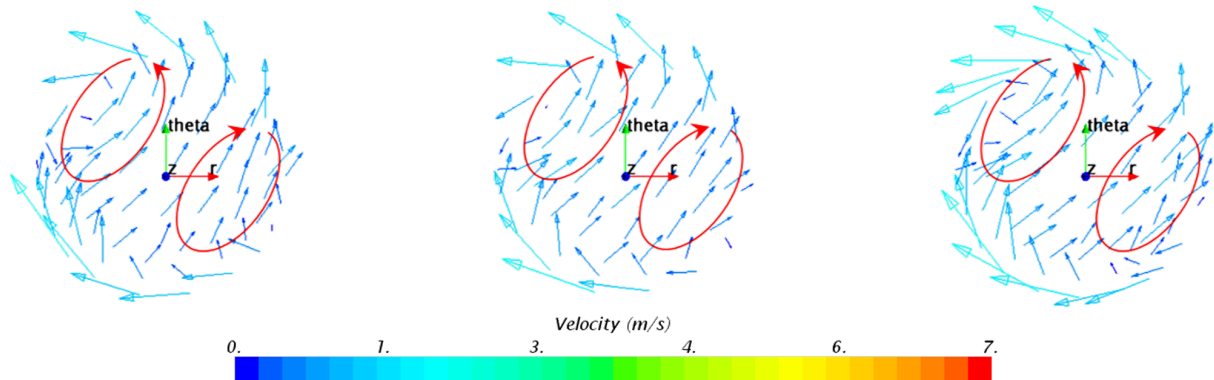


Figura 6.12: Campo de velocidades en el interior de los tubos helicoidales en z_6 y en \bar{t}_1 (eje del generador situado a la izquierda de la imagen).

Por otro lado, a partir de las distribuciones azimutales del título de vapor en las paredes, Figura 6.10, también se pueden deducir las zonas mejor y peor refrigeradas de los tubos helicoidales durante el primer *dryout*. A continuación, en la Figura 6.13 se representan gráficamente las distribuciones azimutales de temperatura en las paredes internas durante el primer *dryout*, $\{T_{x_1, \#}\}_{\# = 1, 2, 3}$, así como los valores de esta magnitud en el seno del fluido, $T_{x_1, bulk}$ (fluido saturado), en los planos perpendiculares a la dirección del flujo, para \bar{t}_1 y \bar{t}_5 .

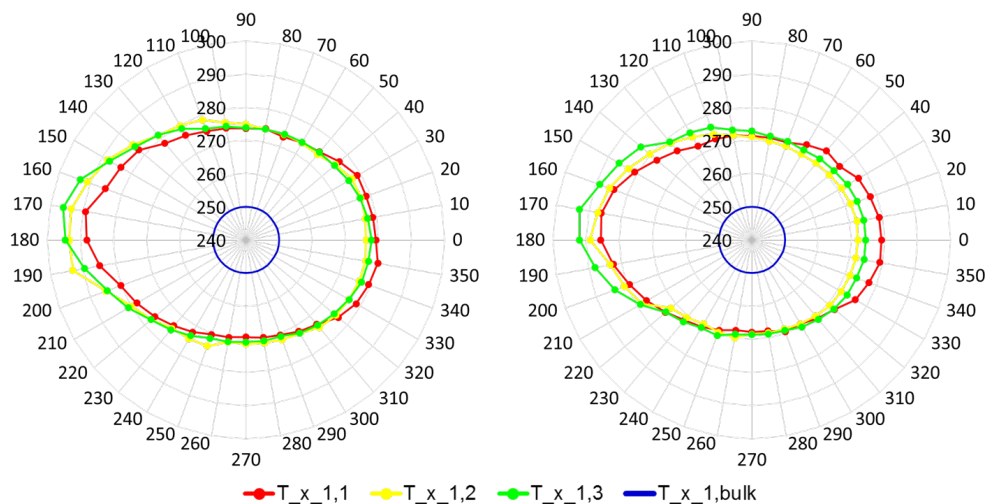


Figura 6.13: Temperatura alrededor de los tubos helicoidales y en el seno del fluido al comienzo del régimen de superficie seca, en \bar{t}_1 (izda.) y \bar{t}_5 (dcha.).

Se observa que en las paredes internas la diferencia de temperaturas entre las posiciones azimutales de mayor y menor título es de ≈ 20 °C. Esta falta de uniformidad en el comportamiento térmico para una misma altura del generador de vapor podría tener efectos sobre su propia estructura. Aunque éstos no son objeto de estudio en este trabajo, se recomienda que también sean analizados por quienes pretendan realizar el dimensionado de

un generador de vapor de este tipo. Además, la presencia de inestabilidades puede potenciar esta fenomenología (Anexo B).

Tanto $x_{1,bulk}$ como $x_{Tot,bulk}$ se mantienen constantes independientemente de D y \dot{m}_{ms} (en $x_{1,bulk} \approx 0.94$ y $x_{Tot,bulk} \approx 0.97$, respectivamente).

Estos valores se pueden entender recurriendo al mapa 2D de Berthoud y Jayanti (1990) para identificar los mecanismos que gobiernan el primer *dryout*. En la Figura 6.14, se representan los números adimensionales x_0 e y_0 en los tres tubos helicoidales, para \bar{t}_1 (7050 s) y \bar{t}_5 (10650 s).

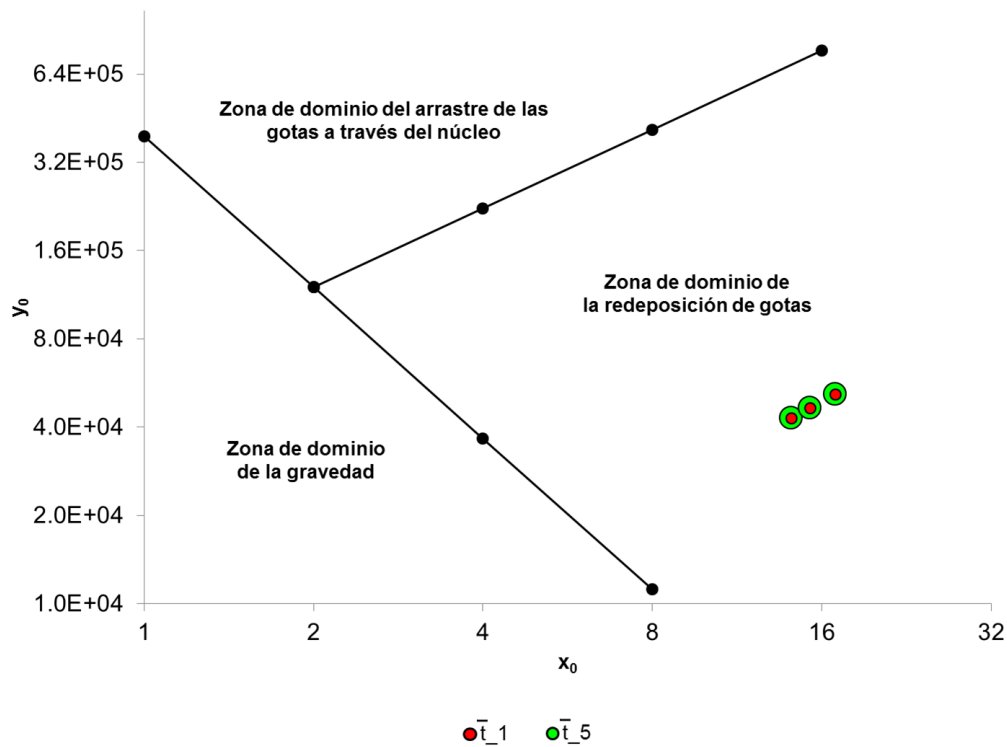


Figura 6.14: Mapa 2D de B&J durante el primer *dryout* en \bar{t}_1 y \bar{t}_5 .

Como se puede apreciar, este caso se encuentra en la zona de dominio de la re-deposición de gotas, caracterizada por títulos de vapor altos durante el primer *dryout*, tal y como sucede a la vista de los resultados obtenidos (Figura 6.10). Además, a tenor de la proximidad de los valores de x_0 e y_0 obtenidos en los tres tubos helicoidales, se puede deducir que las distribuciones del título de vapor en su interior también siguen el mismo patrón, tal y como se demuestra con la Figura 6.15.

Este patrón, característico de la zona de re-deposición de gotas, también ha sido observado en los experimentos llevados a cabo por Murai *et al.* (2005) mediante técnicas de tomografía computerizada. Por tanto, este modelo reproduce los experimentos disponibles en la bibliografía.

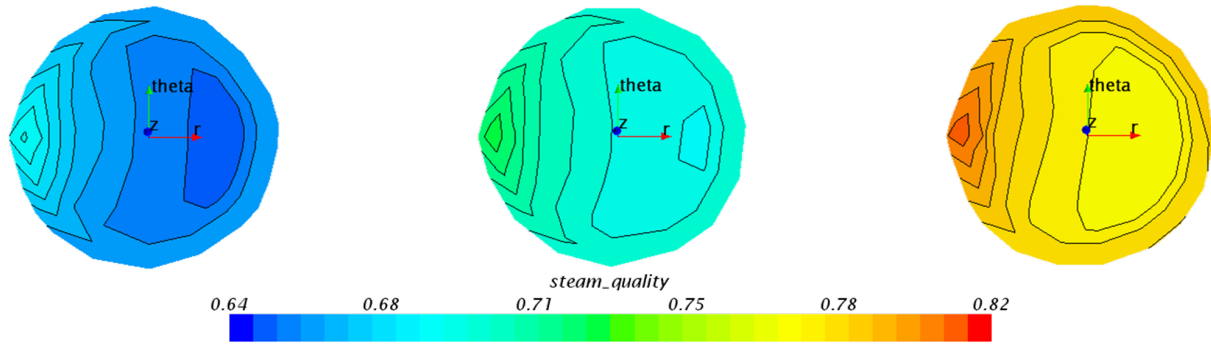


Figura 6.15: Título de vapor en el interior de los tubos helicoidales en z_6 y \bar{t}_1 (eje del generador situado a la izquierda de la imagen).

En resumen, se podría decir que, en el rango de condiciones de operación establecido y considerando las características geométricas del generador de vapor:

- comparando los tres tubos helicoidales, a pesar de que $D_1 > D_2 > D_3$, el comportamiento del flujo bifásico no se ve afectado
- comparando los dos instantes de tiempo, lo que sucede en \bar{t}_1 se reproduce, sin pérdida de generalidad, en \bar{t}_5 salvo cierta diferencia de alturas

Por tanto, el funcionamiento del prototipo a medida que evoluciona la descarga parece no influir sobre el *dryout*.

6.4.2 Comparación con las correlaciones de la literatura

A continuación, una vez definidos los títulos de vapor locales como $\{\bar{x}_{1,\#}\}_{\# = 1,2,3}$ o $\{\bar{x}_{Tot,\#}\}_{\# = 1,2,3}$, se procede a comparar los valores simulados, $\{\bar{x}_{1,simu,\#}\}_{\# = 1,2,3}$ o $\{\bar{x}_{Tot,simu,\#}\}_{\# = 1,2,3}$, con los obtenidos mediante correlaciones de la literatura aplicables a las condiciones de trabajo de este estudio, tanto para el cálculo del primer *dryout*, $\{\bar{x}_{1,correlac,\#}\}_{\# = 1,2,3}$ (correlaciones de: Berthoud y Jayanti, Ruffell y Santini et al., ver expresiones y rangos de aplicabilidad en §1.4.2), como del *dryout* total, $\{\bar{x}_{Tot,correlac,\#}\}_{\# = 1,2,3}$ (correlaciones de: Naitoh et al. y Berthoud y Jayanti, ver expresiones y rangos de aplicabilidad en §1.4.2) para evaluar la adaptabilidad de las correlaciones a este caso. Donde, los valores simulados se calculan como:

$$\bar{x}_{1orTot,simu,\#} = \frac{1}{S} \int_S x_{1orTot,\#}(r_{\#}, \theta_{\#}) dS \quad (6.17)$$

siendo $\{x_{1orTot,\#}\}_{\# = 1,2,3}$ las distribuciones numéricas en las correspondientes secciones perpendiculares a la dirección del flujo durante el primer *dryout* o el *dryout* total respectivamente.

Notar que, uno de los principales hándicaps a la hora de evaluar $\{\bar{x}_{1,\#}\}_{\#=1,2,3}$ o $\{\bar{x}_{Tot,\#}\}_{\#=1,2,3}$ mediante correlaciones es el cómputo del flujo de calor en las paredes (Q) en aquellos casos en los que el calentamiento no es uniforme, tal y como sucede aquí. No obstante, en aquellas correlaciones en las que entra en juego Q (correlaciones de: Berthoud y Jayanti (únicamente la asociada al primer *dryout*), Ruffell y Naitoh et al., ver §1.4.2), se ha asumido que la potencia necesaria, \dot{Q}_{nec} , bien sea hasta el primer *dryout* o hasta el *dryout* total, se distribuye uniformemente alrededor de las paredes internas de los tubos helicoidales. Bajo esta hipótesis, en la Figura 6.16, se muestra la confrontación de resultados mediante un scatter plot: correlación vs simulación para $\{\bar{x}_{1,\#}\}_{\#=1,2,3}$.

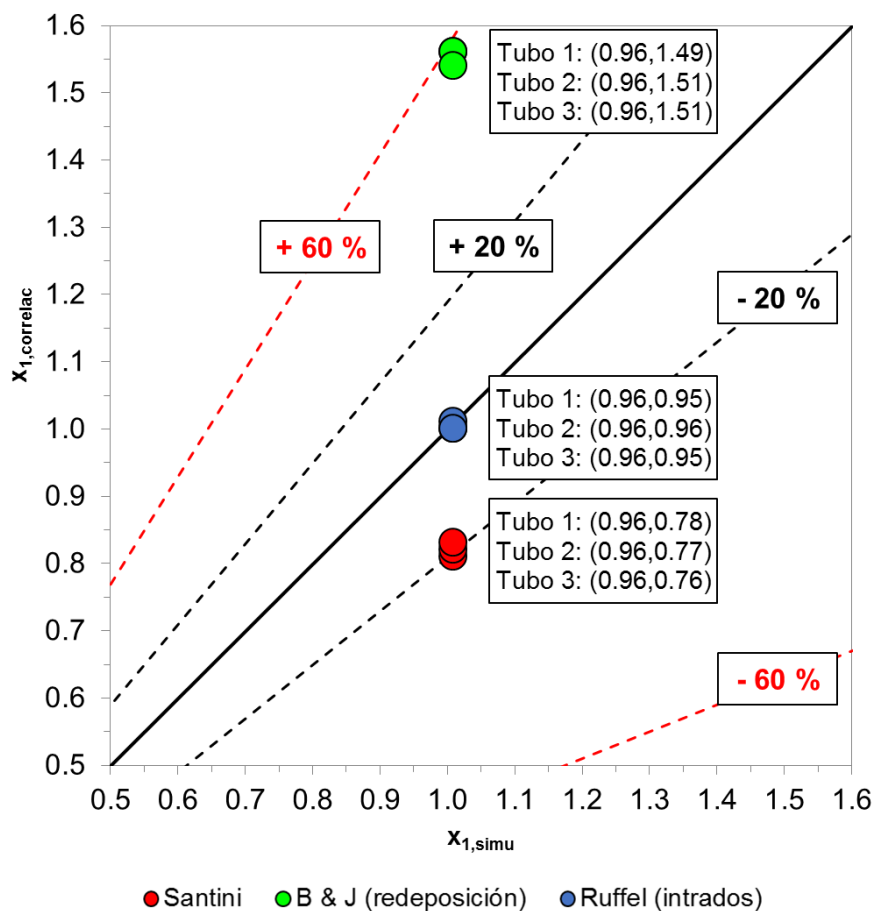


Figura 6.16: Comparación entre los resultados simulados (representados por la línea vertical) y los calculados mediante correlaciones de la literatura para el primer *dryout*.

Se observa que los resultados de usar la correlación de Ruffell se ajustan de forma adecuada a los simulados, mientras que los derivados de la correlación de Santini et al. los infravaloran un 20 % y, finalmente, los derivados de la correlación de Berthoud y Jayanti se alejan un 60 %. La justificación de estos resultados es la siguiente: en el primer caso, la correlación de Ruffell (se considera la correlación de 270° , que está en correspondencia con los 180° del sistema de referencia polar usado aquí, ver §1.4.2) ha sido validada para agua como fluido

de trabajo en un conjunto de tubos cuya geometría helicoidal y rango de condiciones de operación no están alejadas de las de este estudio.

En cuanto a la correlación de Santini et al., aunque el fluido considerado sea también agua en un rango de condiciones de trabajo compatible con este caso, la geometría helicoidal que se emplea es diferente: mayor paso vertical, X_{ver} , y mayores diámetros de hélice, D , y de tubo, d_i , lo cual implica que sus resultados se pueden alejar de los datos simulados. Para comprender mejor estos resultados se puede recurrir el mapa 2D de Berthoud y Jayanti. Si se representasen en él los números adimensionales x_0 e y_0 para tres tubos helicoidales con las características de los del experimento de Santini et al. y las condiciones de operación del prototipo de ENEA, los puntos obtenidos se desplazarían hacia la zona de dominio de la gravedad, caracterizada por comienzos del *dryout* a títulos de vapor más bajos que la zona de dominio de la re-deposición de gotas. Teniendo en cuenta que el diámetro de hélice de Santini et al. es entre 5 y 7 veces mayor que el del prototipo ENEA, está claro que el efecto de la fuerza centrífuga disminuye frente a la fuerza de la gravedad.

En el caso de la correlación de Berthoud y Jayanti, aunque el rango de condiciones de trabajo y la geometría considerada son adecuados para el presente estudio, sus resultados se alejan de los resultados simulados posiblemente debido a que está basada en los datos de cinco investigadores: Carver *et al.* (1964); Roumy (1971); Ünal *et al.* (1981); Ünal (1981); Breus y Belyakov (1983); Styrikovich *et al.* (1984), los cuales emplean fluidos de trabajo muy diferentes en sus experimentos (y, por tanto, diferentes condiciones de trabajo).

En la Figura 6.17, se muestra la confrontación de resultados mediante un scatter plot: correlación vs simulación para $\{\bar{x}_{Tot, \#}\}_{\# = 1, 2, 3}$.

En ella se aprecia que los resultados derivados de la correlación de Naitoh et al. se ajustan de forma adecuada a los simulados, mientras que los derivados de la de Berthoud y Jayanti continúan alejados un 60 % como en el caso anterior (primer *dryout*), tal y como era de esperar. Notar que a pesar del buen ajuste de la primera, su independencia explícita con el flujo másico (ver §1.4.2) hace dudar del mismo, además de que las características geométricas de los tubos helicoidales de Naitoh et al. difieren de las del prototipo de ENEA.

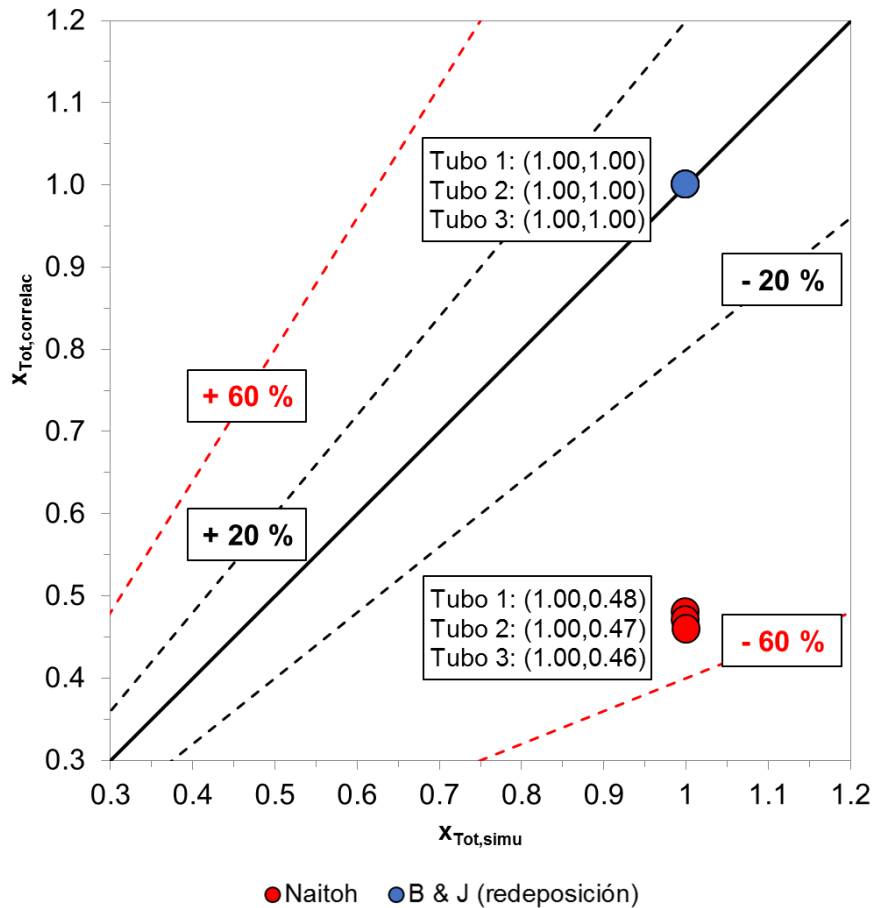


Figura 6.17: Comparación entre los resultados simulados (representados por la línea vertical) y los calculados mediante correlaciones de la literatura para el *dryout* total.

6.5 Resumen

En este capítulo se ha estudiado el comienzo del régimen de superficie seca (primer *dryout* y *dryout* total) en el generador de vapor de tubos helicoidales de un solo paso de ENEA. Para ello, se ha utilizado una técnica CFD basada en simulaciones estacionarias y un modelo de transferencia de calor conjugada entre las sales fundidas y el agua-vapor. Además, se ha empleado una metodología numérica basada en el comportamiento promedio del flujo bifásico en cada ciclo de inestabilidad termo-hidráulica.

De una evaluación comparativa llevada a cabo entre modelos: semi-empírico *versus* mecanicista, se ha deducido que el modelo semiempírico puede ser aplicado a la simulación del cambio de fase en el interior de los tubos helicoidales.

Los resultados numéricos obtenidos se han evaluado, primero, mediante datos experimentales pertenecientes al estado de la técnica y, segundo, mediante los datos experimentales obtenidos durante el ensayo del día 29 de octubre de 2012 del prototipo de almacenamiento térmico

con generador de vapor integrado de ENEA y los resultados de un modelo de pérdidas de carga del tramo del circuito agua-vapor comprendido entre los colectores de entrada y salida al generador de vapor desarrollado *ad hoc*, encontrándose un buen ajuste hasta el *dryout* total.

A partir del campo de velocidades tangencial en la sección transversal al flujo ha sido posible mostrar la presencia del flujo secundario en el interior de los tubos helicoidales. Y, mediante las distribuciones de calidad del vapor en las paredes, ha sido posible caracterizar el inicio del *dryout*, posición azimutal y títulos de vapor locales asociados, en función del diámetro de hélice. En este caso, teniendo en cuenta las características geométricas particulares del generador de vapor, el comportamiento del flujo bifásico es conforme en los tres tubos helicoidales dentro y del rango de condiciones de trabajo establecido. Y, por lo tanto, la operación del prototipo parece no influir en el *dryout*. Esta información aún no ha sido publicada.

Además, el patrón de flujo bifásico obtenido es típico de la zona de re-deposición de gotas dentro del mapa 2D de B&J y es similar al observado en otros trabajos que utilizan metodologías tanto experimentales como numéricas para describir la ebullición convectiva forzada en tubos helicoidales a altas calidades de vapor.

Finalmente, los resultados numéricos obtenidos para los títulos de vapor locales, tanto durante el primer *dryout* como durante el *dryout* total, se han comparado con los calculados mediante el uso de correlaciones experimentales adecuadas. A la vista de los resultados se concluye que la correlación de Ruffel (a 270^o) es la más adecuada a la hora de determinar el valor del título local cuando se da el primer *dryout*. También, que asumir un valor de 0.97 cuando se da el *dryout* total es la aproximación más apropiada, puesto que, aunque es la opción más conservadora, coincide con el valor recomendado por Mazufri (Mazufri, 2000) para el diseño termo-hidráulico de un generador de vapor helicoidal.

Por otro lado, la correlación de Santini et al. ofrece resultados muy aceptables (dentro del margen del 20 % de error) siendo ésta, además, la más sencilla de utilizar puesto que no depende del flujo de calor en las paredes.

Por lo tanto, los valores locales de calidad de vapor obtenidos quedan validados, y justificado el interés del estudio exhaustivo de los mismos.

Capítulo 7

Conclusiones y líneas futuras

7.1 Conclusiones

En este estudio se ha abordado el análisis experimental y el modelado numérico del comportamiento térmico y fluido-dinámico del prototipo de almacenamiento térmico de 300 kW_{th} basado en sales fundidas, del Centro de Investigación de la Casaccia, perteneciente al ENEA (Italia), durante una de sus descargas.

Respecto del análisis experimental del ensayo de referencia (Objetivo I) se han extraído las siguientes conclusiones:

- i. Se han identificado los puntos más relevantes del ensayo, observándose que el circuito agua-vapor pasa por tres fases principales: una fase transitoria inicial, una cuasi-estacionaria y otra fase final transitoria. Habiéndose alcanzado las condiciones nominales establecidas para este ensayo en la fase cuasi-estacionaria, los datos experimentales que de ésta se derivan proporcionan la información experimental más relevante.
- ii. Se ha verificado la coherencia de los caudales máscicos individuales mediante la conservación del caudal máscico total en el circuito agua-vapor. De ello se ha deducido que los tubos helicoidales que conforman el generador de vapor están desequilibrados hidráulicamente por tener diferentes longitudes y radios de curvatura dando lugar a un reparto de caudales de: 36.5 % (tubo exterior), 33.0 % (tubo central) y 30.5 % (tubo interior).
- iii. Las sales fundidas en el tanque, mientras está funcionando el generador, se estratifican en altura. Esta estratificación se ajusta a curvas logísticas, como ya proponían trabajos previos sobre el comportamiento térmico de tanques termoclino.

- iv. La estratificación de las sales en el tanque no se ve afectada por la presencia del generador de vapor, indicando esto un adecuado aislamiento entre las sales de dentro y fuera del mismo. Por otra parte, se ha obtenido que la velocidad de enfriamiento de las sales fundidas calientes por pérdidas térmicas es de $\approx 1 \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$.
- v. Se ha localizado el inicio del régimen de superficie seca (*dryout*) durante una descarga mediante el análisis de las fluctuaciones de las temperaturas de pared del tubo helicoidal instrumentado, observándose que éste se desplaza desde z_8 hasta z_3 en la fase cuasi-estacionaria. No obstante, a medida que transcurre la misma, el inicio de este régimen pasa de estar concentrado alrededor de una sola altura a estar extendido alrededor de varias. El desplazamiento del *dryout* a lo largo del generador de vapor se debe a que el caudal másico de sales que circula por él disminuye con el tiempo como resultado de la progresiva reducción en la diferencia de alturas entre las respectivas columnas de sales calientes de la fuente (tanque) y el sumidero (generador de vapor).
- vi. El hecho de existir un caudal de sales variable durante las descargas sugiere que, para mantener un funcionamiento plenamente estacionario del generador, sea necesario o bien alimentar continuamente al prototipo con sales fundidas calientes a temperatura constante, o bien mantener el volumen ya existente mediante el calentador eléctrico inmerso.
- vii. Con todo ello, se ha logrado el objetivo principal de asegurar la coherencia de los datos experimentales de tal forma que pueden ser utilizados para establecer las condiciones iniciales y de contorno necesarias para implementar las simulaciones numéricas y la modelización de las pérdidas de carga en el tramo del circuito agua-vapor comprendido entre los colectores de entrada y salida al generador de vapor. También a partir de estos datos experimentales, se puede extraer la suficiente información como para llevar a cabo una validación completa del modelo CFD.
- viii. Adicionalmente, se han caracterizado experimentalmente las inestabilidades observadas en el flujo bifásico identificándose como DWOs (*Density Wave Oscillations*).

Respecto de la modelización CFD no estacionaria del sistema de almacenamiento, para el estudio de la transferencia de calor en las sales fundidas (Objetivos II y III) se concluye que:

- i. Ha sido posible resolver dicho modelo para las fases transitoria inicial y cuasi-estacionaria. La validación del modelo tanto confrontando sus resultados con los datos experimentales, como valorando otros parámetros numéricos significativos, ha resultado positiva.
- ii. Se ha desarrollado una metodología para la adimensionalización global de la termo-hidráulica del sistema, basada en la de Vijayan, que permite el cálculo de los números de Reynolds, Re , y Grashof modificado, Gr_m .

- iii. La relación obtenida entre los números de Re y Gr_m se ajusta a la correlación de Swapnalee y Vijayan para NCLs (*Natural Circulation Loops*) simples en régimen de transición. Por lo tanto, se ha deducido la equivalencia entre el TES-SG y un NCL simple operando en este régimen.
- iv. Se ha propuesto una metodología para el cálculo de los coeficientes de transferencia de calor locales a lo largo del generador de vapor a partir de los flujos de calor y los campos de temperatura obtenidos.
- v. Se han planteado dos modelos de adimensionalización del problema de la transferencia de calor local, en 3D y 2D, que permiten el cálculo de los números de \bar{Re} y \bar{Nu} en función del diámetro hidráulico del generador de vapor y del diámetro externo de los tubos helicoidales respectivamente.
- vi. Se presenta una nueva correlación para la transferencia de calor entre las sales fundidas y una matriz de tubos helicoidales conforme el diseño del generador de vapor del proyecto OPTS. Su forma adimensional es: $\bar{Nu} = 0.8150\bar{Re}^{0.4608}\bar{Pr}^{0.36}$, donde los números de \bar{Re} y \bar{Nu} pueden calcularse siguiendo cualquiera de los modelos descritos en el punto anterior. Esta correlación es válida para rangos de \bar{Re} entre 100 y 600, \bar{Pr} entre 4 y 13, diámetro externo de los tubos de 0.0127 m y pasos vertical y horizontal de la matriz del mismo orden que el diámetro externo de los tubos, es decir bajos ángulos de inclinación ($\approx 2^\circ$ de valor medio). Con ella se obtiene un parámetro estadístico, R^2 , de 0.996.

La correlación presentada se ha confrontado con otras de la bibliografía ideadas para flujos en convección forzada alrededor de matrices de tubos helicoidales concluyéndose que, en el rango de condiciones de operación que se estudia en este trabajo, las correlaciones de la bibliografía infravaloran el número de \bar{Nu} .

Finalmente, respecto de la modelización CFD para la caracterización del flujo bifásico (Objetivo IV), en este caso estacionaria y considerando la transferencia de calor acoplada entre las sales fundidas y el agua-vapor, se concluye que:

- i. Ha sido posible resolver dicho modelo en dos instantes de tiempo de la zona cuasi-estacionaria teniendo en cuenta implícitamente las inestabilidades que sufre el flujo bifásico. Análogamente al modelo anterior, éste se ha validado tanto confrontando sus resultados con los datos experimentales, como valorando otros parámetros numéricos significativos, y ha resultado positivo.
- ii. Se ha llevado a cabo una evaluación comparativa entre el modelo bifásico semi-empírico utilizado y uno mecanicista, y se ha deducido que el modelo semi-empírico es adecuado para simular el cambio de fase en el interior de los tubos helicoidales.

- iii. A partir de los resultados numéricos ha sido posible evidenciar la presencia del flujo secundario en el interior de los tubos helicoidales.
- iv. El mecanismo que domina el primer *dryout* es la re-deposición de gotas, asociado con un comienzo del mismo a calidades de vapor altas.
- v. A partir de las distribuciones de calidad de vapor se ha caracterizado el inicio del *dryout* dando su posición azimutal y su título de vapor local, ambos en función del diámetro de hélice, comprobándose que la operación del prototipo no influye en el mismo. También se identificaron las zonas mejor y peor refrigeradas de los tubos helicoidales.
- vi. La correlación propuesta por Ruffel (a 270°) es la más adecuada para determinar el valor del título local cuando se da el primer *dryout*. Para el *dryout* total, asumir un valor de 0.97 es lo más apropiado, tal y como proponen otros autores para el diseño termo-hidráulico de generadores de vapor helicoidales. No obstante, la correlación de Santini et al. ofrece resultados muy aceptables para el cálculo del título local durante el primer *dryout* (-20 % de error) siendo ésta, además, la más sencilla de utilizar puesto que no depende del flujo de calor en las paredes.

7.2 Líneas futuras

El desarrollo de este trabajo persigue, desde el principio, el conocimiento de la transferencia de calor en un sistema innovador de almacenamiento térmico con generador de vapor integrado.

Desde el punto de vista de la actividad científico-técnica, existe un gran potencial de desarrollo de este trabajo en las siguientes líneas de investigación:

- Obtención de los coeficientes de pérdidas de carga locales en el lado de las sales fundidas, para este tipo de matriz de tubos helicoidales y condiciones de trabajo, a partir de los resultados numéricos obtenidos en los Capítulos 4 y 5. Comparación de estos coeficientes con los resultantes de correlaciones de la bibliografía
- Establecer una definición local para el número de Grashof modificado consistente con la global, que permita la obtención de los números de Richardson locales, $Ri_n(t_i)$, y describir la transferencia de calor en el sistema a partir de ellos
- Estudios para la cobertura del nicho de correlaciones para la descripción del *dryout* en estas condiciones de trabajo y geometría
- Estudios avanzados, tanto experimentales como teóricos, sobre las inestabilidades que presenta el flujo bifásico en el generador de vapor:

-
- efecto inhibitor sobre éstas por la presencia de orificios calibrados a la entrada de los tubos (mapa de estabilidad del generador de vapor)
 - comparación de los mapas de estabilidad resultantes con los obtenidos a partir de modelos de la bibliografía
 - Acoplar los modelos y resultados de este trabajo con el análisis mecánico para un mejor diseño integral del generador de vapor

PUBLICACIONES DEL AUTOR RELACIONADAS CON ESTE TRABAJO

Las principales contribuciones de esta investigación han sido publicadas en los siguientes artículos:

- Rivas, E.; Muñoz-Antón, J., 2020. CFD study of the dryout in a helical coil once-through steam generator. *Applied Thermal Engineering* 170, 115013 – DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2020.115013
- Rivas, E.; Rojas, E., 2016. Heat transfer correlation between molten salts and helical-coil tube bundle steam generator. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 93, 500–512 – DOI:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.10.013.
- Rivas, E.; Rojas, E.; Bayón, R.; Gaggioli, W.; Rinaldi, L.; Fabrizi, F., 2014. CFD model of a molten salt tank with integrated steam generator. *Energy Procedia* 49, 956–964 – DOI: 10.1016/j.egypro.2014.03.103.
- Bayón, R.; Rivas, E.; Rojas, E., 2014. Study of thermocline tank performance in dynamic processes and stand-by periods with an analytical function. *Energy Procedia* Volume 49, 725–734 – DOI: 10.1016/j.egypro.2014.03.078.

Otras contribuciones relacionadas con este trabajo:

- Rivas, E.; Muñoz-Antón, 2020. Correlación generalizada para el diseño de un sistema de almacenamiento térmico en sales fundidas con generador de vapor integrado en circulación natural. Libro de actas del XVII Congreso Ibérico y XIII Congreso Iberoamericano de Energía Solar – CIES 2020, 817-822 – ISBN: 978-989-675-076-3.
- Rivas, E.; Muñoz-Antón, J.; Rojas, E., 2018. Nueva correlación para el diseño de un tanque de almacenamiento térmico en sales fundidas con generador de vapor integrado. Libro de actas del XVI Congreso Ibérico y XII Congreso Iberoamericano de Energía Solar – CIES 2018, 483-490 – ISBN: 978-84-86913-14-4.
- Seubert, B.; Rojas, E.; Rivas, E.; Gaggioli, W.; Rinaldi, L.; Fluri, T., 2015. Analysis of a helical coil once-through molten salt steam generator: Experimental results and heat transfer evaluation. *AIP Conf. Proc.* 1734, 070029-1 - 070029-9 – DOI: 10.1063/1.4949176.

Anexo A

Fundamentos teóricos

Como ya se ha mencionado en el Capítulo 1, uno de los puntos clave del diseño termo-hidráulico es el cálculo de la transferencia de calor en el generador de vapor integrado. En éste, dicha fenomenología está limitada, primero por el comportamiento de las sales fundidas y después por el del vapor sobrecalentado, tal y como se muestra en la Figura A.1. En ambos medios, el mecanismo de transferencia de calor dominante es la convección.

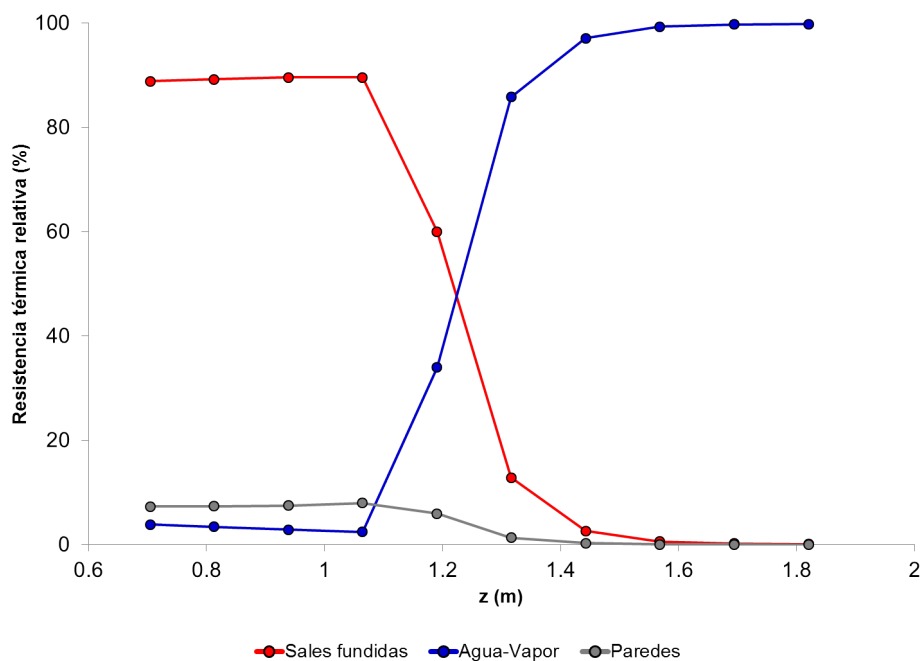


Figura A.1: Resistencias térmicas relativas locales a lo largo del generador (tubo helicoidal central). Fuente: modelo CFD del Capítulo 6.

En este anexo se describen los fundamentos teóricos que subyacen en el modelado CFD de la transferencia de calor por convección, que es la metodología empleada en este trabajo para la obtención de resultados. En primer lugar, se definen los coeficientes de transferencia de

calor locales entre un fluido y una superficie genérica. En segundo lugar, se establecen las ecuaciones básicas para describir la transferencia de calor por convección haciendo especial hincapié en la ecuación de conservación de la energía, ya que de su resolución dependen las distribuciones de temperaturas en el fluido, así como los principios de la turbulencia. Y, en tercer lugar, se introducen los números adimensionales involucrados en este problema, explicándose su interpretación física y la similitud que existe entre ellos y las ecuaciones básicas.

A.1 Coeficientes de transferencia de calor por convección

Dada una superficie sólida y un fluido que la baña, la transferencia de calor por convección se produce cuando entre ambos existe una diferencia de temperaturas.

Así, el calor \dot{Q} puesto en juego durante la convección viene dado por:

$$\dot{Q} = h (T_w - T_f) S \quad (\text{A.1})$$

donde h el coeficiente de transferencia de calor, T_w la temperatura de la superficie, T_f la temperatura del fluido lo suficientemente lejos de la superficie y S es el área de intercambio. Esta ecuación se conoce como Ley de enfriamiento de Newton, estableciéndose para ella el siguiente criterio de signos:

- si el fluido absorbe calor de la superficie ($T_w > T_f$) \Rightarrow el calor es positivo ($\dot{Q} > 0$),
- si el fluido cede calor a la superficie ($T_w < T_f$) \Rightarrow el calor es negativo ($\dot{Q} < 0$),

de forma que h sea siempre una constante positiva.

Observar que, puesto que en general T_w y T_f no son constantes en cada problema, es necesario especificar su significado en el tiempo.

Cuando el área de intercambio es microscópica se denota como ΔS y el calor transferido como $\Delta \dot{Q}$. Por lo tanto, el flujo de calor Q viene dado por:

$$Q = \frac{\Delta \dot{Q}}{\Delta S} \quad (\text{A.2})$$

Denotando a la diferencia entre la temperatura de la superficie microscópica y la temperatura de referencia del fluido como ΔT , el coeficiente h vendrá dado por:

$$\bar{h} = \frac{\dot{Q}}{\Delta T} \quad (\text{A.3})$$

siendo ahora éste el “coeficiente de transferencia de calor local”, denotado como \bar{h} .

A modo de ejemplo, en la Figura A.2 se muestra el caso de una superficie plana bañada por un flujo uniforme de velocidad u_0 y temperatura T_0 que presenta un borde afilado en uno de sus extremos. Analizando la distribución de velocidades que se genera en el flujo, se puede observar una zona próxima a la superficie en la que la velocidad disminuye desde u_0 (en la corriente libre) hasta 0 (en la propia superficie). Esta zona se denomina capa límite dinámica.

Asimismo, analizando la distribución de temperaturas que se genera en el flujo se observa un comportamiento similar, i.e., la aparición de una zona próxima a la superficie en la que la temperatura disminuye desde T_0 (en la corriente libre) hasta T_w (en la propia superficie). Esta zona se denomina capa límite térmica.

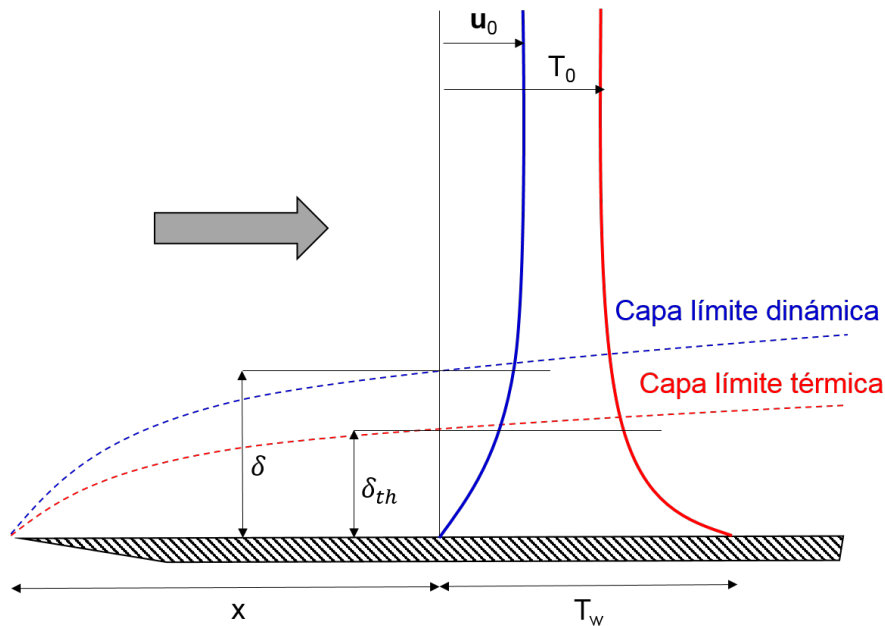


Figura A.2: Capas límite dinámica y térmica para un fluido con $Pr > 1$. Elaboración propia a partir de Akimoto *et al.* (2016).

Dentro de la capa límite térmica, la transferencia de calor en la subcapa más próxima a la superficie (donde la velocidad del flujo es nula) se produce por conducción. Por lo tanto, en esta subcapa es posible adoptar la Ley de Fourier para el cálculo del flujo de calor:

$$Q = -k \left(\frac{dT}{dy} \right)_{y=0} \quad (\text{A.4})$$

donde y es la coordenada ortogonal a la superficie y k la conductividad térmica del fluido.

De este modo, el coeficiente de transferencia de calor local se podría reescribir como:

$$\bar{h} = \frac{Q}{T_w - T_0} = \frac{-k \left(\frac{dT}{dy} \right)_{y=0}}{T_w - T_0} \quad (\text{A.5})$$

Por lo tanto, se deduce inmediatamente que el coeficiente de transferencia de calor local entre un fluido y una superficie depende de:

- la conductividad térmica del fluido
- el gradiente de temperaturas del fluido en la propia superficie.

Es por eso por lo que, para estudiar la transferencia de calor por convección en un sistema, es de suma importancia analizar en detalle la capa límite térmica la cual, a su vez, está intrínsecamente relacionada con la capa límite dinámica.

La transferencia de calor por convección puede ser forzada, si el flujo se mueve impulsado por una diferencia de presión, o natural si el flujo se mueve impulsado por una diferencia de densidad. Además, ésta se clasifica en externa, si es el flujo quien envuelve a la superficie, o interna, si es la superficie la que envuelve al flujo.

Finalmente, notar que la transferencia de calor por convección depende en gran medida del régimen del flujo: laminar o turbulento. En flujos turbulentos, dado que el movimiento del fluido es irregular, éste se considera activo desde el punto de vista del transporte, i.e., que es capaz de transportar tanto el momento como la energía. Por eso, en flujos turbulentos, el efecto de mezcla producido por el propio movimiento puede dominar sobre el efecto de mezcla producido por difusión molecular (es decir, por viscosidad y conducción del calor).

A.2 Ecuaciones básicas para la transferencia de calor por convección

A.2.1 Ecuación de conservación de la energía

Considerando un volumen de control de fluido como el que se muestra en Figura A.3, de dimensiones dx , dy y dz , cuya temperatura y velocidad en un instante de tiempo t vienen dadas por T y $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$, la ley de conservación de la energía indica que en dicho volumen de control se verifica que:

$$\begin{aligned} \Delta \text{Energía total} = & \Delta \text{Energía convección} + \Delta \text{Energía conducción} + \\ & + \text{Trabajo}_{\text{ext.} \rightarrow \text{fluido}} + \text{Generación Calor} \end{aligned}$$

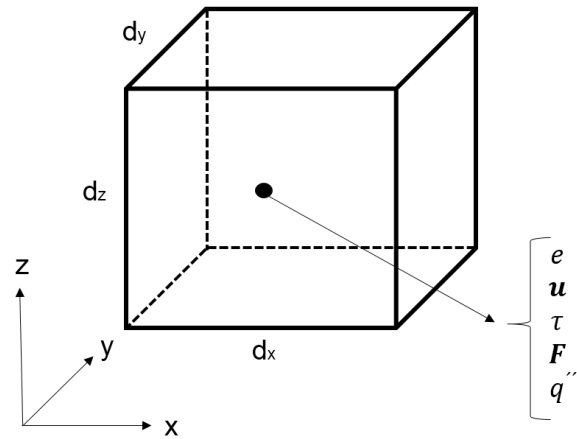


Figura A.3: Volumen de control en coordenadas cartesianas. Elaboración propia a partir de Akimoto *et al.* (2016).

Esta ley de conservación expresada en forma de ecuación vectorial adopta la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
 \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{u}^2 \right) \right\}}_{(1)} &= \underbrace{-\nabla \cdot \rho \mathbf{u} \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{u}^2 \right)}_{(2)} + \underbrace{\nabla \cdot (k \nabla T)}_{(3)} + \\
 &+ \underbrace{(\mathbf{F} \cdot \mathbf{u})}_{(4)} - \underbrace{\nabla \cdot (P \mathbf{u})}_{(5)} - \underbrace{\nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u})}_{(6)} + \underbrace{q'''}_{(7)}
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

donde $\boldsymbol{\tau}$ es el tensor de esfuerzos viscosos:

$$\boldsymbol{\tau} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix}$$

Identificando cada término de esta ecuación se tiene que:

La energía total por unidad de volumen viene dada por la suma de la energía interna específica e y energía cinética $\frac{1}{2} \mathbf{v}^2$. Por lo tanto, (1) representa la variación de la energía total por unidad de tiempo t .

El término (2) y el (3) son, respectivamente, las variaciones de energía por convección y por conducción en el volumen de control.

Los términos (4), (5) y (6) representan los diferentes tipos de trabajo que, por unidad de tiempo t , realizan distintas fuerzas externas sobre el sistema. Así, (4) podría representar, por ejemplo, el efecto de la gravedad en el sistema, (5) el trabajo realizado sobre las superficies del fluido, como pueda ser el que sobre las superficies del volumen de control se ejerza una presión P , y (6) el trabajo realizado por otras fuerzas, como puedan ser las fuerzas de

rozamiento.

Finalmente, si existiese una fuente de calor en el interior del volumen de control, (7) representaría la tasa de generación de calor por unidad de tiempo t y de volumen V .

Esta ecuación, junto con la ecuación de continuidad (que representa la conservación de la masa en el volumen de control) cuya expresión vectorial es la siguiente:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{A.7})$$

y la ecuación de conservación del momento, dada por:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{v}) = -\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{F} \quad (\text{A.8})$$

conforman el conjunto de las ecuaciones básicas necesarias para estudiar el comportamiento termodinámico de un fluido.

La ecuación de conservación de la energía (A.6) se puede expresar de diferentes formas:

Si se expanden los términos (1) y (2) de dicha ecuación (A.6) y se aplica la ecuación de continuidad (A.7) se obtiene:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) \right\} + \nabla \cdot \left\{ \rho \mathbf{v} \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) \right\} = \\ & = \rho \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) + \mathbf{v} \cdot \nabla \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) \right] + \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) \left\{ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \right\} = \\ & = \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) + \mathbf{v} \cdot \nabla \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Y por lo tanto se tiene:

$$\rho \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) \right\} = \nabla \cdot (k \nabla T) + \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot (P \mathbf{v}) - \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{v}) + q''' \quad (\text{A.10})$$

que es la forma de expresar la ecuación de conservación de la energía en función de la suma de las energías interna y cinética.

Por otro lado, llevando a cabo el producto escalar de la velocidad \mathbf{v} con la ecuación (A.6), se obtiene la ecuación de conservación de la energía cinética:

$$\rho \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) \right\} = \mathbf{v} \cdot (-\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{F}) \quad (\text{A.11})$$

la cual sustituida en la ecuación anterior (A.10) permite obtener:

$$\rho \left\{ \frac{\partial e}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) e \right\} = \nabla \cdot (k \nabla T) - P \nabla \cdot \mathbf{v} + (\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{v} + q''' \quad (\text{A.12})$$

que es la forma de expresar la conservación de la energía en función de la energía interna del volumen de control.

También, puesto que a partir de la ecuación de continuidad (A.7) se podría escribir:

$$\rho \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{\rho} \right) + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \left(\frac{P}{\rho} \right) \right\} = \left\{ \frac{\partial P}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) P \right\} + P \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (\text{A.13})$$

y sabiendo que $h = e + \frac{P}{\rho}$, la ecuación anterior (A.12) adoptaría la forma:

$$\rho \left\{ \frac{\partial h}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) h \right\} = \nabla \cdot (k \nabla T) + \left\{ \frac{\partial P}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) P \right\} + (\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{v} + q''' \quad (\text{A.14})$$

que expresa la conservación de la energía en función de la entalpía del volumen de control, donde $(\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{v}$ se conoce como “término viscoso”, y representa al calor generado por la fricción. Para un fluido newtoniano, éste viene dado por la expresión:

$$\begin{aligned} (\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{v} = & 2\mu \left\{ \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right\} + \\ & + \mu \left\{ \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right)^2 \right\} - \\ & - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Notar que el término viscoso es siempre positivo y para flujos a baja velocidad (con número de Mach inferior a 0.3), su influencia es despreciable.

Finalmente, como $h = CpT$, la ecuación de conservación de la energía (A.14) también puede escribirse como:

$$\rho \left\{ \frac{\partial CpT}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) CpT \right\} = \nabla \cdot (k \nabla T) + \left\{ \frac{\partial P}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) P \right\} + (\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{v} + q''' \quad (\text{A.16})$$

Sea cual sea la forma de expresar las ecuaciones básicas, el conjunto comprende 5 ecuaciones y 6 variables independientes: la velocidad $\mathbf{v} = \mathbf{v}(v_x, v_y, v_z)$, la presión P , la temperatura T y la densidad ρ . Por lo tanto, para realizar su cierre es necesario añadir una ecuación más al conjunto. Ésta será la ecuación de estado que viene dada por:

$$\rho = \rho(P, T) \quad (\text{A.17})$$

Notar que, si la densidad del fluido es constante, la ecuación de estado no será necesaria y si, además, la viscosidad, la conductividad térmica y la capacidad calorífica son también constantes, y la disipación viscosa y la generación de calor despreciables, la ecuación de conservación de la energía (A.16) se simplifica quedando su expresión en:

$$\left\{ \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)T \right\} = \frac{k}{\rho C_p} \nabla^2 T \quad (\text{A.18})$$

A.2.2 Ecuaciones de Reynolds

Si se estudiase el movimiento de un flujo de agua a través de una tubería mediante un pigmento inyectado en un punto situado aguas arriba se observaría que, a velocidades bajas, el pigmento circularía aguas abajo siguiendo un patrón ordenado similar a una cuerda (se dice que el régimen del flujo es laminar). Pero si la velocidad del flujo excediese cierto valor, el patrón cambiaría bruscamente dispersando el pigmento en el seno del fluido (se dice que el régimen es turbulento).

Esta condición límite en la cual el flujo transita de laminar a turbulento depende del número de Reynolds, Re (ver Tabla A.1). Es decir, cuando el número de Reynolds excede un cierto valor crítico, significa que la importancia del término inercial aumenta en comparación con el viscoso, y la ecuación del flujo se vuelve no lineal. Reynolds (1895) dedujo la generación de estrés en un flujo turbulento a partir de las ecuaciones de conservación del momento (ecuaciones de Navier-Stokes). En ellas, describió la velocidad, v , y la presión, P , del flujo como la suma del valor medio, o en el caso de un flujo estacionario, el valor medio para un período de tiempo lo suficientemente largo en comparación con la escala de tiempo de la turbulencia, \bar{u} y \bar{P} , y su fluctuación, u' y P' .

Partiendo de las ecuaciones de conservación (A.8) en componentes:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} + \frac{F_i}{\rho} \quad (\text{A.19})$$

teniendo en cuenta la Ley de la viscosidad de Newton:

$$\tau_{ji} = -\nu \frac{d(\rho v_i)}{dx_j} \quad (\text{A.20})$$

y suponiendo que el fluido es incompresible y que circula perpendicular a la gravedad, considerando que $v = \bar{v} + v'$ y $P = \bar{P} + P'$, las ecuaciones quedan entonces escritas del

siguiente modo:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{v}_j \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \rho \nu \nabla^2 \bar{v}_i - \rho \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{v'_i v'_j}}{\partial x_j} + F_i \quad (\text{A.21})$$

A este conjunto de ecuaciones se le denomina “ecuaciones de Reynolds” (*Reynolds-averaged Navier-Stokes equations* o *RANS equations*) y los terceros términos de los lados derechos de las mismas dan lugar a lo que se conoce como “estrés de Reynolds”. En ellos subyacen los fundamentos de la teoría de la turbulencia.

Para resolver las ecuaciones de Reynolds se requieren formas específicas del estrés de Reynolds. El método más simple consiste en expresar éste en función de la distribución de velocidades media. Dado que el estrés de Reynolds surge del gradiente del valor medio de la velocidad, $\frac{d\bar{v}_i}{dx_j}$, utilizando la misma forma que la del término viscoso, $\rho \nu \frac{d\bar{v}_i}{dx_j}$, se puede obtener la siguiente expresión:

$$-\overline{\rho v'_i v'_j} = \rho \nu_t \frac{d\bar{v}_i}{dx_j} \quad (\text{A.22})$$

donde ν_t se conoce como viscosidad cinemática turbulenta, y es a un flujo turbulento, lo que la viscosidad cinemática, ν , a uno laminar.

Empleando esta definición, las ecuaciones de Reynolds (A.21) se transforman en:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{v}_j \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \rho(\nu + \nu_t) \nabla^2 \bar{v}_i + F_i \quad (\text{A.23})$$

Este conjunto de ecuaciones es muy práctico porque permite tratar el estrés de Reynolds de la misma forma que el término viscoso.

Otro tratamiento alternativo es el propuesto por Prandtl (1925), que introdujo el modelo de longitud de mezcla, expresando el estrés de Reynolds de la siguiente forma:

$$-\overline{\rho v'_i v'_j} = \rho l^2 \left| \frac{d\bar{v}_i}{dx_j} \right| \frac{d\bar{v}_i}{dx_j} \quad (\text{A.24})$$

donde a l se la conoce como longitud de mezcla, y representa la distancia media, perpendicular al flujo, a lo largo de la cual una partícula pierde el momento extra adquirido por la turbulencia hasta alcanzar la velocidad media que exista en la nueva posición.

Aunque existen otros métodos para estimar el estrés de Reynolds, se mencionan a modo de ejemplo los dos anteriores puesto que han servido para sentar las bases del “modelo $\kappa - \varepsilon$ ” que, a día de hoy, es el más extendido para el tratamiento de la turbulencia en aplicaciones industriales (Akimoto *et al.*, 2016).

Conforme la propuesta original de Boussinesq (1877), el estrés de Reynolds se modeliza mediante la siguiente relación de linealidad con el tensor de deformaciones medias S_{ij} :

$$-\rho \overline{v'_i v'_j} = \frac{2}{3} \kappa \delta_{ij} - 2\nu_t S_{ij} \quad (\text{A.25})$$

donde κ es la energía cinética turbulenta, dada por $\frac{1}{2} \overline{v'_i v'_i}$; δ_{ij} es la delta de Kronecker y $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right)$.

Los “modelos $\kappa - \varepsilon$ ” se basan en la resolución de dos ecuaciones de transporte, una para la energía cinética turbulenta, κ , y otra para la tasa de disipación de la turbulencia, $\varepsilon = \nu \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \right)$. Además, por razones dimensionales, la viscosidad cinética turbulenta, ν_t , se define como:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{A.26})$$

Los modelos más conocidos son: el “modelo *Standard* $\kappa - \varepsilon$ ” (Jones y Launder, 1972; Launder y Sharma, 1974) y el “modelo *Realizable* $\kappa - \varepsilon$ ” (Shih *et al.*, 1994). El primero de ellos considera C_μ un valor constante, mientras que en el segundo C_μ se expresa en función del flujo medio y las propiedades de la turbulencia.

La principal limitación de ambos modelos es que su tratamiento asume, aunque en diferente grado, un cierto nivel de isotropía en la turbulencia. Por tanto, a la hora de describir deformaciones complejas (es decir, flujos en los que estén presentes curvaturas, rotaciones, estancamientos y/o flujos secundarios), suelen adolecer de imprecisiones.

Así, mediante dos magnitudes, κ y ε , es posible parametrizar completamente los fenómenos turbulentos ya que con ellas se definen la longitud de escala l y un tiempo característico τ_t (Pope, 2001):

$$l = \frac{\kappa^{3/2}}{\varepsilon}; \quad \tau_t = \frac{\kappa}{\varepsilon} \quad (\text{A.27})$$

A.3 Números adimensionales y principio de similaridad

El tratamiento más general de la transferencia de calor por convección consiste en resolver las ecuaciones de conservación simultáneamente bajo ciertas condiciones de contorno.

Para flujos laminares completamente desarrollados circulando sobre placas planas o por el interior de tubos cilíndricos, el conjunto de ecuaciones se puede resolver de forma analítica. Sin embargo, para flujos turbulentos se necesitan métodos aproximados de resolución, asumiendo ciertas distribuciones de velocidades y temperaturas en las respectivas capas límite.

En la resolución numérica del conjunto de ecuaciones diferenciales, se emplean los métodos siguientes: diferencias finitas, FDM (*Finite Difference Method*), elementos finitos, FEM (*Finite Element Method*) o volúmenes finitos, FVM (*Finite Volume Method*), los cuales integran dichas ecuaciones bajo ciertas condiciones de contorno en una malla computacional (o discretización espacial del dominio). En el contexto de los software CFD, el FVM se utiliza ampliamente (sirvan de ejemplo, el Simcenter STAR-CCM+[®] (CD adapco, 2020), ANSYS Fluent[®] (Swanson Analysis Systems, Inc., 2020), OpenFOAM[®] (Imperial College London, 2020)).

En aplicaciones prácticas es muy común encontrarse geometrías complejas, por lo que la resolución del conjunto de ecuaciones diferenciales resulta difícil. Es por esto que, en lugar de resolver las ecuaciones analíticamente, se recurre a experimentos de simulación. O en otras palabras, los coeficientes de transferencia de calor por convección se evalúan a partir de los datos obtenidos de experimentos numéricos.

Mediante dichos experimentos, se puede analizar la influencia de las variables más relevantes (por ejemplo: la velocidad, la temperatura, las propiedades físicas del fluido, geometría de la superficie, etc.) y después desarrollar fórmulas empíricas *ad hoc*.

Si las fórmulas empíricas incluyen muchas propiedades físicas, el experimento será complejo y llevará tiempo analizar sus resultados. Pero, si se identifica una combinación de las variables independientes mínimas para analizar los datos experimentales coherentemente, es posible llevar a cabo un programa experimental, cuyos resultados se pueden presentar como una solución empírica.

Para estimar la transferencia de calor por convección en el ejemplo de la Figura A.2, se utilizan los siguientes números adimensionales: Reynolds, Re , Grashof, Gr , y Prandtl, Pr (ver Tabla A.1). Estos números se derivan de la adimensionalización de las ecuaciones básicas. Su utilidad radica en que según el “principio de similaridad”, si se colocan de la misma manera dos superficies en medio de un flujo, y éstas son geométricamente equivalentes, si Re , Gr y Pr son iguales en ambos casos, sus ecuaciones básicas adimensionalizadas serán idénticas. Además, si las condiciones de contorno también fueran similares, las soluciones de las ecuaciones también lo serían (Akimoto *et al.*, 2016).

Como ya se ha mencionado con anterioridad, el coeficiente de transferencia de calor local en un determinado punto de dicha superficie vendría dado por:

$$\bar{h} = \frac{q}{T_w - T_0} = \frac{-k \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}}{T_w - T_0} = -\frac{k}{L} \left(\frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right)_{y=0} \quad (\text{A.28})$$

donde $T^* = \frac{T - T_0}{T_w - T_0}$ se define como una temperatura adimensional y $y^* = \frac{y}{L}$ como una distancia

adimensional. De la anterior, se puede deducir también la siguiente expresión adimensional:

$$Nu = \frac{\bar{h}L}{k} \quad (\text{A.29})$$

donde Nu es el número de Nusselt (ver Tabla A.1). Esto significa que, dada una determinada superficie, el número de Nusselt local se puede expresar en función de Re , Gr y Pr , es decir:

$$Nu = f(Re, Gr, Pr) \quad (\text{A.30})$$

En otras palabras, resolver un problema de transferencia de calor por convección significa establecer la relación anterior para una determinada superficie.

Tabla A.1: Números adimensionales para describir la transferencia de calor por convección.

| Nombre | Definición | Significado físico |
|----------------------|--|--|
| Reynolds, $Re^{(1)}$ | $\frac{v_0 L}{\nu} = \frac{\rho v_0^2}{\mu \frac{v_0}{L}}$ | [Fuerzas inerciales] [Fuerzas viscosas] |
| Grashof, $Gr^{(2)}$ | $\frac{g\beta L^3(T_w - T_0)}{\nu^2} = \left(\frac{\rho g\beta(T_w - T_0)\frac{L^3}{L^2}}{\mu \frac{\sqrt{g\beta\Delta T L}}{L}}\right)^2$ | [Fuerzas de flotación] [Fuerzas viscosas] |
| Richardson, Ri | $\frac{Gr}{Re^2}$ | [Fuerzas de flotación] [Fuerzas inerciales] |
| Prandtl, $Pr^{(3)}$ | $\frac{\nu}{\alpha} = \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)}{\left(\frac{k}{C_P}\right)}$ | [Difusividad del momento] [Difusividad del calor] |
| Nusselt, Nu | $\frac{\bar{h}L}{k} = \frac{\bar{Q}}{k \frac{\Delta T}{L}}$ | [Calor transferido por convección] [Calor transferido por conducción] |

⁽¹⁾En determinados casos, aunque el número de Re sea alto, puede haber zonas cerca de la superficie donde localmente predomina la influencia de las fuerzas viscosas. ⁽²⁾Puesto que cuando en un fluido aparece una diferencia de temperatura y ésta genera una diferencia de densidad aparece la convección natural $(-\Delta\rho)/\rho = \beta(T_w - T_0)$, se podría decir que la velocidad característica de dicho proceso viene dada por $\sqrt{g\beta\Delta T L}$. ⁽³⁾Para el caso de las sales fundidas $Pr > 1$, por tanto, la capa límite dinámica es más gruesa que la térmica.

Notar que, dependiendo del caso en estudio, en función del orden de magnitud que tomen unos términos frente a otros en las ecuaciones de conservación, la transferencia de calor por convección puede clasificarse en forzada, mixta o natural.

Para determinar el/los mecanismo/s de transferencia de calor dominante/s en la convección se utiliza el número adimensional de Richardson, Ri (ver Tabla A.1), adoptándose de forma generalizada el siguiente criterio:

- Si $Ri > 10$ los efectos de la convección forzada son despreciables, en cuyo caso $Nu = f(Gr, Pr)$

- Si $0.1 < Ri < 10$ se combinan los efectos de la convección forzada y la natural, por tanto $Nu = f(Re, Gr, Pr)$
- Si $Ri < 0.1$ los efectos de la convección natural son despreciables en cuyo caso $Nu = f(Re, Pr)$

Anexo B

Inestabilidades termo-hidráulicas en flujos bifásicos

En este anexo se explica cuál es el posible origen de las inestabilidades que sufre el flujo bifásico durante la descarga y se analiza cómo afectan al funcionamiento del prototipo.

B.1 Clasificación

Los fenómenos de inestabilidades termo-hidráulicas en generadores de vapor, en general, son muy complejos, aunque de gran interés en el diseño y operación de estos sistemas. Éstas, son muy perjudiciales ya que puede provocar:

- problemas en el de control de la operación del circuito agua-vapor,
- empeoramiento de la transferencia de calor dando lugar, por ejemplo, a situaciones de *dryout* prematuro,
- oscilaciones de temperatura en las paredes de los tubos dando lugar a fatiga térmica,
- vibraciones que pueden ocasionar fatiga mecánica,
- problemas de corrosión acelerada, etc. (Kakaç *et al.*, 1999).

Las inestabilidades en flujos bifásicos se pueden dividir en dos grandes grupos (Boure *et al.*, 1973; Kakac y Bon, 2008)), inestabilidades estáticas (originadas por una perturbación en el flujo que llevan al sistema a unas condiciones de operación distintas a las de partida) e inestabilidades dinámicas (debidas a retardos y retroalimentaciones múltiples entre el caudal, las tasas de producción de vapor y las caídas de presión). Un resumen de esta clasificación se da en la Tabla B.1.

Tabla B.1: Clasificación de las inestabilidades termo-hidráulicas en flujos bifásicos.

| Clase | Tipo | Mecanismo | Características |
|---------------------------|---|---|--|
| Inestabilidades estáticas | Inestabilidades de Ledinegg | $\frac{\partial \Delta P}{\partial G} _{INT} \leq \frac{\partial \Delta P}{\partial G} _{EXT}$ | El flujo se traslada repentinamente a una nueva condición de operación estable |
| | Crisis de ebullición | Transferencia de calor no efectiva (en superficie) | Cambio de la temperatura de pared y oscilación del flujo |
| | Inestabilidad de transición entre patrones de flujo | Flujo en régimen de burbujeo con menor fracción de vapor y mayor caída de presión | Transiciones cíclicas entre patrones de flujo y variaciones del caudal |
| | Bumping, geysering y chugging | Ajustes periódicos de las condiciones metaestables debidos a la falta de núcleos de ebullición | Proceso periódico de super-calentamiento por evaporación violenta con posible eyección y reposición |
| Inestabilidades dinámicas | Oscilaciones acústicas | Resonancia de ondas de presión | Altas frecuencias (10 – 100 Hz) relacionadas con el tiempo característico de propagación de la onda de presión en el sistema |
| | Ondas de densidad (DWOs) | Fenómenos de retardo y retroalimentación entre el caudal, la densidad y la caída de presión | Frecuencias relacionadas con el tiempo característico de propagación como onda continua |
| | Oscilaciones térmicas | Interacción de la dinámica del fluido con los coeficientes de transferencia de calor | Oscilaciones de la temperatura de pared de gran amplitud debidas a transiciones entre diferentes regímenes de ebullición |
| | Oscilaciones de la caída de presión | Interacción dinámica entre el canal y el volumen compresible iniciada por una variación en el flujo | Proceso periódico e muy baja frecuencia |
| | Inestabilidad de canales paralelos | Interacción entre canales paralelos | Diversos modos de redistribución del flujo |
| | | | |

Muchas de estas inestabilidades han sido objeto de estudio, tanto desde el punto de vista experimental como numérico, tanto para flujos en ebullición donde se transfiere calor por efecto Joule (calentando las paredes del generador mediante resistencias eléctricas) o por convección forzada (calentando las paredes del generador mediante otro fluido en circulación forzada), (Boure *et al.*, 1973; Kakac y Bon, 2008), como para flujos donde se transfiere el calor por convección natural (calentando las paredes del generador mediante otro fluido en circulación natural), (Nayak y Vijayan, 2008).

De entre las inestabilidades termo-hidráulicas que se pueden dar en flujos en ebullición, las ondas de densidad, DWOs (*Density Wave Oscillations*), son las inestabilidades dinámicas más investigadas en tubos en paralelo por ser las más habituales. Particularmente, los casos más estudiados son los de geometrías simples calentadas eléctricamente, como la de tubos rectos. Sin embargo, aún son pocos los trabajos que las contemplan en geometrías más complejas, como los tubos helicoidales. Destacan los trabajos de Colombo *et al.* (2011) y Papini *et al.* (2014) para tubos helicoidales donde se transfiere calor por efecto Joule y los de Ünal *et al.* (1981); Ünal (1981) para tubos helicoidales donde se transfiere por convección forzada.

Las ondas de densidad (DWOs) son inestabilidades de baja frecuencia debidas a retardos y retroalimentaciones múltiples entre los caudales que circulan por cada uno de los tubos de un generador, las tasas de producción de vapor y las caídas de presión, (Ünal *et al.*, 1981; Ünal, 1981). Las diferencias de densidad entre el fluido entrante en el generador (agua saturada) y el fluido saliente (vapor sobrecalentado) desencadenan retardos en la distribución de las caídas de presión a lo largo de los tubos, las cuales pueden dar lugar a oscilaciones en los caudales máxicos desfasadas entre sí y auto-sostenidas. Los colectores inferior y superior de un generador imponen la condición de contorno de caída de presión constante requerida para desencadenar las oscilaciones de los caudales.

El generador de vapor descrito en este trabajo presenta un comportamiento inestable, tal y como se desprende de las gráficas del Capítulo 3: Figura 3.5, Figura 3.6 y Figura 3.7. Probablemente, esto es debido a su diseño de solo tres tubos helicoidales alineados de diferentes diámetros de hélice. Este hecho dará lugar a intercambios de calor diferentes y, por tanto, tasas de producción de vapor diferentes en cada uno de los tubos, tanto en cantidad como en calidad. Además, puesto que son las pérdidas de carga las que dan lugar a un reparto de caudales diferente entre ellos, esta subdivisión del caudal en cada uno de los tubos se convierte en un fenómeno que realimenta la propia inestabilidad del generador de vapor, ya que:

- dado un cierto caudal de agua entrante en uno de los tubos, éste se evapora disminuyendo su densidad y, en consecuencia, disminuyendo la pérdida de carga a lo largo del tubo,
- debido a la condición de contorno de caída de presión total constante, esta disminución hace que la demanda de caudal aumente en dicho tubo y, en consecuencia, disminuya en otros,
- ahora bien, un aumento del caudal provoca una disminución en la producción de vapor y, por lo tanto, se tiene una mayor presencia de fase líquida (más densa) en el tubo,
- a mayor presencia de fase líquida, mayor pérdida de carga en el tubo, lo que provoca una disminución de la demanda de caudal por éste, afectando de nuevo al resto de tubos,
- y así, se inicia un ciclo de inestabilidad auto-sostenida.

Por lo tanto, las inestabilidades que se observan en el generador de vapor integrado de ENEA podrían ser clasificadas dentro de la tipología DWOs. Puesto que su identificación no es objeto de estudio en este trabajo, esta clasificación queda dada como hipótesis cuya demostración se relega a un posible trabajo futuro.

B.2 Análisis experimental

Un sistema inestable puede caracterizarse mediante la monitorización de la oscilación de los caudales máscos. Así, en un generador de vapor operando en régimen estacionario se considera que las inestabilidades están completamente desarrolladas cuando las amplitudes de las oscilaciones de los caudales máscos individuales alcanzan el 100 % del caudal total (Colombo, 2013). En el caso en estudio, como se puede comprobar en la Tabla 3.7, el caudal máximo en cada uno de los tubos es del mismo orden que el caudal total.

A continuación, se procede a analizar cómo afectan las inestabilidades, completamente desarrolladas, al funcionamiento del prototipo.

En la Figura B.1 se muestran los caudales máscos a la entrada de cada uno de los tubos helicoidales (**MFI_8_20n**) así como las presiones del agua en el colector de entrada del generador (**PI_8_200**) y del vapor en el de salida (**PI_8_210**) durante 72 s (entre los 8640 s y los 8712 s). Este periodo de tiempo representa un zoom elegido al azar dentro de la zona central definida en el Capítulo 3 (aquella no afectada por los transitorios).

Los caudales presentan la misma frecuencia de oscilación, aproximadamente 0.05 Hz, y su amplitud alcanza valores de prácticamente el 100 % del caudal máscico total del circuito

agua-vapor en la zona cuasi-estacionaria, $0.085 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$, como ya se mencionó con anterioridad. Todos ellos viajan desfasados de la siguiente forma: **MFI_8_202** con **MFI_8_203**, 0.72π , **MFI_8_203** con **MFI_8_201**, 0.90π , y **MFI_8_201** con **MFI_8_202**, 0.38π . En cambio, las presiones en los colectores de entrada y salida, aunque aún se ven ligeramente perturbadas por las oscilaciones de los caudales, su diferencia se mantiene constante e igual a 4.6 bar (i.e. viajan en fase manteniendo la condición de contorno de caída de presión constante).

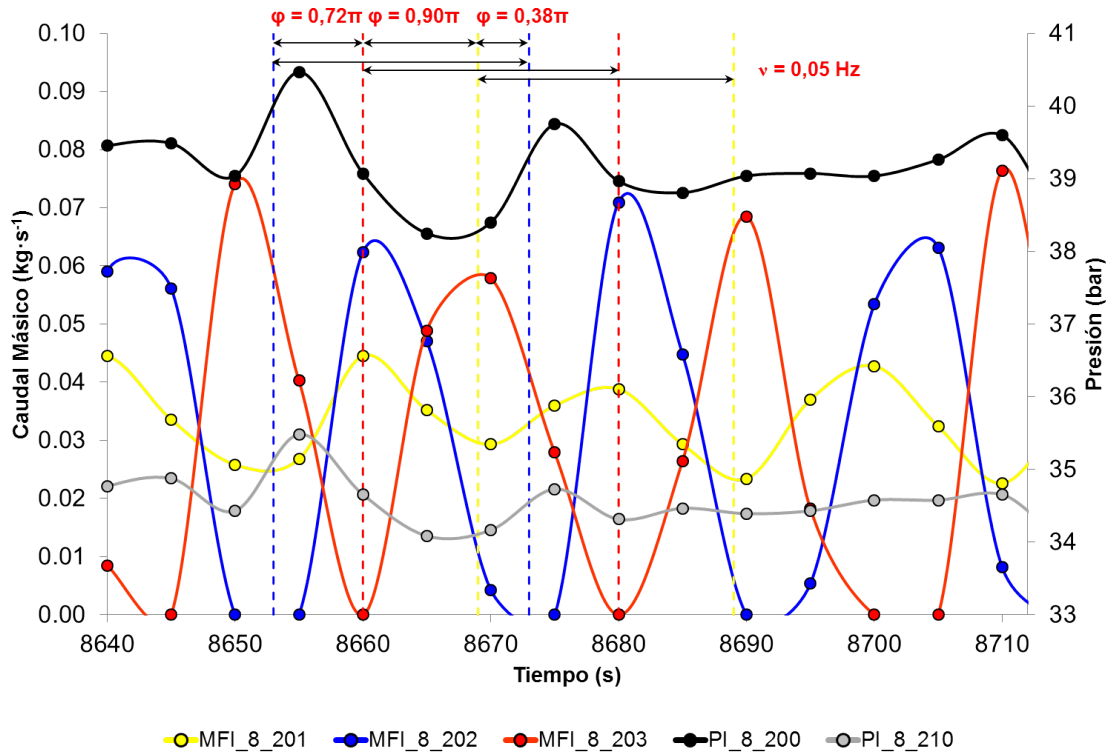


Figura B.1: Inestabilidades completamente desarrolladas en la zona central de la fase cuasi-estacionaria y su efecto sobre las presiones en los colectores del generador.

Estos resultados indican que las inestabilidades en este diseño de generador de vapor son más complejas que en otros generadores de vapor helicoidales estudiados (Colombo *et al.*, 2011; Papini *et al.*, 2014). En estos trabajos, el generador de vapor utilizado disponía solamente dos tubos helicoidales, mientras que el descrito en este estudio dispone de tres, lo cual implica un mayor número de modos de oscilación posible de las ondas de densidad.

En la Figura B.2, se muestran cada uno de los caudales másicos a la entrada de los tubos helicoidales, **MFI_8_20n**, junto con sus respectivas temperaturas: del agua a la entrada de los tubos, **TI_8_20n** (Figura B.2: a), c) y e)), y del vapor a la salida de los mismos, **TI_8_21n** (Figura B.2: b), d) y f)) durante 140 s (entre los 8640 s y los 8780 s). Al igual que antes, este periodo de tiempo representa un zoom elegido al azar dentro de la zona central definida en el Capítulo 3 (aquella no afectada por los transitorios).

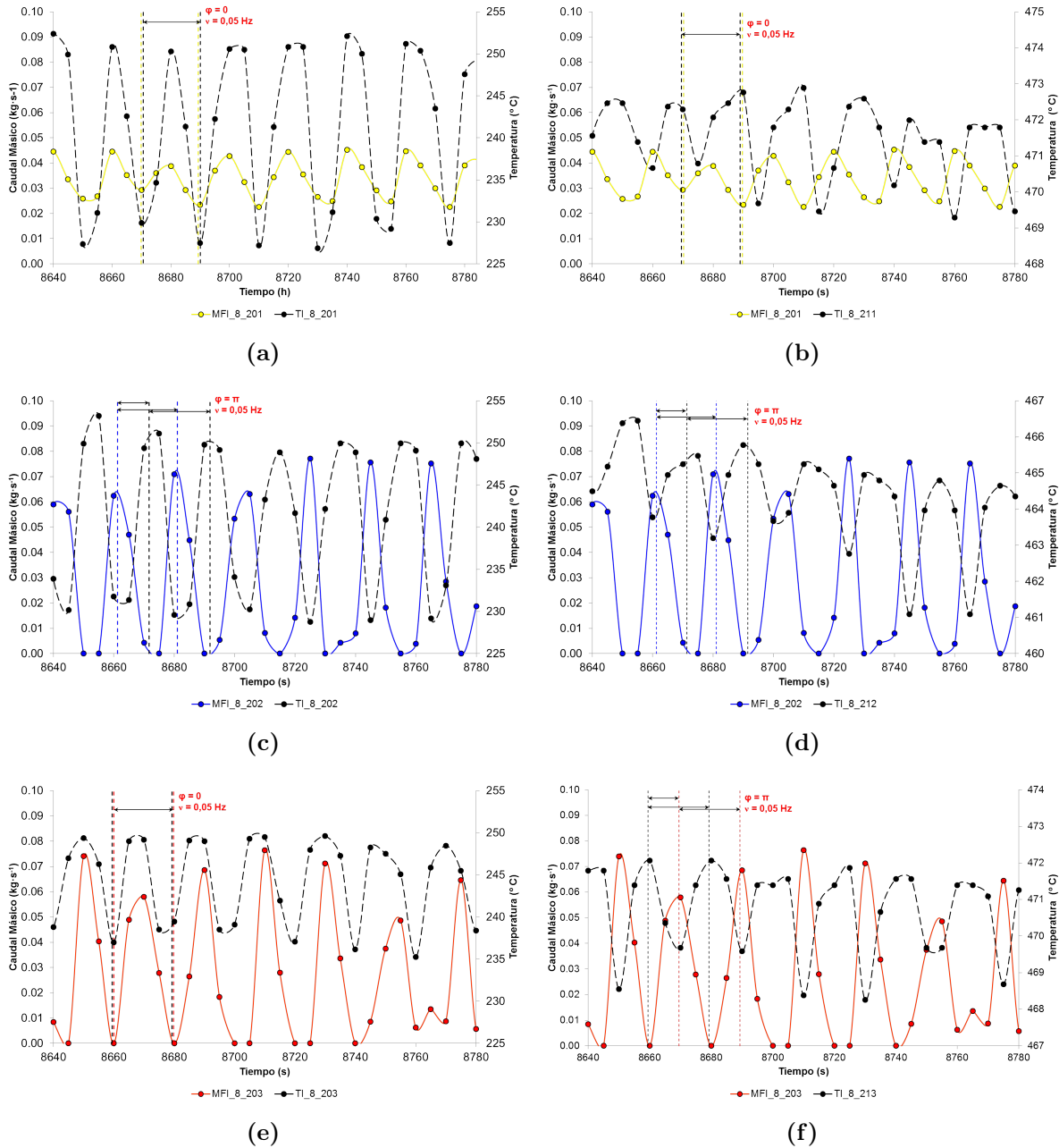


Figura B.2: Inestabilidades completamente desarrolladas en la zona central de la fase cuasi-estacionaria y su efecto sobre las temperaturas al comienzo y final de los tubos helicoidales.

Las temperaturas se ven afectadas por las oscilaciones de los caudales oscilando con la misma frecuencia que ellos, 0.05 Hz. Por otro lado, se comprueba que los caudales que circulan por los tubos helicoidales exterior e interior (**MFI_8_201** y **MFI_8_203** respectivamente), parece que están en fase con sus respectivas temperaturas a la entrada (Figura B.2: a) y e)) y en desfase a la salida (Figura B.2: b) y f)), mientras que el caudal que circula por el tubo helicoidal central (**MFI_8_202**) parece estar en desfase con sus respectivas temperaturas tanto a la entrada como a la salida (Figura B.2: c) y d). La amplitud de las temperaturas de entrada es de hasta 25 °C aproximadamente en el caso de los tubos helicoidales exterior y

central (Figura B.2: a) y c)) y de hasta aproximadamente $15\text{ }^{\circ}\text{C}$ en el caso del tubo interior (Figura B.2: e)), aunque en la fase cuasi-estacionaria el rango máximo puede llegar hasta los valores que se derivan de la Tabla 3.3. En cambio, la amplitud de las temperaturas de salida es de aproximadamente $4\text{ }^{\circ}\text{C}$ en todos los casos ((Figura B.2: b), d) y f).

En la Figura B.3, se muestran las temperaturas de pared del tubo helicoidal interno del generador de vapor (ver Figura 3.1), medidas a varias alturas (**TI_8_3n1**) durante un periodo de 58 s (entre los 8640 s y las 8698 s) dentro de la zona central de la fase cuasi-estacionaria.

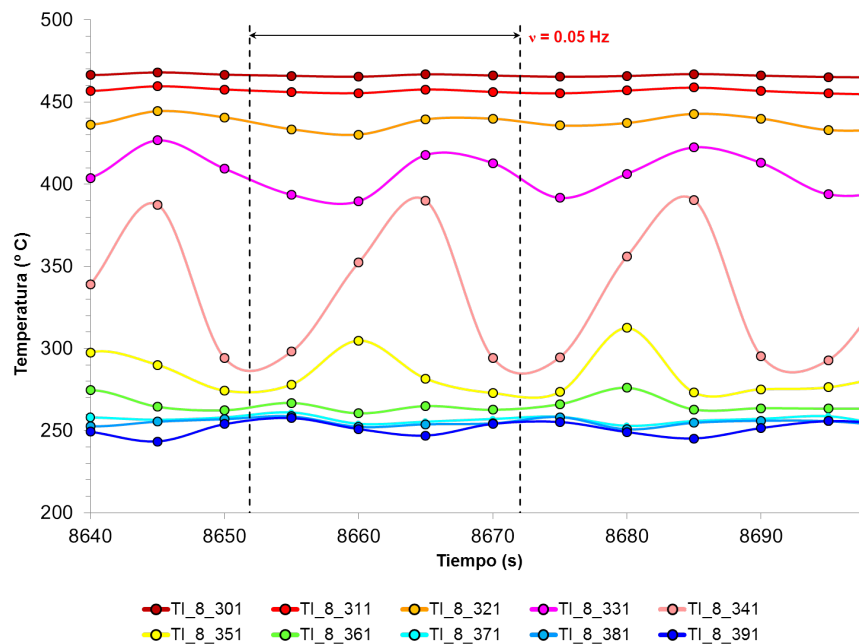


Figura B.3: Efecto de las inestabilidades sobre las temperaturas de pared del tubo helicoidal interno.

Se observa que a una determinada altura se inducen oscilaciones de temperatura en las paredes del tubo de gran amplitud ($>100\text{ }^{\circ}\text{C}$). Esta temperatura, **TI_8_341**, oscila con la misma frecuencia de oscilación que los caudales, 0.05 Hz , resultado consistente con lo predicho por Naitoh *et al.* (1974).

Las oscilaciones térmicas se clasifican dentro de las inestabilidades dinámicas (Boure *et al.*, 1973) y, generalmente, son debidas a otras inestabilidades (por ejemplo, de la tipología DWOs, según Stenning (Kakac y Bon, 2008).

En un generador de vapor, debido a la existencia de inestabilidades, a una determinada altura el flujo bifásico puede oscilar entre un determinado tipo de régimen y otro de manera que los coeficientes de transferencia de calor a esa altura pueden variar alternativamente de valores más altos a valores más bajos, tal y como se ilustra con la Figura 1.26. Por ejemplo, es típico en estos casos que si a una determinada altura se está en las proximidades del comienzo del

régimen de superficie seca (*dryout*), se pueden inducir oscilaciones de temperatura en las paredes del generador de gran amplitud. Este comportamiento puede ser muy perjudicial desde el punto de vista estructural ya que puede ocasionar fatiga térmica en las paredes del generador (Kakaç *et al.*, 1988).

Según Kakac y Bon (2008), en presencia de inestabilidades, las oscilaciones de temperatura en las paredes tienen dos modos, uno de alta frecuencia y baja amplitud y otro de baja frecuencia y alta amplitud. Al modo de baja frecuencia y alta amplitud se caracteriza por tener, de hecho, la misma frecuencia que las inestabilidades que lo generan.

Las características arriba descritas pueden ser extrapolables a otros intervalos de tiempo dentro de la zona central de la fase cuasi-estacionaria.

Finalmente, notar que una alternativa a la hora de inhibir las inestabilidades termo-hidráulicas en generadores de vapor es emplear orificios calibrados a la entrada de los tubos helicoidales (Kakaç *et al.*, 1999). Mediante otros ensayos realizados durante el proyecto OPTS empleando orificios calibrados en esta disposición se pudo comprobar su efecto en los rangos de condiciones de operación barridos. Su análisis queda también fuera de los objetivos de este trabajo.

Anexo C

Modelización de las pérdidas de carga en el lado agua-vapor

En este anexo se lleva a cabo la modelización de las pérdidas de carga en el tramo del circuito agua-vapor comprendido entre los colectores de entrada y salida al generador de vapor (ver §2.4) con objeto de poder establecer ciertas condiciones de contorno al modelo CFD del Capítulo 6.

En primer lugar, se describe el modelo y sus principales hipótesis y, en segundo lugar, se evalúan los resultados obtenidos mediante los datos experimentales del ensayo de descarga del día 29 de octubre de 2012.

C.1 Descripción del modelo

El modelo propuesto divide el tramo comprendido entre los colectores del generador en 4 subtramos en función de la transferencia de calor (subtramo adiabático o diatermo) y del estado del flujo (subtramo monofásico o bifásico).

De este modo se tienen,

- Subtramo 1, que comprende desde el colector de entrada hasta el comienzo de los tres tubos helicoidales. Contiene tres tubos rectos de igual longitud en vertical, sus respectivas uniones codo a tres tubos rectos de igual longitud en horizontal, tres tubos rectos de igual longitud en horizontal (considerada despreciable) y la unión de éstos al colector de entrada.

Este subtramo se asume adiabático ya que, una vez dentro del tanque, la transferencia de calor de las sales fundidas a los tubos helicoidales se ve inhibida por el *downcomer*

y, fuera de él, la transferencia de calor de los tubos helicoidales al aire ambiente se ve inhibida mediante un aislante térmico. En él, el fluido entra como agua subenfriada a $(\mathbf{TI_8_200}, \mathbf{PI_8_200})$, y sale como a agua saturada a $\mathbf{TI_8_20n}$, por lo tanto, en este subtramo el flujo es monofásico en estado líquido.

- Subtramo 2, comprende desde el comienzo de los tres tubos helicoidales hasta que los títulos de vapor locales en cada tubo, $\{\bar{x}_\#\}_{\#=1,2,3}$, son ≈ 1 . Contiene tres tubos helicoidales de longitudes diferentes en vertical y sus respectivas uniones codo a los tubos rectos en vertical del subtramo anterior.

Este subtramo se asume diatermo ya que si existe transferencia de calor de las sales fundidas a los tubos helicoidales. En él, el fluido entra como agua saturada a $\mathbf{TI_8_20n}$ y sale como vapor saturado, por lo tanto, en este subtramo el flujo es bifásico.

- Subtramo 3, comprende desde que los títulos de vapor locales en cada tubo, $\{\bar{x}_\#\}_{\#=1,2,3}$, son ≈ 1 , hasta el final de los tres tubos helicoidales. Contiene tres tubos helicoidales en vertical de longitudes diferentes y sus respectivas uniones codo a los tubos rectos en vertical del subtramo siguiente.

Este subtramo se asume diatermo ya que si existe transferencia de calor de las sales fundidas a los tubos helicoidales. En él, el fluido entra como vapor saturado y sale como vapor sobrecalentado a $\mathbf{TI_8_21n}$, por lo tanto, en este subtramo el flujo es monofásico en estado gaseoso.

- Subtramo 4, comprende desde el final de los tres tubos helicoidales hasta el colector de salida. Contiene tres tubos rectos en vertical de igual longitud, dos de ellos con dos codos a 45° , y la unión de éstos al colector de salida.

Este subtramo se asume adiabático ya que la transferencia de calor de las sales fundidas a los tubos helicoidales es muy pobre (por un lado, solamente un área muy pequeña de ellos está en contacto directo con las sales y, por otro, a través de este área el gradiente térmico es muy escaso) y, fuera de él, la transferencia de calor de los tubos helicoidales al aire se ve inhibida mediante un aislante térmico. En él, el fluido entra como vapor sobrecalentado a $\mathbf{TI_8_21n}$, y sale como vapor sobrecalentado a $(\mathbf{TI_8_211}, \mathbf{PI_8_210})$, por lo tanto, en este subtramo el flujo es monofásico en estado gaseoso.

Notar que en el modelo CFD implementado en el Capítulo 6 solo se tienen en cuenta los subtramos 2 y 3 (subtramos diatermos).

La caída de presión en un fluido circulando por el interior de una tubería se debe a la variación de la energía cinética y potencial del fluido y a la propia fricción con las paredes de la tubería.

Por lo tanto, a cada uno de los subtramos anteriormente descritos, se le ha aplicado la ecuación de conservación de la energía:

$$P_{OUT} - P_{IN} = \Delta P_{est} + \Delta P_{mom} + \Delta P_{fri} \quad (C.1)$$

donde, P_{OUT} y P_{IN} son las presiones del fluido a la salida y entrada de dicho subtramo respectivamente, ΔP_{est} , es la variación de carga estática, ΔP_{mom} , la variación de carga de momento y, ΔP_{fri} , la variación de carga de fricción.

Cada uno de estos subtramos lleva asociado un diámetro característico que, en este caso, es contante e igual a d_i . Por tanto, en los subtramos adiabáticos, al no haber variaciones ni de la velocidad ni del caudal volumétrico, el segundo término de la ecuación es nulo.

Es decir, que en los subtramos adiabáticos se tiene:

$$P_{OUT} = P_{IN} - \bar{\rho} g \Delta z \text{ sen } \varphi - \Delta P_{fri} \quad (C.2)$$

donde, g es la gravedad, Δz la variación de la altura en dichos subtramos, φ el ángulo de inclinación de los tubos (90° en el caso de tubos rectos en vertical y $\approx 2^\circ$ en el caso de tubos helicoidales en vertical) y $\bar{\rho}$ la densidad media del fluido en dichos subtramos calculada como:

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{\rho}_{IN} + \bar{\rho}_{OUT}}{2} \quad (C.3)$$

siendo ρ_{IN} y ρ_{OUT} las densidades del fluido a la entrada y salida de dichos subtramos respectivamente.

Y, en los subtramos diatérmos se tiene que:

$$P_{OUT} = P_{IN} - \bar{\rho} g \Delta z \text{ sen } \varphi - \frac{v_{OUT} - v_{IN}}{2} G^2 - \Delta P_{fri} \quad (C.4)$$

siendo G el flujo másico y v_{IN} y v_{OUT} los volúmenes específicos del fluido a la entrada y salida de dichos subtramos respectivamente.

En los primeros, el último término, la variación de carga de fricción viene dada por:

$$\Delta P_{fri} = ff \text{ PAR} + \Delta P_{con} \quad (C.5)$$

es decir, es la suma de las pérdidas de carga distribuidas y concentradas.

En las distribuidas, ff es el factor de fricción y PAR es:

$$\text{PAR} = \frac{2G^2 L \bar{v}}{d_i} \quad (C.6)$$

donde L es la longitud de los tubos en dichos subtramos (ver Tabla C.1) y \bar{v} es el volumen específico medio del fluido calculado como:

$$\bar{v} = \frac{v_{IN} + v_{OUT}}{2} \quad (C.7)$$

Se ha asumido que las paredes de los tubos son suaves ya que se ha considerado un acabado tipo 2B (EN 10088-2, Euro Inox (2014)) y, en el rango de números de Reynolds, Re , barrido durante el ensayo, $3 \cdot 10^4 < Re < 2 \cdot 10^5$, se ha comprobado que el flujo es hidráulicamente liso. Por tanto, para el cálculo de ff , se ha empleado la correlación aproximada de Karman-Nikuradse (Kakaç *et al.*, 2002), que es apta para flujos turbulentos en tuberías suaves en un rango de Re adecuado para este caso ($3 \cdot 10^4 < Re < 10^6$).

Su expresión es:

$$ff = 0.046 Re^{-0.2} \quad (C.8)$$

siendo Re :

$$Re = \frac{G d_i}{\bar{\mu}} \quad (C.9)$$

donde $\bar{\mu}$ es la viscosidad dinámica media del fluido calculada como:

$$\bar{\mu} = \frac{\mu_{IN} + \mu_{OUT}}{2} \quad (C.10)$$

siendo μ_{IN} y μ_{OUT} las viscosidades dinámicas del fluido a la entrada y salida de dichos subtramos respectivamente.

Tabla C.1: Tipos y características de los tubos considerados en el modelo.

| | Rectos en vertical | | Rectos en horizontal | | Helicoidales en vertical | |
|------------|--------------------|---------|----------------------|---------|--------------------------|---------|
| | Nº | L (m) | Nº | L (m) | Nº | L (m) |
| Subtramo 1 | 3 | 3.5 | 3 | 0.0 | 0 | 0.0 |
| Subtramo 2 | 0 | 0.0 | 0 | 0.0 | 3 | * |
| Subtramo 3 | 0 | 0.0 | 0 | 0.0 | 3 | * |
| Subtramo 4 | 3 | 1.8 | 0 | 0.0 | 0 | 0.0 |

* Objeto de cálculo en el siguiente apartado de este anexo

En las concentradas se tiene que:

$$\Delta P_{con} = n_i f f_i \left(\frac{G^2}{2\bar{\rho}} \right) \quad (C.11)$$

donde i es el tipo de pérdida de carga concentrada y n_i el número de éstas. Por ejemplo, pueden ser elementos tales como: codos, orificios calibrados (en este caso no hay), uniones de entrada y salida, instrumentación (en este caso, su efecto se asume despreciable), válvulas

(en este caso no hay), etc.

En la Tabla C.2 se resumen los elementos presentes en cada subtramo.

Tabla C.2: Tipos y características de las pérdidas de carga concentradas consideradas en el modelo, CRANE (1989).

| | Unión con el colector de entrada | | Unión con el colector de salida | | Codos de 90° | | Codos de 45° | |
|------------|-------------------------------------|--------|------------------------------------|--------|-----------------|--------|-----------------|--------|
| | n_i | ff_i | n_i | ff_i | n_i | ff_i | n_i | ff_i |
| Subtramo 1 | 1 | 0.5 | 0 | 0 | 3 | 0.78 | 0 | 0 |
| Subtramo 2 | 0 | 0 | 0 | 0 | 3 | 0.78 | 0 | 0 |
| Subtramo 3 | 0 | 0 | 0 | 0 | 3 | 0.78 | 0 | 0 |
| Subtramo 4 | 0 | 0 | 1 | 0.5 | 0 | 0 | 4 | 0.416 |

En el subtramo diatermo monofásico, la variación de carga de fricción viene dada por la misma expresión que en los subtramos adiabáticos, en cambio, en el subtramo diatermo bifásico se ha aplicado la siguiente aproximación:

$$\Delta P_{fri} = ff_l \Phi^2 PAR + \Delta P_{con} \quad (C.12)$$

Es decir, se asume la forma anterior como si todo el flujo fuese monofásico líquido (y, por tanto, el factor de fricción, ff_l , es función del número de Reynold del líquido, Re_l) pero modificada por un factor bifásico, Φ^2 .

En este caso, en el subtramo diatermo bifásico se verifica que $\mu_{l,SAT}/\mu_{v,SAT} < 1000$ y $0 \leq \{\bar{x}_\#\}_{\# = 1,2,3} \leq 1$, por lo que es adecuado el uso de la correlación de Friedel para el cálculo de Φ^2 (Thome (2006)). Éste, viene dado por:

$$\Phi^2 = E + \frac{3.24F H}{Fr^{0.045} W e_l^{0.035}} \quad (C.13)$$

donde los parámetros adimensionales E , F y H son:

$$E = (1 - \bar{x})^2 + \bar{x}^2 \left(\frac{\rho_{l,SAT} f_{l,SAT}}{\rho_{v,SAT} f_{v,SAT}} \right)$$

$$F = \bar{x}^{0.78} (1 - \bar{x})^{0.224} \quad (C.14)$$

$$H = \left(\frac{\rho_{l,SAT}}{\rho_{v,SAT}} \right)^{0.91} \left(\frac{\mu_{v,SAT}}{\mu_{l,SAT}} \right)^{0.19} \left(1 - \frac{\mu_{v,SAT}}{\mu_{l,SAT}} \right)^{0.7}$$

donde $\rho_{l,SAT}$ y $\rho_{v,SAT}$ son las densidades, $\mu_{l,SAT}$ y $\mu_{v,SAT}$ las viscosidades y $f_{l,SAT}$ y $f_{v,SAT}$ los factores de fricción, del líquido y el vapor respectivamente calculados a la temperatura de

saturación T_{SAT} . Y, \bar{x} el título de vapor local del fluido en dicho subtramo calculado como:

$$\bar{x} = \frac{x_{IN} + x_{OUT}}{2} \quad (C.15)$$

siendo x_{IN} y x_{OUT} los títulos del fluido a la entrada y salida de dicho subtramo respectivamente.

Puesto que, como ya se ha mencionado, este subtramo comprende desde el comienzo de los tubos helicoidales (donde se tiene agua saturada a **TI_8_20n**) hasta que los títulos de vapor locales en cada tubo, $\{\bar{x}_{\#}\}_{\#=1,2,3}$ son ≈ 1 , para los cálculos se ha asumido que $\bar{x} = 0.5$.

Notar que, a pesar de que las propiedades locales de un flujo bifásico dependen del título de vapor local y, por tanto, en este subtramo sería más preciso llevar a cabo un cálculo de pérdidas de carga discretizado, dados los objetivos de este anexo, la suposición hecha puede ser un buen compromiso.

Y, los números adimensionales de Froude, Fr , y Weber del líquido, We_l son:

$$Fr = \frac{G^2}{g d_i \rho_{hom}^2} \quad (C.16)$$

$$We_l = \frac{G^2 d_i}{\sigma_l \rho_{hom}}$$

donde, σ_l es la tensión superficial del líquido y ρ_{hom} es la densidad homogénea (Thome, 2006) en función de la calidad de valor media, dada por:

$$\rho_{hom} = \left(\frac{\bar{x}}{\rho_l} \frac{1 - \bar{x}}{\rho_v} \right)^{-1} \quad (C.17)$$

Finalmente, puesto que en los subtramos 2 y 3, la geometría helicoidal de los tubos puede incrementar las pérdidas de carga, en ellos, se ha optado por emplear la correlación de Ito (1959) para el cálculo del factor fricción helicoidal, ff_{hel} . Ésta, es apta para flujos turbulentos y, ya ha sido aplicada en generadores de vapor de tubos helicoidales operando en convección forzada (Kozeki *et al.*, 1970; Ünal *et al.*, 1981; Nariai *et al.*, 1982), etc.. Su expresión es:

$$ff_{hel} = ff \left(Re \left(\frac{d_i}{D} \right)^2 \right)^{0.05} \quad (C.18)$$

Es decir, se asume el factor de fricción anterior ff pero modificado en función del número de Dean, De ($De = Re \sqrt{d_i/D}$), donde D es el diámetro de hélice.

Notar que, el cálculo de las propiedades del fluido en cada uno de los subtramos anteriormente

descritos se ha realizado con el software comercial WaterSteamPro 6.5[®] (Orlov, 2010).

C.2 Metodología para la determinación de las longitudes de los tubos en los subtramos 2 y 3

Una vez denotados los tubos helicoidales como $\# = 1, 2, 3$: externo o más cercano a la *shell*, central e interno o más cercano al *downcomer*, respectivamente, sus respectivas longitudes, en el subtramo 2, se calculan a partir de:

$$\left\{ L_{\#} = \pi D_{\#} \frac{z_{bif_{\#}} - 0.651}{X_{ver}} \right\}_{\#=1,2,3} \quad (C.19)$$

y en el subtramo 3 a partir de:

$$\left\{ L_{\#} = \pi D_{\#} \frac{1.821 - z_{bif_{\#}}}{X_{ver}} \right\}_{\#=1,2,3} \quad (C.20)$$

Es decir que, en dichos subtramos se calcula la longitud equivalente a una vuelta de hélice, y se multiplica por el número de vueltas que hay en dicho subtramo. Donde X_{ver} es el paso vertical y $\{z_{bif_{\#}}\}_{\#=1,2,3}$ las alturas a las cuales los títulos de vapor locales en cada tubo, $\{\bar{x}_{\#}\}_{\#=1,2,3}$, son ≈ 1 .

Para determinar los títulos de vapor locales en cada tubo, éstos se han discretizado en altura tal y como se muestra en la Figura C.1.

Esta discretización, representada por el conjunto de alturas $\{z_n\}_{n=0,1,\dots,9}$ en la Figura C.1, se corresponde con la localización en altura desde el fondo del árbol de termopares de pared del tubo helicoidal 3 (**TI_8_3n1**, Figura C.1). A pesar de que entre cada z_n y z_{n+1} hay aproximadamente siete vueltas de hélice, se ha comprobado que dicha discretización es adecuada dados los errores relativos que existen al calcular los títulos de vapor locales en cada tubo $\{\Delta\bar{x}_{\#,n}\}_{\#=1,2,3;n=0,\dots,9}$, (Anexo F).

Para cada altura $\{z_n\}_{n=0,1,\dots,9}$, se ha asumido que los respectivos títulos de vapor locales, $\{\bar{x}_{\#,n}\}_{\#=1,2,3;n=0,\dots,9}$, vienen dados por:

$$\left\{ \bar{x}_{\#,n} = \frac{\dot{Q}_{int_{\#,n}}}{\dot{Q}_{nec_{\#}}} \right\}_{\#=1,2,3;n=0,\dots,9} \quad (C.21)$$

siendo, $\{\dot{Q}_{int_{\#,n}}\}_{\#=1,2,3;n=0,\dots,9}$ las potencias intercambiadas por cada tubo con las sales fundidas hasta cada $\{z_n\}_{n=0,1,\dots,9}$, y $\{\dot{Q}_{nec_{\#}}\}_{\#=1,2,3}$ las potencias necesaria para evaporar completamente el caudal másico de agua que entra en cada tubo. Los valores

$\{\dot{Q}_{int\#,n}\}_{\#=1,2,3;n=0,\dots,9}$ se obtienen a partir de los resultados numéricos a $\{t_1 = 7050 \text{ s}, t_2 = 7950 \text{ s}, t_3 = 8850 \text{ s}, t_4 = 9750 \text{ s} \text{ y } t_5 = 10650 \text{ s}\}$, todos ellos pertenecientes a la zona cuasi-estacionaria de la descarga y equi-distribuidos. El *software* calcula estas potencias como sigue:

$$\left\{ \dot{Q}_{int\#,n} = \int \dot{Q}_{\#,n}(r, \theta, z) dS_{\#,n} \right\}_{\#=1,2,3;n=0,\dots,9} \quad (\text{C.22})$$

donde $\left\{ \dot{Q}_{\#,n}(r, \theta, z) \right\}_{\#=1,2,3;n=0,\dots,9}$ son las distribuciones de potencia alrededor de cada tubo hasta cada $\{z_n\}_{n=0,1,\dots,9}$, y $\{S_{\#,n}\}_{\#=1,2,3;n=0,1,\dots,9}$ las superficies correspondientes.

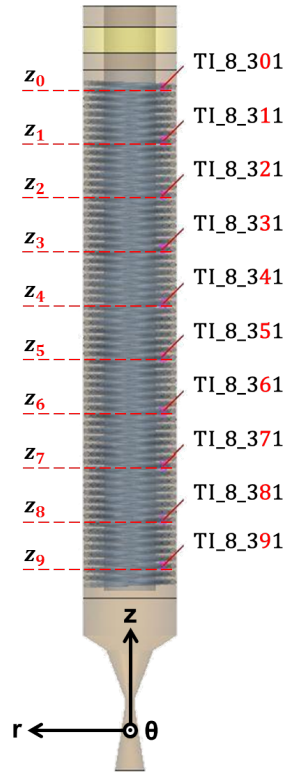


Figura C.1: Izda.eje del generador: conjunto de alturas $\{z_n\}_{n=0,1,\dots,9}$. Dcha. eje del generador: conjunto de termopares de pared del tubo helicoidal 3 (**TI_8_3n1**).

Por otro lado, $\left\{ \dot{Q}_{nec\#} \right\}_{\#=1,2,3}$ responde a la expresión:

$$\left\{ \dot{Q}_{nec\#} = \dot{m}_{ws\#} (H_{v,SAT\#} - H_{l,SAT\#}) \right\}_{\#=1,2,3} \quad (\text{C.23})$$

donde $\{H_{v,SAT\#}\}_{\#=1,2,3}$ y $\{H_{l,SAT\#}\}_{\#=1,2,3}$ son las entalpías del vapor y del agua en cada tubo helicoidal en condiciones de saturación (en este caso, $\{T_{SAT\#}\}_{\#=1,2,3} \approx \text{TI}_8_3n1$).

Con todo ello, para cada $\{z_n\}_{n=0,1,\dots,9}$, se tienen los siguientes valores de $\{\bar{x}_{\#}\}_{\#=1,2,3}$, Figura C.2.

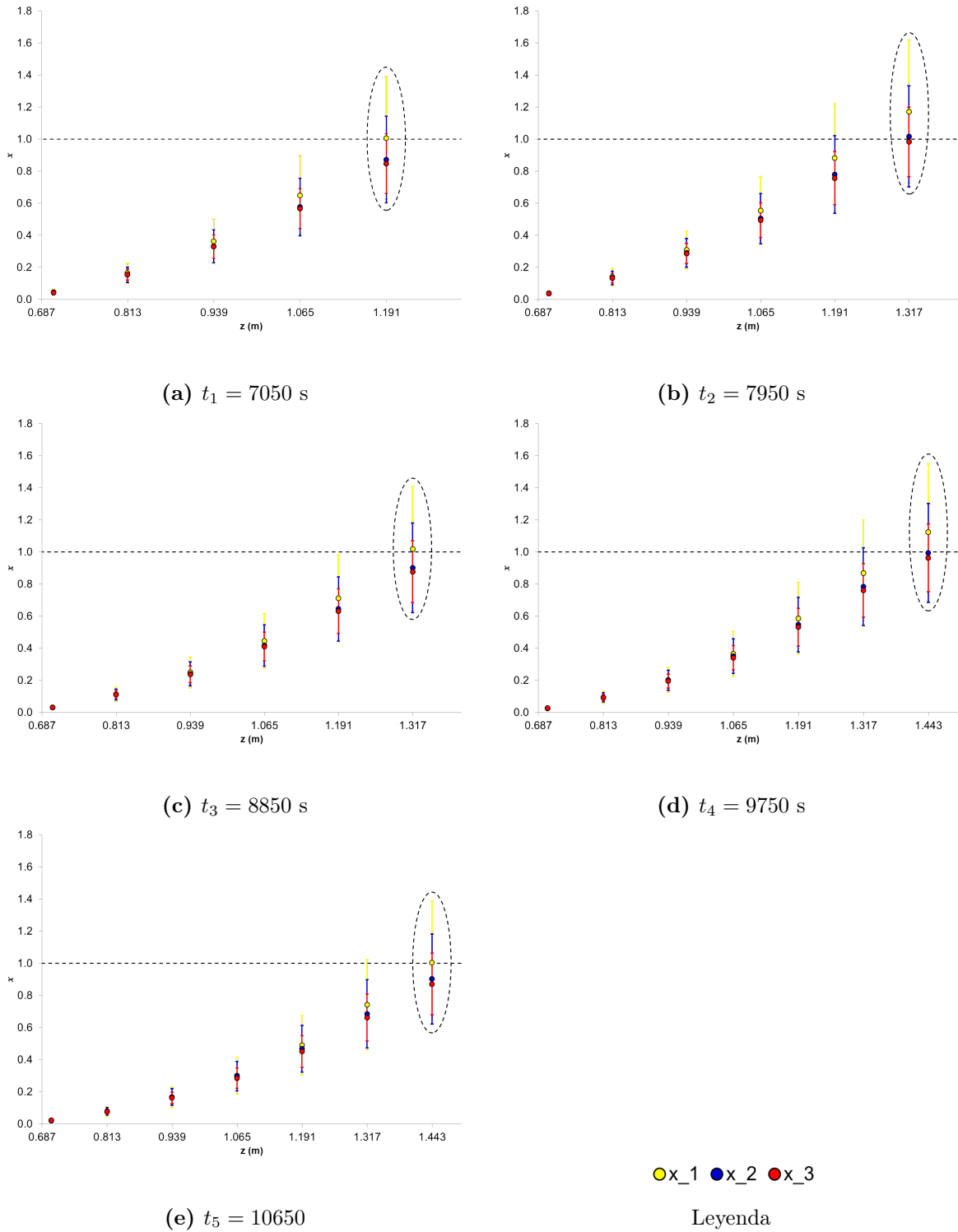


Figura C.2: Títulos de vapor locales en función de la altura del generador.

En la Figura C.2, teniendo en cuenta los valores de incertidumbre obtenidos para los títulos de vapor locales en cada tubo, las alturas indicadas con círculos punteados se asocian con aquellas en las que las calidades de vapor locales son ≈ 1 y, por tanto, en el modelo de pérdidas de carga se asumen los siguientes valores de $\{z_{bif\#}\}_{\# = 1,2,3}$ (Tabla C.3),

Tabla C.3: Alturas del subtramo 2 de la zona cuasi-estacionaria de la descarga.

| | t_1 | t_2 | t_3 | t_4 | t_5 |
|-------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| z_{bif_1} | 0.540 | 0.666 | 0.666 | 0.792 | 0.792 |
| z_{bif_2} | 0.540 | 0.666 | 0.666 | 0.792 | 0.792 |
| z_{bif_3} | 0.540 | 0.666 | 0.666 | 0.792 | 0.792 |

Bajo estas hipótesis, y suponiendo que las inestabilidades que se evidencian en los caudales durante toda la descarga no afectan a los cálculos (y, por tanto, se puede asumir un comportamiento promedio de los mismos), ver Capitulo 3 (Tabla 3.7), se ha llevado a cabo la modelización de las pérdidas de carga partiendo del comienzo del subtramo 1 (colector de entrada a **PI_8_200**), el cual alimenta al subtramo 2, que a su vez lo hace con el subtramo 3. Los resultados obtenidos al llegar al final del subtramo 4 se comparan con los datos experimentales existentes allí (colector de salida a **PI_8_210**).

Finalmente, notar que, las propiedades del fluido al comienzo del subtramo 4 se han calculado a la presión de salida de dicho subtramo ya que, por un lado, no se dispone de datos experimentales ahí y, por otro, el efecto de la diferencia de presión entre el comienzo y el final de dicho subtramo apenas afecta a las propiedades del fluido.

C.3 Validación del modelo

En la Figura C.3 se representan las diferencias entre la presión experimental **PI_8_210** y las presiones modeladas al final del subtramo 4 en cada uno de los tubos, $\{P_{mod,\#}\}_{\#=1,2,3}$, así como las medias móviles de dichas diferencias tomadas cada 250 datos durante la descarga. Las diferencias de presión se denotan por $\{\mathbf{PI}_8_210 - P_{mod,\#}\}_{\#=1,2,3}$ y las respectivas medias móviles por: $\{250 \text{ per. med. mov } (\#)\}_{\#=1,2,3}$.

Y, en la Tabla C.4, se muestran los respectivos valores estadísticos en la zona cuasi-estacionaria de la descarga, entre los 5250 s y los 11350 s (zona verde de la Figura C.3).

Como se puede observar, en esta zona, $\mathbf{PI}_8_210 - P_{mod,2} = 0$, es decir, que la caída de presión modelada entre los colectores de entrada y salida al generador de vapor a través del tubo helicoidal 2 ($\Delta P_{mod,2} = \mathbf{PI}_8_200 - P_{mod,2}$) coincide con la caída de presión experimental ($\Delta P_{exp} = \mathbf{PI}_8_200 - \mathbf{PI}_8_210$); mientras que: $\mathbf{PI}_8_210 - P_{mod,1} = 2$ y $\mathbf{PI}_8_210 - P_{mod,3} = -1$. Este resultado demuestra que los tubos helicoidales que conforman el generador de vapor están desequilibrados hidráulicamente. Resultado que, por otro lado, era de esperar dada su configuración: solo tres tubos helicoidales configurados en línea, es decir, donde $D_1 > D_2 > D_3$ (de ahí que $\Delta P_{mod,1} > \Delta P_{mod,2} > \Delta P_{mod,3}$). Este hecho puede

ser el causante de las inestabilidades que se evidencian en el flujo bifásico durante toda la descarga, tal y como se explica en el Anexo B.

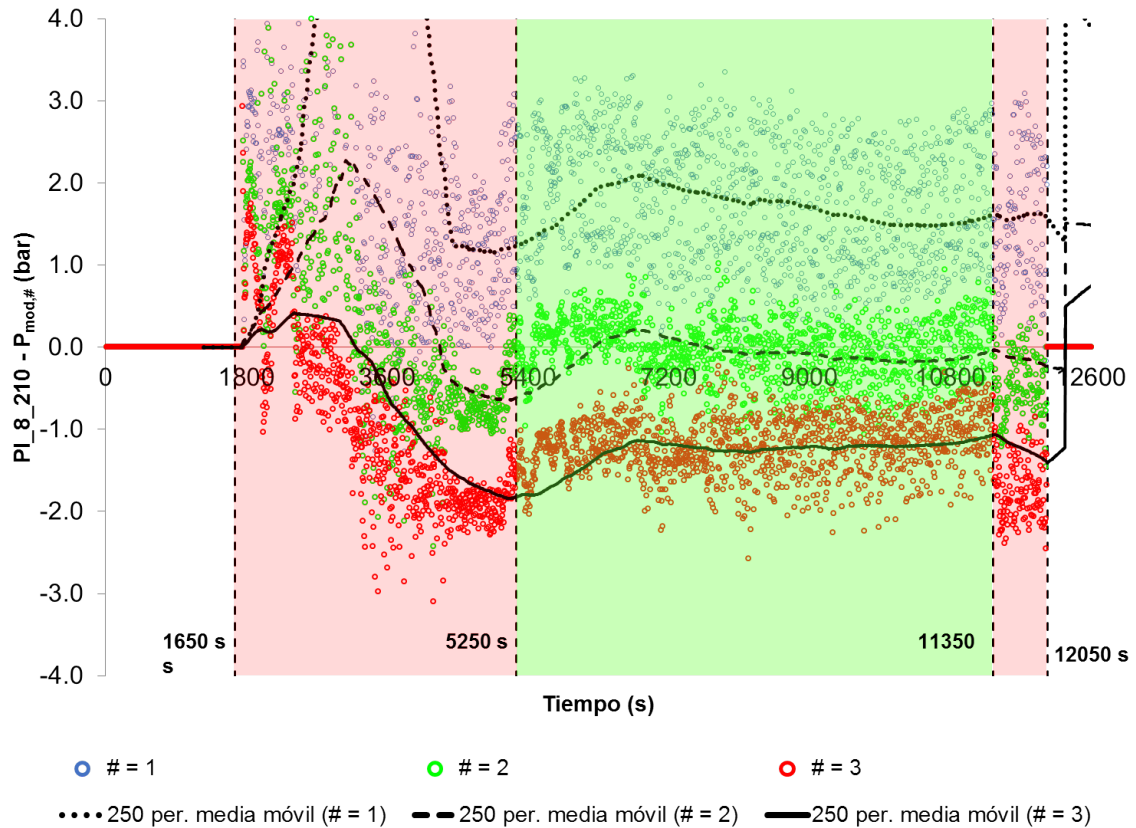


Figura C.3: Diferencias entre los datos experimentales y los resultados modelados.

Tabla C.4: $\{PI_8_210 - P_{mod,\#}\}_{\# = 1,2,3}$ en la zona cuasi-estacionaria de la descarga: valores máximo, mínimo, medio y desviación estándar.

| Referencia | V. Máximo | V. Mínimo | V. Medio | Desviación estándar |
|--------------------------------|-----------|-----------|----------|---------------------|
| $PI_8_210 - P_{mod,1}$ (bar) | 3 | 0 | 2 | 1 |
| $PI_8_210 - P_{mod,2}$ (bar) | 1 | -1 | 0 | 0 |
| $PI_8_210 - P_{mod,3}$ (bar) | 0 | 3 | -1 | 0 |

C.4 Resultados del modelo

En la Figura C.4 se muestran las presiones modeladas al comienzo del subtramo 2 y al final del subtramo 3 durante el ensayo. Es decir, las presiones: del agua a la entrada de cada uno de los tubos helicoidales, denotadas por $\{P_{IN\#}\}_{\# = 1,2,3}$, y, del vapor a la salida de cada uno de ellos, denotadas por $\{P_{OUT\#}\}_{\# = 1,2,3}$.

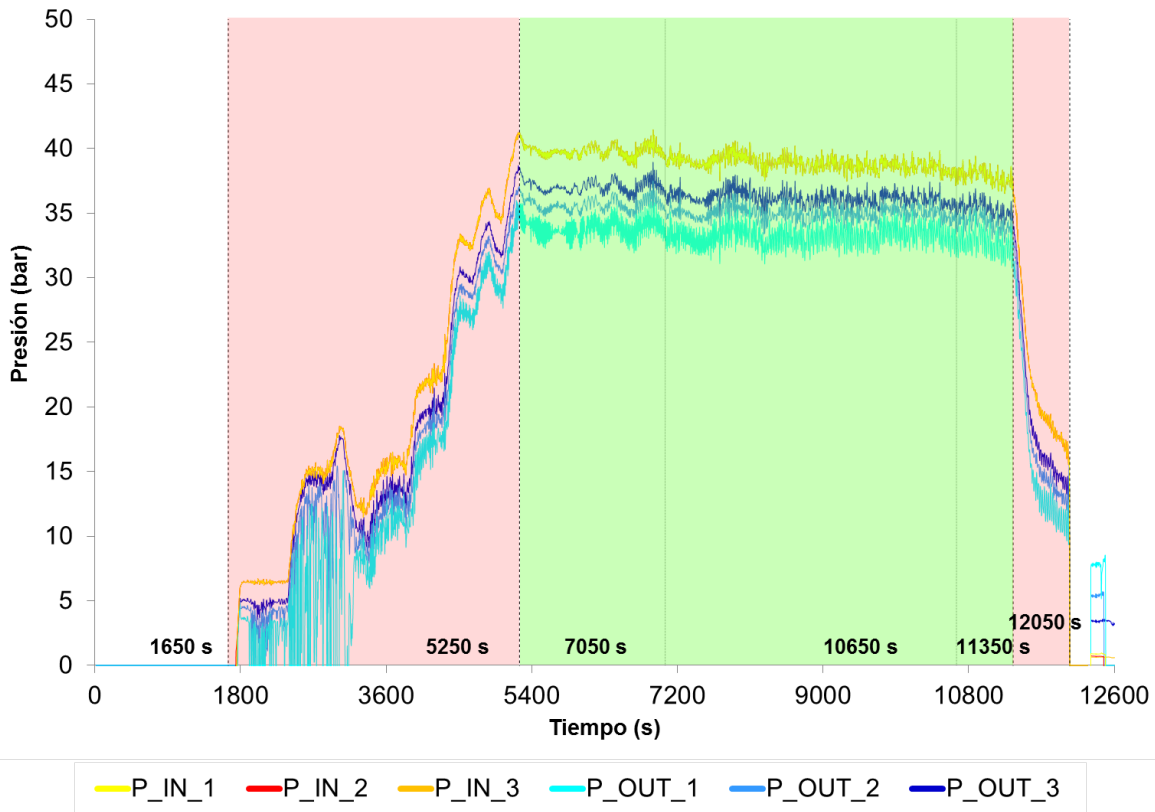


Figura C.4: Presiones modeladas al comienzo y al final de las helicoides durante el ensayo. Tramos en color rojo, zonas transitorias y tramo en color verde zona cuasi-estacionaria.

Tal y como era de esperar, $P_{IN_1} \approx P_{IN_2} \approx P_{IN_3}$, ya que a lo largo del subtramo 1 los tres tubos son equivalentes pero, a lo largo de los subtramos 2 y 3, como ya se ha mencionado anteriormente, no, de ahí que: $P_{OUT_1} < P_{OUT_2} < P_{OUT_3}$.

Estos resultados sirven para implementar adecuadamente las condiciones de contorno del modelo CFD del Capítulo 6.

Anexo D

Técnicas para la determinación del comienzo del régimen de superficie seca en flujos bifásicos

La técnica experimental más comúnmente utilizada para determinar la localización del comienzo de la región de superficie seca (*dryout*) en un flujo bifásico es el uso de las medidas de una distribución de termopares de pared (por ejemplo, Moriyama *et al.* (1993)). No obstante, no es la única, sirvan como ejemplos las siguientes.

Basada en la misma fenomenología, está la termografía infrarroja IR (Cortina-Díaz *et al.*, 2006), cuyas principales ventajas son: que se trata de una medida continua de la distribución axial de temperaturas de pared, y que la imagen puede ser adquirida sin retrasos y sin contacto.

Otra manera de determinar la posición de *dryout* es la medida de la fracción de vapor, lo que da lugar a técnicas no dependientes de la temperatura de pared (Jha *et al.*, 2012). Existe una amplia variedad de éstas que se han ido desarrollando para realizar este tipo de medidas, como puede derivarse de las revisiones de Hewitt (1978, 1982), y de Leblond y Stepowski (1994). Destaca también el trabajo de Delhay y Cognet (1983) sobre técnicas de medición locales de la fracción de vapor basadas en sondas de conductividad, sondas ópticas y anemómetro térmico.

En general, hoy en día, la mayor parte de este segundo tipo de técnicas se basan en diferentes tipos de sistemas de formación de imagen. Algunos ejemplos son:

- los sistemas de formación de imagen plana, como las imágenes de rayos X simultaneadas con técnicas fotográficas de alta velocidad, (Bennett *et al.*, 1965; Hewitt y Roberts, 1969), y las radiografías de neutrones con alta tasa de fotogramas obtenidas mediante

haces estacionarios de neutrones térmicos, (Mishima y Hibiki, 1998)

- los sistemas de formación de imagen basados en tomografía computarizada CT (*Computed Tomography*) como los dispositivos CT de rayos X por haces de electrones (Bieberle *et al.*, 2008), la imagen tomográfica óptica (Schleicher *et al.*, 2008) y la tomografía computarizada por ultrasonidos, (Xu y Xu, 1998), todas ellas combinadas con sus correspondientes técnicas de reconstrucción de imagen por retroproyección
- los sistemas de formación de imagen basados en elementos sensores de emisión introducidos en el flujo bifásico, como los métodos de sonda basados en la conductividad y la impedancia eléctrica (Kim *et al.*, 2000; Yang *et al.*, 2003).

Más recientemente, la densitometría gamma se ha considerado una técnica útil en la determinación de la fracción de vapor, puesto que presenta ciertas ventajas dentro de las técnicas basadas en la atenuación de la radiación (Nazemi *et al.*, 2016), no se entra aquí en el detalle.

Anexo E

Parámetros estadísticos utilizados

El error relativo porcentual (RE) se define como:

$$RE[\%] = \frac{|C_p - C_o|}{C_o}$$

El coeficiente de correlación (R), el error cuadrático medio normalizado ($NMSE$), el sesgo (FB) y el factor 2 ($FAc2$), vienen dados por:

$$R = \frac{\overline{(C_o - \bar{C}_o)(C_p - \bar{C}_p)}}{\sigma_{C_p} \sigma_{C_o}}; \quad NMSE = \frac{\overline{(C_o - C_p)^2}}{\bar{C}_o \bar{C}_p}; \quad FB = \frac{(\bar{C}_o - \bar{C}_p)}{0.5(\bar{C}_o + \bar{C}_p)}$$

$$FAc2 = \text{fracción de datos que satisfacen que } 0.5 \leq \frac{C_p}{C_o} \leq 2.0$$

donde: C_p son las predicciones; C_o las observaciones; y \bar{C} y σ_C las desviaciones media y estándar respectivamente respecto del conjunto de datos.

Notar que, puesto que el FB únicamente cuantifica el sesgo sistemático de un modelo, es posible tener un modelo donde las predicciones estén completamente desfasadas respecto de las observaciones pero, aún así, tener un $FB = 0.0$ por cancelación de errores.

Anexo F

Cálculo de la incertidumbre en el título de vapor local

Para el cálculo de la incertidumbre en las calidades de vapor locales en cada tubo, $\{\bar{x}_{\#,n}\}_{\#=1,2,3;n=0,1,\dots,9}$, se ha seguido el siguiente proceso. Mientras que para $\{\dot{Q}_{\#,n}\}_{\#=1,2,3;n=0,1,\dots,9}$ se asume que no existe error (proviene de un cálculo numérico), $\{\dot{Q}_{nec\#}\}_{\#=1,2,3}$ es una magnitud experimental afectada por el error en la medida. En su definición, Ecuación F.1), los caudales en cada uno de los tubos helicoidales, $\{\dot{m}_{ws\#}\}_{\#=1,2,3}$ están dados por los porcentajes correspondientes del caudal total en la zona cuasi-estacionaria (ver ver §3.3), por lo tanto, están afectados por sus incertidumbres estadísticas asociadas $\{\Delta\dot{m}_{ws\#}\}_{\#=1,2,3}$, ver Tabla F.5.

Las entalpías del vapor y agua en cada uno de los tubos helicoidales, $\{H_{v,SAT\#}\}_{\#=1,2,3}$ y $\{H_{l,SAT\#}\}_{\#=1,2,3}$, se obtienen a partir de medidas de temperatura de saturación. En este caso, $\{H_{SAT\#}\}_{\#=1,2,3} \approx \{TI_8_20\#}\}_{\#=1,2,3}$, por lo que sus errores asociados se han de calcular mediante la propagación de los errores de estas medidas según determinadas expresiones.

La International Association for the Properties of Water and Steam (IAPWS), Cooper y Dooley (2007), divide en cuatro regiones el diagrama $P - T$ para la descripción de las propiedades del agua-vapor en los rangos: $0^\circ C \leq T \leq 800^\circ C$ y $0 \leq P \leq 100$ MPa.

En la región correspondiente del diagrama P-T dado por la IAPWS, en las condiciones en las que se tiene agua saturada en cada tubo (aproximación hacia la curva de saturación (Región 4) desde la Región 1, o región de líquido), la entalpía está dada por la siguiente expresión:

$$\{H_{l,SAT\#}(P_{SAT}(T), T) = R T \tau_1 \gamma_\tau(\tau_1, \pi_{1,SAT}(T))\}_{\#=1,2,3} \quad (F.1)$$

donde $R = 0.461526$ kJ· kg⁻¹· K⁻¹ es la constante específica de los gases en el caso del agua, $\tau_1 = T_1^*/T$ con $T_1^* = 1386$ K es la temperatura reducida en la Región 1, y

$\pi_{1,SAT}(T) = P_{SAT}(T)/P_1^*$ con $P_1^* = 16.53$ MPa es la presión reducida en dicha Región 1. A su vez, la expresión explícita de $\gamma_\tau(\tau, \pi)$ es la siguiente:

$$\gamma_\tau(\tau, \pi) = \sum_{i=1}^{34} \gamma_{\tau,i} = \sum_{i=1}^{34} n_i (7.1 - \pi)^{I_i} J_i (\tau - 1.222)^{J_i-1} \quad (F.2)$$

siendo n_i, I_i, J_i datos contenidos en la Tabla F.1.

Tabla F.1: Datos para el cálculo de la entalpía $H_{l,SAT\#}$ del agua en la Región 1.

| i | I_i | J_i | n_i | i | I_i | J_i | n_i |
|----|-------|-------|--|----|-------|-------|---|
| 1 | 0 | -2 | 0.146 329 712 131 67 | 18 | 2 | 3 | -0.441 418 453 308 46 $\times 10^{-5}$ |
| 2 | 0 | -1 | -0.845 481 871 691 14 | 19 | 2 | 17 | -0.726 949 962 975 94 $\times 10^{-15}$ |
| 3 | 0 | 0 | -0.375 636 036 720 40 $\times 10^1$ | 20 | 3 | -4 | -0.316 796 448 450 54 $\times 10^{-4}$ |
| 4 | 0 | 1 | 0.338 551 691 683 85 $\times 10^1$ | 21 | 3 | 0 | -0.282 707 979 853 12 $\times 10^{-5}$ |
| 5 | 0 | 2 | -0.957 919 633 878 72 | 22 | 3 | 6 | -0.852 051 281 201 03 $\times 10^{-9}$ |
| 6 | 0 | 3 | 0.157 720 385 132 28 | 23 | 4 | -5 | -0.224 252 819 080 00 $\times 10^{-5}$ |
| 7 | 0 | 4 | -0.166 164 171 995 01 $\times 10^{-1}$ | 24 | 4 | -2 | -0.651 712 228 956 01 $\times 10^{-6}$ |
| 8 | 0 | 5 | 0.812 146 299 835 68 $\times 10^{-3}$ | 25 | 4 | 10 | -0.143 417 299 379 24 $\times 10^{-12}$ |
| 9 | 1 | -9 | 0.283 190 801 238 04 $\times 10^{-3}$ | 26 | 5 | -8 | -0.405 169 968 601 17 $\times 10^{-6}$ |
| 10 | 1 | -7 | -0.607 063 015 658 74 $\times 10^{-3}$ | 27 | 8 | -11 | -0.127 343 017 416 41 $\times 10^{-8}$ |
| 11 | 1 | -1 | -0.189 900 682 184 19 $\times 10^{-1}$ | 28 | 8 | -6 | -0.174 248 712 306 34 $\times 10^{-9}$ |
| 12 | 1 | 0 | -0.325 297 487 705 05 $\times 10^{-1}$ | 29 | 21 | -29 | -0.687 621 312 955 31 $\times 10^{-18}$ |
| 13 | 1 | 1 | -0.218 417 171 754 14 $\times 10^{-1}$ | 30 | 23 | -31 | 0.144 783 078 285 21 $\times 10^{-19}$ |
| 14 | 1 | 3 | -0.528 383 579 699 30 $\times 10^{-4}$ | 31 | 29 | -38 | 0.263 357 816 627 95 $\times 10^{-22}$ |
| 15 | 2 | -3 | -0.471 843 210 732 67 $\times 10^{-3}$ | 32 | 30 | -39 | -0.119 476 226 400 71 $\times 10^{-22}$ |
| 16 | 2 | 0 | -0.300 017 807 930 26 $\times 10^{-3}$ | 33 | 31 | -40 | 0.182 280 945 814 04 $\times 10^{-23}$ |
| 17 | 2 | 1 | 0.476 613 939 069 87 $\times 10^{-4}$ | 34 | 32 | -41 | -0.935 370 872 924 58 $\times 10^{-25}$ |

Aplicando el cálculo de propagación de errores a la entalpía en cada tubo, $H_{l,SAT\#}(P_{SAT}(T), T)$, se obtiene la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \Delta H_{l,SAT\#}(P_{SAT}(T), T) = & |\partial_T H_{l,SAT\#}(P_{SAT}(T), T) \Delta T| \\ & + |\partial_{P_{SAT}(T)} H_{l,SAT\#}(P_{SAT}(T), T) \Delta P_{SAT}(T)| \end{aligned} \quad (F.3)$$

entonces:

$$\begin{aligned} \Delta H_{l,SAT\#}(P_{SAT}(T), T) = & \\ & R T \tau_1 \left(\left| \frac{1}{T} \sum_{i=1}^{34} \gamma_{\tau,i}(\tau_1, \pi_{1,SAT}) \left(1 - \frac{\tau_1(J_i - 1)}{\tau_1 - 1.222} \right) \Delta T \right| \right. \\ & \left. + \left| \frac{-1}{P_{SAT}(T)} \sum_{i=1}^{34} \gamma_{\tau,i}(\tau_1, \pi_{1,SAT}) \left(\frac{\pi_1(I_i)}{7.1 - \pi_1} \right) \Delta P_{SAT}(T) \right| \right) \end{aligned} \quad (F.4)$$

En la región correspondiente del diagrama P-T dado por la IAPWS, en las condiciones en las que se tiene vapor saturado en cada tubo (aproximación hacia la curva de saturación (Región

4) desde la Región 2, o región de vapor), la entalpía está dada por la siguiente expresión:

$$\{H_{v,SAT\#}(P_{SAT}(T), T) = R T \tau_2 (\gamma_\tau^o(\tau_2) + \gamma_\tau^r(\tau_2, \pi_{2,SAT}))\}_{\#=1,2,3} \quad (F.5)$$

donde $R = 0.461526 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ es la constante específica de los gases en el caso del agua, $\tau_2 = T_2^*/T$ con $T_2^* = 540 \text{ K}$ es la temperatura reducida en la Región 2, y $\pi_{2,SAT}(T) = P_{SAT}(T)/P_2^*$ con $P_2^* = 1 \text{ MPa}$ es la presión reducida en dicha Región 2. La expresión explícita de $\gamma_\tau^o(\tau)$, que da cuenta de la parte referida al comportamiento como gas ideal, es la siguiente:

$$\gamma_\tau^o(\tau) = \sum_{i=1}^9 \gamma_{\tau,i}^o(\tau) = \sum_{i=1}^9 n_i^o J_i^o \tau^{J_i^o-1} \quad (F.6)$$

siendo n_i^o, J_i^o datos contenidos en la Tabla F.2.

Tabla F.2: Datos para el cálculo de la componente de gas ideal de la entalpía $\gamma_\tau^o(\tau)$.

| i | J_i | n_i | i | J_i | n_i |
|---|-------|--|---|-------|---|
| 1 | 0 | $-0.969\ 276\ 865\ 002\ 17 \times 10^1$ | 6 | -2 | $0.142\ 408\ 191\ 714\ 44 \times 10^1$ |
| 2 | 1 | $0.100\ 866\ 559\ 680\ 18 \times 10^2$ | 7 | -1 | $-0.438\ 395\ 113\ 194\ 50 \times 10^1$ |
| 3 | -5 | $-0.560\ 879\ 112\ 830\ 20 \times 10^{-2}$ | 8 | 2 | $-0.284\ 086\ 324\ 607\ 72$ |
| 4 | -4 | $0.714\ 527\ 380\ 814 \times 10^{-1}$ | 9 | 3 | $0.212\ 684\ 637\ 533\ 07 \times 10^{-1}$ |
| 5 | -3 | $-0.407\ 104\ 982\ 239\ 28$ | | | |

Y la expresión explícita de $\gamma_\tau^r(\tau, \pi)$, o componente residual, es la siguiente:

$$\gamma_\tau^r(\tau, \pi) = \sum_{i=1}^{43} \gamma_{\tau,i}^r(\tau, \pi) = \sum_{i=1}^{43} n_i \pi^{I_i} J_i (\tau - 0.5)^{J_i-1} \quad (F.7)$$

siendo n_i, I_i, J_i datos contenidos en la Tabla F.3.

Aplicando el cálculo de propagación de errores a la entalpía en cada tubo, $H_{v,SAT}(P_{SAT}(T), T)$, se obtiene la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \Delta H_{v,SAT\#}(P_{SAT}(T), T) &= |\partial_T H_{v,SAT\#}(P_{SAT}(T), T) \Delta T| \\ &+ |\partial_{P_{SAT}(T)} H_{v,SAT\#}(P_{SAT}(T), T) \Delta P_{SAT}(T)| \end{aligned} \quad (F.8)$$

entonces:

$$\begin{aligned} \Delta H_{v,SAT\#}(P_{SAT}(T), T) &= R T \tau_2 \left(\left| \frac{1}{T} \cdot \left(\sum_{i=1}^9 \gamma_{\tau,i}^o(\tau_2) (2 - J_i^o) \right. \right. \right. \\ &+ \left. \left. \sum_{i=1}^{43} \gamma_{\tau,i}^r(\tau_2, \pi_{2,SAT}) \left(1 + \frac{\tau_2 (J_i - 1)}{\tau_2 - 0.5} \right) \right| \Delta T \right. \\ &+ \left. \left| \frac{1}{P} \sum_{i=1}^{43} \gamma_{\tau,i}^r(\tau_2, \pi_{2,SAT}) I_i \right| \Delta P_{SAT} \right) \end{aligned} \quad (F.9)$$

Tabla F.3: Datos para el cálculo de la componente residual de la entalpía $\gamma_\tau^T(\tau, \pi)$.

| i | I_i | J_i | n_i | i | I_i | J_i | n_i |
|----|-------|-------|---|----|-------|-------|---|
| 1 | 1 | 0 | $-0.177\ 317\ 424\ 732\ 13 \times 10^{-2}$ | 23 | 7 | 0 | $-0.590\ 595\ 643\ 242\ 70 \times 10^{-17}$ |
| 2 | 1 | 1 | $-0.178\ 348\ 622\ 923\ 58 \times 10^{-1}$ | 24 | 7 | 11 | $-0.126\ 218\ 088\ 991\ 01 \times 10^{-5}$ |
| 3 | 1 | 2 | $-0.459\ 960\ 136\ 963\ 65 \times 10^{-1}$ | 25 | 7 | 25 | $-0.389\ 468\ 424\ 357\ 39 \times 10^{-1}$ |
| 4 | 1 | 3 | $-0.575\ 812\ 590\ 834\ 32 \times 10^{-1}$ | 26 | 8 | 8 | $0.112\ 562\ 113\ 604\ 59 \times 10^{-10}$ |
| 5 | 1 | 6 | $-0.503\ 252\ 787\ 279\ 30 \times 10^{-1}$ | 27 | 8 | 36 | $-0.823\ 113\ 408\ 979\ 98 \times 10^1$ |
| 6 | 2 | 1 | $-0.330\ 326\ 416\ 702\ 03 \times 10^{-4}$ | 28 | 9 | 13 | $0.198\ 097\ 128\ 020\ 88 \times 10^{-7}$ |
| 7 | 2 | 2 | $-0.189\ 489\ 875\ 163\ 15 \times 10^{-3}$ | 29 | 10 | 4 | $0.104\ 069\ 652\ 101\ 74 \times 10^{-18}$ |
| 8 | 2 | 4 | $-0.393\ 927\ 772\ 433\ 55 \times 10^{-2}$ | 30 | 10 | 10 | $-0.102\ 347\ 470\ 959\ 29 \times 10^{-12}$ |
| 9 | 2 | 7 | $-0.437\ 972\ 956\ 505\ 73 \times 10^{-1}$ | 31 | 10 | 14 | $-0.100\ 181\ 793\ 795\ 11 \times 10^{-8}$ |
| 10 | 2 | 36 | $-0.266\ 745\ 479\ 140\ 87 \times 10^{-4}$ | 32 | 16 | 29 | $-0.808\ 829\ 086\ 469\ 85 \times 10^{-10}$ |
| 11 | 3 | 0 | $0.204\ 817\ 376\ 923\ 09 \times 10^{-7}$ | 33 | 16 | 50 | 0.106 930 318 794 09 |
| 12 | 3 | 1 | $0.438\ 706\ 672\ 844\ 35 \times 10^{-6}$ | 34 | 18 | 57 | -0.336 622 505 741 71 |
| 13 | 3 | 3 | $-0.322\ 776\ 772\ 385\ 70 \times 10^{-4}$ | 35 | 20 | 20 | $0.891\ 858\ 453\ 554\ 21 \times 10^{-24}$ |
| 14 | 3 | 6 | $-0.150\ 339\ 245\ 421\ 48 \times 10^{-2}$ | 36 | 20 | 35 | $0.306\ 293\ 168\ 762\ 32 \times 10^{-12}$ |
| 15 | 3 | 35 | $-0.406\ 682\ 535\ 626\ 49 \times 10^{-1}$ | 37 | 20 | 48 | $-0.420\ 024\ 676\ 982\ 08 \times 10^{-5}$ |
| 16 | 4 | 1 | $-0.788\ 473\ 095\ 593\ 67 \times 10^{-9}$ | 38 | 21 | 21 | $-0.590\ 560\ 296\ 856\ 39 \times 10^{-25}$ |
| 17 | 4 | 2 | $0.127\ 907\ 178\ 522\ 85 \times 10^{-7}$ | 39 | 22 | 53 | $0.378\ 269\ 476\ 134\ 57 \times 10^{-5}$ |
| 18 | 4 | 3 | $0.482\ 253\ 727\ 185\ 07 \times 10^{-6}$ | 40 | 23 | 39 | $-0.127\ 686\ 089\ 346\ 81 \times 10^{-14}$ |
| 19 | 5 | 7 | $0.229\ 220\ 763\ 376\ 61 \times 10^{-5}$ | 41 | 24 | 26 | $0.730\ 876\ 105\ 950\ 61 \times 10^{-28}$ |
| 20 | 6 | 3 | $-0.167\ 147\ 664\ 510\ 61 \times 10^{-10}$ | 42 | 24 | 40 | $0.554\ 147\ 153\ 507\ 78 \times 10^{-16}$ |
| 21 | 6 | 16 | $-0.211\ 714\ 723\ 213\ 55 \times 10^{-2}$ | 43 | 24 | 58 | $-0.943\ 697\ 072\ 412\ 10 \times 10^{-6}$ |
| 22 | 6 | 35 | $-0.238\ 957\ 419\ 341\ 04 \times 10^2$ | | | | |

Ahora bien, bajo la hipótesis de que tanto el agua a su entrada en cada tubo como el vapor, una vez que se completa el cambio de fase, están en condiciones de saturación, es decir, la temperatura y la presión no son variables independientes, sino que están ligadas por la curva de saturación $P_{SAT}(T)$, el error en la medida de P es fruto de la propagación del de T . Nuevamente, la IAPWS indica que la presión de saturación, para una determinada temperatura (Región 4, ‘curva de saturación’), está dada por la siguiente expresión:

$$\frac{P_{SAT}}{P_4^*}(T) = \frac{2C}{-B + (B^2 - 4A C)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{F.10})$$

con $P_4^* = 1$ MPa. Las expresiones explícitas de A, B, C son las siguientes:

$$A = \theta^2 + n_1\theta + n_2; B = n_3\theta^2 + n_4\theta + n_5; C = n_6\theta^2 + n_7\theta + n_8$$

$$\theta = \frac{T}{T_4^*} + \frac{n_9}{\frac{T}{T_4^*} - n_{10}} \quad (\text{F.11})$$

con $T_4^* = 1$ K, y los coeficientes n_i los contenidos en la Tabla F.4.

Tabla F.4: Datos para el cálculo de la presión de saturación $\frac{P_{SAT}}{P_4^*}(T)$.

| i | n_i | i | n_i |
|---|---|----|---|
| 1 | $0.116\ 705\ 214\ 527\ 67 \times 10^4$ | 6 | $0.149\ 151\ 086\ 135\ 30 \times 10^2$ |
| 2 | $-0.724\ 213\ 167\ 032\ 06 \times 10^6$ | 7 | $-0.482\ 326\ 573\ 615\ 91 \times 10^4$ |
| 3 | $-0.170\ 738\ 469\ 400\ 92 \times 10^2$ | 8 | $0.405\ 113\ 405\ 420\ 57 \times 10^6$ |
| 4 | $0.120\ 208\ 247\ 024\ 70 \times 10^5$ | 9 | $-0.238\ 555\ 575\ 678\ 49$ |
| 5 | $-0.323\ 255\ 503\ 223\ 33 \times 10^7$ | 10 | $0.650\ 175\ 348\ 447\ 98 \times 10^3$ |

Aplicando el cálculo de propagación de errores a la presión de saturación $P_{SAT}(T)$ se obtiene la siguiente expresión:

$$\begin{aligned}
\Delta P_{SAT}(T) &= P_4^* \sum_{j=A,B,C} \left| \partial_j \frac{P_{SAT}}{P_4^*}(T) \right| \Delta j \\
&= \left| \frac{P_{SAT}}{\left(-B + (B^2 - 4A C)^{\frac{1}{2}}\right) \left((B^2 - 4A C)^{\frac{1}{2}}\right)} \right| \\
&\quad \left(|8C| \Delta A + \left| \left(B + (B^2 - 4A C)^{\frac{1}{2}}\right) \right| \Delta B \right. \\
&\quad \left. + \left| \frac{4B}{C} \left(B - (B^2 - 4A C)^{\frac{1}{2}}\right) - 2A C \right| \Delta C \right)
\end{aligned} \tag{F.12}$$

donde

$$\begin{aligned}
\Delta A &= |\partial_\theta A| \Delta \theta = |2\theta + n_1| \Delta \theta \\
\Delta B &= |\partial_\theta B| \Delta \theta = |2n_3\theta + n_4| \Delta \theta \\
\Delta C &= |\partial_\theta C| \Delta \theta = |2n_6\theta + n_7| \Delta \theta
\end{aligned} \tag{F.13}$$

con

$$\Delta \theta = |(\partial_T \theta)_T = T_{SAT}| \Delta T_{SAT} = \left| \frac{1}{T^*} \right| \left| 1 - \frac{n_9}{\left(\frac{T_{SAT}}{T^*} - n_{10}\right)^2} \right| \Delta T_{SAT} \tag{F.14}$$

Sustituyendo entonces el ΔP_{SAT} en las ecuaciones F.4 y F.9, se obtienen las expresiones definitivas de los errores asociados a las entalpías.

Reuniendo los diferentes términos, finalmente, se obtiene la siguiente expresión para la incertidumbre de las calidades de vapor locales en cada tubo:

$$\left\{ \Delta \bar{x}_{\#,n} = \left| \frac{\partial \bar{x}_{\#,n}}{\partial \dot{Q}_{nec\#}} \right| \Delta \dot{Q}_{nec\#} = \frac{\dot{Q}_{int\#,n}}{\dot{Q}_{nec\#}^2} \Delta \dot{Q}_{nec\#} \right\}_{\#=1,2,3;n=0,1,\dots,9} \tag{F.15}$$

donde el error en la potencia necesaria para transformar el agua entrante en vapor,

$\{\Delta\dot{Q}_{nec\#}\}_{\#=1,2,3}$, está dado por:

$$\begin{aligned} \left\{ \Delta\dot{Q}_{nec\#} = \Delta\dot{m}_{ws\#} (H_{v,SAT\#} - H_{l,SAT\#}) \right. \\ \left. + \dot{m}_{ws\#} (\Delta H_{v,SAT\#} + H_{l,SAT\#}) \right\}_{\#=1,2,3} \end{aligned} \quad (\text{F.16})$$

Los valores considerados para la temperatura de saturación en la zona cuasi-estacionaria son: $\{T_{SAT\#}\}_{\#=1,2,3} \approx \{TI_8_20\#}\}_{\#=1,2,3}$ (ver Capítulo 3 están afectados por sus incertidumbres estadísticas asociadas $\{\Delta T_{SAT\#}\}_{\#=1,2,3}$, ver Tabla F.5.

Tabla F.5: Errores en la medida de $\{\dot{m}_{ws\#}\}_{\#=1,2,3}$ y $\{T_{SAT\#}\}_{\#=1,2,3}$.

| # | $m_{ws\#}$ (kg·s ⁻¹) | $\Delta\dot{m}_{ws\#}$ (kg·s ⁻¹) | $T_{sat\#}$ (°C) | $\Delta T_{sat\#}$ (°C) |
|---|----------------------------------|--|------------------|-------------------------|
| 1 | 0.025 | 0.001 | 240 | 10 |
| 2 | 0.027 | 0.001 | 239 | 8 |
| 3 | 0.030 | 0.001 | 245 | 5 |

Con ello se han obtenido errores relativos en la medida del 38 %, 31 % y 22 % respectivamente.

Referencias

- Abadzic, E. (1974). Heat transfer on coiled tubular matrix. En *ASME Winter Annual Meeting, New York*, pp. 1–8.
- Abánades, A. y Peña, A. (2009). Steady-state natural circulation analysis with computational fluid dynamic codes of a liquid metal-cooled accelerator driven system. *Nuclear Engineering and Design*, 239(2):418–424, DOI: 10.1016/j.nucengdes.2008.10.028.
- AirLiquide (1934). Improvements relating to the progressive refrigeration of gases. British Patent No.416,096.
- Akimoto, H., Anoda, Y., Takase, K., Yoshida, H., y Tamai, H. (2016). *Nuclear Thermal Hydraulics*. Springer, 1st edición, ISBN: 978-44-315-5602-2.
- Anderson John, D. (1995). *Computational fluid dynamics: the basics with applications*. Science/Engineering/Math. - McGraw-Hill, 1st edición, ISBN: 0-07-001685-2.
- Avdeev, A. A. y Pekhterev, V. (1986). Vapor condensation in non-equilibrium bubble flows. *Teplofizika Vysokikh Temperatur*, 24(6):1125–1131.
- Awbi, H. B. (1998). Calculation of convective heat transfer coefficients of room surfaces for natural convection. *Energy and Buildings*, 28(2):219–227, DOI: 10.1016/S0378-7788(98)00022-X.
- Baglietto, E. (2020). STAR-CCM+ Boiling Model Validation. <https://mdx2.plm.automation.siemens.com>.
- Bartolomei, G., Batashova, G., y Brantov, V. (1980). *Teplomassoobmen-iv*, vol. 5.
- Bartolomei, G. y Chanturiya, V. (1967). Experimental study of true void fraction when boiling subcooled water in vertical tubes. *Thermal Engineering*, 14(2):123–128.
- Bauer, T., Breidenbach, N., Pflieger, N., Laing, D., y Eckand, M. (2012). Overview of molten salt storage systems and material development for solar thermal power plants. En *Proceedings of the World Renewable Energy Forum*.

- Bauer, T., Laing, D., y Tamme, R. (2014). Recent progress in alkali nitrate/nitrite developments for solar thermal power applications. En *Molten Salts Chemistry and Technology*, capítulo 7, pp. 543–553. Wiley.
- Bayón, R., Rivas, E., y Rojas, E. (2013). Study of thermocline tank performance in dynamic processes and stand-by periods with an analytical function. *Energy Procedia*, 49:725–734, DOI: 10.1016/j.egypro.2014.03.078.
- Bayón, R. y Rojas, E. (2013). Simulation of thermocline storage for solar thermal power plants: From dimensionless results to prototypes and real-size tanks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 60(1):713–721, DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.01.047.
- Bayón, R. y Rojas, E. (2014). Analytical function describing the behaviour of a thermocline storage tank: A requirement for annual simulations of solar thermal power plants. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 68:641–648, DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.09.070.
- Bayón, R. y Rojas, E. (2018). Analysis of packed-bed thermocline storage tank performance by means of a new analytical function. En *AIP Conference Proceedings*. DOI: 10.1063/1.5067096.
- Bayón, R., Rojas, E., y Rivas, E. (2012). Effect of storage medium properties in the performance of thermocline tanks. En *Proceeding of 18th SolarPACES International Conference, Marrakech*.
- Beale, S. B. (1992). *Fluid flow and heat transfer in tube banks*. Tesis doctoral, Imperial College London (University of London).
- Bennett, A. W., Hewitt, G. F., Kearsley, H. A., Keeys, R. K., y Lacey, P. M. (1965). Flow visualization studies of boiling at high pressure. En *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*.
- Bergman, T. L., Lavine, A. S., Incropera, F. P., y DeWitt, D. P. (2017). *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. Wiley, 8th edición, ISBN: 978-11-189-8917-3.
- Berthoud, G. y Jayanti, S. (1990). Characterization of dryout in helical coils. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 33(7):1451–1463, DOI: 10.1016/0017-9310(90)90042-S.
- Bieberle, M., Schleicher, E., y Hampel, U. (2008). Simulation study on electron beam x-ray CT arrangements for two-phase flow measurements. *Measurement Science and Technology*, 19(9):94003, DOI: 10.1088/0957-0233/19/9/094003.

- Biencinto, M., Bayón, R., Rojas, E., y González, L. (2014). Simulation and assessment of operation strategies for solar thermal power plants with a thermocline storage tank. *Solar Energy*, 103:456–472, DOI: 10.1016/j.solener.2014.02.037.
- Boure, J. A., Bergles, A. E., y Tong, L. S. (1973). Review of two-phase flow instability. *Nuclear Engineering and Design*, 25:165–192, DOI: 10.1016/0029-5493(73)90043-5.
- Boussinesq, J. (1877). Théorie de l'écoulement tourbillant. *Mem. Acad. Sci.*, 23:45–50.
- Bradshaw, R. W. y Carling, R. W. (1987). A review of the chemical and physical properties of molten alkali nitrate salts and their effect on materials used for solar central receivers. Technical report, The Electrochemical Society (ECS).
- Bradshaw, R. W., Cordaro, J. G., y Siegel, N. P. (2009). Molten nitrate salt development for thermal energy storage in parabolic trough solar power systems. En *Energy Sustainability*, pp. 615–624.
- Bradshaw, R. W. y Goods, S. H. (2001). Corrosion resistance of stainless steels during thermal cycling in alkali nitrate molten salts. Technical Report SAND2001–8518, Sandia National Labs., Albuquerque, NM (US).
- Breus, V. y Belyakov, I. (1983). Burnout in helical coils at high pressures. *Thermal Engineering*, 30(10):592–593.
- Burgaleta, J., Arias, S., y Ramirez, D. (2011). Gemasolar, the first tower thermosolar commercial plant with molten salt storage. En *Proceedings of 17th SolarPACES International Conference, Granada*.
- Cabral, B. y Leedom, L. C. (1993). Imaging vector fields using line integral convolution. En *Proceedings of the 20th annual conference on Computer graphics and interactive techniques*, pp. 263–270.
- Carver, J. R., Kakarala, C. R., y Slotnik, J. S. (1964). Heat transfer in coiled tubes with two-phase flow. Technical report, Babcock and Wilcox Co. Research Center, Alliance, Ohio.
- CD adapco (2014). Star-CCM+ Version 8.04.010 User Guide.
- CD adapco (2020). StarCCM+. <https://www.plm.automation.siemens.com/global/en/products/simcenter/STAR-CCM.html>.
- Çengel, Y. A. (2003). *Heat Transfer: A Practical Approach*. McGraw-Hill series in mechanical engineering. McGraw-Hill, 2nd edición, ISBN: 978-00-724-5893-0.

- Churchill, S. W. (2002). A Reinterpretation of the Turbulent Prandtl Number. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 41(25):6393–6401, DOI: 10.1021/ie011021k.
- Cioncolini, A., Cammi, A., Lombardi, C., Luzzi, L., Ricotti, M., Cinotti, L., y Castelli, G. (2003). Thermal hydraulic analysis of iris reactor coiled tube steam generator. En *American Nucl. Society Topical Meeting in Mathematics and Computations*.
- Collier, J. G. y Thome, J. R. (1994). *Convective boiling and condensation*. Clarendon Press, 3rd edición, ISBN: 978-01-985-6282-5.
- Colombo, M. (2013). *Experimental investigation and numerical simulation of the two-phase flow in the helical coil steam generator*. Tesis doctoral, Politecnico di Milano.
- Colombo, M., Papini, D., Cammi, A., y Ricotti, M. (2011). Experimental investigation of thermal hydraulic instabilities in Steam Generator helical coil tubes. Technical Report Report RdS/2011/105, Consorzio Interuniversitario per la Ricerca TEcnologica Nucleare (CIRTEN).
- Cooper, J. R. y Dooley, R. B. (2007). The international association for the properties of water and steam revised release on the IAPWS industrial formulation 1997 for the thermodynamic properties of water and steam. *International Association for the Properties of Water and Steam*, 35:3–49.
- CORDIS (2014). OPTimization of a Thermal energy Storage system with integrated Steam Generator (OPTS). <https://cordis.europa.eu/project/rcn/101153/factsheet/en>.
- Cortina-Díaz, M., Boye, H., Hapke, I., Schmidt, J., Staate, Y., y Zhekov, Z. (2006). Investigation of flow boiling in narrow channels by thermographic measurement of local wall temperatures. *Microfluidics and Nanofluidics*, 2(1):1–11, DOI: 10.1007/s10404-004-0030-7.
- CRANE (1989). *Flujo de fluidos: en válvulas, accesorios y tuberías*. McGraw-Hill, 1st edición, ISBN: 978-96-845-1846-9.
- Creveling, H., De Paz, J., Baladi, J., y Schoenhals, R. (1975). Stability characteristics of a single-phase free convection loop. *Journal of Fluid Mechanics*, 67(1):65–84, DOI: 10.1017/S0022112075000171.
- CSPToday (2016). Los beneficios de la CSP con almacenamiento dependen del diseño específico para cada mercado. <http://es.csptoday.com/tecnolog%C3%ADa>.
- Cumo, M., Farello, G. E., y Ferrari, G. (1972). The influence of curvature in post dry-out heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(11):2045–2062, DOI: 10.1016/0017-9310(72)90030-0.

- Czaplicki, J. M. (2014). *Statistics for mining engineering*. CRC Press.
- D'Auria, F. y Vigni, P. (1990). Natural Circulation in Industrial Applications. En *Proc. Eurothem Seminar Nr. 16: Natural Circulation in Industrial Applications, Pisa*.
- Delhaye, J. M. y Cognet, G. (1983). Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows. En *IUTAM Symposia*.
- Demirdžić, I., Lilek, Z., y Perić, M. (1993). A collocated finite volume method for predicting flows at all speeds. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 16(12):1029–1050, DOI: 10.1002/flid.1650161202.
- Demirdžić, I. y Muzaferija, S. (1995). Numerical method for coupled fluid flow, heat transfer and stress analysis using unstructured moving meshes with cells of arbitrary topology. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 125(1-4):235–255, DOI: 10.1016/0045-7825(95)00800-G.
- Devore, N., Yip, H., y Rhee, J. (2013). Domestic Hot Water Storage Tank: Design and Analysis for Improving Thermal Stratification. *Journal of Solar Energy Engineering*, 135(4):040905, DOI: 10.1115/1.4025517.
- Domalapally, P., Rizzo, E., Richard, L. S., Subba, F., y Zanino, R. (2012). CFD analysis of flow boiling in the iter first wall. *Fusion Engineering and Design*, 87(5-6):556–560, DOI: 10.1016/j.fusengdes.2012.01.024.
- Duchatelle, L., Nucheze, L. d., y Robin, M. G. (1975). Heat transfer in helical tube sodium heated steam generators. Technical report, CEA Saclay Research Center.
- Egorov, Y. y Menter, F. (2004). Experimental implementation of the rpi wall boiling model in cfx-5.6. Technical Report ANSYS/TR-04-10, ANSYS Germany GmbH.
- EPO (2020). Searching for patents. <https://www.epo.org>.
- ESTELA, the European Solar Thermal Electricity Association (2020). Overview of the 4 technologies. <https://www.estelasolar.org/technologies-plants/the-4-types-of-csp-electricity-technologies/>.
- Euro Inox (2014). Roughness measurements of stainless-steel surfaces. <http://www.worldstainless.org>.
- Fabrizi, F. (2007). Trough Molten Salt HTF Field Test Experience. En *NREL Parabolic Trough Technology Workshop*.

- Fabrizi, F., Gaggioli, W., Rinaldi, L., Rocca, C., y Surace, R. (2011). Progettazione e realizzazione di uno scambiatore di calore prototipico per reattori refrigerati a sodio con circuito intermedio a sali fusi. Technical report, ENEA Centro Ricerche Casaccia.
- Fabrizi, F., Gaggioli, W., Rinaldi, L., y Tarquini, P. (2006). Applicazioni della tecnologia solare termodinamica sviluppata dall'ENEA in impianti di piccola taglia per la produzione di energia elettrica e termica in processi industriali e civili. Technical Report Colección CA - 61, Comitato Termotecnico Italiano (CTI).
- Fabrizi, F., Rinaldi, L., Petroni, A., y Rocca, C. (2012). Placement of instrumentation in the 300 kW SG test section, Drawing of Progetto solare termodinamico, Impianto Prova Collettori Solari (P.C.S.). Technical report, ENEA Casaccia Research Center.
- Falchetta, M. (2006). Il programma ENEA sull'energia solare a concentrazione ad alta temperatura. Technical report, ENEA Casaccia Research Center.
- Falchetta, M., Liberati, G., Consoli, D., Malloggi, S., Mazzei, D., y Crescenzi, T. (2010). Commissioning of the Archimede 5 MW molten salt parabolic trough solar plant. En *Proceeding of 16th SolarPACES International Conference, Perpignan*.
- Ferri, R., Cammi, A., y Mazzei, D. (2008). Molten salt mixture properties in RELAP5 code for thermodynamic solar applications. *International Journal of Thermal Sciences*, 47(12):1676–1687, DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2008.01.007.
- Ferziger, J. H. y Peric, M. (2002). *Computational methods for fluid dynamics*. Springer Science & Business Media, 3rd edición, ISBN: 978-3-540-42074-3.
- Flueckiger, S., Yang, Z., y Garimella, S. V. (2011). An integrated thermal and mechanical investigation of molten-salt thermocline energy storage. *Applied Energy*, 88(6):2098–2105, DOI: 10.1016/j.apenergy.2010.12.031.
- Fonseca González, N., Casanova Kindelán, J., y López Martínez, J. (2016). Methodology for instantaneous average exhaust gas mass flow rate measurement. *Flow Measurement and Instrumentation*, 49:52–62, DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2016.04.007.
- Fuà, G. (2018). Archimede Power Plant – ENEL - Priolo Gargallo (SR). <http://www.archimedesolareenergy.it>.
- Gaggioli, W. (2007). *Studio dell'impiego delle tecnologie di processo a sali fusi e del solare termodinamico a concentrazione ad alta temperatura, sviluppate dall'ENEA, in sistemi trigenerativi di piccola-media taglia asserviti a processi termici in applicazioni civili e industriali*. Tesis doctoral, Università Degli Studi Di Roma La Sapienza.

- Gaggioli, W., Di Ascenzi, P., Rinaldi, L., Tarquini, P., y Fabrizi, F. (2016). Effects assessment of 10 functioning years on the main components of the molten salt PCS experimental facility of ENEA. En *AIP Conference Proceedings*. DOI: 10.1063/1.4949156.
- Gaggioli, W., Fabrizi, F., Fontana, F., Rinaldi, L., y Tarquini, P. (2014). An innovative concept of a thermal energy storage system based on a single tank configuration using stratifying molten salts as both heat storage medium and heat transfer fluid, and with an integrated steam generator. *Energy Procedia*, 49:780–789, DOI: 10.1016/j.egypro.2014.03.085.
- Gaggioli, W., Fabrizi, F., Tarquini, P., y Rinaldi, L. (2015). Experimental validation of the innovative thermal energy storage based on an integrated system ‘storage tank/steam generator’. *Energy Procedia*, 69:822–831, DOI: 10.1016/j.egypro.2015.03.091.
- Genić, S. B., Jaćimović, B. M., Jarić, M. S., Budimir, N. J., y Dobrnjac, M. M. (2012). Research on the shell-side thermal performances of heat exchangers with helical tube coils. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55(15-16):4295–4300, DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.03.074.
- Giedt, W. (1949). Investigation of variation of point unit heat transfer coefficient around a cylinder normal to an air stream. *Trans. ASME: J. Basic Engng.*, 71:375–381.
- Goods, S., Bradshaw, R., Prairie, M., y Chavez, J. (1994). Corrosion of stainless and carbon steels in molten mixtures of industrial nitrates. Technical Report SAND1994–8211, Sandia National Labs., Albuquerque, NM (US).
- Goods, S. y Bradshaw, R. W. (2004). Corrosion of stainless steels and carbon steel by molten mixtures of commercial nitrate salts. *Journal of materials engineering and performance*, 13:78–87, DOI: 10.1361/10599490417542.
- Greif, R. (1988). Natural circulation loops. *Journal of Heat Transfer*, 110(4b):1243–1258, DOI: 10.1115/1.3250624.
- Gruszczynski, MJ y Viskanta, Raymond (1983). Heat transfer to water from a vertical tube bundle under natural-circulation conditions. *STIN*, 83:32010.
- Hallinan, K. y Viskanta, R. (1986). Heat transfer from a rod bundle under natural circulation conditions. Technical Report NUREG/CR–4556, Purdue Univ.
- Hampson, W. (1895). Improvements relating to the progressive refrigeration of gases. British Patent No.10165.

- He, S., Lu, J., Ding, J., Yu, T., y Yuan, Y. (2014). Convective heat transfer of molten salt outside the tube bundle of heat exchanger. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 59:9–14, DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2014.07.008.
- Hewitt, G. (1982). Applications of two-phase flow. *Chem. Eng. Prog. (United States)*, 78:7.
- Hewitt, G. F. (1978). *Measurement of two-phase flow parameters*, volumen 79. Academic Press Inc., ISBN: 978-01-234-6260-2.
- Hewitt, G. F. y Roberts, D. N. (1969). Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography. Technical Report AERE-M-2159, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, England (United Kingdom).
- Idelchik, I. E. (1986). Handbook of hydraulic resistance. *Washington, DC, Hemisphere Publishing Corp., 1986, 662 p. Translation.*
- Imperial College London (2020). OpenFoam. <https://www.openfoam.com/>.
- Ito, H. (1959). Friction Factors for Turbulent Flow in Curved Pipes. *Trans. ASME: J. Basic Engng.*, 81(2):123–132, DOI: 10.1115/1.4008390.
- Jabardo, J., Silva, E., Ribatski, G., y de Barros, S. F. (2004). Evaluation of the rohsenow correlation through experimental pool boiling of halocarbon refrigerants on cylindrical surfaces. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 26(2):218–230, DOI: 10.1590/S1678-58782004000200015.
- Jaime, A. A. (1994). En búsqueda de la dependencia. En *Introducción al tratamiento de series temporales: aplicación a las ciencias de la salud*, capítulo 1, p. 606.
- Jensen, M. K. (1980). *Boiling heat transfer and critical heat flux in helical coils*. Tesis doctoral, Iowa State University.
- Jensen, M. K. y Bergles, A. E. (1981). Critical heat flux in helically coiled tubes. *Journal of Heat Transfer*, 103(4):660–666, DOI: 10.1115/1.3244523.
- Jensen, M. K. y Bergles, A. E. (1982). Critical heat flux in helical coils with a circumferential heat flux tilt toward the outside surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25(9):1383–1395, DOI: 10.1016/0017-9310(82)90132-6.
- Jensen, M. K. y Bergles, A. E. (1983). Erratum: 'Critical Heat Flux in Helically Coiled Tubes' (Journal of Heat Transfer, 1981, 103, pp. 660–666). *Journal of Heat Transfer*, 105(1):216–216, DOI: 10.1115/1.3245553.

- Jha, D. K., Ray, A., Mukherjee, K., y Chakraborty, S. (2012). Classification of Two-Phase Flow Patterns by Ultrasonic Sensing. *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control*, 135(2):24503–24505, DOI: 10.1115/1.4007555.
- Jischa, M. y Rieke, H. B. (1979). About the prediction of turbulent prandtl and schmidt numbers from modeled transport equations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 22(11):1547–1555, DOI: 10.1016/0017-9310(79)90134-0.
- Jo, J. C., Kim, W. S., Choi, C.-Y., y Lee, Y. K. (2009). Numerical simulation of subcooled flow boiling heat transfer in helical tubes. *Journal of Pressure Vessel Technology*, 131(1):011305, DOI: 10.1115/1.3028022.
- Jones, W. y Launder, B. E. (1972). The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International journal of heat and mass transfer*, 15(2):301–314, DOI: 10.1016/0017-9310(72)90076-2.
- Kakaç, S., Bergles, A. E., y Fernandes, E. O. (1988). *Nato Science Series E: Two-Phase Flow Heat Exchangers*. Springer Netherlands, 1st edición, ISBN: 978-90-247-3693-5.
- Kakaç, S., Bergles, A. E., Mayinger, F., y Yüncü, H., editores (1999). *Nato Science Series E: Heat Transfer Enhancement of Heat Exchangers*. Springer Netherlands, 1st edición, ISBN: 978-0-7923-5637-0.
- Kakac, S. y Bon, B. (2008). A Review of two-phase flow dynamic instabilities in tube boiling systems. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(3-4):399–433, DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.09.026.
- Kakaç, S., Liu, H., y Pramuanjaroenkij, A. (2002). *Heat Exchangers: Selection, Rating, and Thermal Design*. CRC Press, 2nd edición, ISBN: 978-08-493-0902-1.
- Kakaç, S., Shah, R. K., y Aung, W. (1987). *Handbook of single-phase convective heat transfer*. A Wiley Interscience publication. Wiley, ISBN: 978-04-718-1702-4.
- Kays, W. M. y London, A. L. (1984). *Compact heat exchangers*. McGraw-Hill, New York, USA, 3rd edición, ISBN: 978-15-752-4060-2.
- Kim, S., Fu, X., Wang, X., e Ishii, M. (2000). Development of the miniaturized four-sensor conductivity probe and the signal processing scheme. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(22):4101–4118, DOI: 10.1016/S0017-9310(00)00046-6.
- Knaani, S. y Zvirin, A. (2006). Natural circulation loops, thermosyphons. *A-to-Z Guide to Thermodynamics, Heat & Mass Transfer, and Fluids Engineering*, DOI: 10.1615/AtoZ.n.natural_circulation_loops_thermosyphons.

- Kolb, G. J. (2011). Evaluation of Annual Performance of 2-Tank and Thermocline Thermal Storage Systems for Trough Plants. *Journal of Solar Energy Engineering*, 133(3):031023, DOI: 10.1115/1.4004239.
- Končar, B., Krepper, E., y Egorov, Y. (2005). CFD modeling of subcooled low boiling for nuclear engineering applications. En *Proc. Int. Conference Nuclear Energy for New Europe*.
- Kozeki, M., Nariai, H., Furukawa, T., y Kurosu, K. (1970). A study of helically-coiled tube once-through steam generator. *Bulletin of JSME*, 13(66):1485–1494, DOI: 10.1299/jsme1958.13.1485.
- Kreith, F., Manglik, R. M., y Bohn, M. S. (2012). *Principles of heat transfer*. Cengage learning, 7th edición, ISBN: 978-14-390-6186-2.
- Krepper, E., Končar, B., y Egorov, Y. (2007). CFD modelling of subcooled boiling—concept, validation and application to fuel assembly design. *Nuclear Engineering and Design*, 237(7):716–731, DOI: 10.1016/j.nucengdes.2006.10.023.
- Lauder, B. E. y Sharma, B. (1974). Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in heat and mass transfer*, 1(2):131–137, DOI: 10.1016/0094-4548(74)90150-7.
- Leblond, J. y Stepowski, D. (1994). Some non-intrusive methods for diagnosis in two-phase flows. *Multiphase Science and Technology*, 8(1-4):715–782, DOI: 10.1615/MultScienTechn.v8.i1-4.130.
- Libby, C. (2009). Program on Technology Innovation: Evaluation of Solar Thermal Energy Storage Systems. Technical report, Electric Power Research Institute (EPRI), Palo Alto, CA.
- Libby, C. (2010). Solar thermocline storage systems: preliminary design study. Technical report, Electric Power Research Institute (EPRI), Palo Alto, CA.
- Libby, C., Cerezo, L., Bedilion, R., Pietruszkiewicz, J., Lamar, M., y Hollenbach, R. (2010). Design of high temperature solar thermocline storage systems. En *Proceedings of 16th SolarPACES International Conference, Perpignan*.
- Lienhard, J. H. (2013). *A Heat Transfer Textbook*. Dover Civil and Mechanical Engineering. Dover Publications, 4th edición, ISBN: 978-04-864-7931-6.
- Lo, S. (2006). Progress in modeling boiling two-phase flows in boiling water reactor fuel assemblies. En *Proc. of Workshop on Modeling and Measurements of Two-Phase Flows and Heat Transfer in Nuclear Fuel Assemblies*, pp. 10–11. Citeseer.

- Lobón, D. H., Baglietto, E., Valenzuela, L., y Zarza, E. (2014). Modeling direct steam generation in solar collectors with multiphase CFD. *Applied Energy*, 113:1338–1348, DOI: 10.1016/j.apenergy.2013.08.046.
- Massoud, M. (1987). An analytical and experimental investigation of natural circulation transients in a model pressurized water reactor. Technical Report NUREG/CR-4788, Maryland Univ., College Park (USA). Dept. of Chemical and Nuclear Engineering.
- Mathur, S. R. y Murthy, J. Y. (1997a). A pressure-based method for unstructured meshes. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 31(2):195–215, DOI: 10.1080/10407799708915105.
- Mathur, S. R. y Murthy, J. Y. (1997b). Pressure boundary conditions for incompressible flow using unstructured meshes. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 32(3):283–298, DOI: 10.1080/10407799708915010.
- Mazufri, C. M. (2000). Thermal-Hydraulic Design of the Modular Once Through Helical Steam Generator. En *AATN 2000: 27 Annual meeting of the Argentine Association of Nuclear Technology (AANT)*.
- McMullen, P. (2016). Using Molten Salts as a Heat Transfer Fluid and Thermal-Storage Medium. *Process Heating Magazine*, Octubre 20.
- Meece, W. E. (1949). *The Effect of the Number of Tube Rows upon Heat Transfer and Pressure Drop during Viscous Flow across In-Line Tube Banks*. Tesis doctoral, University of Delaware.
- Messa, C. J., Foust, A. S., y Poehlein, G. W. (1969). Shell-Side Heat Transfer Coefficients in Helical Coil Heat Exchangers. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 8(3):343–347, DOI: 10.1021/i260031a008.
- Mishima, K. y Hibiki, T. (1998). Development of high-frame-rate neutron radiography and quantitative measurement method for multiphase flow research. *Nuclear Engineering and Design*, 184(2-3):183–201, DOI: 10.1016/S0029-5493(98)00196-4.
- Moriyama, K., Inoue, A., y Ohira, H. (1993). The thermohydraulic characteristics of two-phase flow in extremely narrow channels (the frictional pressure drop and heat transfer boiling two-phase flow, analytical model). *Heat Transfer-Japanese Research (United States)*, 21(8).
- Murai, Y., Oiwa, H., Sasaki, T., Kondou, K., Yoshikawa, S., y Yamamoto, F. (2005). Backlight imaging tomography for gas-liquid two-phase flow in a helically coiled tube. *Measurement Science and Technology*, 16(7):1459, DOI: 10.1088/0957-0233/16/7/008.

- Naitoh, M., Nakamura, A., y Ogasawara, H. (1974). Dryout in helically coiled tube of sodium heated steam generator. En *Winter annual meeting of the American Society of Mechanical Engineers*, número 74-WA/HT-48.
- Nariai, H., Kobayashi, M., y Matsuoka, T. (1982). Friction pressure drop and heat transfer coefficient of two-phase flow in helically coiled tube once-through steam generator for integrated type marine water reactor. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 19(11):936–947, DOI: 10.1080/18811248.1982.9734239.
- Naveen, K., Iyer, K. N., Doshi, J., y Vijayan, P. (2014). Investigations on single-phase natural circulation loop dynamics. part 2: Role of wall constitutive laws. *Progress in Nuclear Energy*, 75:105–116, DOI: 10.1016/j.pnucene.2014.04.011.
- Nayak, A. K. y Vijayan, P. K. (2008). Flow instabilities in boiling two-phase natural circulation systems: A review. *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2008(2008):1–15, DOI: 10.1155/2008/573192.
- Nazemi, E., Feghhi, S. A. H., Roshani, G. H., Gholipour Peyvandi, R., y Setayeshi, S. (2016). Precise Void Fraction Measurement in Two-phase Flows Independent of the Flow Regime Using Gamma-ray Attenuation. *Nuclear Engineering and Technology*, 48(1):64–71, DOI: 10.1016/j.net.2015.09.005.
- New Energy Update (2017). CSP Today Global Tracker. <http://tracker.newenergyupdate.com/tracker/projects>.
- NREL (2018). Concentrating Solar Power Projects. <https://solarpaces.nrel.gov/>.
- Nuclear-Power (2020). Natural Circulation. <https://www.nuclear-power.net/>.
- Orlov, K. A. (2010). WaterSteamPro 6.5. <http://www.wsp.ru/en/>.
- Owhadi, A., Bell, K. J., y Crain Jr, B. (1968). Forced convection boiling inside helically-coiled tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 11(12):1779–1793, DOI: 10.1016/0017-9310(68)90021-5.
- Pacheco, J. E. (2002). Final Test and Evaluation Results from the Solar Two Project. Technical Report SAND2002–0120, Sandia National Labs., Albuquerque, NM (US).
- Pacheco, J. E., Showalter, S. K., y Kolb, W. J. (2002). Development of a Molten-Salt Thermocline Thermal Storage System for Parabolic Trough Plants. *Journal of Solar Energy Engineering*, 124(2):153–159, DOI: 10.1115/1.1464123.
- Papini, D., Colombo, M., Cammi, A., y Ricotti, M. E. (2014). Experimental and theoretical studies on density wave instabilities in helically coiled tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 68:343–356, DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.09.035.

- Perić, M., Kessler, R., y Scheuerer, G. (1988). Comparison of finite-volume numerical methods with staggered and colocated grids. *Computers and Fluids*, 16(4):389–403, DOI: 10.1016/0045-7930(88)90024-2.
- Pini, A., Cammi, A., y Luzzi, L. (2016). Analytical and numerical investigation of the heat exchange effect on the dynamic behaviour of natural circulation with internally heated fluids. *Chemical Engineering Science*, 145:108–125, DOI: 10.1016/j.ces.2016.01.014.
- Pizzolato, A., Donato, F., Verda, V., y Santarelli, M. (2015). CFD-based reduced model for the simulation of thermocline thermal energy storage systems. *Applied Thermal Engineering*, 76:391–399, DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2014.11.029.
- Pizzolato, A., Donato, F., Verda, V., Santarelli, M., y Sciacovelli, A. (2017). CSP plants with thermocline thermal energy storage and integrated steam generator – Techno-economic modeling and design optimization. *Energy*, 139:231–246, DOI: 10.1016/j.energy.2017.07.160.
- Pizzolato, A., Sciacovelli, A., y Verda, V. (2016). Transient local entropy generation analysis for the design improvement of a thermocline thermal energy storage. *Applied Thermal Engineering*, 101:622–629, DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2015.12.072.
- Podowski, M. Z. (2012). Toward mechanistic modeling of boiling heat transfer. *Nuclear engineering and technology*, 44(8):889–896, DOI: 10.5516/NET.02.2012.720.
- Pointer, W. D., Shaver, D., Liu, Y., Vegendla, P., y Tentner, A. (2016). Evaluation of CFD Methods for Simulation of Two-Phase Boiling Flow Phenomena in a Helical Coil Steam Generator. Technical report, Oak Ridge National Laboratory (ORNL).
- Pope, S. B. (2001). Turbulent flows. *Measurement Science and Technology*, 12(11), DOI: 10.1088/0957-0233/12/11/705.
- Prandtl, L. (1925). 7. bericht über untersuchungen zur ausgebildeten turbulenz. *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 5(2):136–139, DOI: 10.1002/zamm.19250050212.
- PROTERMOSOLAR (2017). El sector en cifras. <https://www.protermosolar.com>.
- PROTERMOSOLAR (2018a). Mapa de proyectos en España. <https://www.protermosolar.com/proyectos-termosolares>.
- PROTERMOSOLAR (2018b). Proyectos en el exterior: Centrales en operación, construcción y en fase de desarrollo. <https://www.protermosolar.com/proyectos-termosolares>.

- Relloso, S. y Delgado, E. (2009). Experience with molten salt thermal storage in a commercial parabolic trough plant; Andasol 1 commissioning and operation. En *Proceedings of 15th SolarPACES International Conference, Berlin*.
- Relloso, S. y Gutiérrez, Y. (2008). Real application of molten salt thermal storage to obtain high capacity factors in parabolic trough plants. En *Proceedings of 14th SolarPACES International Conference, Las Vegas*.
- Relloso, S. y Lata, J. (2011). Molten salt thermal storage: a proven solution to increase plant dispatchability. Experience in Gemasolar Tower plant. En *Proceedings of 17th SolarPACES International Conference, Granada*.
- Reynolds, O. (1895). Iv. on the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philosophical transactions of the royal society of london. (a.)*, (186):123–164, DOI: 10.1098/rsta.1895.0004.
- Rinaldi, L., Fabrizi, F., Alemberti, A., Gaggioli, W., Aliotta, S., Barbensi, A., y Tarquini, P. (2015). Thermal Energy Storage Tank with Integrated Steam Generator. EP 2652272 B1.
- Rivas, E. y Rojas, E. (2016). Heat transfer correlation between Molten Salts and helical-coil tube bundle Steam Generator. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 93:500–512, DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.10.013.
- Rohsenow, W. M. (1951). A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. Technical report, MIT Division of Industrial Corporation.
- Roumy, R. (1971). Dryout in helically coiled tubes with boiling Freon-12. En *European Two-Phase Flow Group Meeting, Risp*.
- Rubbia, C. (2001). Solar thermal energy production: guidelines and future programmes of ENEA. Technical Report Tech. Rep. ENEA/TM/PRES/2001-07, Ente per le Nuove tecnologie, l'Energia e l'Ambiente (ENEA).
- Ruffell, A. E. (1974). The application of heat transfer and pressure drop data to the design of helical coil once-through boilers. En *Multiphase Flow Systems Meet., Glasgow*.
- Santini, L., Cioncolini, A., Lombardi, C., y Ricotti, M. (2014). Dryout occurrence in a helically coiled steam generator for nuclear power application. En *EPJ Web of Conferences*. DOI: 10.1051/epjconf/20146702102.
- Schleicher, E., da Silva, M. J., Thiele, S., Li, A., Wollrab, E., y Hampel, U. (2008). Design of an optical tomograph for the investigation of single- and

- two-phase pipe flows. *Measurement Science and Technology*, 19(9):94006, DOI: 10.1088/0957-0233/19/9/094006.
- Sequeira, C. A. (2003). *High temperature corrosion in molten salts*. Trans Tech Publ.
- Shi, J., Sun, B., Yu, X., Zhang, P., y Song, F. (2017). Modeling the full-range thermal-hydraulic characteristics and post-dryout deviation from thermodynamic equilibrium in once-through steam generators. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 109:266–277, DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.02.007.
- Shih, T.-H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., y Zhu, J. (1994). A new k-epsilon eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows: Model development and validation. Technical Report 19950005029, NASA Lewis Research Center.
- Smith, E. y Coombs, B. (1972). Thermal performance of cross-inclined tube bundles measured by a transient method. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 14(3):205–220, DOI: 10.1243/JMES_JOUR_1972_014_028_02.
- Smith, E. y King, J. (1978). Thermal performance of further cross-inclined in-line and staggered tube banks. En *International Heat Transfer Conference Digital Library*, pp. 267–272. Begel House Inc.
- Smith, E. M. (2006). *Advances in Thermal Design of Heat Exchangers*. John Wiley & Sons, Ltd, ISBN: 978-04-700-1616-9.
- SOLARGIS (2016). Global Horizontal Irradiation (GHI). <https://solargis.com/maps-and-gis-data/download/world>.
- Sommerfeld, M., Van Wachem, B., y Oliemans, R. (2008). *Best practice guidelines for computational fluid dynamics of dispersed multi-phase flows*. European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion (ERCOFTAC).
- SQM (2018). Themo-solar salts. <https://www.sqm.com>.
- ST. Laurent, S. J. (2000). Thermocline thermal storage test for large-scale solar thermal power plants. Technical Report SAND2000–2059C, Sandia National Labs., Albuquerque, NM (US).
- Styrikovich, M. A., Polonsky, V. S., y Reshetov, V. V. (1984). Experimental investigation of the critical heat flux and post-dryout temperature regime of helical coils. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27(8):1245–1250, DOI: 10.1016/0017-9310(84)90052-8.
- Subbotin, Y. N. (2002). Spline interpolation. encyclopedia of mathematics.

- Swanson Analysis Systems, Inc. (2020). ANSYS Fluent. <https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent>.
- Swapnalee, B. y Vijayan, P. (2011). A generalized flow equation for single phase natural circulation loops obeying multiple friction laws. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(11-12):2618–2629, DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.01.023.
- Tang, Q., Chen, G., Yang, Z., Shen, J., y Gong, M. (2018). Numerical investigation on gas flow heat transfer and pressure drop in the shell side of spiral-wound heat exchangers. *Science China Technological Sciences*, 61(4):506–515, DOI: 10.1007/s11431-017-9176-9.
- Teske, S., Leung, J., Crespo, L., Bial, M., Dufour, E., y Richter, C. (2016). Solar thermal electricity – Global outlook 2016. Technical report, Greenpeace international y SolarPACES.
- Thome, J. R. (2006). Wolverine engineering databook III. Technical report, (Web book updated yearly).
- Ünal, H. C. (1981). *Some aspects of two-phase flow, heat transfer and dynamic instabilities in medium and high-pressure steam generators*. Tesis doctoral, Delft University of Technology.
- Ünal, H. C., Van Gasselt, M., y Van't Verlaat, P. (1981). Dryout and two-phase flow pressure drop in sodium heated helically coiled steam generator tubes at elevated pressures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24(2):285–298, DOI: 10.1016/0017-9310(81)90036-3.
- Ustinenko, V., Samigulin, M., Ioilev, A., Lo, S., Tentner, A., Lychagin, A., Razin, A., Girin, V., y Vanyukov, Y. (2008). Validation of CFD-BWR, a new two-phase computational fluid dynamics model for boiling water reactor analysis. *Nuclear Engineering and Design*, 238(3):660–670, DOI: 10.1016/j.nucengdes.2007.02.046.
- Versteeg, H. K. y Malalasekera, W. (2007). *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson Education, 2nd edición, ISBN: 978-01-312-7498-3.
- Vijayan, P. (2002). Experimental observations on the general trends of the steady state and stability behaviour of single-phase natural circulation loops. *Nuclear Engineering and Design*, 215(1-2):139–152, DOI: 10.1016/S0029-5493(02)00047-X.
- Vijayan, P., Bade, M., Saha, D., Sinha, R., y Venkat Raj, V. (2000). A generalised correlation for the steady state flow in single-phase natural circulation loops. Technical Report BARC-2000/E/021, Bhabha Atomic Research Centre.
- Vijayan, P. K., Nayak, A. K., y Kumar, N. (2019). *Single-phase, Two-phase and Supercritical Natural Circulation Systems*. Woodhead Publishing.

- Wagner, W y Kruse, A (1998). *The industrial standard IAPWS-IF97 for the thermodynamic properties and supplementary equations for other properties*, volumen 354. Springer-Verlag, ISBN: 978-35-406-4339-5.
- Wallis, R. P. (1939). A Photographic Study of Fluid Flow between Banks of Tubes. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 142(1):379–387, DOI: 10.1243/PIME_PROC_1939_142_027_02.
- Xu, L. J. y Xu, L. A. (1998). Gas/liquid two-phase flow regime identification by ultrasonic tomography. *Flow Measurement and Instrumentation*, 8(3-4):145–155, DOI: 10.1016/S0955-5986(98)00002-8.
- Xu, W., Chen, Q., y Nieuwstadt, F. T. (1998). A new turbulence model for near-wall natural convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(21):3161–3176, DOI: 10.1021/ja5066015.
- Yang, H., Kim, D., y Kim, M. (2003). Void fraction measurement using impedance method. *Flow Measurement and Instrumentation*, 14(4):151–160, DOI: 10.1016/S0955-5986(03)00020-7.
- Zarza, E. (2012). Principales retos de I+D y potencial contribución a un mercado sostenible. En *Guía Técnica de La Energía Solar Termoeléctrica*, capítulo 3, pp. 71–122. Fundación de la Energía de la Comunidad de Madrid (FENERCOM).
- Zarza, E. y Sufrategui, F. M. E. (2006). *Curso de Sistemas de Concentración Solar*. CIEMAT.
- Zukauskas, A. (1987). Convective heat transfer in cross flow. En *Handbook of single-phase convective heat transfer*, capítulo 3. John Wiley & Sons.
- Zukauskas, A. y Ulinskas, R. (1988). *Heat transfer in tube banks in crossflow*. Hemisphere Publishing, New York, NY.
- Zvirin, Y. (1982). A review of natural circulation loops in pressurized water reactors and other systems. *Nuclear Engineering and Design*, 67(2):203–225, DOI: 10.1016/0029-5493(82)90142-X.