



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE DOCTORADO EN CIENCIA E INGENIERIA DE
MATERIALES

ESTUDIO DE LOS FENÓMENOS DE EBULLICIÓN DURANTE EL TEMPLE
DE PROBETAS A ESCALA LABORATORIO

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIA E INGENIERIA DE MATERIALES

P R E S E N T A:

M. EN C. ROBERTO CRUCES RESÉNDEZ

TUTOR PRINCIPAL:

DR. JOSÉ BERNARDO HERNÁNDEZ MORALES
FACULTAD DE QUÍMICA

COTUTOR:

DR. GILDARDO SOLORIO DÍAZ
UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE HIDALGO

COMITÉ TUTOR:

DR. JOSÉ ANTONIO BARRERA GODÍNEZ
FACULTAD DE QUÍMICA
DR. JOSÉ ENRIQUE GUZMÁN VÁZQUEZ
INSTITUTO DE INGENIERÍA



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Jurado Asignado:

Presidente: Dr. Bernardo Fabián Campillo Illanes

Secretario: Dr. José Melesio Sánchez Huerta

Vocal: Dr. José Bernardo Hernández Morales


Vocal: Dr. Armando Ortiz Prado

Vocal: Dr. Ignacio Alejandro Figueroa Vargas

Lugar donde se realizó la tesis:


Departamento de Ingeniería Metalúrgica, Facultad de Química, U.N.A.M.,
Edificio D, Laboratorio 005.

Asesor del tema:



Dr. José Bernardo Hernández Morales.

Sustentante:



M. en C. Roberto Cruces Reséndez.

Índice

Resumen.....	1
Abstract.....	3
1 Introducción.....	5
1.1 Justificación.....	6
1.2 Hipótesis.....	7
1.3 Objetivos	7
1.4 Metas	8
2 Antecedentes.....	9
2.1 Tratamiento térmico de temple	9
2.2 Campo microestructural	10
2.3 Campo de esfuerzos	14
2.4 Campo térmico	14
2.5 Medios de temple	15
2.5.1 Metodologías para la caracterización de medios de temple	16
2.6 Transferencia de calor en tratamientos térmicos.....	19
2.7 Problema inverso de conducción de calor (<i>IHCP</i>).....	21
2.8 Mecanismos de ebullición en el temple por inmersión.....	22
2.8.1 Frente de mojado	24
2.9 Dinámica de fluidos	26
2.9.1 Turbulencia	27
2.9.2 Dinámica de fluidos en medios con ebullición	28
2.9.3 Ebullición de un líquido sub-enfriado	34
2.9.4 Modelo mecanístico de desprendimiento de burbujas.....	34
2.9.5 Efecto del acabado superficial	36

3	Metodología.....	39
3.1	Metodología Experimental.....	39
3.1.1	Geometría y dimensiones de las probetas para las etapas I y II	39
3.1.2	Geometría y dimensiones de la probeta para la etapa III.....	41
3.1.3	Dispositivo experimental	42
3.1.4	Condiciones experimentales	44
3.1.5	Adquisición de datos y video.....	45
3.2	Metodología computacional.....	47
3.2.1	Objetivos de cálculo.....	47
3.2.2	Simplificaciones.....	47
3.2.3	Formulación matemática.....	48
3.2.4	Solución del modelo matemático.....	49
	Dominio de la solución numérica: creación de la geometría	50
4	Resultados y discusión	58
4.1	Resultados y discusión de la etapa I.....	58
4.1.1	Determinación de la temperatura de trabajo	58
4.1.2	Efecto de la velocidad de flujo	63
4.1.3	Validación del modelo hidrodinámico de la etapa I	64
4.1.4	Campo de velocidad.....	66
4.1.5	Campo de presión dinámica.....	67
4.1.6	Coefficiente de presión	69
4.2	Resultados y discusión de la etapa II	71
4.2.1	Filtrado de las historias térmicas	71
4.2.2	Comportamiento de las historias térmicas	74
4.2.3	Repetibilidad de los experimentos	85

4.2.4	Efecto de la temperatura inicial y de la velocidad de flujo.....	86
4.2.5	Cinemática del frente de mojado	87
4.2.6	<i>Flux</i> de calor en la superficie (aproximación 1-D).....	95
4.3	Resultados y discusión de la etapa III.....	107
4.3.1	Curvas de enfriamiento e historias de <i>flux</i> de calor	108
4.3.2	Etapa de capa de vapor	111
4.3.3	Etapa de nucleación y crecimiento de las burbujas	116
5	Conclusiones.....	132
6	Referencias	135
	Apéndice A.	142
	Apéndice B.	145
	Apéndice C.	150
	Apéndice D.	152
	Apéndice E.....	154

Índice de figuras

Figura 2.1 Campos físicos presentes en un tratamiento térmico de temple con sus correspondientes acoplamientos, modificado de [3]. En azul se resalta la orientación de esta investigación.....	10
Figura 2.2 Representación esquemática de la correspondencia de Bain [7].....	11
Figura 2.3 Micrografías ópticas que muestran la morfología de la martensita: (a) en láminas 4%picral+HCl 200x y (b) en placas 4%picral+HCl 1000x. Tomadas de [9]....	12
Figura 2.4 (a) Diagrama <i>TTT</i> y (b) diagrama <i>CCT</i> para un acero AISI 1045. Las letras representan las fases presentes: (A) austenita, (B) bainita, (F) ferrita, (M) martensita y (P) perlita [11].....	13
Figura 2.5 Representación esquemática de un ensayo Jominy: (a) Geometría y dimensiones de la probeta (en pulgadas) y (b) curva de templabilidad mostrando las mediciones de dureza, modificado de [13].	15
Figura 2.6 Esquema que muestra las etapas de la prueba magnética, modificado de [23].	17
Figura 2.7 Esquema representativo del transporte de energía por conducción en un volumen de control en un cilindro sólido.	19
Figura 2.8 Representación esquemática del <i>IHCP</i> , en una dirección de flujo, para una placa de espesor 2L. A la izquierda se muestra el sistema y a la derecha la historia estimada (puntos) de <i>flux</i> de calor junto con la historia esperada (líneas) [28].	21
Figura 2.9 Secuencia de las tres etapas de extracción de calor durante el enfriamiento por inmersión de una probeta cilíndrica de acero al cromo-níquel en agua a 30 °C y una velocidad de 0.3 m/s [16].....	22
Figura 2.10 Comportamiento del frente de mojado y cambio del coeficiente de transferencia de calor (h) a lo largo de la superficie de una probeta metálica durante un temple por inmersión, modificado de [35].....	24
Figura 2.11 Curva de ebullición en una superficie metálica sometida a calentamiento, modificada de [38].	25
Figura 2.12 Velocidad fluctuante en regímenes turbulentos, modificada de [46].	28
Figura 2.13 Diagrama esquemático que muestra las fuerzas que actúan sobre una burbuja que crece sobre una superficie a alta temperatura, modificado de [66].	35
Figura 2.14 Efecto de la profundidad de las ranuras en la capa de vapor, modificado de [78].	38
Figura 3.1 Probetas para las Etapas I y II: (a) base plana, (b) base semiesférica y (c) base cónica. Las dimensiones están en mm.	40
Figura 3.2 Probetas para las etapas I y II: (a) vista superior mostrando la distribución radial de los barrenos; (b) vista lateral mostrando la distribución axial de los barrenos. Las dimensiones están en mm.	41

Figura 3.3 Probeta para la etapa III: (a) vista superior mostrando la distribución radial de los barrenos; (b) vista lateral mostrando la distribución axial de los barrenos. Las dimensiones están en mm.	42
Figura 3.4 Dispositivo experimental: (a) tanque de almacenamiento, (b) bomba, (c) rotámetro, (d) tubo de acrílico, (e) tanque de vidrio, (f) probeta, (g) contenedor lateral, (h) cámara, (i) soporte móvil de la probeta, (j) horno tipo libro y (k) calentador eléctrico sumergible.....	43
Figura 3.5 Instrumentación para la adquisición de datos: (a) probeta, (b) termopar tipo K, (c) extensión para termopar, (d) adquisidor de datos y (e) computadora.	46
Figura 3.6 Dominio computacional 3-D para las simulaciones del flujo de agua en presencia de una probeta de: (a) base plana, (b) base semiesférica y (c) base cónica. Las dimensiones están en mm.	51
Figura 3.7 Representación esquemática de un segmento de 30 ° del dominio computacional para la probeta de base plana: (a) vista frontal y (b) vista posterior.	52
Figura 3.8 Vista 2-D de la discretización espacial en una región cercana a la interfase probeta-fluido para la probeta de base plana.	56
Figura 4.1 Imágenes extraídas de las videograbaciones, que muestran la posición instantánea de la cinta alrededor de las probetas con agua que fluye a 0.2 m/s, para tres temperaturas del agua: (a) 20°C , (b) 40°C y (c) 60°C.....	59
Figura 4.2 Posición de la cinta durante los experimentos realizados con agua a 20°C, fluyendo a 0.2 m/s. La línea sólida indica la posición promedio de la cinta, las líneas punteadas indican las posiciones más cercana y más lejana de las cintas con respecto de la superficie de la probeta.	60
Figura 4.3 Posición promedio de la cinta cerca de la base, durante los experimentos realizados con agua a 20°C (diamantes), 40 ° C (círculos) y 60 ° C (triángulos), para la probeta de: (a) base plana, (b) base semiesférica y (c) base cónica, con agua fluyendo a 0.2 m/s.....	62
Figura 4.4 Imágenes extraídas de los videos, que muestran las posiciones instantáneas de las cintas de celofán alrededor de las probetas durante los experimentos con agua a 60 ° C, fluyendo a (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s.	64
Figura 4.5 Lado izquierdo: líneas de corriente calculadas alrededor de las probetas: con agua fluyendo a (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s. En el lado derecho de cada mapa se presenta la posición promedio (determinada experimentalmente) de las cintas trazadoras.	65
Figura 4.6 Vectores de campo de velocidad computados alrededor de las probetas con agua fluyendo a (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s. El tamaño de los vectores está normalizado y la escala de colores indica la magnitud de la velocidad.	67
Figura 4.7 Campo de presión dinámica computado alrededor de las probetas: de base plana, base semiesférica y de base cónica con agua a 60°C fluyendo a (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s.....	68

Figura 4.8 Coeficiente de presión computado alrededor de las probetas: de base plana, base semiesférica y de base cónica con agua a 60°C fluyendo a (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s.	70
Figura 4.9 (a) Curvas de enfriamiento y (b) curvas de rapidez de enfriamiento local, para los termopares insertos en la probeta de base cónica durante un temple desde 850 °C con agua a 60 °C, fluyendo a 0.2 m/s. Ambas gráficas se obtuvieron con los datos originales.	72
Figura 4.10 (a) Curvas de enfriamiento y (b) curvas de rapidez de enfriamiento local, para los termopares insertos en la probeta de base cónica durante el temple desde 850°C con agua a 60°C, fluyendo a 0.2 m/s. Ambas gráficas se obtuvieron con datos filtrados.....	73
Figura 4.11 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base cónica desde 950 °C con agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 10.1 s, (b) 16.3 s, (c) 20.7 s y (d) 24.5 s después que la probeta llega a la posición de inmersión...	75
Figura 4.12 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base cónica desde 950 °C con agua a 60°C fluyendo a 0.6 m/s Las imágenes corresponden a: (a) 10.1 s, (b) 14.5 s, (c) 18.3 s y (d) 21.6 (s) después que la probeta llega a la posición de inmersión.	76
Figura 4.13 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base plana desde 950 °C con agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 9.3 s, (b) 25.6 s, (c) 28.6 s y (d) 30.8 s después que la probeta llega a la posición de inmersión...	78
Figura 4.14 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base plana desde 950 °C con agua a 60°C fluyendo a 0.6 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 8.9 s, (b) 11.3 s, (c) 13.2 s, (d) 15.2 s, (e) 17.1 s, (f) 18.0 s y (g) 19.5 s después que la probeta llega a la posición de inmersión.	80
Figura 4.15 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base semiesférica desde 950°C con agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 3.3 s, (b) 20.1 s, (c) 22.9 s y (d) 24.3 s después que la probeta llega a la posición de inmersión.	82
Figura 4.16 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base semiesférica desde 950°C con agua a 60°C fluyendo a 0.6 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 3.3 s, (b) 12.7 s, (c) 15.7 s y (d) 18.0 s después que la probeta llega a la posición de inmersión.	83
Figura 4.17 Secuencia de imágenes que muestran de enfriamiento de la probeta de base semiesférica desde 950 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.6 m/s. Las flechas indican la posición aproximada del termopar TC3.....	84
Figura 4.18 Curvas de enfriamiento para el termopar TC2 (mostrado en los insertos), durante el temple desde 950 °C con agua a 60 °C, fluyendo a 0.6 m/s para: probeta de base cónica (triángulos), probeta de base plana (cuadros) y probeta de base semiesférica (círculos). Las curvas están desplazadas en el tiempo para mayor claridad.....	85

Figura 4.19 Curvas de enfriamiento en la posición del termopar TC4 durante el enfriamiento de la probeta de base cónica con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s (rombos) y 0.6 m/s (círculos) para dos valores de temperatura inicial.	86
Figura 4.20 Imagen que muestra los ajustes para el seguimiento del frente de mojado: (a) escala, (b) objetivo, (c) área de búsqueda y (d) sistema de referencia.	88
Figura 4.21 Posición del frente de mojado en función del tiempo durante el temple desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a: (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s. Valores medidos (símbolos), regresión (líneas sólidas).	89
Figura 4.22 Posición del frente de mojado en función del tiempo durante el temple desde 950 °C con agua a 60 °C fluyendo a: (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s. Valores medidos (símbolos), regresión (líneas sólidas).	90
Figura 4.23 Velocidad del frente en función de la temperatura inicial de la prueba y de la velocidad de flujo del agua: la probeta de base cónica se enfrió con agua a 60 °C.....	92
Figura 4.24 Velocidad del frente en función de la temperatura inicial de la prueba y de la velocidad del agua: la probeta de base semiesférica se enfrió con agua a 60 °C.	92
Figura 4.25 Imágenes de la probeta después de que la capa de vapor colapsa para agua fluyendo a: (a) 0.2 y (b) 0.6 m/s. Enfriamiento desde 950 °C con agua a 60 °C [87].	93
Figura 4.26 Velocidad del frente en función de la temperatura inicial de la prueba y de la velocidad del agua: la probeta de base plana se enfrió con agua a 60 °C.....	94
Figura 4.27 Historias de <i>flux</i> de calor 1-D en la superficie estimadas con la historia térmica del termopar TC2 para tres valores del parámetro <i>r</i> durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.6 m/s.....	96
Figura 4.28 Historia de <i>flux</i> de calor en la superficie para TC1, TC2 y TC3 durante el temple de la probeta con base cónica desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s. La línea punteada indica el instante en el que la probeta llega la posición de inmersión.	97
Figura 4.29 Historia de <i>flux</i> de calor para TC1, TC2 y TC3 durante el temple de la probeta con base cónica desde 750°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.....	98
Figura 4.30 Historia de <i>flux</i> de calor para TC1, TC2 y TC3 durante el temple de la probeta con base cónica desde 950 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.....	99
Figura 4.31 Posición del frente de mojado en función del tiempo para tres valores de temperatura inicial de la probeta templada en agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s. Las líneas horizontales indican las posiciones de los termopares.....	100
Figura 4.32 Historias térmicas estimadas en la superficie (puntos) y <i>flux</i> de calor en función de la temperatura de superficie (líneas) durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.	103
Figura 4.33 Historias térmicas estimadas en la superficie (puntos) y <i>flux</i> de calor en función de la temperatura de superficie (líneas) durante el temple de la probeta de base cónica desde 750 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.	104

Figura 4.34 Historias térmicas estimadas en la superficie (puntos) y <i>flux</i> de calor en función de la temperatura de superficie (líneas) durante el temple de la probeta de base cónica desde 950 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.	105
Figura 4.35 <i>Flux</i> de calor máximo (en la posición del termopar TC2) en función de la temperatura inicial de la probeta, con agua fluyendo a 0.2 m/s (rombos oscuros) y 0.6 m/s (rombos claros).	107
Figura 4.36 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s.	108
Figura 4.37 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua a 60°C fluyendo a 0.6 m/s.	109
Figura 4.38 Historias de <i>flux</i> de calor para TC-I, TC-II y TC-III durante el temple de la probeta cónica desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.	110
Figura 4.39 Secuencia de imágenes extraídas de una videograbación de alta velocidad durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua fluyendo a 0.2 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 158 ms, (b) 160 ms, (c) 162 ms, (d) 164 ms, (e) 166 ms, (f) 168 ms, (g) 170 ms y (h) 172 ms después que la probeta alcanza la posición de inmersión.	112
Figura 4.40 Posición axial de las perturbaciones en función del tiempo para un flujo de 0.2 m/s: valores medidos (rombos) y regresión (líneas sólidas). La línea punteada indica el instante de la ruptura de la capa de vapor. Los números indican la designación que se dio en el rastreo.	113
Figura 4.41 Secuencia de imágenes que muestran el colapso de la capa de vapor. Las imágenes corresponden a: (a) 592 ms, (b) 598 ms, (c) 604 ms y (d) 712 ms. Las flechas indican la posición de la onda expansiva producto del colapso de la capa de vapor en el vértice del cono.	115
Figura 4.42 Distribución de las burbujas en la superficie de la probeta: (a) 8,444 ms, (b) 10,564 ms y (c) 11,672 ms después que la probeta llega a la posición de inmersión para un temple desde 850°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.	116
Figura 4.43 Secuencia de imágenes que muestra la nucleación, crecimiento y desprendimiento de una burbuja durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s: a) 0.01 ms, b) 0.15 ms, c) 0.25 ms, d) 0.75 ms, e) 1.05 ms y f) 1.4 ms; tiempos referidos al instante de nucleación de la burbuja.	118
Figura 4.44 Esquema representativo de la medición del diámetro de las burbujas en la superficie de la probeta; d_w es el diámetro de contacto de la burbuja.	119
Figura 4.45 Evolución del diámetro instantáneo de burbuja. Las letras en el gráfico indican el tiempo en el que: (a) se alcanza el diámetro máximo, (b) la burbuja comienza a desprenderse de la superficie y (c) la burbuja se desprende por completo.	120
Figura 4.46 Evolución del diámetro equivalente de las burbujas rastreadas en un segmento de videograbación durante un temple desde 950 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.	122

Figura 4.47 Imágenes de las burbujas rastreadas (indicadas con flechas) correspondientes al segmento de videograbación VII durante el temple desde 950 °C con agua fluyendo a 0.2 m/s.....	123
Figura 4.48 Curvas de crecimiento del diámetro equivalente de burbujas rastreadas durante un temple desde 950°C con agua fluyendo a 0.2 m/s: valores medidos (símbolos), regresión (líneas sólidas).	124
Figura 4.49 Imágenes extraídas de las videograbaciones de alta velocidad durante el temple desde 850°C que muestran el deslizamiento de las burbujas para dos condiciones de flujo: 0.2 m/s (fila superior) y 0.6 m/s (fila inferior).	126
Figura 4.50 Diámetro equivalente máximo característico de las burbujas en función de temperatura inicial de la probeta para las dos condiciones de flujo estudiadas.....	127
Figura 4.51 Diámetro equivalente máximo promedio de las burbujas rastreadas para cada segmento de las videograbaciones de alta velocidad durante el temple desde 850 °C para las dos condiciones de flujo estudiadas.	128
Figura 4.52 Diámetro equivalente máximo promedio de las burbujas rastreadas para cada segmento de las videograbaciones de alta velocidad durante el temple desde 950 °C para las dos condiciones de flujo estudiadas.	129
Figura 4.53 Secuencia de imágenes que muestran la morfología de las burbujas previo a su desprendimiento de la probeta durante el temple desde 950 °C para agua fluyendo a 0.2 m/s (columna izquierda) y 0.6 m/s (columna derecha). Tiempos referidos al instante de nucleación de la burbuja.	130

Listado de símbolos

Símbolo	Cantidad	Unidades
a, b	Semiejes de un elipsoide	mm
C_p	Calor específico a presión constante	$\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
C_μ	Constante empírica	adimensional
d_e	Diámetro equivalente de la burbuja	m
d_w	Diámetro de desprendimiento de la burbuja	m
D	Diámetro del tubo	m
f	Achatamiento	adimensional
F_b	Fuerza de flotación	N
F_{aux}	Componente x de la fuerza de arrastre	N
F_h	Fuerza debida a la presión dinámica que ejerce el fluido	N
F_{qs}	Fuerza de arrastre en la dirección del flujo	N
F_{sL}	Fuerza de flotación cortante	N
F_{sx}	Componente x de la tensión superficial	N
F_{sy}	Componente x de la tensión superficial	N
\vec{g}	Aceleración debida a la fuerza gravitacional	m s^{-2}
g_z	Componente axial debida a la fuerza gravitacional	m s^{-2}
h	Entalpía	$\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
i	Índice para etiquetar las fronteras del sistema	-
I	Intensidad turbulenta	adimensional
j	Índice para contabilizar el número de termopares	-
k	Índice para contabilizar las fases	-

k	Energía cinética turbulenta	m^2s^{-2}
k	Conductividad térmica	$\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$
ℓ	Longitud de escala turbulenta	m
M	Índice de tiempo	-
n	Número de mediciones de temperatura	-
p	Presión	$\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-2}$
p_D	Presión dinámica	$\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-2}$
\bar{p}	Presión promedio (en el tiempo)	$\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-2}$
q	<i>Flux</i> de calor en la superficie	Wm^{-2}
q_c	Valor constante de <i>flux</i> de calor	Wm^{-2}
\hat{q}_i	<i>Flux</i> de calor estimado de la región <i>i-esima</i>	Wm^{-2}
\hat{q}^M	<i>Flux</i> de calor estimado para el intervalo t_{M-1} a t_M	Wm^{-2}
\dot{q}_C	Flujo de calor convectivo	W
\dot{q}_E	Flujo de calor de evaporación	W
\dot{q}_V	<i>Flux</i> de calor convectivo de la fase vapor	Wm^{-2}
r	Número de pasos de tiempo futuros	-
R	Radio del tubo	m
Re	Número de Reynolds	adimensional
Re_{DH}	Número de Reynolds en función del diámetro hidráulico	adimensional
S	Función de mínimos cuadrados	$^{\circ}\text{C}^2$
S_i	Superficie de frontera del dominio Ω	-
t	Tiempo	s
T	Temperatura	$^{\circ}\text{C}$

T_0	Temperatura inicial	$^{\circ}\text{C}$
T_l	Temperatura del líquido	$^{\circ}\text{C}$
T_s	Temperatura de la superficie	$^{\circ}\text{C}$
T_{sat}	Temperatura de saturación	$^{\circ}\text{C}$
T_{vap}	Temperatura del vapor	$^{\circ}\text{C}$
Δt	Paso de tiempo	s
Δt_M	$t_{M+1} - t_M$	s
\vec{v}	Velocidad	m s^{-1}
\bar{v}	Velocidad promedio (en el tiempo)	m s^{-1}
$\bar{v}_r, \bar{v}_\theta, \bar{v}_z$	Componentes de velocidad en coordenadas cilíndricas promedio (en el tiempo)	m s^{-1}
$\bar{v}'_r, \bar{v}'_\theta, \bar{v}'_z$	Componentes de velocidad fluctuante en coordenadas cilíndricas promedio (en el tiempo)	m s^{-1}
v_{avg}	Velocidad de flujo libre	m s^{-1}
V	Volumen	m^3
Y_i	Temperatura medida al tiempo t_i	$^{\circ}\text{C}$
\hat{Y}_i	Temperatura estimada al tiempo t_i	$^{\circ}\text{C}$

Letras griegas

α, β, γ	Parámetros de modelo de regresión	-
α_l	Fracción volumétrica de líquido	-
α_v	Fracción volumétrica vapor	-
ϵ	Disipación de energía turbulenta	m^2s^{-3}
κ	Viscosidad volumétrica	$\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$
μ	Viscosidad dinámica	$\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$
μ_t	Viscosidad turbulenta	$\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$
ρ	Densidad	kg m^{-3}
σ_ϵ	Número de Prandtl en función de κ	adimensional
σ_k	Número de Prandtl en función de ϵ	adimensional
$\bar{\tau}$	Tensor de esfuerzos	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
$\bar{\tau}_L$	Tensor de esfuerzos laminar promedio (en el tiempo)	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
$\bar{\tau}_T$	Tensor de esfuerzos turbulento promedio (en el tiempo)	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
$\frac{\partial}{\partial n_i}$	Derivada normal a la superficie de la frontera S_i	-
Ω	Dominio espacial	-

Resumen

El temple es un tratamiento térmico usado ampliamente en la industria metalúrgica en el mundo, siendo un componente clave en la cadena de producción de piezas de acero. La transferencia de calor durante un temple es un fenómeno complejo, debido a la relación que existe entre la hidrodinámica del medio de enfriamiento y los diversos mecanismos de transferencia de calor que tienen lugar durante el proceso.

Es por esto, que el objetivo central de este trabajo es caracterizar los fenómenos de ebullición presentes en la interfase fluido-probeta durante ensayos de temple por convección forzada, a escala laboratorio, en función de la temperatura inicial de tratamiento (850 y 950 °C) y de la velocidad del medio de enfriamiento (0.2 y 0.6 m/s), para probetas cilíndricas de tres geometrías de la base. La metodología se basó en la adquisición de curvas de enfriamiento y de videograbaciones (tanto con cámara de velocidad normal como con cámara de alta velocidad).

Dado que los estándares internacionales emplean probetas cilíndricas, y que en investigaciones relacionadas se han propuesto otras geometrías como alternativa para estos estándares, se realizó el estudio hidrodinámico (considerando un fluido monofásico) y el análisis de curvas de enfriamiento para probetas con tres geometrías de la base: plana, cónica y semiesférica. Resultados computacionales y experimentales mostraron que la probeta de base cónica presenta las condiciones hidrodinámicas más favorables, así como la cinemática del frente de mojado más reproducible para realizar el estudio de los fenómenos de ebullición.

Se estimó la condición de frontera térmica mediante la solución numérica del problema inverso de conducción de calor para la probeta de base cónica (considerando flujo de calor unidimensional). Se encontró que la distribución axial de las historias de *flux* de calor en la superficie depende de la temperatura inicial de la probeta – es decir, de su contenido energético inicial; en particular, para la temperatura de 850 °C, los valores de *flux* de calor máximo estimado en las posiciones de los termopares disminuyen linealmente a lo largo de la sección cilíndrica de la probeta. Para 950 °C, el máximo valor de *flux* de calor en la

superficie a la altura del centro de la probeta es similar al de la posición del termopar más cercano a la punta de la probeta, mientras que para 750 °C es parecido al termopar más alejado de la punta de la probeta.

De las videgrabaciones de alta velocidad se observó que, durante la etapa de capa de vapor, periódicamente se forman perturbaciones en la superficie de la capa, mismas que se propagan en la dirección de la corriente de flujo. Durante la etapa de nucleación y crecimiento de burbujas se encontró que hay una distribución de tamaño de burbujas a lo largo de la superficie de la probeta: el frente de mojado está formado por burbujas pequeñas comparadas con las formadas en la región por debajo del frente de mojado. Asimismo, se encontró que la temperatura inicial tiene un efecto marginal en el tamaño y tiempo de vida media de las burbujas. Sin embargo, la velocidad de flujo modifica significativamente estos parámetros, alcanzándose diámetros máximos y tiempos de vida media mayores para la condición de 0.2 m/s comparados con sus equivalentes para 0.6 m/s.

Abstract

Quenching is a heat-treating process extensively used in the metallurgical industry around the world, being a key component of the production chain of steel parts. Heat transfer during quenching is a complex phenomenon due to the relationship between the hydrodynamics of the cooling medium and the heat transfer mechanisms that take place during quenching.

Thus, the main objective of this work is to characterize the boiling phenomena present at the fluid-probe interface during forced convective quenching tests performed in a laboratory-scale device, as a function of the initial temperature of the probe (850 and 950 °C) and the flow velocity of the quenching medium (0.2 and 0.6 m/s), for cylindrical probes with three different base geometries. The experimental methodology was based on cooling curve acquisition and simultaneously videorecording (with both, normal-speed and high-speed videocameras).

International standards use flat-end cylindrical quench probes for laboratory-scale testing but in the specialized literature, other geometries have been proposed as an alternative to these standards. Thus, a hydrodynamic study (considering a single-phase fluid) and cooling curve analysis were carried out for flat-end, conical-end, and hemispherical-end probes. From the computational and experimental results, it was determined that the cylindrical conical-end probe produces the most favorable hydrodynamic conditions and the most reproducible wetting front kinematics to characterize boiling phenomena during quenching.

The thermal boundary condition was estimated by solving the inverse heat conduction problem for the conical-end probe (considering one-dimensional heat flux). It was found that the axial distribution of the surface heat flux histories depend on the initial temperature of the probe – *i.e.*, of its initial energy content; in particular, for the initial temperature of 850 °C, the maximum estimated surface heat flux values at the thermocouples linearly decreases along the cylindrical section of the probe. For 950 °C, the maximum value of the surface heat flux at mid-height is similar to that at the position closest to the probe end, while for 750 °C it is close to the value for the thermocouple furthest away from the probe end.

From high-speed video recordings, perturbations during the vapor film stage that appear periodically and propagate in the direction of the flow stream were observed. During the bubble nucleation and growth stage, it was found that there exists a bubble size distribution along the surface of the probe: the wetting front is formed by small bubbles compared to those that form in the region below it. In addition, it was determined that the initial temperature of the probe has a marginal effect on the size and half-life of the bubbles. However, the water flow rate significantly modifies these parameters, producing larger values of maximum diameter and half-life time for water flowing at 0.2 m/s than their equivalents for 0.6 m/s.

1 Introducción

A pesar de los avances que existen en el conocimiento de los fenómenos de ebullición tanto sumergiendo piezas en un fluido quieto (*pool boiling*) como en un fluido en movimiento (*flow boiling*), así como en el desarrollo de modelos matemáticos relacionados con estos fenómenos en áreas como la industria nuclear, la microelectrónica y la automotriz (enfocados a sistemas de enfriamiento o camisas de refrigeración para asegurar la integridad o el funcionamiento de ciertos componentes) aún falta trabajo por desarrollar en otras áreas, como es el caso de la industria metalúrgica (en particular, la dedicada a los tratamientos térmicos de temple). El tratamiento térmico de temple es un ciclo térmico controlado, que consiste en tres etapas: 1) calentamiento hasta la temperatura de austenización, 2) austenización (mantenimiento de la pieza a temperatura constante durante un período de tiempo tal que garantice la transformación a austenita de toda la pieza) y 3) enfriamiento súbito en un medio de temple. El resultado deseado es una pieza con alta dureza (que es, además, indicativa de otras propiedades mecánicas), por lo que es indispensable que la tercera etapa favorezca la transformación de austenita a martensita. En la etapa de enfriamiento súbito, los fenómenos de ebullición que ocurren en la intercara metal/medio de temple son de gran relevancia, ya que generan diversos mecanismos de extracción de calor que definen la evolución del campo térmico al interior de la pieza y, por ende, la evolución de los campos microestructural y de desplazamientos en la misma, los que a su vez son responsables de las propiedades mecánicas finales y la distorsión final, respectivamente. Cabe mencionar que, usualmente, el proceso de temple se lleva a cabo en tinas con agitación, por lo que el interés está focalizado en la extracción de calor bajo condiciones de convección forzada (*flow boiling*).

Dado que este tipo de tratamiento se realiza cerca o al final de la cadena de producción, en los últimos años ha crecido el interés del sector industrial por reducir el consumo de recursos energéticos y se está recurriendo con mayor frecuencia a estudios que involucran modelos matemáticos y simulaciones por computadora de los procesos de producción con el propósito de obtener beneficios económicos y ambientales. Para desarrollar estas herramientas computacionales es fundamental contar con información confiable de los fenómenos de

ebullición presentes durante el enfriamiento, para, eventualmente, validar los modelos matemáticos basados en primeros principios que predicen la respuesta metalúrgica de un componente templado.

En esta primera sección se presentan la justificación y contribución al campo de conocimiento del trabajo de investigación; asimismo, se presentan la hipótesis, el objetivo y las metas para desarrollar el trabajo de investigación.

1.1 Justificación

Existen diversos grupos de investigación alrededor del mundo que están realizando estudios para caracterizar la extracción de calor durante el temple con medios líquidos en movimiento. Para coadyuvar con estas investigaciones se requiere de datos experimentales fiables, que permitan abordar el problema multifísico de dinámica de fluidos y transporte de energía con ebullición en la interfase metal/baño de temple.

En una primera etapa, se realizó una serie de experimentos de temple por convección forzada para dos valores de temperatura inicial y dos valores de velocidad de flujo, bajo condiciones controladas de laboratorio. Para ello, se emplearán probetas de acero inoxidable austenítico (que no presentan transformación de fase) instrumentadas con termopares. Se considerarán tres geometrías de la base de probetas cilíndricas: plana, cónica y semiesférica. Con base en los resultados del análisis de curvas de enfriamiento correspondiente, se elegirá aquella probeta con la que se obtengan los resultados con mayor reproducibilidad y que presente las condiciones hidrodinámicas más favorables.

Actualmente existen reportadas en la literatura especializada diversas limitaciones con respecto a la aplicabilidad de los modelos de ebullición, ya que se requiere información experimental acerca de la evolución de parámetros (diámetro de desprendimiento de las burbujas, frecuencia de nucleación y la contribución de las burbujas a la turbulencia) que determinan en gran medida la precisión de sus predicciones. Por esta razón, es necesario

generar una base de datos de esos parámetros, que permita implementar un esquema de validación de los modelos matemáticos existentes o por desarrollar.

1.2 Hipótesis

Se espera que parámetros tales como la rapidez de crecimiento, el diámetro equivalente máximo, el diámetro de desprendimiento y el tiempo de vida media de las burbujas formadas en la etapa de nucleación y crecimiento se modifiquen significativamente por efecto de la temperatura inicial de la probeta, así como por la velocidad del medio de enfriamiento. Se alcanzará un menor diámetro máximo y un menor tiempo de vida media de las burbujas formadas para la condición de temperatura inicial de la probeta más baja y de flujo más alto.

1.3 Objetivos

- Cuantificar y comparar el comportamiento hidrodinámico del medio de enfriamiento en la región cercana a la superficie de probetas con distintas geometrías de la base, para condiciones de flujo monofásico.
- Determinar la evolución del campo térmico y la cinemática del frente de mojado durante el enfriamiento de probetas cilíndricas (con tres geometrías de la base: cónica, plana y semiesférica) templadas en condiciones de laboratorio, mediante el análisis de curvas de enfriamiento y análisis de imágenes para dos valores de temperatura inicial (850 y 950 °C) y dos valores de velocidad de flujo libre (0.2 y 0.6 m/s).
- Caracterizar los fenómenos de ebullición presentes en la interfase fluido-probeta para dos valores de temperatura inicial de tratamiento y dos condiciones de flujo del medio de enfriamiento.
- Generar una base de datos experimental que comprenda el efecto de la temperatura inicial de tratamiento, la velocidad de flujo y la geometría de la probeta sobre la cinemática del

frente de mojado, el *flux* de calor en la superficie de la probeta y parámetros tales como diámetro máximo, diámetro de desprendimiento y tiempo de vida media de las burbujas.

1.4 Metas

- i. Obtener imágenes de la posición de un trazador (cintas de celofán) en la cercanía de la base de las probetas bajo condiciones isotérmicas (a baja temperatura).
- ii. Adquirir la historia térmica en distintas posiciones al interior de las probetas durante el temple, para varios valores de rapidez de flujo del medio de temple, temperatura inicial de tratamiento y geometría de la probeta.
- iii. Obtener videgrabaciones durante cada enfriamiento, para visualizar los distintos fenómenos de ebullición durante el temple por convección forzada.
- iv. Estimar la velocidad del frente de mojado para cada condición experimental.
- v. Estimar el *flux* de calor que extrae el medio de temple como función de la posición axial y del tiempo.
- vi. Determinar los parámetros requeridos por los modelos de los diversos regímenes de ebullición propuestos en la literatura (evolución de tamaño y diámetro de desprendimiento de las burbujas en la etapa de nucleación ebullición acompañada por formación de burbujas).

2 Antecedentes

En este capítulo se abordan conceptos fundamentales relacionados con el tratamiento térmico de temple; se hace una revisión bibliográfica de los principales avances en el estudio de los fenómenos de ebullición involucrados en el proceso de temple y una revisión de los métodos, procedimientos y algoritmos computacionales propuestos por diferentes investigadores para desarrollar modelos matemáticos de este tipo de problemas.

2.1 Tratamiento térmico de temple

Los tratamientos térmicos son un conjunto de operaciones que involucran ciclos de calentamiento y enfriamiento controlados, que permiten modificar la microestructura en una pieza metálica y, con ello, sus propiedades mecánicas [1]. Ejemplos de tratamientos térmicos son: recocido, normalizado, temple, revenido, etc.

El tratamiento de temple consiste esencialmente de 3 etapas: 1) calentar la pieza metálica hasta su temperatura de austenización, 2) mantener la pieza a esa temperatura para transformar la microestructura proveniente de operaciones previas de manufactura a austenita, y 3) enfriarla rápidamente para que se lleve a cabo la transformación a martensita [2]. En cada una de éstas etapas interactúan diversos campos físicos (térmico, microestructural y de desplazamientos), por lo que una simulación de un tratamiento de temple implica modelar un fenómeno multifísico y multiescala (el transporte de energía ocurre a escalas distintas de las transformaciones de fase, por ejemplo), en el que la transferencia de calor, las transformaciones de fase y las interacciones mecánicas ocurren simultáneamente (Figura 2.1). La transferencia de calor desde la superficie depende de la dinámica de fluidos y de los fenómenos de ebullición en la interfase. Al enfriarse, la austenita se transforma en otras fases, el calor latente asociado con éstas transformaciones modifica el campo térmico. Asimismo, se producen esfuerzos residuales debido a los gradientes de

temperatura, de dilatación y a la variación de las propiedades mecánicas que conllevan las transformaciones de fase [3].

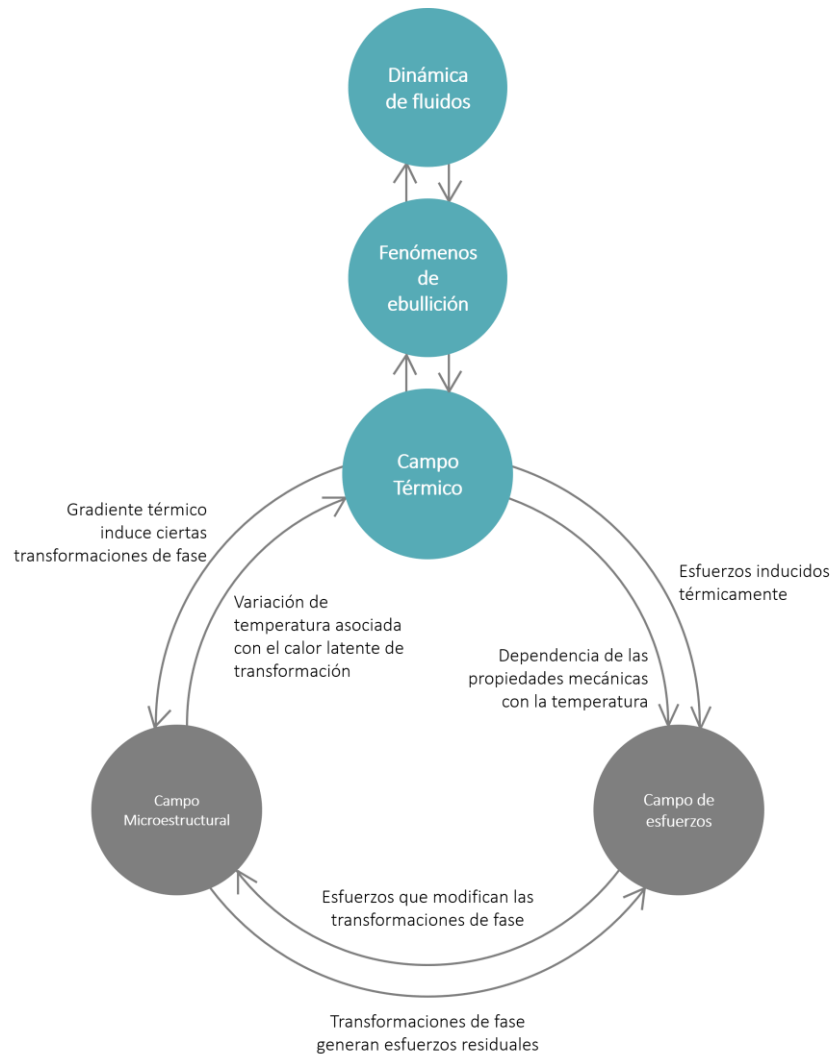


Figura 2.1 Campos físicos presentes en un tratamiento térmico de temple con sus correspondientes acoplamientos, modificado de [3]. En azul se resalta la orientación de esta investigación.

2.2 Campo microestructural

Durante un temple la austenita (con celda unitaria *fcc*) se transforma a martensita (con celda unitaria *bct*); esta transformación de fase de primer orden, es adifusional y está acompañada por una deformación homogénea de la red mediante pequeños desplazamientos coordinados

de los átomos (en distancias inferiores a las interatómicas) [4]. En la Figura 2.2 se muestra esquemáticamente la relación que hay entre la celda cúbica centrada en las caras y la celda tetragonal centrada en el cuerpo en la austenita propuesta originalmente por Bain [5], que establece que, para generar una celda unitaria de martensita, la celda de austenita debe contraerse cerca de un 17% en el eje z' y expandirse un 12% en los ejes x' e y' (las cruces representan las posibles posiciones intersticiales de los átomos carbono) [6].

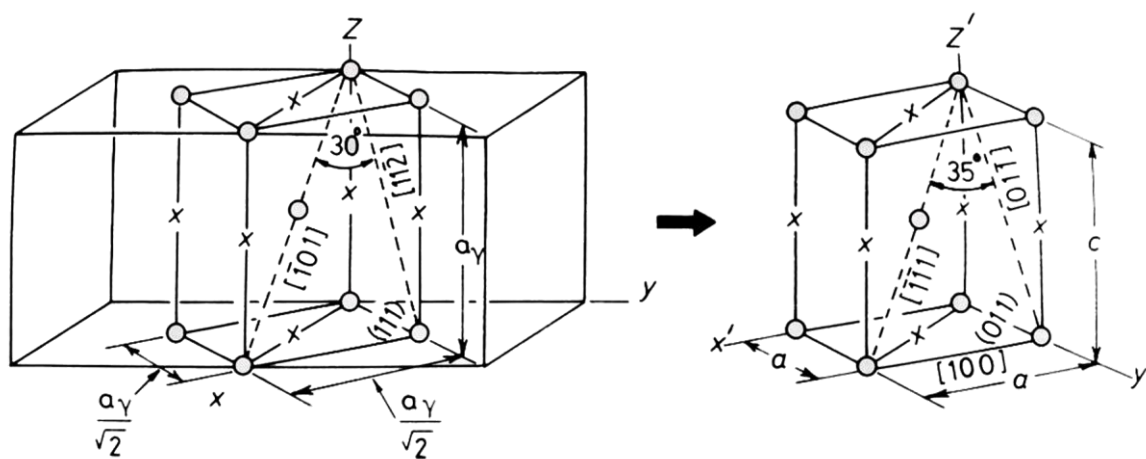


Figura 2.2 Representación esquemática de la correspondencia de Bain [7].

Esta distorsión de la red cristalina provoca que la martensita sea muy frágil, por lo que la pieza debe acondicionarse antes de poder usarse en campo. Para disminuir la fragilidad de la pieza templada se recurre a un segundo tratamiento térmico que se conoce como revenido. En este proceso, la pieza se calienta hasta una temperatura por debajo de la temperatura crítica inferior, se mantiene a esa temperatura durante un tiempo especificado y luego se enfría en aire. Un acero templado y revenido tiene dureza y resistencia mecánica ligeramente menores a las que tenía después de ser templado, pero su fragilidad disminuye significativamente [8].

En aceros al carbono las dos morfologías más comunes de la martensita visibles bajo el microscopio óptico, son láminas y placas. La designación de lámina (o listones - en inglés, *lath*) se emplea para describir la forma en listón de las unidades de martensita que se forman en aceros de bajo contenido de carbono (menor del 0.6% en peso), mientras que la designación de placa (o acicular - en inglés, *plate*) describe adecuadamente la forma de la

martensita que se presenta en los aceros con alto contenido de carbono (mayor del 1.0% en peso) (Figura 2.3).

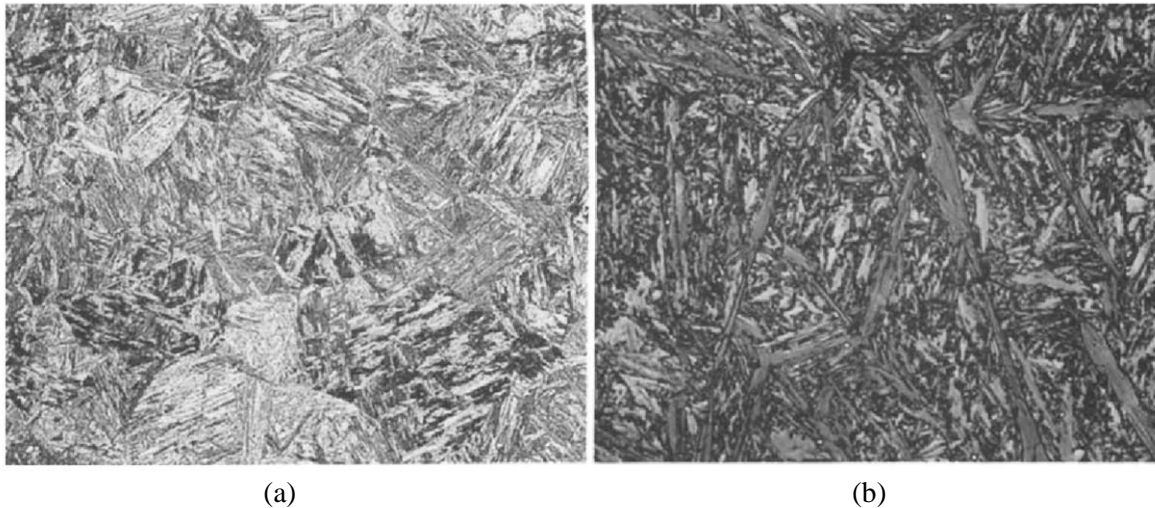
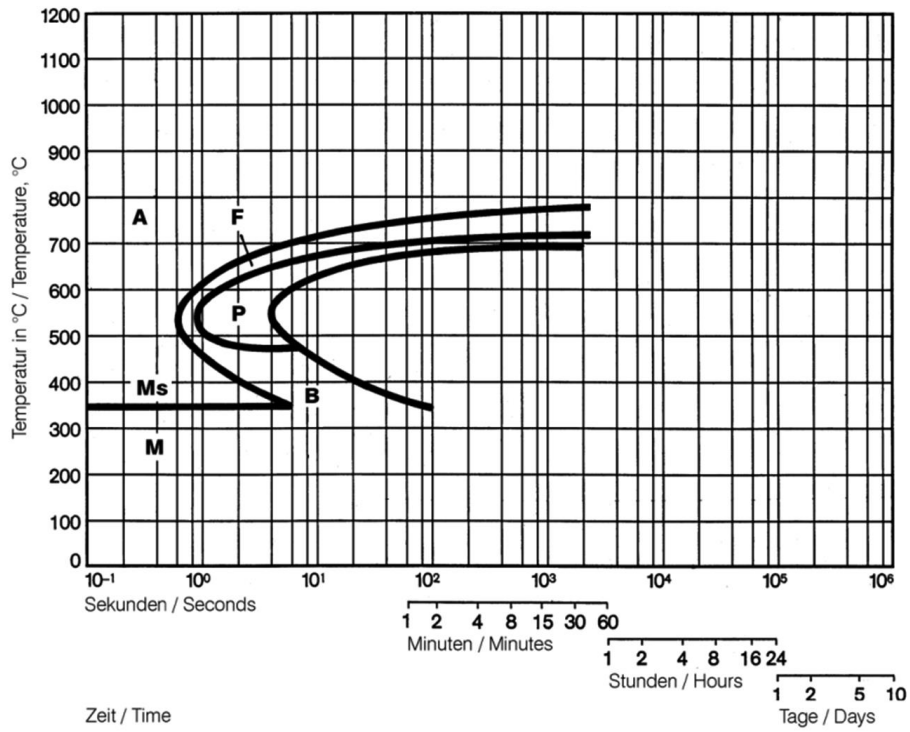


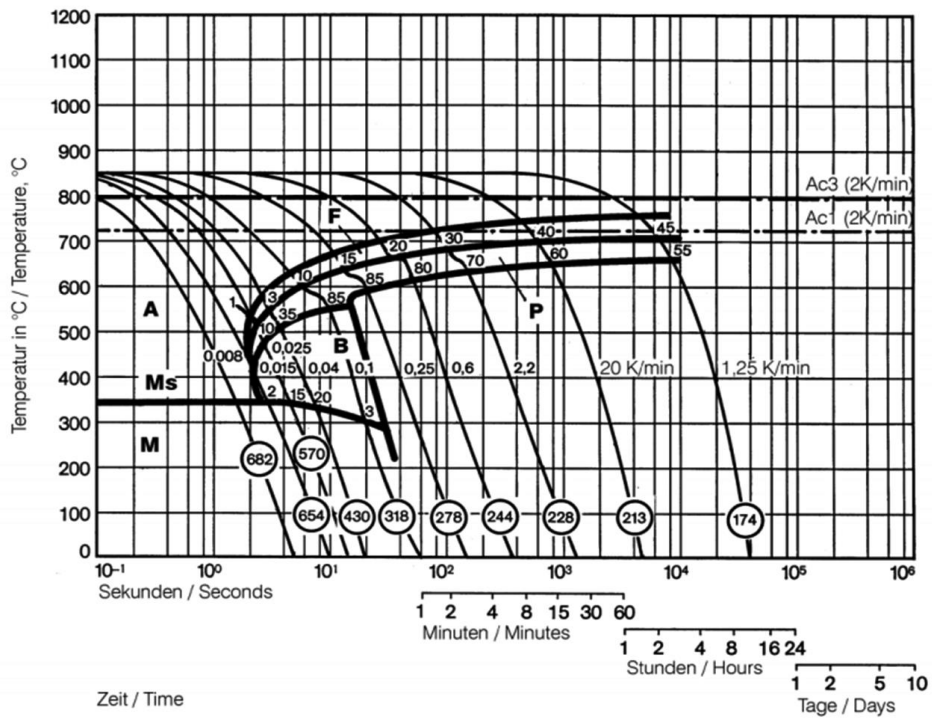
Figura 2.3 Micrografías ópticas que muestran la morfología de la martensita: (a) en láminas 4% picral+HCl 200x y (b) en placas 4% picral+HCl 1000x. Tomadas de [9].

Usualmente en la industria de los tratamientos térmicos se emplean dos tipos de diagramas para mostrar las posibles transformaciones de la austenita después del tratamiento térmico de un acero: los diagramas de transformación-tiempo-temperatura (*TTT*), también llamados diagramas de transformación isotérmica (*IT*) y los diagramas de transformación de enfriamiento continuo (*CCT*).

Los diagramas *TTT* (Figura 2.3 (a)) se obtienen calentando pequeñas muestras de acero a la temperatura de austenización. Enseguida, las muestras se enfrían rápidamente a una temperatura intermedia entre la temperatura de austenización y la temperatura de inicio de la transformación martensítica (M_s) y se mantienen isotérmicamente un periodo de tiempo fijo hasta que se completa la transformación, para luego determinar los productos de transformación. Por otra parte, los diagramas *CCT* (Figura 2.3 (b)) muestran los cambios de fase que ocurrirán en una pieza que se enfría continuamente, para distintas rapidezces de enfriamiento [10]. Desde el punto de vista operativo los diagramas *CCT* tienen mayor aplicación industrial, ya que la mayoría de los tratamientos térmicos no se realizan bajo condiciones isotérmicas.



(a)



(b)

Figura 2.4 (a) Diagrama *TTT* y (b) diagrama *CCT* para un acero AISI 1045. Las letras representan las fases presentes: (A) austenita, (B) bainita, (F) ferrita, (M) martensita y (P) perlita [11].

2.3 Campo de esfuerzos

Las piezas que se someten a un tratamiento de temple generalmente presentan esfuerzos residuales, producto de los gradientes térmicos generados durante el enfriamiento. La formación de éstos esfuerzos conduce a diversos efectos negativos, tales como: distorsión, agrietamiento, reducción de resistencia a la fatiga y una mayor susceptibilidad a la corrosión [12].

2.4 Campo térmico

La capacidad de un acero para endurecerse mediante la formación de martensita se conoce como templabilidad. Este término refiere a la distribución de la dureza a través de una sección transversal desde la superficie hasta el núcleo de un componente templado bajo condiciones de enfriamiento específicas; depende del contenido de carbono disuelto intersticialmente en la austenita y de la cantidad de elementos de aleación disueltos por sustitución durante la austenización [13].

Para evaluar la templabilidad de un acero, comúnmente se recurre al ensayo Jominy [14]. Esta prueba estandarizada permite establecer experimentalmente la respuesta metalúrgica (en términos de dureza residual) en función de la rapidez de enfriamiento local [15]. El ensayo consiste en austenizar una barra (de 1 in. de diámetro \times 4 in. de longitud) del acero de interés, y enfriarla con una columna de agua que impacta en la base con un flujo y temperatura controladas (Figura 2.4 (a)). Finalizado el ensayo, se mide el perfil de dureza superficial (a lo largo del eje de la probeta); con este perfil se construye una curva de templabilidad representando los valores de dureza en función de la distancia al extremo templado, tal como se muestra en la Figura 2.4 (b). Este ensayo proporciona una alternativa más rápida para evaluar la templabilidad de un acero que el desarrollo de los diagramas TTT y CCT.

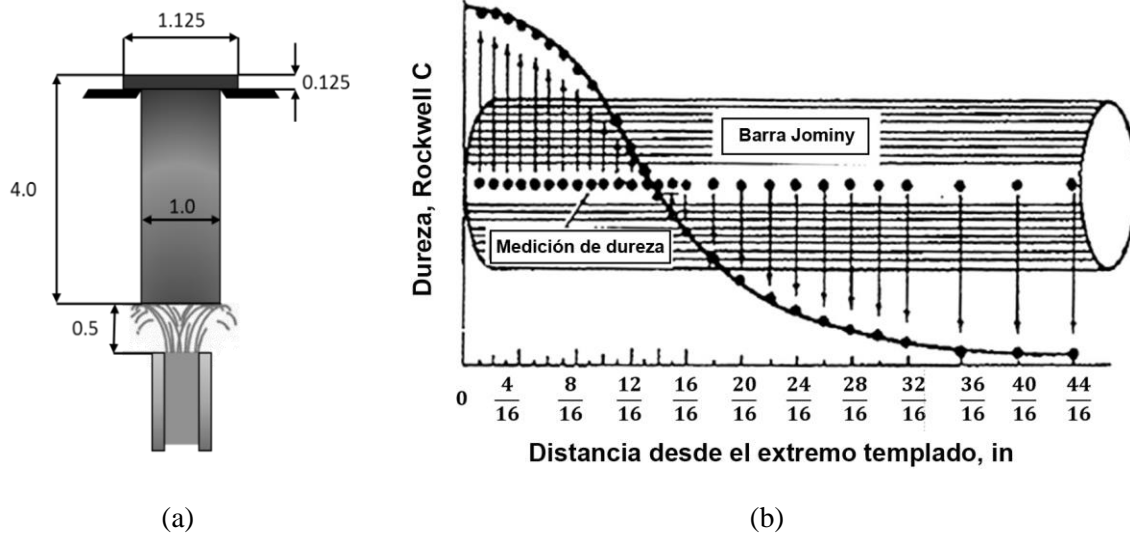


Figura 2.5 Representación esquemática de un ensayo Jominy: (a) Geometría y dimensiones de la probeta (en pulgadas) y (b) curva de templabilidad mostrando las mediciones de dureza, modificado de [13].

2.5 Medios de temple

Un medio de temple es aquel fluido (líquido o gas) que se pone en contacto con una pieza para extraer energía térmica con una rapidez especificada, y así obtener la dureza requerida. Al mismo tiempo, el medio de temple debe minimizar la distorsión y los esfuerzos residuales; esto se logra si el medio de temple provoca enfriamiento uniforme en la superficie total de la pieza [16].

Muchos y variados medios de enfriamiento se han utilizado para el proceso de temple. Los más comunes son agua, aceites, salmuera (acuosa), soluciones cáusticas (acuosas), soluciones poliméricas, sales fundidas, metales fundidos, aire u otros gases (inmóviles o en movimiento) [17].

El agua ha sido el medio de temple tradicional para prácticas comerciales por su bajo costo, fácil obtención y carácter no contaminante. Sin embargo, una desventaja es que produce distorsión y/o agrietamiento de la pieza de trabajo debido a las elevadas rapidezces de enfriamiento que se pueden alcanzar durante el enfriamiento. Es por esto, que se han

desarrollado aceites de temple que, que alcanzan valores menores de rapidez de enfriamiento que el agua, produciendo así menor distorsión en las piezas templadas. Los aceites de temple tradicionales son de origen mineral, aunque recientemente se ha estudiado el desempeño de aceites de origen vegetal [18]. Algunas de las desventajas que tienen este tipo de medios de temple es que pierden sus propiedades, son flamables, y generan residuos que requieren disposición especial. Una de las alternativas para los aceites de temple son los polímeros solubles en agua como el polialquilenglicol (PAG) o la polivinilpirrolidona (PVP), que proporcionan una extracción de calor más uniforme durante el enfriamiento, lo que resulta en la reducción de los gradientes térmicos y de la distorsión de los componentes templados [19]. Los baños de sales fundidas, generalmente de nitrito de sodio y de nitrato de potasio, producen una rapidez de enfriamiento lenta en la región de transformación de martensita dando como resultado una distorsión mínima. La capacidad de enfriamiento de este medio de enfriamiento se modifica por la adición de agua (aproximadamente 0.2–1.0% de agua), la temperatura de operación y el grado de agitación. Con los avances tecnológicos recientes, los tanques de temple que usan este tipo de medios están cerrados y reutilizan las sales, por lo que no se generan aguas residuales [20]. Para el temple con gases se usa principalmente aire y nitrógeno; en menor cantidad se emplea helio, ya que es necesario reciclar este gas para que el proceso sea rentable. El gas se inyecta en las cámaras de enfriamiento mediante boquillas o ventiladores a un flujo elevado y una presión relativamente baja. La rapidez de enfriamiento del gas, la velocidad de flujo y la presión. Una importante ventaja del temple con gases es que se trata de un proceso “limpio”, en el que se reduce al mínimo cualquier una operación de limpieza o tratamiento de residuos posterior [21].

2.5.1 Metodologías para la caracterización de medios de temple

La caracterización de la extracción de calor de un medio de temple se puede realizar mediante diversas metodologías que, en general se enfocan en determinar su poder de enfriamiento, es decir, la capacidad del medio de extraer calor [22]. Para caracterizar el poder de enfriamiento se han desarrollado una serie de pruebas estandarizadas a escala laboratorio, mediante las cuales se determina el tiempo de enfriamiento requerido para alcanzar ciertas temperaturas

específicas, así como las rapidezces de enfriamiento correspondientes. A continuación, se describen algunas de estas pruebas.

Prueba magnética

Una de las primeras metodologías que se desarrollaron para determinar el poder de enfriamiento de los aceites de temple fue la prueba magnética, o también conocida como la "prueba de la esfera de níquel", que se realiza bajo el estándar de la norma ASTM D3520 [23]. La prueba consiste en calentar a 885°C una esfera de níquel cromada, de 22 mm de diámetro. Para el enfriamiento, la esfera se introduce en un vaso metálico que contiene 200 mL del aceite de interés (Figura 2.5). El tiempo de enfriamiento se registra mediante un temporizador digital que se detiene cuando la esfera se magnetiza (en el punto Curie, aproximadamente 354°C para Ni puro) por el efecto de un imán colocado a un costado del vaso metálico. Mediante esta metodología los aceites de temple se pueden clasificar como: aceites lentos (15-20 segundos), aceites medios (11-14 segundos) y aceites rápidos (8 a 10 segundos). Esta clasificación establece intervalos de tiempo, ya que, si la pureza del níquel varía, la temperatura de Curie puede alterarse, proporcionando diversos tiempos de enfriamiento para un mismo medio de temple. Otra limitación de ésta técnica es que no proporciona ninguna información sobre la evolución del enfriamiento al interior de la esfera [20].

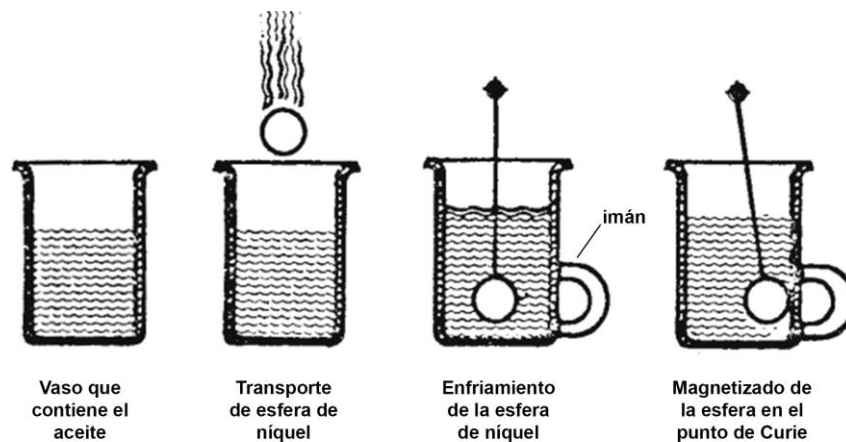


Figura 2.6 Esquema que muestra las etapas de la prueba magnética, modificado de [23].

Prueba de alambre caliente

En este ensayo se calienta un alambre de níquel-cromo (de calibre y resistencia eléctrica estandarizada) por medio de una corriente eléctrica sumergido en una muestra del aceite de temple. La corriente aumenta de manera constante y el poder de enfriamiento se determina con la lectura de corriente constante máxima medida por un amperímetro a la cual el alambre se funde [24].

Prueba de intervalos

En este ensayo se calienta una barra de acero inoxidable y se sumerge (durante 5 segundos) en un recipiente aislado que contiene una muestra del medio de temple, registrándose el incremento de temperatura del medio. Este procedimiento se repite con una serie de barras (de igual composición y dimensiones); la última de ellas se enfría por completo en una muestra del medio de temple del mismo volumen que los ensayos previos. El poder de enfriamiento se calcula como el cociente del aumento promedio de temperatura del medio para las barras enfriadas parcialmente entre el aumento de temperatura del medio registrado para el enfriamiento completo [25].

Análisis de curvas de enfriamiento

Una de las metodologías utilizadas para caracterizar un medio de temple, es el análisis de la curva de enfriamiento. Las pruebas que emplea este método de caracterización se realizan templando una pieza de prueba (usualmente probetas con geometría cilíndrica) instrumentada con termopares en su interior (comúnmente colocados en el centro geométrico de la probeta); esto permite monitorear el enfriamiento a través de un equipo que registra la evolución de la temperatura local durante el enfriamiento, para después analizar la curva de enfriamiento y así determinar diversos parámetros que ayudan en la selección del medio de temple [26].

2.6 Transferencia de calor en tratamientos térmicos

La transferencia de calor durante los procesos de tratamiento térmico involucra el intercambio de energía térmica entre la pieza y el medio de enfriamiento. En particular, la historia térmica durante la etapa de enfriamiento de un temple determina en gran medida la evolución del campo microestructural, así como la distribución de esfuerzos residuales y, por consecuencia, las propiedades mecánicas finales del componente templado.

La modelación matemática y simulación computacional de un temple requiere la solución de un problema multifísico con condiciones de frontera complejas, debido a que la transferencia de calor, las transformaciones de fase y los desplazamientos ocurren simultáneamente [3].

Matemáticamente, para describir la transferencia de calor al interior de un componente templado, se requiere escribir la ecuación de conducción de calor en estado transitorio, incluyendo un término de generación debido al calor latente asociado con las transformaciones de fase. En particular, para este trabajo se propone trabajar con probetas con geometría cilíndrica fabricadas con acero inoxidable, por lo que a continuación se presenta el análisis para dicha geometría (Figura 2.1).

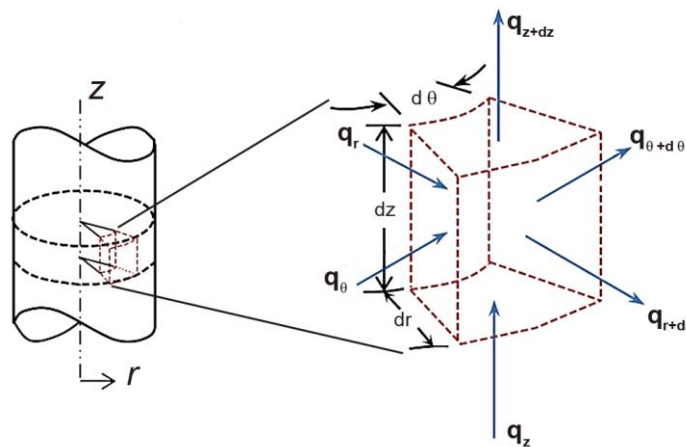


Figura 2.7 Esquema representativo del transporte de energía por conducción en un volumen de control en un cilindro sólido.

Para un problema de conducción de calor en un sólido isotrópico, de propiedades variables, en estado transitorio y sin generación, la ecuación gobernante en coordenadas cilíndricas tiene la forma siguiente¹ [27]:

$$\nabla(k \cdot \nabla T) = \rho C p \frac{\partial T}{\partial t} \quad \forall (r, z, \theta) \in \Omega \subset R^3, \quad t \in (0, t_f] \quad (2.1)$$

Considerando un problema axisimétrico la ecuación (2.1) se reduce a:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \rho C p \frac{\partial T}{\partial t} \quad \forall (r, z) \in \Omega \subset R^2, \quad t \in (0, t_f] \quad (2.2)$$

La ecuación 2.2 puede estar sujeta a alguna(s) de las condiciones de frontera siguientes:

Condición de frontera de simetría

$$\frac{\partial T(0, z, t)}{\partial r} = 0 \quad r = 0, \quad t \in (0, t_f] \quad (2.3)$$

Condición de frontera de Primer tipo (condición de frontera de Dirichlet):

$$T(r, z, t) = T_s(r, z, t) \quad \forall (r, z) \in S_i, \quad t \in (0, t_f] \quad (2.4)$$

Condición de frontera de Segundo tipo (condición de frontera de Neumann):

$$-k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial n_i} = q(r, z, t) \quad \forall (r, z) \in S_i, \quad t \in (0, t_f] \quad (2.5)$$

Condición de frontera de Tercer tipo (condición de frontera de Robin):

$$-k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial n_i} = h_i (T(r, z, t)|_{S_i} - T_\infty) \quad \forall (r, z) \in S_i, \quad t \in (0, t_f] \quad (2.6)$$

¹ El listado de símbolos se presenta en la página x

2.7 Problema inverso de conducción de calor (IHCP)

Para un problema de conducción de calor donde se conocen las propiedades termofísicas del material, su geometría, las condiciones de frontera, y la condición inicial, es posible formular un problema matemático cuya solución (mediante métodos analíticos o numéricos) permite calcular la evolución del campo térmico; este tipo de problema se conoce como problema directo de conducción de calor (DHCP, por sus siglas en inglés).

Sin embargo, en muchas aplicaciones, el *flux* de calor y/o la historia térmica de la superficie (es decir, la frontera térmica activa) son también incógnitas del problema que pueden determinarse a partir de mediciones de la respuesta térmica local al interior del sólido; este problema matemático se conoce como el problema inverso de conducción de calor (IHCP, por sus siglas en inglés), que se ilustra en la Figura 2.8.

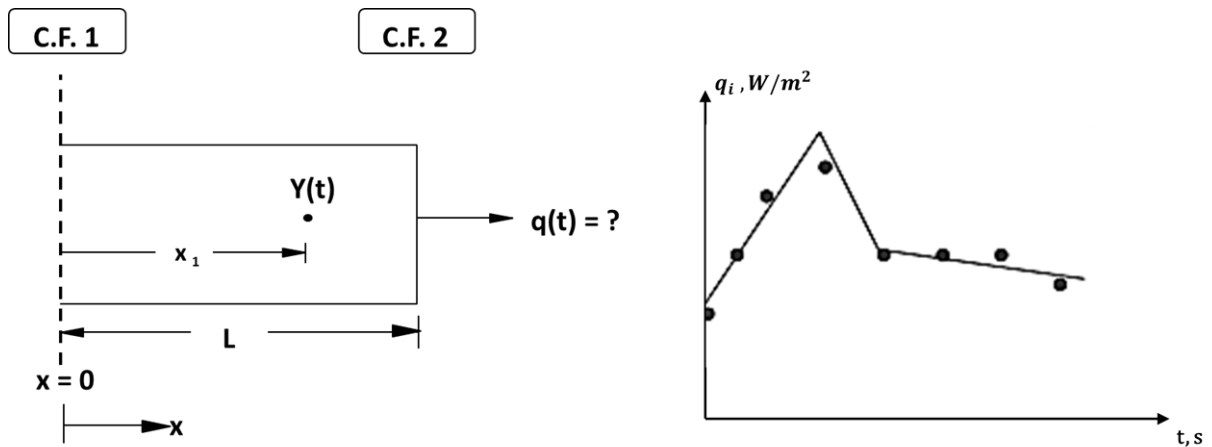


Figura 2.8 Representación esquemática del IHCP, en una dirección de flujo, para una placa de espesor $2L$. A la izquierda se muestra el sistema y a la derecha la historia estimada (puntos) de *flux* de calor junto con la historia esperada (líneas) [28].

La principal dificultad de los problemas inversos es que pueden tener muchas soluciones, es decir, que matemáticamente se trata de problemas “mal planteados” (*ill-posed problem*) ya que no satisfacen los requisitos de existencia, unicidad y estabilidad de la solución [29].

La obtención de una solución físicamente plausible en un *IHCP* y, en general, en cualquier problema inverso, es muy difícil debido, entre otras cosas, a que dicha solución es extremadamente sensible a los errores de las mediciones, así como al número de éstas.

Durante las últimas tres décadas se han desarrollado diversas metodologías para resolver problemas inversos; gracias al avance tecnológico en *hardware* y *software* se ha favorecido la aplicación de modelos matemáticos sofisticados, reduciendo significativamente el tiempo de cálculo.

2.8 Mecanismos de ebullición en el temple por inmersión

Durante el temple en medios volátiles tales como agua, aceite o soluciones acuosas de polímeros, se presenta una serie de fenómenos complejos en la superficie del sólido que generan condiciones de frontera de transferencia de calor que son no lineales y cambiantes con el tiempo. En orden de mayor a menor temperatura superficial se pueden distinguir tres regímenes de transferencia de calor (Figura 2.9):

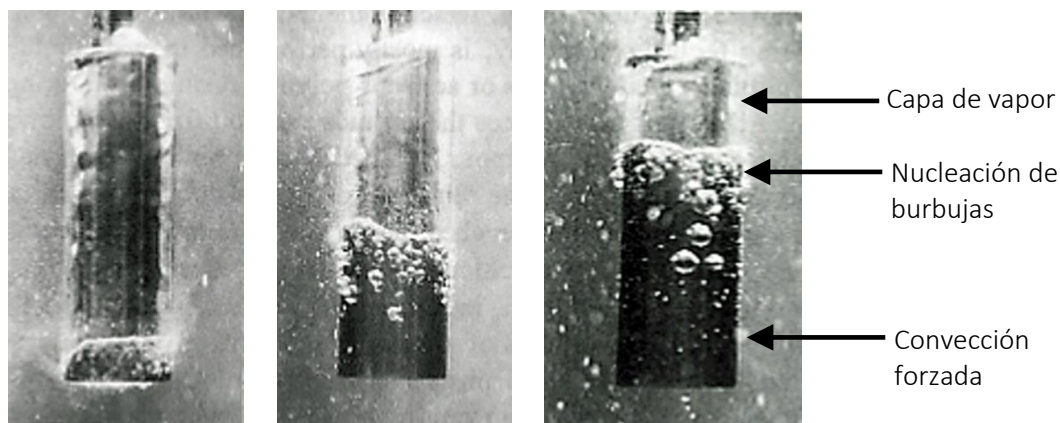


Figura 2.9 Secuencia de las tres etapas de extracción de calor durante el enfriamiento por inmersión de una probeta cilíndrica de acero al cromo-níquel en agua a 30 °C y una velocidad de 0.3 m/s [16].

a) *Enfriamiento en presencia de una película de vapor (Etapa A)*. Esta primera etapa se caracteriza por la formación de una capa de vapor continua y estable que rodea a la superficie de la pieza y que se genera cuando el líquido se pone en contacto con la superficie caliente que lo vaporiza inmediatamente.

El enfriamiento en esta etapa ocurre por conducción y radiación a través de la película de vapor y, por lo tanto, es relativamente lento, ya que la capa de vapor actúa como un aislante térmico. La temperatura mínima a la cual la capa de vapor es estable se conoce como temperatura de Leidenfrost [30]. En la literatura especializada se reporta que los valores de la temperatura de Leidenfrost para agua quieta a presión atmosférica oscilan entre 150 y 300 °C [31,32].

b) *Enfriamiento en presencia de burbujas (Etapa B)*. Esta etapa inicia cuando el líquido entra en contacto con la pieza (lo que se conoce como “re-mojado”), provocando que la capa de vapor colapse.

El calor se transfiere rápidamente durante esta etapa debido a que éste se remueve como calor de vaporización; el medio de temple se reemplaza continuamente por la nucleación, crecimiento y desprendimiento de burbujas. Tanto la duración como la rapidez de enfriamiento que se alcanza durante esta etapa, dependen del punto de ebullición del medio de enfriamiento, del tamaño y de la forma de las burbujas.

c) *Enfriamiento por convección sin ebullición (Etapa C)*. Esta etapa comienza cuando la energía contenida en la pieza no hace posible la ebullición del medio de temple, por lo que ésta cesa y la superficie entra en contacto completamente con el medio de enfriamiento en estado líquido. En esta etapa el enfriamiento se lleva a cabo por el mecanismo de convección (usualmente forzada), por lo que el enfriamiento no es tan severo como en la etapa de nucleación de burbujas [33].

2.8.1 Frente de mojado

Para el caso de temple en medios volátiles, los fenómenos de ebullición locales están en función del tiempo y de la posición a lo largo de la probeta [34]. Este comportamiento genera un frente de mojado, que se define como la frontera móvil que separa a la película de vapor de la zona de burbujas, es decir, la transición entre la etapa A y la B. En la Figura 2.10 se muestra la relación entre las zonas donde ocurren las etapas A, B y C y la distribución espacial del coeficiente de transferencia de calor a lo largo de una probeta de temple durante un temple por inmersión. La cinemática del frente de mojado determina la evolución del campo térmico y microestructural durante un temple y, por lo tanto, debe ser caracterizada cuidadosamente.

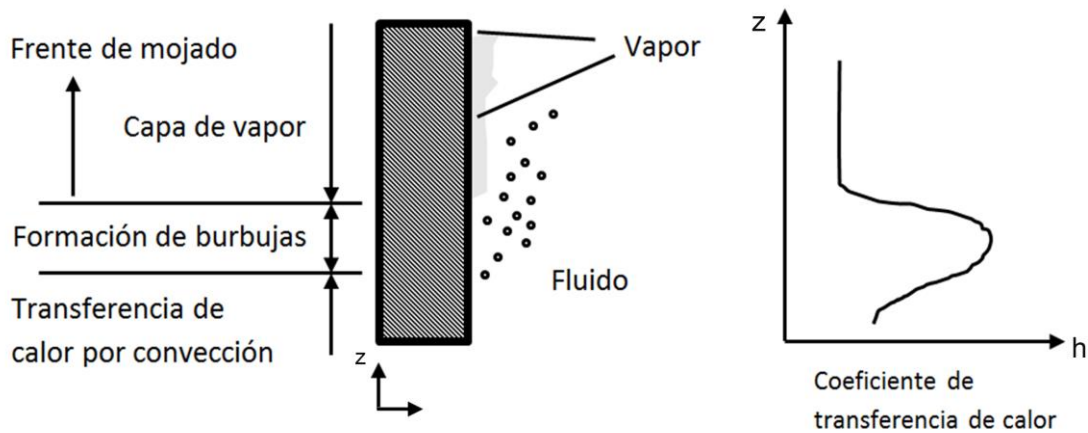


Figura 2.10 Comportamiento del frente de mojado y cambio del coeficiente de transferencia de calor (h) a lo largo de la superficie de una probeta metálica durante un temple por inmersión, modificado de [35].

Para describir los diversos fenómenos de ebullición en términos del *flux* de calor como función de la diferencia de temperatura entre la superficie caliente y la temperatura de saturación se emplea la curva propuesta por Nukiyama [36].

La curva presenta una región de ebullición en presencia de burbujas (tramo A – C de la Figura 2.11) que, a su vez, puede ser dividida en dos sub-regiones: a) ebullición nucleada en el seno del líquido (*bulk boiling*) y b) ebullición nucleada local (*local boiling*). La ebullición

nucleada en el seno del líquido (tramo B – C de la Figura 2.11) ocurre en un líquido saturado; en este caso las burbujas que se generan no colapsan al alejarse de la superficie metálica caliente, formando una columna de burbujas. La ebullición nucleada local (tramo A-B de la curva de la Figura 2.11) se presenta en un líquido sub-enfriado por lo que las burbujas formadas en la superficie caliente condensan instantáneamente al alejarse de la misma. Posteriormente, existe una región de transición (tramo C – D de la curva de la Figura 2.11) y, una vez que se alcanza la temperatura de Leidenfrost, se genera una capa de vapor estable en la superficie (tramo D – E de la Figura 2.11).

Cabe mencionar que, dado que la curva de Nukiyama está construida para calentamiento, en la literatura especializada en tratamientos térmicos los autores suelen nombrar al gráfico obtenido durante el enfriamiento como curva de ebullición inversa [37].

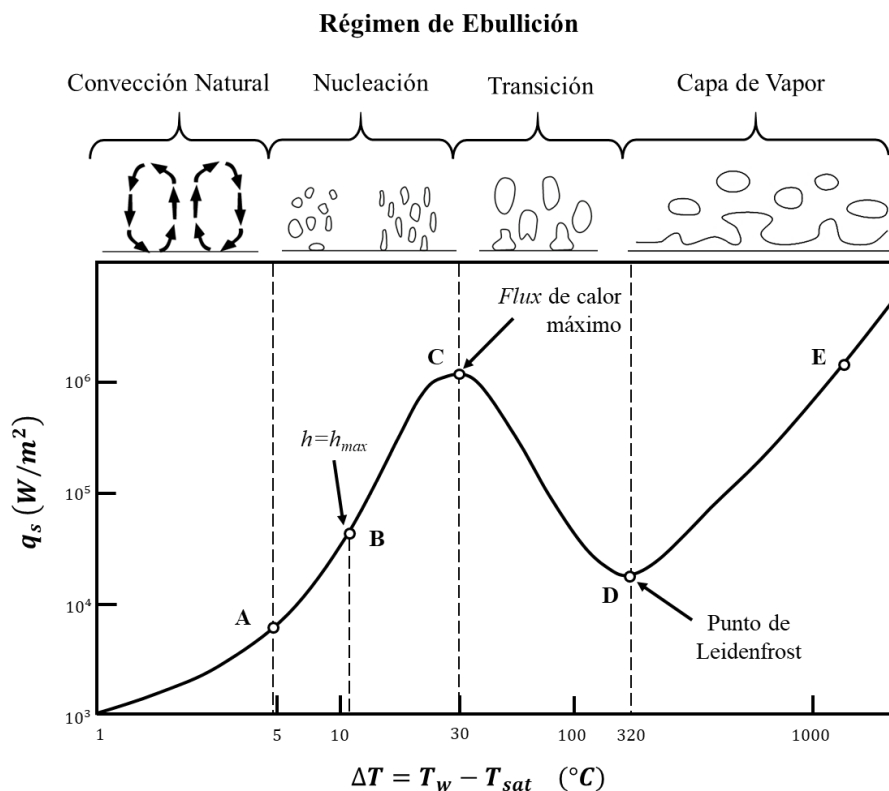


Figura 2.11 Curva de ebullición en una superficie metálica sometida a calentamiento, modificada de [38].

2.9 Dinámica de fluidos

La dinámica de fluidos es un área de la mecánica de medios continuos que se ocupa del estudio del flujo de los fluidos, es decir, se encarga de describir el movimiento de gases y líquidos. En el estudio de fluidos monofásicos, se emplean las ecuaciones de Navier-Stokes para describir la transferencia de *momentum* [39].

Sin embargo, gran cantidad de aplicaciones industriales tales como reactores químicos, evaporadores, tratamientos térmicos y equipamiento de centrales termonucleares involucran el movimiento de varias fases; el término fase en termodinámica hace referencia a cualquiera de los estados de agregación de la materia: sólido, líquido o gas.

Los flujos bifásicos se pueden clasificar en diferentes formas [40]; una de ellas se centra en las posibles mezclas de fases termodinámicas en el flujo. En esta clasificación se pueden distinguir cuatro categorías: gas-líquido, gas-sólido, líquido-sólido y mezcla de los líquidos inmiscibles.

En particular, un flujo multifásico gas-líquido puede existir en configuraciones diversas. Por ejemplo, el movimiento de un gas (en forma de burbujas) en un líquido, o el movimiento de un líquido (en forma de gotas) en un gas. El *estado del arte* en el estudio de flujos multifásicos en lo que respecta a la formulación de las ecuaciones gobernantes todavía está sometido a debate. Por esta razón, es un área susceptible a ser estudiada por científicos e ingenieros [41].

Para modelar y predecir el comportamiento detallado de un flujo multifásico y los fenómenos que éste involucran se han desarrollado tres técnicas para estudiarlos: experimentalmente, a través de modelos a escala laboratorio apropiadamente instrumentados; teóricamente, usando ecuaciones y modelos matemáticos para flujo de fluidos; y computacionalmente, desarrollando simulaciones por computadora para modelar las diversas físicas presentes en este tipo de problemas [42].

El modelado de un flujo bifásico (líquido-gas) se puede realizar de acuerdo con dos enfoques cinemáticos fundamentales de la mecánica de fluidos: el modelo Lagrangiano y el modelo Euleriano [43]. La descripción Lagrangiana de un fluido consiste en hacer un seguimiento de

las partículas materiales, es decir las variables independientes son el vector de posición y el tiempo respecto a un eje de coordenadas que sigue al fluido; por su parte la descripción Euleriana consiste en medir las variables de transporte de un fluido en un volumen de control dado por coordenadas espaciales fijas. Sin embargo, realizar un análisis teórico de estos flujos supone grandes desafíos, y en respuesta a ellos se han desarrollado varias metodologías como la dinámica de fluidos computacional (*CFD* por sus siglas en inglés) [44].

2.9.1 Turbulencia

Casi todos los flujos con los que se tiene contacto en la vida cotidiana son turbulentos. El flujo alrededor de los automóviles, aviones y edificios. Asimismo, el flujo y la combustión en motores de pistón y turbinas de gas, son altamente turbulentos.

En mecánica de fluidos el número de Reynolds (Re) es un número adimensional utilizado para distinguir entre flujo laminar y flujo turbulento. Relaciona las fuerzas inerciales (transporte convectivo) y las fuerzas viscosas (transporte viscoso o difusivo) que actúan sobre el fluido mediante una razón de las primeras entre las segundas. Su definición, en términos de variables del sistema, es [45]:

$$Re = \frac{\rho v L_c}{\mu} \quad (2.7)$$

Donde ρ es la densidad del fluido, v es la velocidad del fluido, L_c es una longitud característica del sistema y μ la viscosidad cinemática del fluido.

La transición de régimen laminar a turbulento ocurre en un cierto valor de número de Reynolds crítico. Por ejemplo, la transición a un flujo turbulento en ductos se produce cuando $Re_D = 2,100$.

Bajo condiciones de régimen turbulento, el movimiento de un fluido es inestable, siendo la velocidad de naturaleza aleatoria y caótica aún en un mismo punto del sistema. El valor de la velocidad llega a ser variante no sólo en su magnitud, sino también en su dirección; de esta

forma, el flujo turbulento se caracteriza por la formación de flujos rotacionales (*eddies*) al interior del flujo. La variación de la velocidad en un punto bajo régimen turbulento puede visualizarse en la Figura 2.12: la velocidad instantánea fluctúa alrededor de un valor medio local [46].

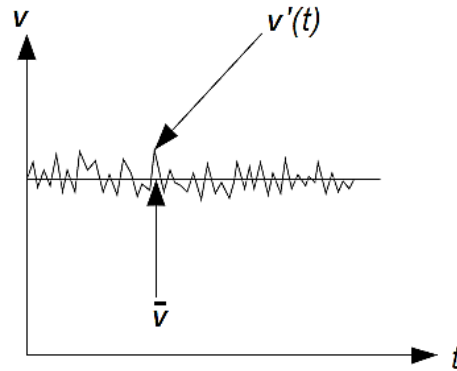


Figura 2.12 Velocidad fluctuante en regímenes turbulentos, modificada de [46].

La velocidad en un punto (v) puede descomponerse en una velocidad promedio \bar{v} y una velocidad fluctuante $v'(t)$.

$$v(t) = \bar{v} + v'(t) \quad (2.8)$$

En donde \bar{v} es la velocidad promedio, que se puede calcular tomando un promedio de tiempo v , en un intervalo de tiempo Δt [46].

$$\bar{v} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} v(t) dt \quad (2.9)$$

2.9.2 Dinámica de fluidos en medios con ebullición

El término *subcooled boiling* se utiliza para describir aquellos fenómenos físicos en los que la temperatura de una superficie es lo suficientemente elevada como para provocar la

ebullición del líquido en contacto con la misma, a pesar de que la temperatura media del seno del líquido sea menor que el valor de saturación [47].

En particular, para tratamientos de temple, se han aplicado modelos de ebullición capaces de predecir las distintas fases de ebullición por separado dentro de un mismo modelo único durante el enfriamiento de cilindros bajo distintas condiciones de enfriamiento [48]. Este modelo proporciona información acerca de la transferencia de calor en presencia de ebullición en estado transitorio bajo condiciones de flujo complejas; sin embargo, no considera factores tales como la rugosidad superficial de la pared ni la densidad de sitios de nucleación durante la etapa de ebullición nucleada.

Existen varios modelos disponibles en la literatura para determinar tanto el crecimiento como el diámetro de las burbujas que se desprenden de la superficie. Los primeros modelos propuestos para la predicción del diámetro de desprendimiento de burbujas, solo consideraban el equilibrio entre la fuerza de empuje y fuerza de tensión superficial [49]; con frecuencia, estos modelos presentaban inconsistencias con las mediciones experimentales, en particular para altos valores de presiones reducidas. Posteriormente, se desarrollaron nuevas correlaciones para el cálculo del diámetro de desprendimiento de la burbuja para agua y otros líquidos en ebullición; también se introdujo la dependencia del diámetro de burbuja en el número de Jacob modificado [50]. En búsqueda de desarrollar modelos más eficientes para la predicción del diámetro de desprendimiento de las burbujas, se ha incorporado el efecto del grado de sub-enfriamiento inicial del líquido, que no considera la influencia de la velocidad de flujo, la distribución de presión, o la tensión superficial del líquido [51], ni el efecto de presiones reducidas [52].

La dificultad en la identificación y predicción de los mecanismos de crecimiento y la dinámica de burbujas radica principalmente en la limitada comprensión de la evolución de los campos de temperatura y velocidad en la capa límite de ebullición debido al efecto de la dinámica de las burbujas. Dado que los parámetros medibles para estos fenómenos evolucionan rápidamente en el tiempo y dependen de la posición, realizar mediciones constituye una tarea demasiado compleja. En este sentido, se han desarrollado nuevas

técnicas experimentales como PTV (por sus siglas en inglés, *Particle Tracking Velocimetry*) para realizar mediciones de flujo de fluido dentro de la capa límite [53].

Debido a las dificultades descritas previamente, con frecuencia se recurre a simulaciones por computadora para comprender mejor el comportamiento de flujos multifásicos y los mecanismos de transferencia de calor, *momentum* y materia. En particular, en la interfase sólido/líquido la transferencia de calor provoca el aumento de la temperatura media de líquido cercano a la superficie y, si existen las condiciones necesarias, se formará vapor, mismo que al saturarse se condensará. Además, parte de la energía puede ser transferida directamente de la pared al vapor. Estos fenómenos de ebullición constituyen los fundamentos en los que están basados los modelos RPI (por sus siglas en inglés, *Rensselaer Polytechnic Institute*) [54] y la formulación para el mecanismo de alejamiento de ebullición nucleada (*DNB*, por sus siglas en inglés, *Departure Nucleate Boiling*) [55].

Estos modelos emplean un modelo multifásico de Euler que se basa en la hipótesis de una fase continua e interpenetrada, donde la otra fase existe en forma de gotas o burbujas. Estas pueden interactuar tanto en términos de las fuerzas de arrastre y flotación que actúan entre ellas, como también en términos de transferencia de calor y masa donde las ecuaciones de conservación de masa y *momentum* son aplicadas a cada fase como un continuo separado [56]. A pesar de que las burbujas de vapor no se calculan de manera explícita en el enfoque Euleriano, el diámetro de la burbuja es un parámetro determinante en este modelo debido a su influencia en la interfase para todos los procesos de cambio de fase que contempla el modelo.

Modelo RPI

De acuerdo con el modelo *RPI*, el flujo calor total de la pared se divide en tres componentes: una correspondiente al flujo convectivo de calor, otra correspondiente al flujo de calor de enfriamiento, y finalmente una para el flujo de calor por evaporación.

$$\dot{q}_W = \dot{q}_C + \dot{q}_Q + \dot{q}_E \quad (2.10)$$

El flujo de calor convectivo se expresa matemáticamente como:

$$\dot{q}_c = h_c(T_w - T_l)(1 - A_b) \quad (2.11)$$

El flujo de calor de enfriamiento representa la transferencia de calor transitoria relacionada con la etapa de re-mojado, es decir, cuando las burbujas que cubren la pared se separan y permiten que el líquido se ponga en contacto con la superficie, y se expresa como:

$$\dot{q}_Q = \frac{2k_l}{\sqrt{\pi\lambda_l T}}(T_w - T_l) \quad (2.12)$$

El *flux* de calor por evaporación se calcula con el número de burbujas que crecen en los sitios de nucleación activos en la pared. Estas burbujas crecen hasta que las fuerzas que promueven el desprendimiento superan las fuerzas que mantienen la burbuja adherida a la pared. Por lo tanto, es necesario determinar el número de sitios de nucleación, el diámetro de desprendimiento de las burbujas y la frecuencia de desprendimiento de las burbujas:

$$\dot{q}_E = V_d N_w \rho_v h_{fv} f \quad (2.13)$$

La superficie de la pared se divide en un área de influencia A_b cubierta por la fase gaseosa en forma de burbujas que nuclean y crecen, y una porción $(1 - A_b)$ cubierta por la fase en estado líquido. La definición de esta área se basa en el diámetro de desprendimiento de la burbuja y la densidad de sitios de nucleación.

$$A_b = K \frac{N_w \pi d_w^2}{4} \quad (2.14)$$

Para evitar inestabilidades numéricas debido a las correlaciones empíricas para la densidad de sitios nucleación, el valor del área de influencia tiene que ser restringido. El área de influencia se limita con la expresión:

$$A_b = \min\left(1, K \frac{N_w \pi d_w^2}{4}\right) \quad (2.15)$$

El valor de la constante empírica K por lo general se establece en 4; sin embargo, se ha encontrado que este valor no es universal y puede variar entre 1.8 y 5. El valor de la constante se puede determinar, basándose en investigaciones previas [57] mediante la ecuación 2.16.

$$K = 4.8 \exp\left(-\frac{Ja_{sub}}{80}\right) \quad (2.16)$$

Donde Ja_{sub} es el número de Jacob, que se define como:

$$Ja_{sub} = \frac{\rho_l C p_l \Delta T_{sub}}{\rho_v h_{fv}} \quad (2.17)$$

La implementación del modelo *RPI* normalmente usa la frecuencia de desprendimiento de burbujas f basándose en el crecimiento inercial controlado (que realmente no es aplicable a fenómenos de ebullición con sub-enfriamiento) [58].

$$f = \sqrt{\frac{4g(\rho_l - \rho_v)}{3 \rho_l d_w}} \quad (2.18)$$

La densidad de sitios de nucleación durante la fase de ebullición con nucleación de burbujas se suele representar con una correlación basada en el sobrecalentamiento de la pared. La expresión general es de la forma:

$$N_w = C^n (T_w - T_{sat})^n \quad (2.19)$$

Empleando los parámetros empíricos de Lemmert y Chawla [59]:

$$n = 1.805 \quad C = 210$$

O, alternativamente, con el modelo propuesto por Kocamustafaogullari y Ishii [60]:

$$N_w^* = f(\rho^*) r_c^{*-4.4} \quad (2.20)$$

Donde:

$$N_w^* = N_w d_w^2$$

$$r_c^* = \frac{4\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{fv} \Delta T_w d_w}$$

$$f(\rho^*) = 2.157 \times 10^{-7} \rho^{*-3.2} (1 + 0.0049 \rho^*)^{4.13}$$

d_w es el diámetro de salida de la burbuja.

El diámetro de desprendimiento de la burbuja para el modelo *RPI* se basa en correlaciones empíricas [51] y se calcula (en metros) como:

$$d_w = \min \left(0.0014, 0.0006 \exp \left(\frac{\Delta T_w}{45} \right) \right) \quad (2.21)$$

Autores como Kocamustafaogullari e Ishii [61] proponen que se calcule como:

$$d_w = 0.0012 (\rho^*)^{0.9} 0.0208 \phi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (2.22)$$

Donde ϕ es el ángulo de contacto en grados

Mientras que Unal [62] propone la siguiente correlación:

$$d_w = 2.4210^{-5} P^{0.709} \left(\frac{a}{b\sqrt{\phi}} \right) \quad (2.23)$$

Dónde: a , b y ϕ son parámetros que dependen de las propiedades termofísicas de la pared, del líquido y de la fase vapor.

Como puede apreciarse, la determinación experimental de parámetros relacionados con las burbujas es crucial para el futuro desarrollo de modelos matemáticos de ebullición.

2.9.3 Ebullición de un líquido sub-enfriado

En el modelo básico *RPI* no se calcula la temperatura del vapor; en su lugar, ésta se fija a la temperatura de saturación. Para modelar la ebullición a partir del régimen de ebullición nucleada (*DNB*), es necesario incluir la temperatura del vapor en el proceso de solución. El flujo total de calor se modifica como.

$$\dot{q}_W = (\dot{q}_C + \dot{q}_Q + \dot{q}_E)f(\alpha_l) + (1 - f(\alpha_l))\dot{q}_V + \dot{q}_G \quad (2.24)$$

Donde \dot{q}_V representa el *flux* de calor convectivo de la fase vapor y \dot{q}_G representa el *flux* de calor de la fase gaseosa presente.

$$\dot{q}_V = h_V(T_W - T_V) \quad \dot{q}_G = h_G(T_W - T_G) \quad (2.25)$$

De manera similar a la fase líquida, los coeficientes de transferencia de se calculan a partir de las formulaciones en función de la pared.

La función $f(\alpha_l)$ depende de la fracción local volumétrica de líquido con valores límite similares a los de la fracción de volumen de líquido.

2.9.4 Modelo mecánico de desprendimiento de burbujas

El modelo mecánico de desprendimiento de burbujas que usualmente se emplea para aplicaciones de “*flow boiling*” es el modelo propuesto por Klausner. Este modelo fue desarrollado considerando flujo horizontal a través de un canal de sección rectangular y postula que en el instante del desprendimiento el equilibrio de fuerzas que actúan sobre la burbuja se rompe, haciendo que ésta pueda desprenderse de la superficie (fuerza neta distinta de cero perpendicular a la pared calentada) o deslizarse a lo largo de la superficie (fuerza neta distinta de cero tangencial a la pared calentada) [63].

Para un flujo sub-enfriado ascendente vertical se debe considerar que la burbuja formada crece asimétricamente mientras está unida al sitio de nucleación y que, por efecto del componente convectivo del flujo y de la fuerza de flotación, la burbuja de vapor sale de su sitio de nucleación, se desliza a lo largo de la superficie de calentamiento y continúa creciendo hasta que se desprende de la superficie [64].

El modelo de equilibrio de fuerzas que influyen en el crecimiento de una burbuja en las direcciones paralela y normal a una superficie calentada en posición vertical se formula de acuerdo con los estudios realizados por Klausner [63] y Zeng [65]. La Figura 2.13 ilustra las fuerzas que actúan sobre una burbuja en las direcciones x e y .

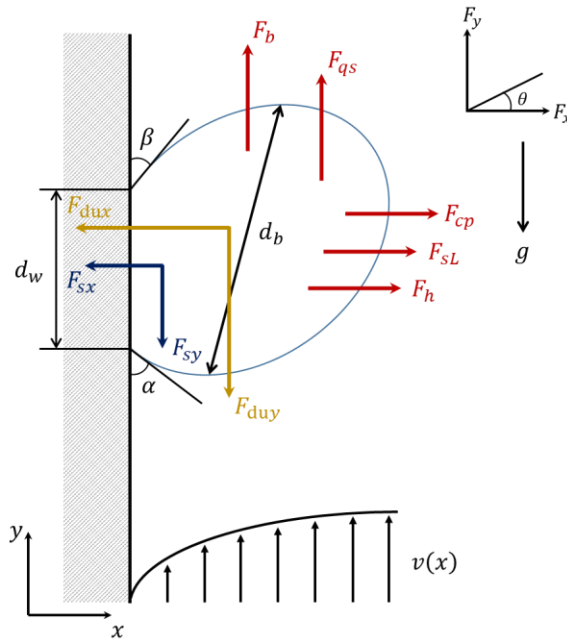


Figura 2.13 Diagrama esquemático que muestra las fuerzas que actúan sobre una burbuja que crece sobre una superficie a alta temperatura, modificado de [66].

Para la componente x :

$$\sum F_x = F_{sx} + F_{doux} + F_{SL} + F_h + F_{cp} \quad (2.26)$$

Donde F_{sx} es la componente x de la tensión superficial, F_{doux} es el arrastre inestable debido al crecimiento asimétrico de la burbuja, F_{SL} es la fuerza de flotación cortante, F_h es la fuerza

debida a la presión dinámica que ejerce el fluido y F_{cp} es una fuerza de contacto que considera la zona de contacto de la burbuja con el sólido en lugar de estar rodeada por líquido.

Para la componente y:

$$\sum F_y = F_{sy} + F_{duy} + F_{qs} + F_b \quad (2.27)$$

Donde F_{sy} es la componente y de la tensión superficial, F_{duy} es el arrastre inestable debido al crecimiento asimétrico de la burbuja, F_{qs} es el arrastre cuasi-estable en la dirección del flujo, F_b es la fuerza de flotación.

2.9.5 Efecto del acabado superficial

Las burbujas que se forman en la etapa de ebullición nucleada durante el remojo en una superficie sobrecalentada dependen de varios parámetros. Uno de ellos es el acabado superficial. Irregularidades superficiales como la rugosidad, el maquinado superficial o la presencia de cavidades, modifican la nucleación de burbujas y, por ende, el flujo de calor durante esta etapa.

Los primeros estudios realizados en este campo del conocimiento, reportaron que la morfología, la corrosión y el grado de oxidación superficial en un calentador producían cambios en la curva de ebullición inversa [67]. Rohsenow, propuso una de las primeras correlaciones para *pool boiling*, que incluía una constante de proporcionalidad dependiente de la combinación material – fluido [68]. Posteriormente, Corty y Foust realizaron un estudio para determinar el efecto de la rugosidad en superficies de cobre y níquel con distintos grados de pulido utilizando un perfilómetro y micrografía electrónica de la superficie [69]. Este trabajo sirvió como parteaguas para que en los años subsecuentes se estudiaran superficies de diversos materiales, hallándose que el sub-enfriamiento del líquido y la rugosidad de la superficie tenían un efecto en la aparición de “contactos” (zonas donde el líquido entra en contacto con el sólido durante la etapa de película de vapor), que provocarían gradientes térmicos significativos en la superficie que podrían conducir a la ruptura progresiva de la

película de vapor [70]. Investigadores como Berenson estudiaron el efecto de la rugosidad en la curva de ebullición inversa, concluyendo que la extracción de calor no depende solo de la rugosidad media de la superficie, sino que está relacionada principalmente con la cantidad de cavidades y la distribución de tamaño de las mismas [71]. Para que una cavidad sea un sitio de nucleación “activo”, Hsu propuso que la temperatura en un área circundante de la burbuja, formada en el borde de la cavidad, debe ser igual o mayor a la temperatura de saturación a la presión al interior de la burbuja, que se calcula realizando un balance de fuerzas entre la presión y la tensión superficial [72]. Kandlikar y Spiesman retomaron este concepto y calcularon un rango de “cavidad activa” que depende de la temperatura de saturación y el sub-enfriamiento del líquido [73].

Para *subcooled flow boiling* los avances en este campo se han realizado en investigaciones relacionadas con intercambiadores de calor, enfriamiento de barras de combustible nuclear y tratamientos térmicos de materiales.

La dependencia de la temperatura mínima de ebullición con la rugosidad es ambigua. En el campo de aplicaciones nucleares se han realizado pruebas a nivel laboratorio que simulan las barras de combustible de reactores nucleares que operan con agua presurizada, encontrándose que un aumento de la rugosidad de las barras (impartida con papel lija de carburo de silicio) tiende a dar como resultado valores más altos de temperatura mínima de ebullición de la película de vapor [74].

Además de la rugosidad superficial, las propiedades termofísicas del material y las condiciones de enfriamiento pueden producir distintos efectos sobre la temperatura de Leidenfrost [75–77]. Investigadores como Kozlov y Keßler [78] proponen que las irregularidades en la superficie metálica sobrecalentada pueden perforar la película de vapor aumentando así la rapidez de enfriamiento, pero que también pueden obstaculizar el contacto entre el medio de enfriamiento y la superficie de la muestra, lo que resultaría en una rapidez de enfriamiento menor; sus estudios en probetas de aluminio y acero templadas en condiciones de laboratorio mostraron que para probetas de acero (que tienen una baja difusividad térmica comparada con el aluminio) es posible desestabilizar la capa de vapor con ranuras de mayor profundidad. Esto se atribuyó a que las puntas de las ranuras actúan

como micro aletas que favorecen la extracción de calor, reduciéndose así la temperatura de la superficie tal como se muestra en la Figura 2.14.

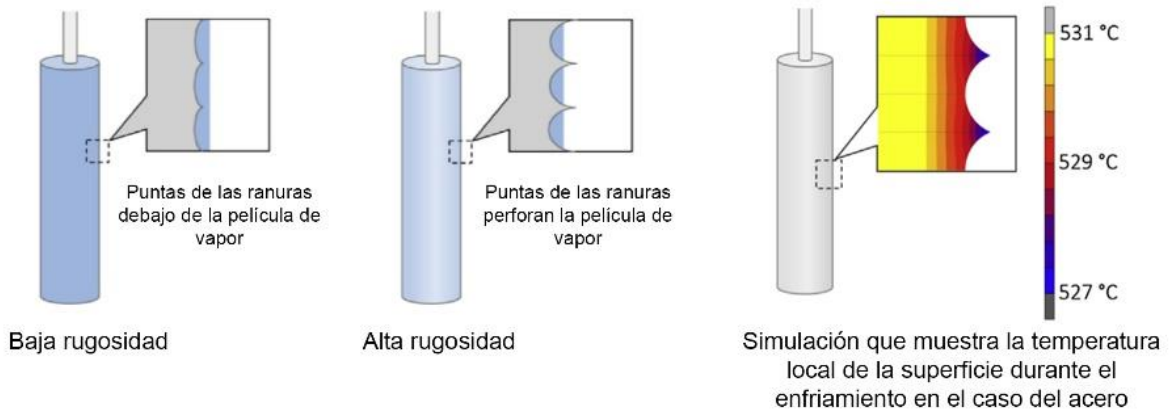


Figura 2.14 Efecto de la profundidad de las ranuras en la capa de vapor, modificado de [78].

3 Metodología

3.1 Metodología Experimental

En esta sección se describen los materiales y los equipos, así como las técnicas de adquisición y procesamiento de datos y video que se utilizaron durante la implementación de la metodología experimental. Los experimentos se diseñaron para caracterizar y estudiar la transferencia de calor durante el enfriamiento súbito de probetas cilíndricas, fabricadas con acero inoxidable austenítico, en un dispositivo a escala laboratorio para temple por convección forzada. La metodología se dividió en 3 etapas: la etapa I, dirigida a la caracterización de la dinámica de fluidos alrededor de las probetas bajo condiciones isotérmicas (a baja temperatura); la etapa II, enfocada a la caracterización macroscópica de los fenómenos de ebullición en la superficie de las probetas de prueba durante un temple en agua; y la etapa III, destinada a la caracterización microscópica de los fenómenos de ebullición en la superficie de las probetas durante un temple en agua. En todos los casos el agua fluía en dirección paralela al eje axial de la probeta, bajo condiciones de flujo completamente desarrollado. La temperatura del agua fue de 60 °C, ya que a esta temperatura se ha demostrado que se cuenta con tiempo suficiente para capturar información de los fenómenos de ebullición en la superficie del sólido.

3.1.1 Geometría y dimensiones de las probetas para las etapas I y II

Los experimentos se realizaron con probetas cilíndricas fabricadas con acero inoxidable AISI 304. Se seleccionó este tipo de aleación dado que se trata de un acero austenítico y, por lo tanto, no presenta transformaciones de fase durante el enfriamiento, de tal forma que no se tuvieron fuentes internas de generación de calor durante el enfriamiento; esto facilita el procesamiento de datos para la solución del *IHCP*. En la Tabla 3.1 se muestra la composición química nominal del acero usado.

Tabla 3.1 Rango de composición química nominal para un acero inoxidable AISI 304 [79].

Elemento	C	Cr	Mn	Ni	P	S	Si
Composición, % peso	0.03 – 0.04	17.5 – 19.5	2.0	8.0 – 10.5	0.0 – 0.04	0.0 – 0.03	0.0 – 1.0

Las probetas (Figura 3.1) tienen 12.7 mm (1/2 in) de diámetro en la sección cilíndrica. Para evaluar el efecto de la geometría de la base, se maquinaron tres geometrías: base plana, base semiesférica y base cónica. Las dimensiones de las probetas se eligieron de manera que todas tuvieran la misma masa y, por lo tanto, el mismo contenido de energía térmica al inicio del enfriamiento (para un valor de temperatura inicial dada). Adicionalmente, las probetas incluyen un cople en la parte superior, que permite la sujeción a un dispositivo móvil, que se describirá más adelante.

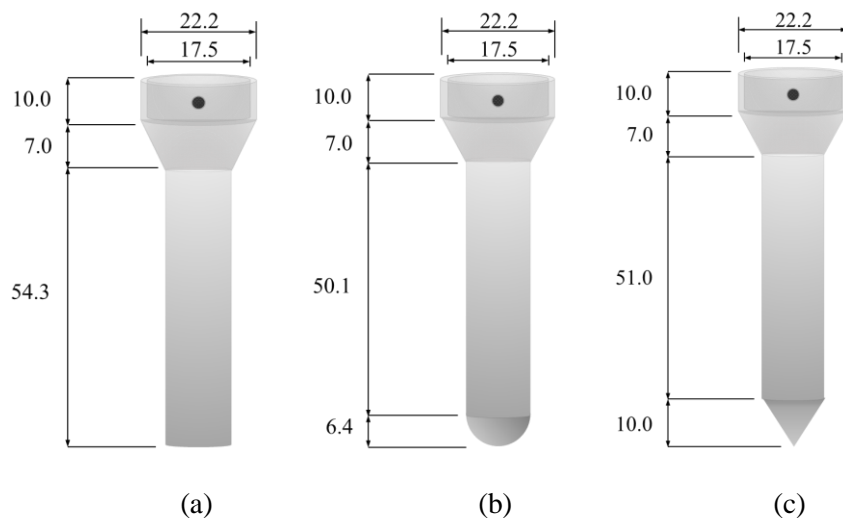


Figura 3.1 Probetas para las Etapas I y II: (a) base plana, (b) base semiesférica y (c) base cónica. Las dimensiones están en mm.

Las probetas tienen cuatro barrenos (de 1/16 in de diámetro) para instrumentarlas con termopares tipo K. La distribución de los barrenos se presenta en detalle en la Figura 3.2. Tres barrenos se maquinaron a 2.38 mm de la superficie (a diferentes profundidades) y uno más en el centro geométrico (Figura 3.2 (a)). Los barrenos de la sub-superficie están

distribuidos a lo largo de la porción cilíndrica, ya que en esta etapa se requiere cubrir una mayor área (para relacionar las respuestas térmicas con el avance del frente de mojado), por lo que se dividió la porción cilíndrica en tres regiones de la misma longitud; los barrenos se perforaron hasta el centro de cada región (ver Figura 3.2 (b)).

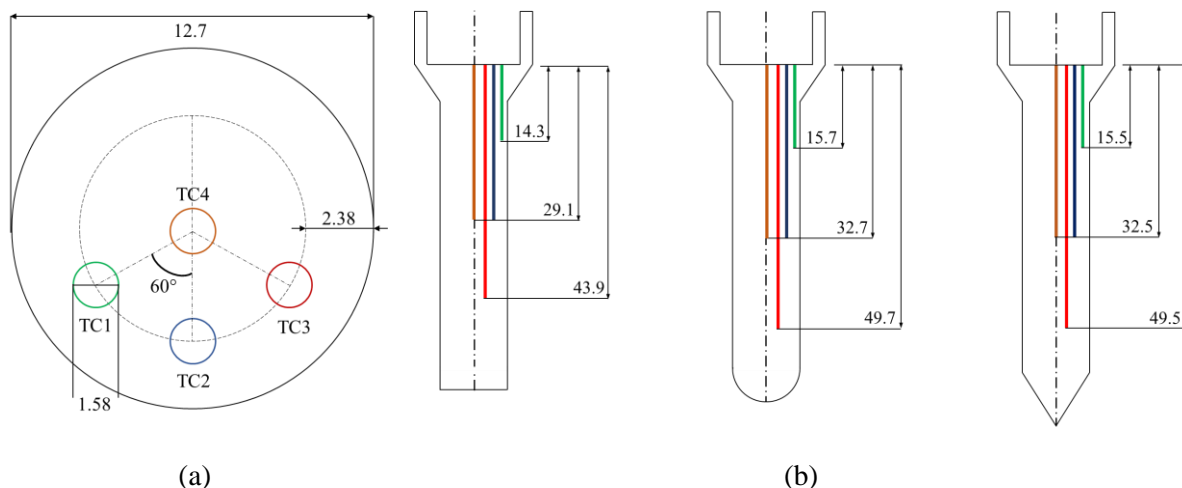


Figura 3.2 Probetas para las etapas I y II: (a) vista superior mostrando la distribución radial de los barrenos; (b) vista lateral mostrando la distribución axial de los barrenos. Las dimensiones están en mm.

3.1.2 Geometría y dimensiones de la probeta para la etapa III

En esta etapa los experimentos se realizaron con la probeta cilíndrica de base cónica, debido a que con esta probeta se obtuvieron las condiciones hidrodinámicas más favorables en la etapa I y los experimentos más reproducibles durante la etapa II. La geometría y dimensiones de la probeta son las mismas que se describieron en la sección anterior – referirse a la Figura 3.1 (c).

La probeta fue instrumentada con cuatro termopares tipo K. La distribución radial de los barrenos se muestra en la Figura 3.3 (c). Tres barrenos se maquinaron a 2.38 mm de la superficie y uno más en el centro geométrico. Dado que se dispone de un tiempo relativamente corto (y, por tanto, solo podrá grabarse un avance relativamente pequeño del

frente de mojado), los barrenos de la sub-superficie se concentraron en la región media de la porción cilíndrica de la probeta (con una separación de 7 mm entre sí) para las grabaciones a alta velocidad tal como se muestra en la Figura 3.3 (d).

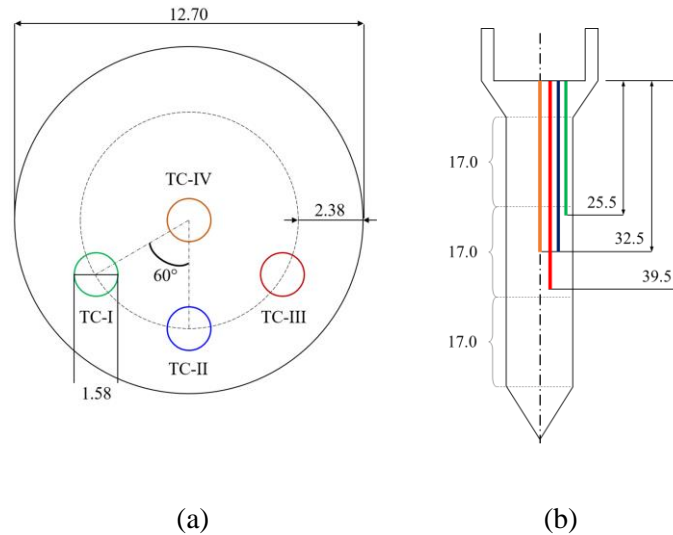


Figura 3.3 Probeta para la etapa III: (a) vista superior mostrando la distribución radial de los barrenos; (b) vista lateral mostrando la distribución axial de los barrenos. Las dimensiones están en mm.

3.1.3 Dispositivo experimental

El equipo experimental se muestra, esquemáticamente, en la Figura 3.4. Está compuesto de un tanque de almacenamiento de 200 L (a), una bomba de 1 HP (b) que impulsa agua a través de un circuito de tuberías con un flujo regulado mediante un rotámetro (c) (marca Blue White, modelo: F-420, escala: 0-100 L/min, precisión: $\pm 5.0\%$ a escala completa) que alimenta un tubo de acrílico de 45 mm de diámetro interno y 1.80 m de longitud (d), colocado verticalmente en una estructura de soporte. La posición de inmersión de la probeta se ubica 10 cm por debajo de la salida del tubo (referirse a la línea punteada en el esquema). En este dispositivo se alcanza la condición de flujo completamente desarrollado (lo cual asegura una mayor reproducibilidad del campo de velocidad y la estabilidad del frente de mojado) a alturas mayores de 1.5 m, como fue corroborado en [80].

Después de circular alrededor de la probeta, el agua se vierte en un contenedor lateral (g) que captura el exceso de agua y lo recircula al tanque de almacenamiento. Para evitar la distorsión visual provocada por la curvatura del tubo de acrílico, la parte superior del tubo se colocó concéntricamente en un tanque de vidrio de 9 cm × 9 cm × 20 cm que se llena con agua (e). Las videograbaciones se realizaron con una cámara colocada frente a la posición de inmersión, a 15 cm de la pared del tanque de vidrio (h).

La probeta se calentó en un horno tubular vertical tipo libro colocado 60 cm por encima de la posición de inmersión (j). Para trasladar la probeta de la posición de calentamiento a la posición de inmersión, la estructura de soporte cuenta con un par de rieles a través de los cuales se desliza un soporte móvil (i) provisto con sujetadores para una lanza de acero inoxidable, a la cual se fija la probeta (f) con opresores *Allen*. El agua que circula por la tubería se calentó con una resistencia eléctrica sumergible (k) conectada a un controlador de temperatura.

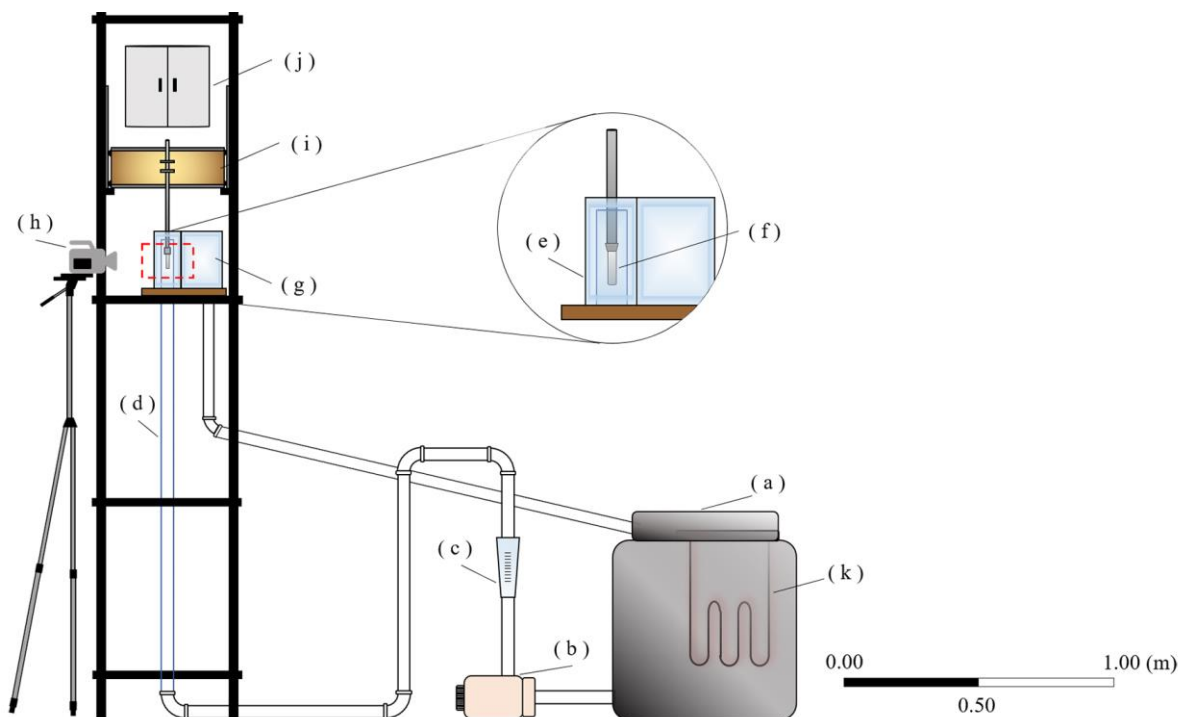


Figura 3.4 Dispositivo experimental: (a) tanque de almacenamiento, (b) bomba, (c) rotámetro, (d) tubo de acrílico, (e) tanque de vidrio, (f) probeta, (g) contenedor lateral, (h) cámara, (i) soporte móvil de la probeta, (j) horno tipo libro y (k) calentador eléctrico sumergible.

3.1.4 Condiciones experimentales

Etapa I

Los experimentos de esta etapa se diseñaron para: 1) determinar la respuesta de una cinta de celofán a las variaciones de la temperatura del fluido y así determinar la temperatura de trabajo óptima (es decir, la temperatura a la que las propiedades mecánicas de la cinta no se modifican significativamente, de tal forma que representen fidedignamente el patrón de flujo del fluido) para trazar el patrón de flujo alrededor de las probetas y 2) determinar experimentalmente un línea de corriente para cada condición de flujo y cada geometría de la base de la probeta estudiada. Los experimentos se realizaron con agua (a 20, 40 y 60 ° C), fluyendo a 0.2 y 0.6 m/s. La temperatura del agua se midió antes y durante los experimentos en dos puntos del dispositivo experimental: a la salida del tubo de acrílico y en el tanque de almacenamiento.

Las probetas, inicialmente a temperatura ambiente, se sumergieron en la corriente de agua hasta que alcanzaron la temperatura del agua. El número de Reynolds para las condiciones experimentales se calculó tomando como longitud característica el diámetro interno del tubo de acrílico y se resume en la Tabla 3.2. De los valores calculados el flujo en el sistema es turbulento.

Tabla 3.2 Números de Reynolds para las condiciones experimentales de la etapa I.

Temperatura del agua, °C	Número de Reynolds, Re*	
	0.2 m/s	0.6 m/s
20	8843	26528
60	19105	57315

*Estos valores se calcularon en la región de flujo libre, es decir, antes de que el fluido interactúe con la probeta.

La técnica experimental se basó en la grabación en video del movimiento de dos cintas de celofán (2 × 60 mm) adheridas a la punta de las probetas, separadas 180° entre sí. En la probeta de base plana, las cintas se adhirieron a la base del cilindro, en la probeta de base hemisférica, a la superficie de la media esfera y en la probeta de base cónica a la superficie

lateral del cono. De acuerdo con el fabricante, las cintas están hechas de polipropileno y tienen un espesor de 0.0254 mm.

Etapa II

Las variables estudiadas en esta etapa fueron: la temperatura inicial de tratamiento (850 y 950 °C) y la velocidad del medio temple en la región de flujo libre, es decir, antes de impactar a la probeta (0.2 y 0.6 m/s); el medio de enfriamiento fue agua a 60°C (para favorecer la duración de la capa de vapor). Para asegurar la reproducibilidad en las mediciones, cada experimento se realizó por triplicado.

Etapa III

Con base en los resultados obtenidos de las etapas previas, se seleccionó la probeta de base cónica para realizar la caracterización de los fenómenos de ebullición en la interfase fluido-probeta-fluido. Las variables seleccionadas para esta etapa fueron: la temperatura inicial de tratamiento (950 °C) y la velocidad del medio temple en la región de flujo libre (0.2 m/s); el medio de enfriamiento fue agua a 60 °C. Para asegurar la reproducibilidad en las mediciones cada experimento se realizó por triplicado.

3.1.5 Adquisición de datos y video

La técnica experimental de las etapas II y III requiere de la grabación de la respuesta térmica de los termopares mediante un sistema de adquisición de datos, que consiste en una computadora, una tarjeta de adquisición de datos (IOTECH Personal Daq/50 Series) y termopares tipo K (previamente calibrados) con sus correspondientes extensiones – ver Figura 3.5.

La frecuencia de adquisición empleada fue de 10 Hz. El ajuste de la frecuencia de adquisición y el inicio e interrupción de la lectura de datos se realizaron con el *software Personal DaqView 2.2.1*.

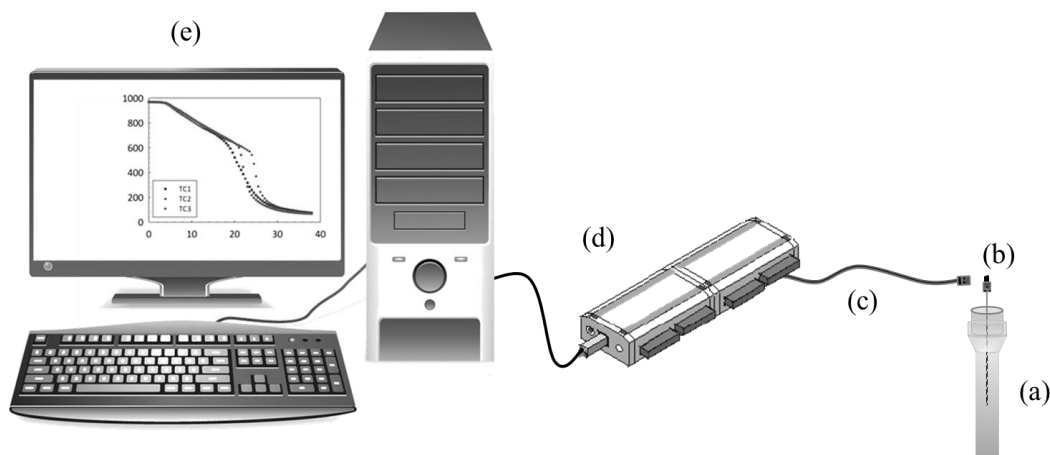


Figura 3.5 Instrumentación para la adquisición de datos: (a) probeta, (b) termopar tipo K, (c) extensión para termopar, (d) adquisidor de datos y (e) computadora.

Los experimentos de las etapas I y II se videograbaron con una cámara *reflex* (Samsung, modelo NX30, con una lente de 18-55 mm) colocada frente a la posición de inmersión de las probetas a una distancia de 15 cm de la pared externa del tubo; los videos se grabaron con resolución *Full HD* de 1920×1080 pixeles y a una frecuencia de 60 fps.

Los experimentos de la Etapa III se videograbaron con una cámara de alta velocidad (modelo *Phantom v1211*, con una lente Nikon de 18-55 mm) colocada frente a la posición de inmersión, a 20 cm de la pared exterior del tubo. Los parámetros de adquisición para estos experimentos se muestran en la Tabla 3.3.

Tabla 3.3 Parámetros de adquisición para los videos de alta velocidad de la Etapa III.

Resolución (pixeles)	512 × 512
Velocidad de cuadros (c/s)	20,000
Periodo (μs)	50
Exposición (μs)	49.29
EDR (μs)	38.00

3.2 Metodología computacional

En esta sección se hace una descripción del modelo numérico utilizado para la simulación computacional del comportamiento hidrodinámico del sistema bajo condiciones isotérmicas y considerando un fluido monofásico.

Se incluyen: los objetivos de cálculo, la descripción del problema, las ecuaciones que gobiernan la física del sistema y el planteamiento de la resolución del modelo matemático; esta última se realizó con el *software* comercial *ANSYS Fluent v.19*, paquete enfocado a la simulación de flujo de fluidos, transferencia de materia y de energía.

3.2.1 Objetivos de cálculo

Los objetivos de cálculo del modelo matemático considerando flujo monofásico y sistema isotérmico son:

- Líneas de corriente. Para comparar las líneas de corriente obtenidas a partir del campo de velocidad computacional con las observadas experimentalmente, con el fin de validar el modelo matemático.
- Campos de presión y de velocidad. Simular la evolución de los campos de presión y de velocidad en la vecindad de las probetas de prueba, para posteriormente seleccionar la geometría de la base que presenta las condiciones hidrodinámicas adecuadas para el estudio de los fenómenos de ebullición presentes durante los experimentos en caliente.

3.2.2 Simplificaciones

Para las simulaciones del campo de velocidad se consideró que el agua es un fluido incompresible y newtoniano; además se supuso que el sistema es isotérmico (por lo tanto, propiedades como la viscosidad y la densidad son constantes), y se consideró que la presencia

de las cintas de celofán fue ignorada al efectuar las simulaciones, es decir, no se consideró la interacción entre el fluido y las cintas.

Debido a la interacción entre la probeta y el fluido, así como las velocidades consideradas en este trabajo, la transferencia de *momentum* ocurre bajo un régimen de flujo turbulento. La única fuerza de volumen que actúa en el sistema es la fuerza gravitacional.

Dada la geometría del sistema, se empleará un sistema de coordenadas cilíndrico en el que el transporte de *momentum* se lleva a cabo en dos dimensiones (no hay componente angular), es decir, el dominio de solución es axisimétrico.

3.2.3 Formulación matemática

En todo sistema a través del cual se mueve un fluido debe existir conservación de masa. En mecánica de fluidos esta condición se traduce matemáticamente en la *ecuación de continuidad*, que describe la variación de la masa con el tiempo en un volumen diferencial fijo, en función de los flujos de materia que entran y salen del volumen de control [18].

De forma general la ecuación de continuidad para flujo monofásico en régimen turbulento de un fluido incompresible se expresa como:

$$\nabla \cdot \bar{v} = 0 \quad (3.1)$$

Así como la ecuación de continuidad define la conservación de masa en el sistema, la ecuación de *momentum* define la conservación de la cantidad de movimiento del fluido. Esta ecuación se expresa matemáticamente como ²:

$$\rho \frac{D\bar{v}}{Dt} = -\nabla * \bar{P} - [\nabla \bar{\tau}_L] - [\nabla \bar{\tau}_T] + \rho \vec{g} \quad (3.2)$$

² La derivada en el lado izquierdo de la ecuación 3.2 es una derivada sustancial, y describe la variación total (la suma de la derivada local con respecto al tiempo más la derivada debido al movimiento del fluido) de *momentum* de una partícula de fluido que está sujeta a un campo de velocidad dependiente del espacio y el tiempo.

Considerando las suposiciones descritas anteriormente, las ecuaciones turbulentas de continuidad y de cantidad de movimiento que rigen el sistema de interés son:

Ecuación de continuidad:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\bar{v}_r)}{\partial r} + \frac{\partial\bar{v}_z}{\partial z} = 0 \quad (3.3)$$

Los términos del lado izquierdo de la ecuación 3.3 son usualmente denominados como el *término convectivo*, que contabiliza al flujo neto de masa a través de las fronteras del sistema.

Ecuación de conservación de cantidad de movimiento en la dirección r:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial\bar{p}}{\partial r} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial\bar{v}_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2\bar{v}_r}{\partial z^2} - \frac{\bar{v}_r}{r^2} \right] \\ = \rho \left[\frac{\partial\bar{v}_r}{\partial t} + \bar{v}_r \frac{\partial\bar{v}_r}{\partial r} + \bar{v}_z \frac{\partial\bar{v}_r}{\partial z} \right] + \rho \left[\frac{\partial(\bar{v}'_r\bar{v}'_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\bar{v}'_z\bar{v}'_r)}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (3.4)$$

Ecuación de conservación de cantidad de movimiento en la dirección z:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial\bar{p}}{\partial z} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial\bar{v}_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2\bar{v}_z}{\partial z^2} \right] + \rho g_z \\ = \rho \left[\frac{\partial\bar{v}_z}{\partial t} + \bar{v}_r \frac{\partial\bar{v}_z}{\partial r} + \bar{v}_z \frac{\partial\bar{v}_z}{\partial z} \right] + \rho \left[\frac{\partial(\bar{v}'_r\bar{v}'_z)}{\partial r} + \frac{\partial(\bar{v}'_z\bar{v}'_z)}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (3.5)$$

3.2.4 Solución del modelo matemático

Aun cuando las ecuaciones se simplifican de forma significativa después de considerar las suposiciones previamente descritas, la solución analítica de las ecuaciones gobernantes es aún demasiado compleja. Por lo tanto, para resolver el problema planteado se recurrió al uso de un paquete integral de simulación que, mediante métodos numéricos y sus algoritmos, permite obtener soluciones aproximadas de los campos de interés.

Históricamente, una de las técnicas numéricas que se ha empleado para resolver problemas de mecánica de fluidos es el método de volumen finito (*FMV*, por sus siglas en inglés); este método transforma las ecuaciones diferenciales parciales en ecuaciones algebraicas y las evalúa en posiciones discretas del dominio; para ello se integra la ecuación diferencial original sobre un volumen de control, cuya forma concreta depende de la malla y del sistema coordinado que se esté empleando. De esta manera se genera un sistema de ecuaciones algebraicas que, al resolverse, produce valores de las variables dependientes en las posiciones nodales. Enseguida, se presentan las etapas requeridas para resolver el problema planteado usando el *software* comercial *ANSYS Fluent v.19*, que implementa un método de este tipo.

Dominio de la solución numérica: creación de la geometría

Para las simulaciones se seleccionó un dominio 3-D que considera el comportamiento de la dinámica de fluidos de un líquido (agua a 60°C), que circula en el interior de un ducto vertical de 45 mm de diámetro. Se tomó una sección vertical de 100 mm de longitud, que contiene a la probeta de prueba y el cople que la sujeta al sistema de traslado. Dentro del ducto, el agua circula en contra de la fuerza de gravedad e impacta a la probeta de prueba, que se localiza concéntricamente con respecto al tubo. Debido a la simetría del sistema, solo se consideró un corte de 30° para las simulaciones de *CFD*, tal como se muestra en la Figura 3.6.

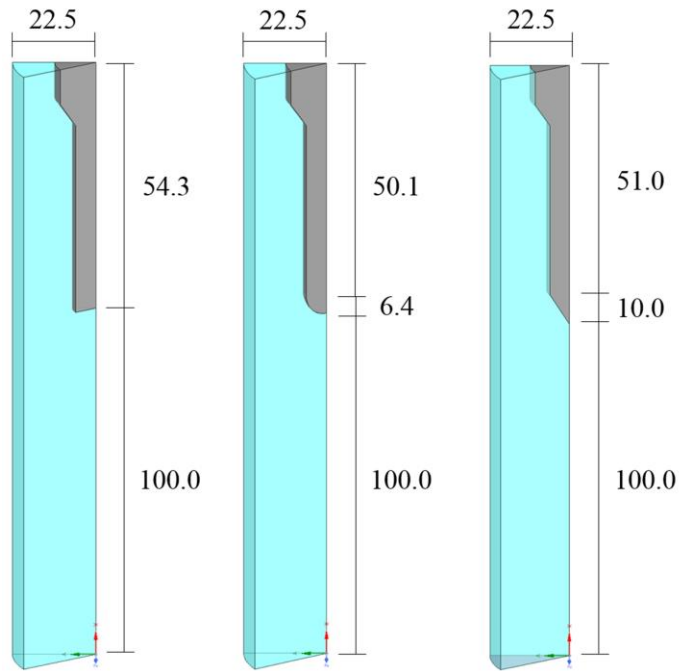


Figura 3.6 Dominio computacional 3-D para las simulaciones del flujo de agua en presencia de una probeta de: (a) base plana, (b) base semiesférica y (c) base cónica. Las dimensiones están en mm.

Condiciones de frontera

En la Figura 3.7 se muestra un esquema con las superficies de frontera del sistema de interés para simular los campos de velocidad y presión para la probeta cilíndrica de base plana en la posición de inmersión.

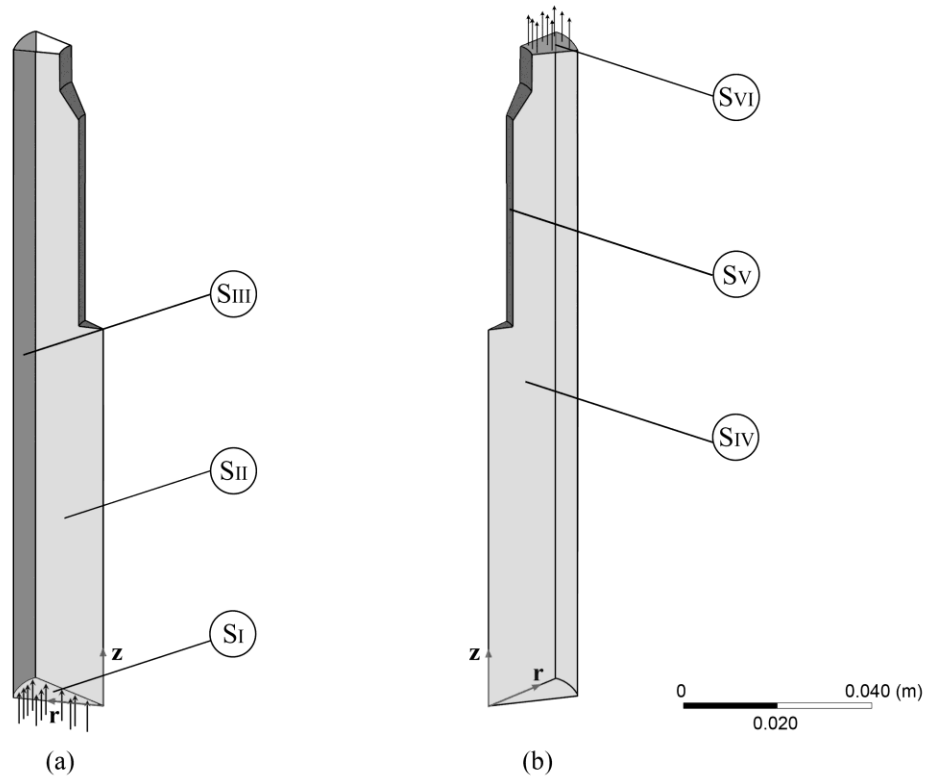


Figura 3.7 Representación esquemática de un segmento de 30 ° del dominio computacional para la probeta de base plana: (a) vista frontal y (b) vista posterior.

Las ecuaciones gobernantes (Ecs. 3.3 – 3.5) están sujetas a las condiciones de frontera que se describen a continuación.

En las fronteras correspondientes a las paredes de sólido (superficies S_{III} y S_V), se aplicó una condición de no deslizamiento:

$$\bar{v}_r = 0, \quad \bar{v}_z = 0 \quad \forall (r, z) \in S_{III} \quad (3.10)$$

$$\bar{v}_r = 0, \quad \bar{v}_z = 0 \quad \forall (r, z) \in S_V \quad (3.11)$$

Dada la geometría del sistema, es posible definir dos planos de simetría (superficies S_{II} y S_{IV}):

$$\frac{\partial \bar{v}_r}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} = 0 \quad \forall (r, z) \in S_{II} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_r}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} = 0 \quad \forall (r, z) \in S_{IV} \quad (3.13)$$

Se consideró un flujo completamente desarrollado, es decir, que el perfil de velocidad a lo largo de la región de cálculo no cambia y es igual al que se tiene en S_I . La función del perfil de velocidad en S_I se obtuvo experimentalmente en un dispositivo de temple equivalente [14] y está dada por la expresión:

$$\bar{v}_r = \left[\frac{0.2389 \times 10^{-6} + |r|}{0.6791 \times 10^{-3} + 1.007 * |r|} + 7.131 * |r| \right] * v_{avg} \quad \forall (r, z = 0) \in S_I \quad (3.14)$$

El perfil de velocidad a la entrada del dominio y la función definida por el usuario (*UDF*, por sus siglas en Inglés) que se implementó en el *software ANSYS Fluent* se describen en el Apéndice A.

El agua fluye fuera del dominio en la superficie S_{VI} ; en esta superficie se establece una condición de frontera de presión especificada:

$$\bar{p} = constante \quad \forall (r, z = L) \in S_{VI} \quad (3.15)$$

Para que la formulación matemática tenga cerradura, se empleó el modelo de turbulencia estándar $k - \epsilon$ [81]. Este modelo se basa en la solución de dos ecuaciones de transporte: una para la energía cinética turbulenta (κ) y otra para la rapidez de disipación turbulenta (ϵ).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.17)$$

Donde:

G_k es un término de generación de energía cinética turbulenta debido a los gradientes de velocidad medios, G_b es un término de generación de energía cinética turbulenta debido a la flotabilidad, Y_M es una contribución a la rapidez de disipación por la dilatación fluctuante en turbulencia compresible, σ_k es el número de Prandtl en función de k , σ_ϵ es el número de Prandtl en función de ϵ , y μ_t es la viscosidad turbulenta que se calcula como:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.18)$$

Las ecuaciones 3.16 – 3.18 contienen cinco constantes: C_μ , σ_k , σ_ϵ , $C_{1\epsilon}$ y $C_{2\epsilon}$ que en *Fluent* cuentan con valores predeterminados aplicables para una amplia gama de flujos turbulentos que se resumen en la Tabla 3.4.

Tabla 3.4 Valores predeterminados en *Fluent* para las constantes de las ecuaciones del modelo de turbulencia k- ϵ .

Constante	Valor predeterminado
C_μ	0.09
$C_{1\epsilon}$	1.44
$C_{2\epsilon}$	1.92
σ_ϵ	1.30
σ_k	1.00

El código requiere valores a la entrada del dominio para la energía cinética turbulenta y su disipación; dado que no se cuenta con dichos valores se obtuvieron aproximaciones por medio de las siguientes ecuaciones [46]:

$$k = \frac{3}{2} (v_{avg} I)^2 \quad (3.19)$$

Donde I es la intensidad turbulenta, que para un flujo completamente desarrollado al interior de un ducto se puede estimar como:

$$I = 0.16 (Re_{D_H})^{-1/8} \quad (3.20)$$

Donde Re_{D_H} es el número de Reynolds en función del diámetro hidráulico.

$$\epsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\ell} \quad (3.21)$$

Donde ℓ es la longitud de escala turbulenta, que para flujo completamente desarrollado en ductos está restringido por las dimensiones del conducto. Una relación aproximada entre ℓ y el diámetro del ducto es:

$$\ell = 0.07D \quad (3.22)$$

Los valores calculados para las condiciones de flujo estudiadas se presentan en la Tabla 3.5.

Tabla 3.5 Valores de energía cinética turbulenta y de disipación para las condiciones de flujo.

Velocidad flujo libre (m/s)	κ (m ² /s ²)*	ϵ (m ² /s ³)*
0.2	13.90 x 10 ⁻⁵	85.51 x 10 ⁻⁶
0.6	95.07 x 10 ⁻⁵	15.29 x 10 ⁻⁴

*Los valores fueron calculados con las propiedades termofísicas del agua a 60 °C.

Discretización del dominio

Debido a que la solución del campo de velocidad en el sistema es discreta, se establecieron elementos delimitados por nodos dentro del dominio en los cuales se especificará el valor de la solución; a este proceso se le denomina mallado.

Para este estudio se discretizó el dominio utilizando mallas no estructuradas con elementos 3-D y se empleó un mallado de capa límite cerca de la interfase probeta-fluido tal como se muestra en la Figura 3.8.

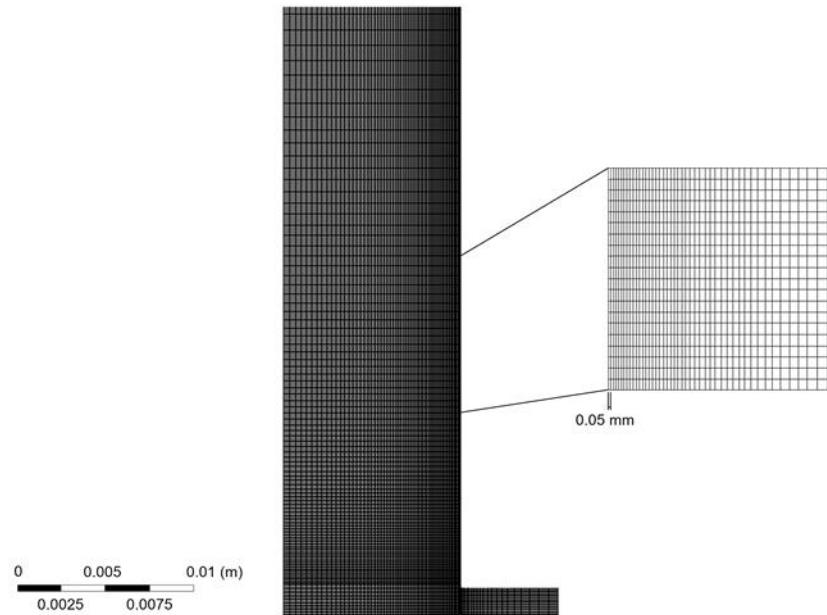


Figura 3.8 Vista 2-D de la discretización espacial en una región cercana a la interfase probeta-fluido para la probeta de base plana.

La calidad ortogonal para los elementos de la malla se calcula con el vector normal de la cara (\vec{A}_i), el vector desde el centroide del elemento al centroide de cada uno de los elementos adyacentes (\vec{C}_i), y el vector desde el centroide del elemento al centroide de cada una de las caras del elemento (\vec{f}_i).

La calidad ortogonal para los elementos de una malla se determina calculando dos productos punto.

Por una parte, se calcula el producto punto normalizado del vector normal de la cara (\vec{A}_i) con el vector que va del centroide del elemento al centroide de cada uno de los elementos adyacentes (\vec{C}_i).

$$\frac{\vec{A}_i \cdot \vec{C}_i}{|\vec{A}_i| |\vec{C}_i|} \quad (4.18)$$

También se calcula el producto punto normalizado del vector normal de la cara (\vec{A}_i) con el vector que va el centroide del elemento al centroide de cada una de las caras del elemento (\vec{f}_i) [82].

$$\frac{\vec{A}_i \cdot \vec{f}_i}{|\vec{A}_i| |\vec{f}_i|} \quad (4.19)$$

El valor mínimo que resulta del cálculo de las ecuaciones 4.18 y 4.19 para todas las caras del elemento se define como el valor de la calidad ortogonal. Por consiguiente, los elementos irregulares tendrán una calidad ortogonal cercana a 0 y los elementos regulares tendrán una calidad ortogonal cercana a 1. En la Tabla 3.6 se resume el número de celdas y la calidad promedio de los elementos de las mallas que se generaron para cada una de las geometrías estudiadas. De los valores en la tabla se concluye que las mallas tienen una calidad de ortogonalidad notable por lo que la solución será independiente de ésta y los detalles geométricos importantes (en la región de la base de las probetas) están bien capturados.

Tabla 3.6 Estadística y métrica de las mallas generadas para las tres geometrías bajo estudio.

Probeta	Estadística de la malla		Métrica de la malla (calidad ortogonal de los elementos)		
	<i>Nodos</i>	<i>Elementos</i>	<i>Mínimo</i>	<i>Máximo</i>	<i>Promedio</i>
Plana	344,128	316,300	0.5257	0.9999	0.9907
Semiesférica	331,820	319,604	0.4197	0.9999	0.9008
Cónica	352,687	339,700	0.3196	0.9999	0.9784

4 Resultados y discusión

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos tanto de las tres etapas de experimentación como con el modelo computacional y se realiza el análisis correspondiente.

4.1 Resultados y discusión de la etapa I

Los resultados experimentales de esta etapa son:

1) Experimentos para determinar el efecto de la temperatura del fluido sobre la respuesta de la cinta trazadora y 2) videograbaciones de la respuesta de las cintas alrededor de las probetas a la temperatura de trabajo. Con estos resultados se realizó la validación del modelo matemático. En esta sección se muestran resultados de la validación (líneas de corriente) y la aplicación (campos de: velocidad, presión dinámica y coeficiente de presión) del modelo matemático.

4.1.1 Determinación de la temperatura de trabajo

De las grabaciones de video (realizados para diversas temperaturas del agua y velocidades de flujo) se extrajeron imágenes para cada experimento que muestran la posición instantánea de las cintas de celofán alrededor de las probetas para las tres temperaturas del agua estudiadas con agua fluyendo a 0.2 m/s (Figura 4.1). A partir de estas imágenes, puede observarse que la respuesta de la cinta de celofán es sensible a las variaciones de la temperatura. Las cintas se acercan a la superficie de las probetas conforme aumenta la temperatura del medio; este comportamiento es evidente entre 20 y 40°C y apenas perceptible entre 40 y 60°C. Esto se presenta también para los experimentos con agua fluyendo a 0.6 m/s, solo que las cintas se desplazan más hacia la superficie de la probeta.

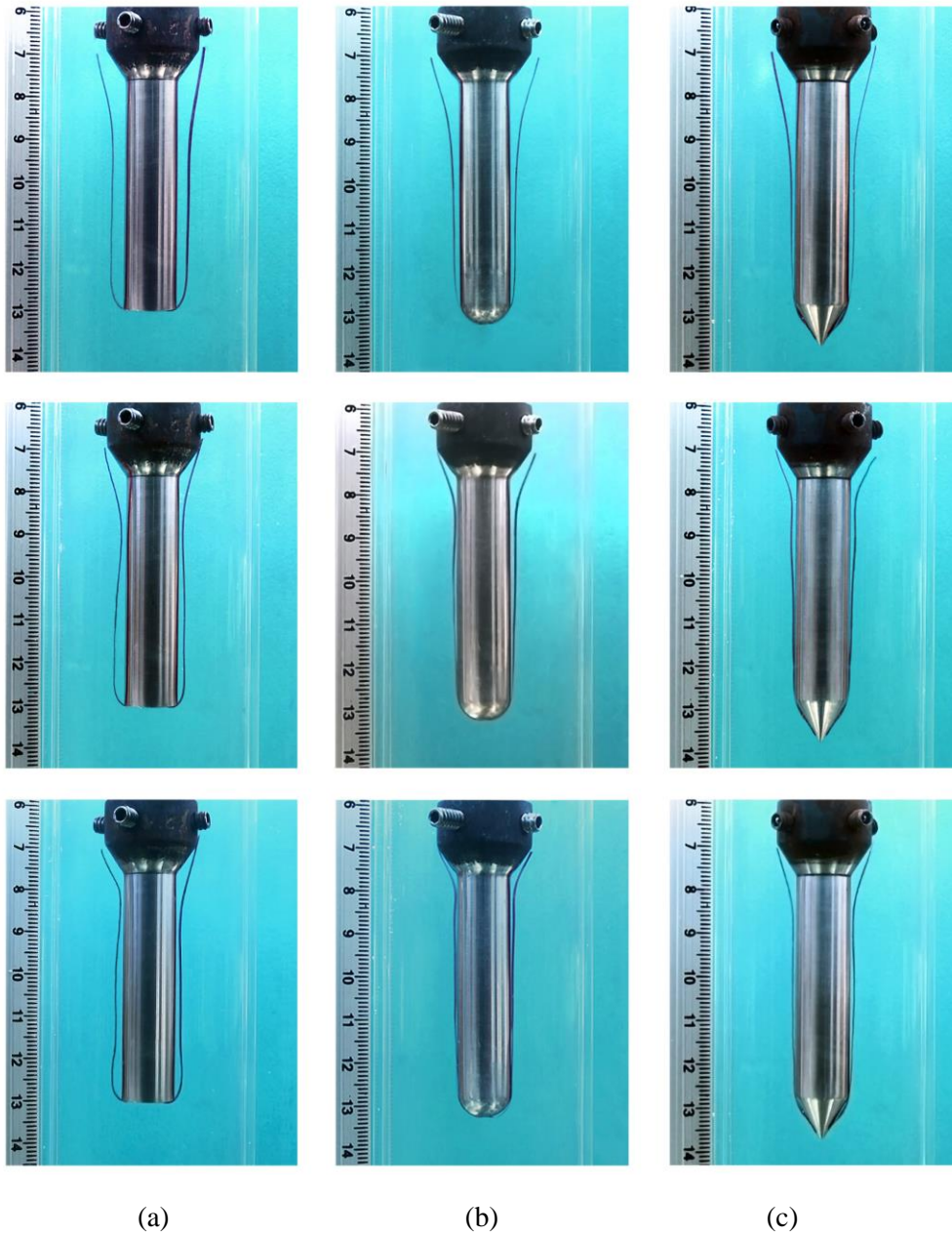


Figura 4.1 Imágenes extraídas de las videograbaciones, que muestran la posición instantánea de la cinta alrededor de las probetas con agua que fluye a 0.2 m/s, para tres temperaturas del agua: (a) 20°C , (b) 40°C y (c) 60°C.

Dado que las cintas están fabricadas con polipropileno, un polímero termoplástico, al incrementar la temperatura del agua se reduce la resistencia mecánica de la cinta; en consecuencia, las cintas aumentan su capacidad de deformarse en respuesta a la fuerza que ejerce el agua en movimiento sobre ellas. Por consiguiente, para trazar fielmente una línea de corriente dentro del fluido debe emplearse una temperatura elevada del agua.

Asimismo, durante las videograbaciones se observó que las cintas oscilaban, demostrando la naturaleza turbulenta del flujo. Debido a este comportamiento, fue necesario calcular la posición promedio de las cintas, lo que se realizó con la herramienta *1-D Autotracker* disponible en el *software Tracker 5.1* [83]. Para ello, se determinó la posición instantánea de las cintas cada 0.016 s (1fps) durante 60 s de video, a lo largo de la longitud axial de la probeta (en intervalos de 5 mm); es decir, que para cada valor de longitud axial se promediaron 7,200 posiciones, considerando ambas cintas. Estos valores promedio se usaron para el análisis posterior y para la validación de la primera fase del modelo matemático. En la Figura 4.2 se presentan los gráficos con la posición promedio de las cintas para experimentos realizados con agua a 20°C, fluyendo a 0.2 m/s.

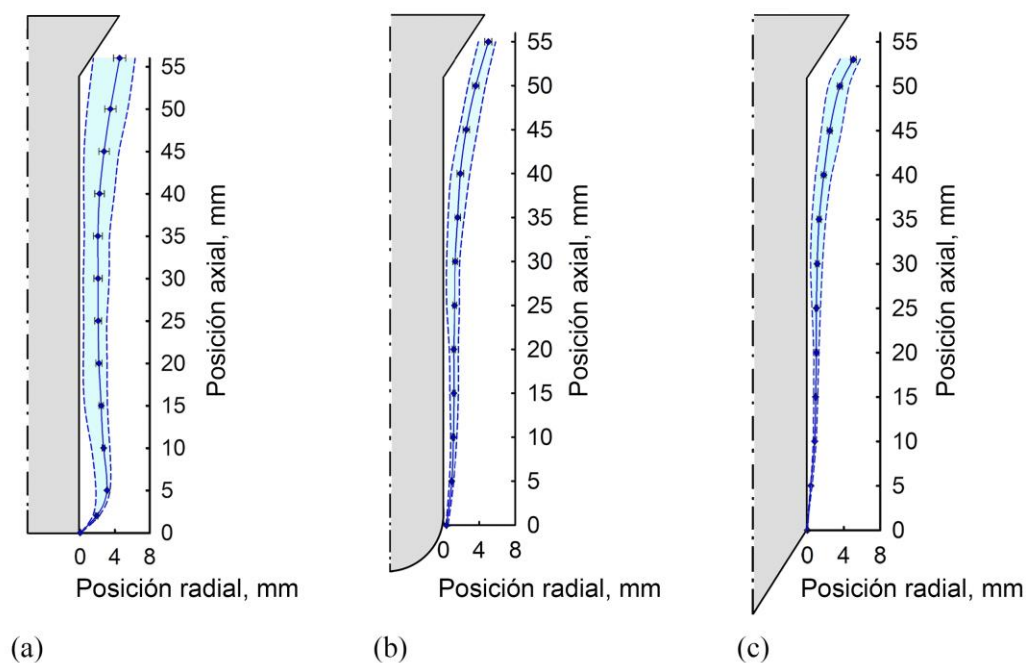


Figura 4.2 Posición de la cinta durante los experimentos realizados con agua a 20°C, fluyendo a 0.2 m/s. La línea sólida indica la posición promedio de la cinta, las líneas punteadas indican las posiciones más cercana y más lejana de las cintas con respecto de la superficie de la probeta.

La cinta en la probeta con base plana oscila en un área más grande (área en coloreada en azul) comparada con las cintas de las otras dos probetas; además, la posición promedio de la cinta está más alejada de la superficie de la probeta que en los otros dos casos. La desviación

estándar (mostrada como barras de error en cada posición promedio de la cinta) aumenta en el siguiente orden: probeta de base cónica, probeta de base semiesférica y probeta de base plana. Asimismo, la cinta adherida a la probeta con base plana muestra una notable separación en la región cercana a la base. Estas observaciones son una clara indicación de las perturbaciones en el patrón de flujo cerca de la base y de la posible presencia de un flujo recirculatorio en esa región de la probeta de base plana.

Para establecer el efecto que tiene la temperatura del agua en la respuesta de la cinta de celofán, en la Figura 4.3 se muestra la posición promedio de las cintas como una función de la temperatura del agua para los experimentos realizados con agua que fluyendo a 0.2 m/s. Dado que durante los experimentos de esta etapa la temperatura fue medida continuamente a la salida del ducto, se tiene la certidumbre de que se mantuvo constante durante cada experimento.

Para las tres probetas se observa que, a 20°C, la cinta estaba más alejada de la superficie (línea en color rojo); cuando la temperatura aumentó a 40°C, las cintas se desplazaron hacia la superficie de la probeta (línea en color verde); y finalmente, a 60°C, las cintas se movieron aún más cerca de la superficie de la probeta (línea en color azul). Este comportamiento corresponde con la respuesta asintótica descrita anteriormente para la posición instantánea de las cintas en las tres geometrías estudiadas.

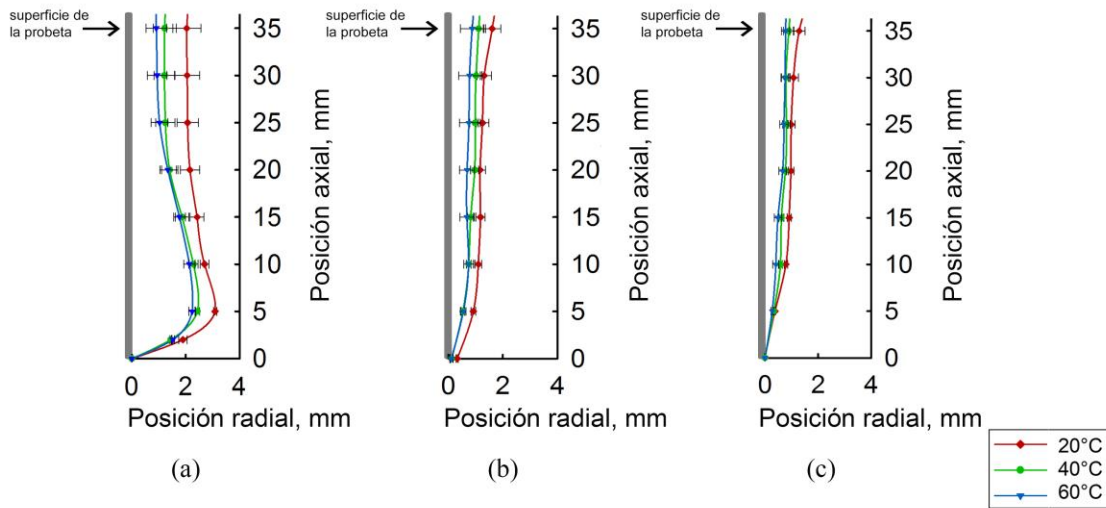


Figura 4.3 Posición promedio de la cinta cerca de la base, durante los experimentos realizados con agua a 20°C (diamantes), 40 ° C (círculos) y 60 ° C (triángulos), para la probeta de: (a) base plana, (b) base semiesférica y (c) base cónica, con agua fluyendo a 0.2 m/s.

Para determinar si hay diferencia estadística significativa en la posición de las cintas a las distintas temperaturas, se realizó una prueba “t” para muestras pareadas con un nivel de confianza del 99% ($p\text{-valor} = 0.01$). Para este análisis, la hipótesis nula supone que la diferencia entre las muestras es cero, es decir, no hay diferencia entre la posición promedio de la cinta durante un experimento realizado a una temperatura T_1 y otra realizada a una temperatura T_2 . La hipótesis alternativa supuso que la diferencia entre las muestras pareadas no es igual a cero. Los resultados se resumen en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1 Resultados del análisis estadístico para los experimentos realizados con agua fluyendo a 0.2 m/s.

Probeta	Base plana		Base semiesférica		Base cónica	
	T_1-T_2	T_1-T_2	T_1-T_2	T_1-T_2	T_1-T_2	T_1-T_2
Temperatura del agua, °C	20-40	40-60	20-40	40-60	20-40	40-60
<i>p</i> -valor	1.980E-04	1.185E-02	1.492E-04	1.287E-02	2.766E-03	1.154E-02

A partir de los resultados mostrados en la Tabla 4.1, se concluye que hay una diferencia estadísticamente significativa entre la posición promedio de la cinta para los experimentos realizados a 20 °C con respecto a los realizados a 40 °C ($p\text{-valor} < 0.01$). En contraste, no existe una diferencia estadísticamente significativa entre la posición promedio de la cinta para los experimentos realizados a 40°C con respecto a los realizados a 60°C ($p\text{-valor} > 0.01$). Estos resultados sugieren que la resistencia mecánica de la cinta cambia significativamente entre 20 y 40°C, pero no lo hace en la misma magnitud cuando la temperatura del agua aumenta de 40 a 60°C. Por lo tanto, se considera que la temperatura óptima del agua para trazar de manera confiable una línea de corriente dentro del fluido es de 60°C y, por ende, es el valor de temperatura que se emplea en el resto del análisis.

4.1.2 Efecto de la velocidad de flujo

En la Figura 4.4 se compara la posición instantánea de las cintas de celofán alrededor de las probetas para las dos velocidades de flujo libre estudiadas (temperatura del agua: 60°C). A una velocidad de flujo libre de 0.2 m/s (fila superior), las cintas están más separadas de la superficie de las probetas en comparación con sus equivalentes para una velocidad de flujo libre de 0.6 m/s (fila inferior); en esta última condición, las cintas se desplazaron hacia la superficie de las probetas, debido a que la presión que ejerce el fluido sobre las cintas es mayor. Cuando el agua fluye a 0.2 m/s, se puede observar que las cintas cerca de la base en la probeta de base plana se separan de la superficie formando una curvatura.

Además, la simetría entre las cintas se pierde ligeramente. Este comportamiento se vuelve significativo cuando el agua fluye a 0.6 m/s y confirma los hallazgos reportados previamente en la literatura al respecto de esta geometría [84].

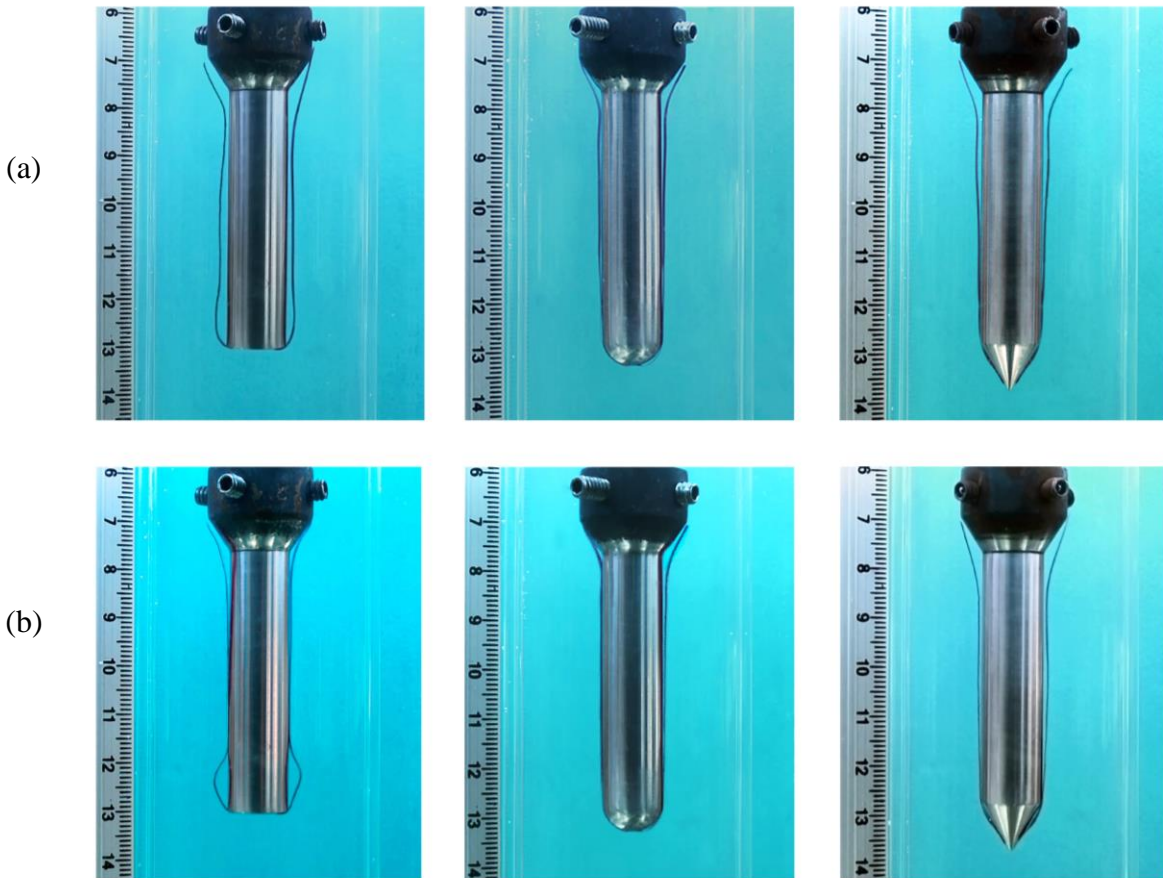


Figura 4.4 Imágenes extraídas de los videos, que muestran las posiciones instantáneas de las cintas de celofán alrededor de las probetas durante los experimentos con agua a 60 ° C, fluyendo a (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s.

4.1.3 Validación del modelo hidrodinámico de la etapa I

Los resultados en esta sección corresponden a un plano r - z ubicado en un ángulo de 15 ° con respecto a cada uno de los planos de simetría mostrados en la Figura 3.7, es decir, son vistas bidimensionales; estos resultados representan la solución en estado estacionario del problema en estado inestable.

A partir del campo de velocidad estimado con la simulación se calcularon mapas de líneas de corriente que se muestran en la Figura 4.5 para las tres geometrías de la base y con agua a 60°C fluyendo a 0.2 y 0.6 m/s. Las líneas de corriente describen el patrón que seguiría una partícula de masa cero colocada dentro del dominio del fluido y se calculan mediante el

método de Runge-Kutta de variables vectoriales con integración variable, implementado en el módulo *ANSYS CFD-Post* [85]. Anexo a los mapas de líneas de corriente computadas, se muestra el gráfico con la posición promedio de las cintas, para comparar ambos patrones.

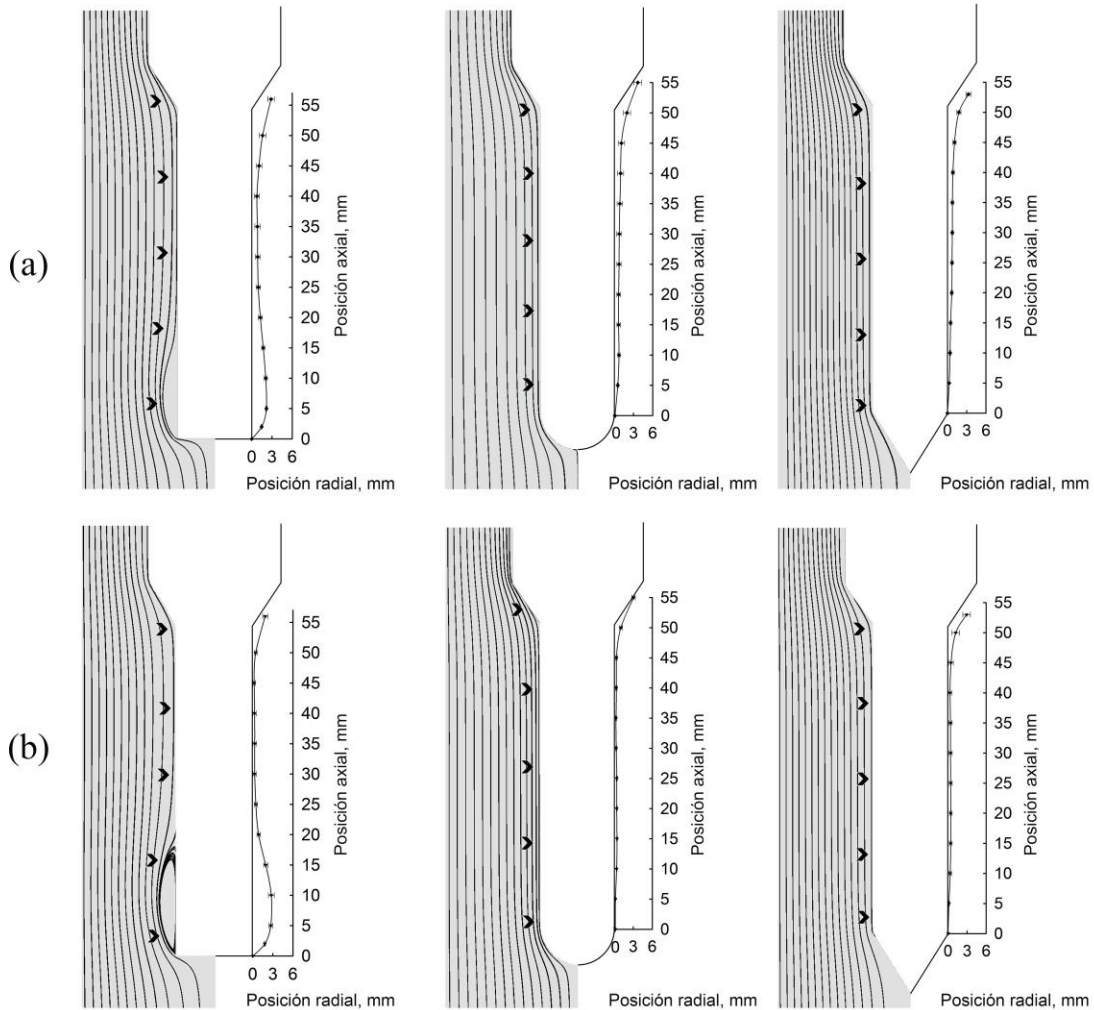


Figura 4.5 Lado izquierdo: líneas de corriente calculadas alrededor de las probetas: con agua fluyendo a (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s. En el lado derecho de cada mapa se presenta la posición promedio (determinada experimentalmente) de las cintas trazadoras.

A una velocidad de flujo libre baja, las líneas de corriente para las probetas de base semiesférica y base cónica se alinean con la superficie de la probeta. Un incremento en la velocidad de flujo desplaza ligeramente las líneas de corriente hacia la superficie de la

porción cilíndrica, pero éstas conservan aproximadamente la misma forma. En contraste, cerca de la base de la probeta de base plana las líneas de corriente adoptaron un patrón diferente a medida que variaba la velocidad del fluido. Para una velocidad de flujo de 0.6 m/s, las líneas de corriente se curvan cerca del vértice inferior de la probeta y, aproximadamente a media longitud del eje axial, tienden a alinearse con la superficie de la probeta. Este efecto se traduce en un aumento del gradiente de velocidad en este punto, mismo que se aprecia claramente con la diferencia de colores en los mapas de la simulación.

Al comparar la posición promedio de las cintas trazadoras (gráfico en el lado derecho de cada imagen) con la línea de corriente calculada equivalente (resaltada con marcas en color blanco) se observa que el modelo matemático captura los detalles del flujo de manera confiable y, por lo tanto, el modelo puede ser considerado como validado.

4.1.4 Campo de velocidad

El campo de velocidad calculado para las tres geometrías y las dos velocidades de flujo libre se muestra en la imagen de la Figura 4.6. Sólo se presenta la región cercana a la base de las probetas, para resaltar las características del flujo en esa zona. El campo de velocidad para las probetas de base semiesférica y base cónica es uniforme, incluso a una alta velocidad de flujo libre. En contraste, la interacción entre el fluido y la probeta de base plana produce que los vectores cambien su trayectoria cerca de la esquina inferior de la probeta; esto indica una separación del fluido adyacente a la superficie de la probeta. Además, algunos vectores cambian de dirección, con lo que se comprueba que el fluido recircula en esta zona.

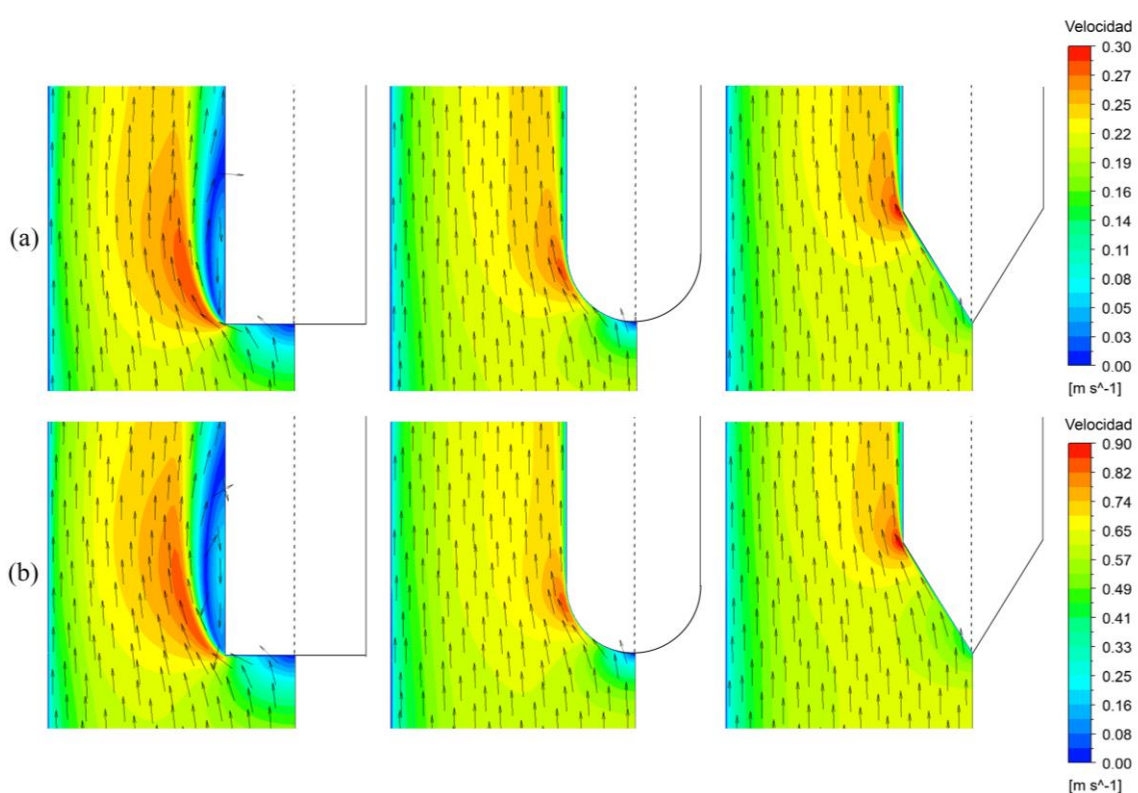


Figura 4.6 Vectores de campo de velocidad computados alrededor de las probetas con agua fluyendo a (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s. El tamaño de los vectores está normalizado y la escala de colores indica la magnitud de la velocidad.

4.1.5 Campo de presión dinámica

La presión dinámica es uno de los términos de la ecuación de Bernoulli (que garantiza la conservación de la energía mecánica en un fluido incompresible en movimiento, bajo la suposición de que la suma de todas las formas de energía que actúan a lo largo de una línea de corriente es igual en todos los puntos de esa línea de corriente) que representa la energía cinética por unidad de volumen de una partícula de fluido y se calcula como:

$$p_D = \frac{\rho |v|^2}{2} \quad (4.1)$$

El campo de presión dinámica en la región cercana a la base de las probetas se representa en la Figura 4.7 para las dos velocidades de flujo estudiadas. La interacción entre el fluido y las

probetas da como resultado gradientes de presión localizados, que son menos pronunciados en el siguiente orden: probeta de base plana, probeta de base semiesférica y probeta de base cónica. En particular, en la probeta de base plana, la presión dinámica alcanza valores cercanos a cero en la base y cerca de la región del vértice; para la probeta de base semiesférica la presión dinámica es casi cero justamente en el polo de la semiesfera y, en el caso de la probeta de base cónica, los contornos no presentan estas zonas de baja presión dinámica cerca de la superficie de la probeta. Refiriéndose a los resultados del campo de velocidad de la Figura 4.6, se observa que estas regiones corresponden con las zonas donde el fluido se mueve lentamente.

La forma y distribución de los contornos de presión dinámica no se modifican con el cambio de velocidad de flujo; sin embargo, los valores de presión dinámica que se alcanzan para la condición de flujo de 0.6 m/s aumentan considerablemente (hasta un orden de magnitud) comparados con los valores de la condición de 0.2 m/s.

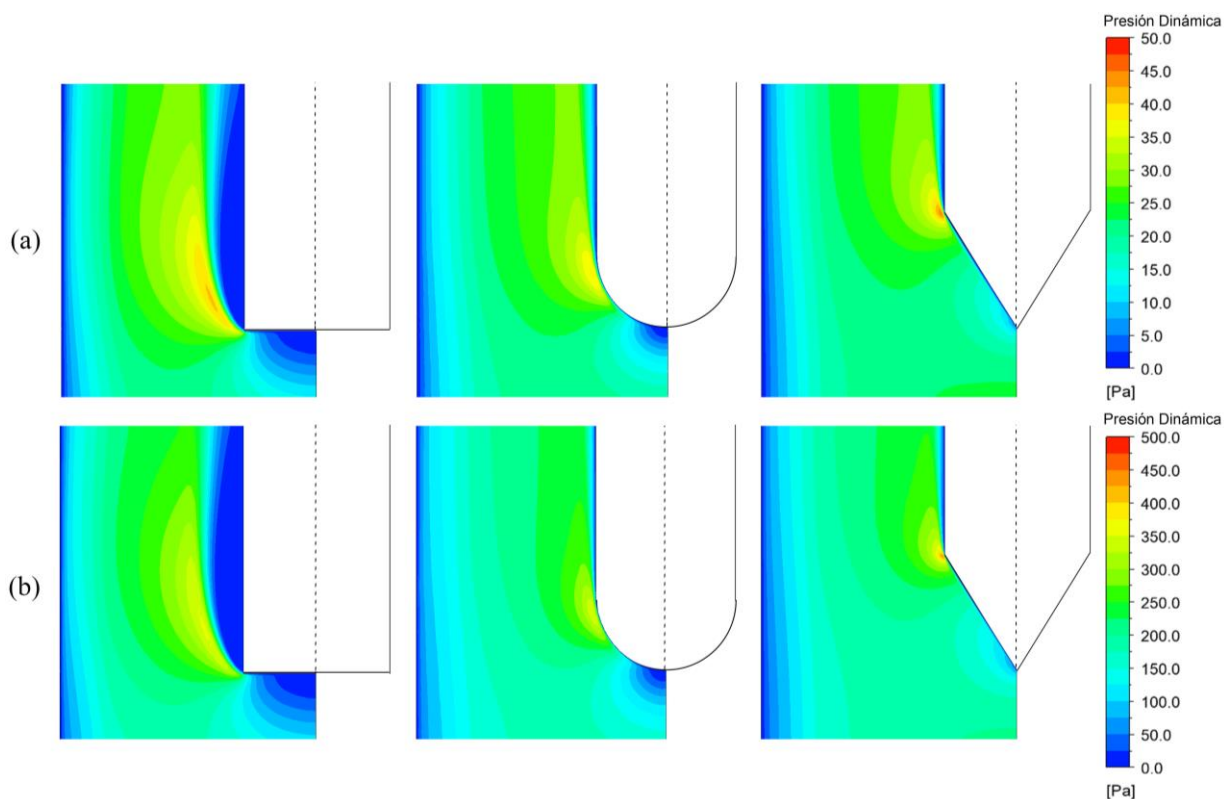


Figura 4.7 Campo de presión dinámica computado alrededor de las probetas: de base plana, base semiesférica y de base cónica con agua a 60°C fluyendo a (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s.

4.1.6 Coeficiente de presión

Para analizar la evolución de la distribución de presión alrededor de las probetas, se calcularon los contornos del coeficiente de presión. Este parámetro se define como:

$$Cp = \frac{p - p_{\infty}}{1/2 \rho \bar{v}^2} \quad (4.2)$$

Donde p_{∞} es una presión referencia (presión promedio a la entrada), p es la presión en un punto, ρ es la densidad del fluido y \bar{v} es la velocidad media del fluido a la entrada. Los resultados se grafican en la Figura 4.8.

En los contornos de la Figura 4.8 se observa que las tres geometrías muestran regiones donde el coeficiente de presión es cercano a la unidad (contorno en color rojo); en la probeta de base plana, esta zona se localiza en la base del cilindro, en la probeta de base semiesférica en el polo de la media esfera y en la probeta de base cónica cerca del vértice del cono invertido. Un valor de coeficiente de presión de 1.0 indica la presencia de puntos de estancamiento del fluido. Estas zonas de estancamiento tienen mayor presencia en la probeta de base plana, se reducen con la base semiesférica y prácticamente desaparecen con la probeta de base cónica.

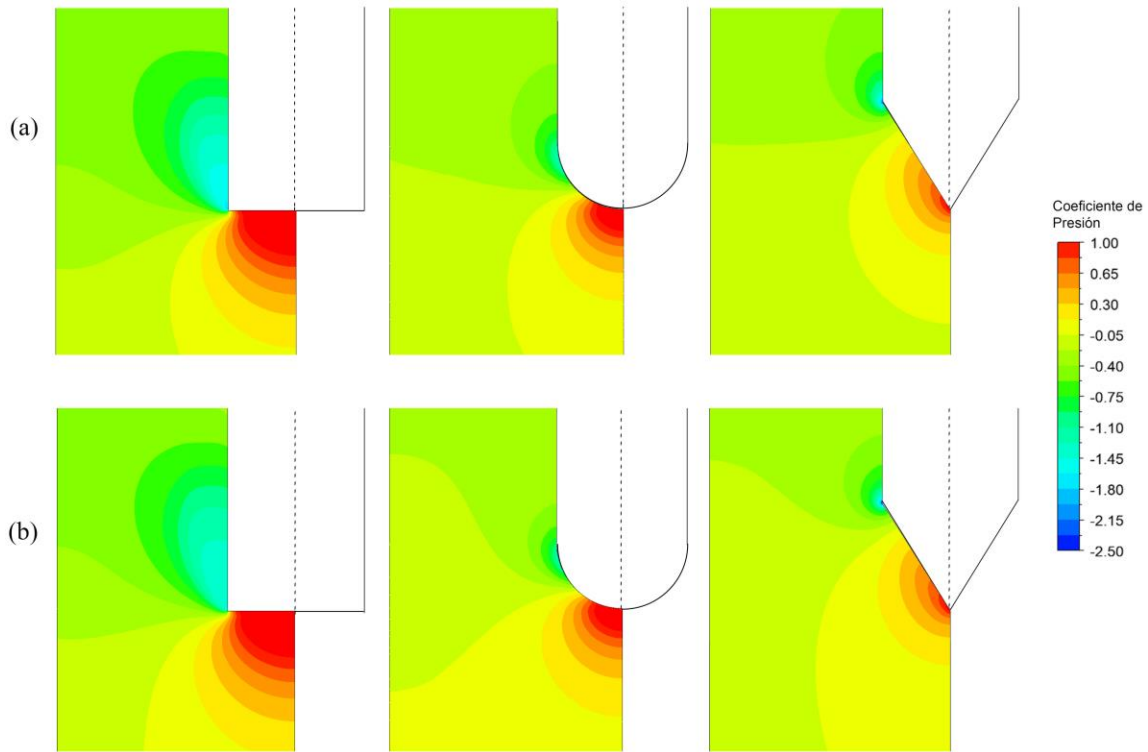


Figura 4.8 Coeficiente de presión computado alrededor de las probetas: de base plana, base semiesférica y de base cónica con agua a 60°C fluyendo a (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s.

Dado que, al circular por las probetas, el fluido pasa por una región de sección menor, se produce una caída de presión; esta caída de presión genera contornos donde el coeficiente de presión es negativo (ver contornos en tono azul cerca en el vértice de la probeta de base plana, en el ecuador de la semiesfera en la probeta de base semiesférica y en la base del cono invertido de la probeta de base cónica), un valor negativo de este parámetro adimensional, indica la presencia de zonas de succión, donde el gradiente de presión impulsa el fluido hacia un área de baja presión, provocando que éste recircule. Este resultado es consistente con los vectores de velocidad que se mostraron en la Figura 4.6, en particular en la probeta de base plana, donde se confirma que el vértice actúa como un punto de separación del fluido.

De acuerdo con la simulación, un coeficiente de presión de -1.35 y -1.03 (para un flujo de 0.2 y 0.6 m/s, respectivamente) es suficiente para producir una separación de la capa límite debido a la pérdida excesiva de cantidad de movimiento cerca de la superficie de probeta de

base plana mientras que, en las otras dos geometrías, el mismo valor del coeficiente de presión no causa este efecto.

Los resultados de esta sección sugieren (a pesar de que se obtuvieron para condiciones cuasi-isotérmicas a baja temperatura) que el comportamiento hidrodinámico más favorable para realizar estudios relacionados con el análisis de curvas de enfriamiento o de los fenómenos de ebullición locales se obtiene con la probeta de base cónica (incluso para altas velocidades de flujo libre), dado que la formación de película de vapor depende tanto de la temperatura local como de la presión.

4.2 Resultados y discusión de la etapa II

Los resultados de esta etapa son:

1) Historias térmicas (curvas de enfriamiento) medidas al interior de las probetas para los experimentos en caliente y 2) imágenes extraídas de las videgrabaciones de los eventos ocurridos en la frontera fluido-probeta durante el enfriamiento. Con estos resultados se determinaron la cinemática del frente de mojado y el *flux* de calor unidimensional (obtenido con la resolución del *IHCP*), para entender diferencias entre las diversas geometrías estudiadas y el efecto de los parámetros de operación.

4.2.1 Filtrado de las historias térmicas

La respuesta térmica del sistema se obtuvo de mediciones de temperatura y se representa mediante curvas de enfriamiento (gráficas de temperatura vs. tiempo). En la Figura 4.9 (a) se muestran las respuestas térmicas de los termopares cercanos a la superficie (TC1, TC2 y TC3) para una prueba realizada con la probeta de base cónica con temperatura inicial de 850°C y velocidad de flujo de 0.2 m/s. En las curvas no se observan interferencias o variaciones significativas en las señales registradas por los termopares. Sin embargo, al graficar la rapidez de enfriamiento local (este parámetro se obtiene derivando numéricamente las curvas de enfriamiento con respecto al tiempo para cada pareja de datos) en función del

tiempo se presentan fluctuaciones que resultan de interferencias de origen eléctrico, no deseadas, sobre la señal analógica principal (Figura 4.9 (b)).

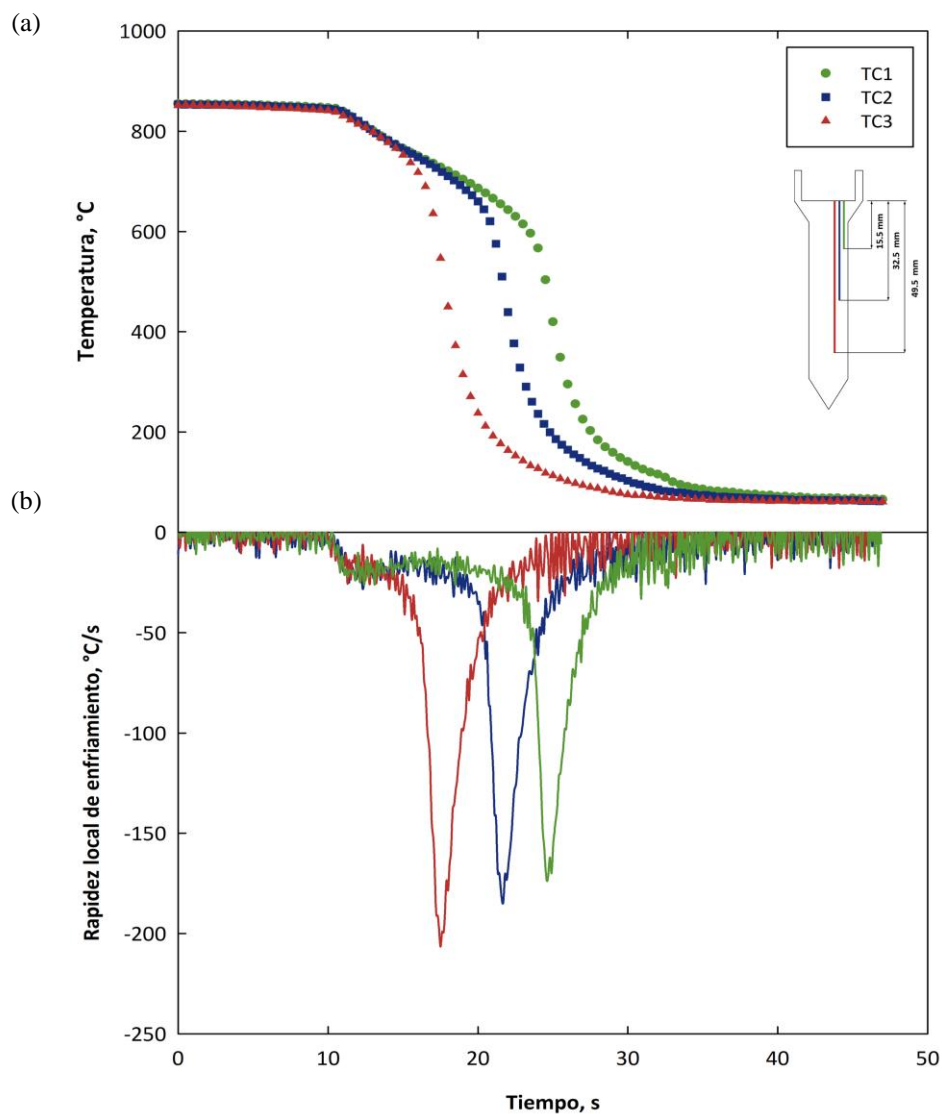


Figura 4.9 (a) Curvas de enfriamiento y (b) curvas de rapidez de enfriamiento local, para los termopares insertos en la probeta de base cónica durante un temple desde 850 °C con agua a 60 °C, fluyendo a 0.2 m/s. Ambas gráficas se obtuvieron con los datos originales.

Estas interferencias son perjudiciales tanto para el análisis de curvas de enfriamiento, como para la estimación de la condición de frontera mediante la solución del *IHCP*, por lo que se realizó un filtrado de los datos con el *software SigmaPlot*. Se probaron varios filtros para reducir el ruido sin comprometer el comportamiento de la señal principal. Se seleccionó el

suavizador “*Negative Exponential*”; que realiza una regresión polinomial (grado del polinomio 2, proporción de muestreo 0.1, con exclusión de valores atípicos) ponderando los valores calculados con la función de distribución normal [86]. El resultado del filtrado de datos se muestra en el gráfico de la Figura 4.10. Con el filtro y parámetros anteriores, se realizó el filtrado del resto de las curvas de enfriamiento medidas experimentalmente.

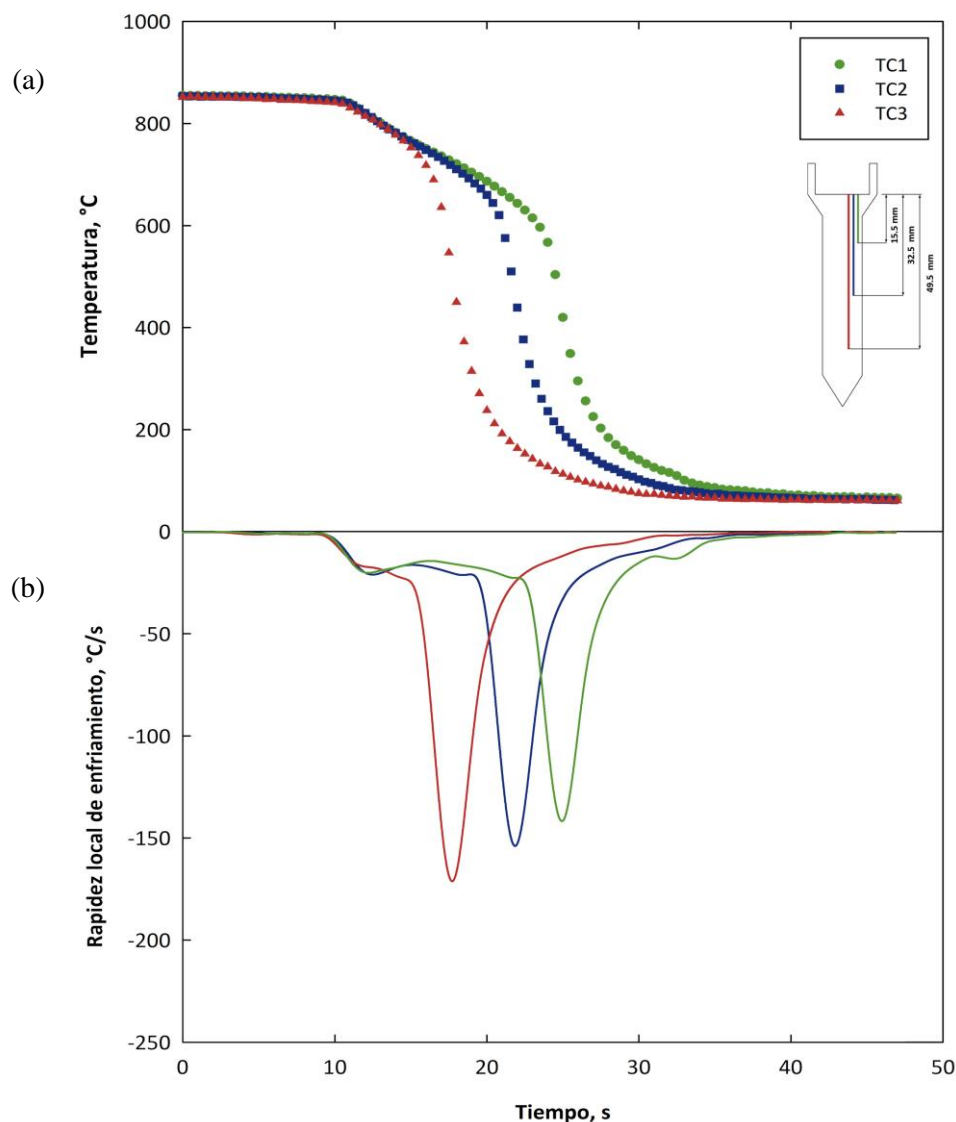


Figura 4.10 (a) Curvas de enfriamiento y (b) curvas de rapidez de enfriamiento local, para los termopares insertos en la probeta de base cónica durante el temple desde 850°C con agua a 60°C, fluyendo a 0.2 m/s. Ambas gráficas se obtuvieron con datos filtrados.

4.2.2 Comportamiento de las historias térmicas

Probeta de base cónica

Las curvas de enfriamiento obtenidas con la probeta de base cónica templada desde 950 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s, junto con imágenes extraídas de la videograbación, se muestran en la Figura 4.11. Las curvas de enfriamiento en el gráfico de la figura muestran, inicialmente, una región con un ligero cambio de pendiente; este cambio corresponde al transporte de la probeta a la posición de enfriamiento. Cuando la probeta alcanza la posición de inmersión ya se ha formado una capa de vapor (a), que rodea toda la superficie, provocando un decremento suave de la temperatura local, a una rapidez de enfriamiento aproximadamente constante. Cuando la energía contenida en la probeta es tal que no permite mantener la capa de vapor, ésta colapsa en el vértice del cono, formándose así un frente de mojado.

El frente de mojado se mueve de forma ascendente, provocando un aumento pronunciado de la pendiente de las curvas de enfriamiento, asociado a una mayor extracción de calor por efecto de la nucleación y crecimiento de burbujas: primero en la posición del termopar TC3 (b), posteriormente en la posición del termopar TC2 (c) y, finalmente, en la posición del termopar TC1 (d). A partir de aproximadamente 30 s, la superficie de la probeta entra en contacto con el agua en estado líquido; esta última etapa del enfriamiento está controlada por el mecanismo de transferencia de calor por convección forzada entre la probeta y el medio en estado líquido, provocando que la curva de enfriamiento decrezca suavemente hasta alcanzar la temperatura del agua (60 °C).

Las curvas de enfriamiento medidas durante el enfriamiento de la probeta de base cónica desde una temperatura inicial de 950 °C con agua fluyendo a 0.6 m/s se presentan en la Figura 4.12. La forma de las curvas es similar a la condición de 0.2 m/s; la principal diferencia es que, al incrementar el flujo, la duración de las etapas de enfriamiento se reduce y, por lo tanto, el enfriamiento de la probeta se completa en un tiempo menor.

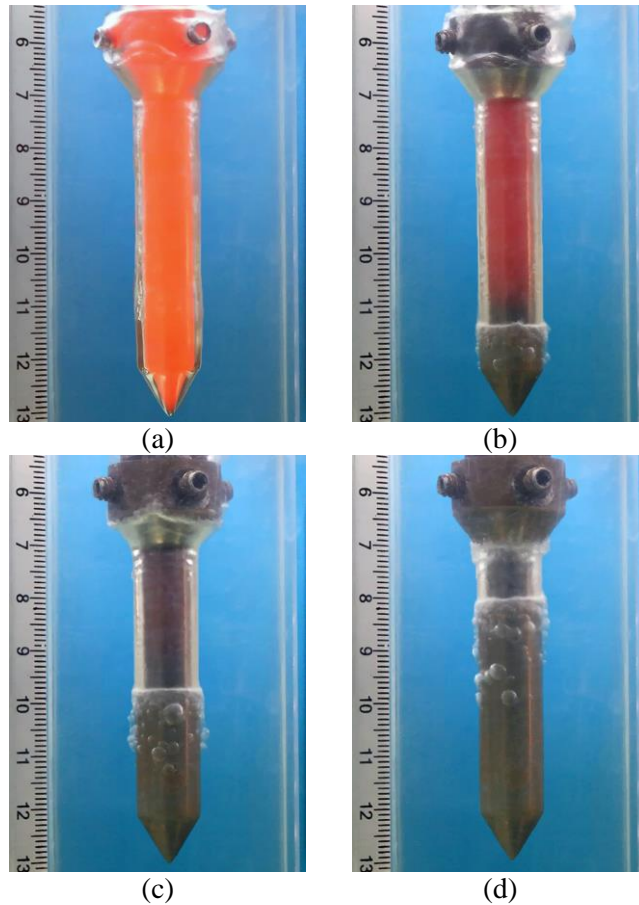
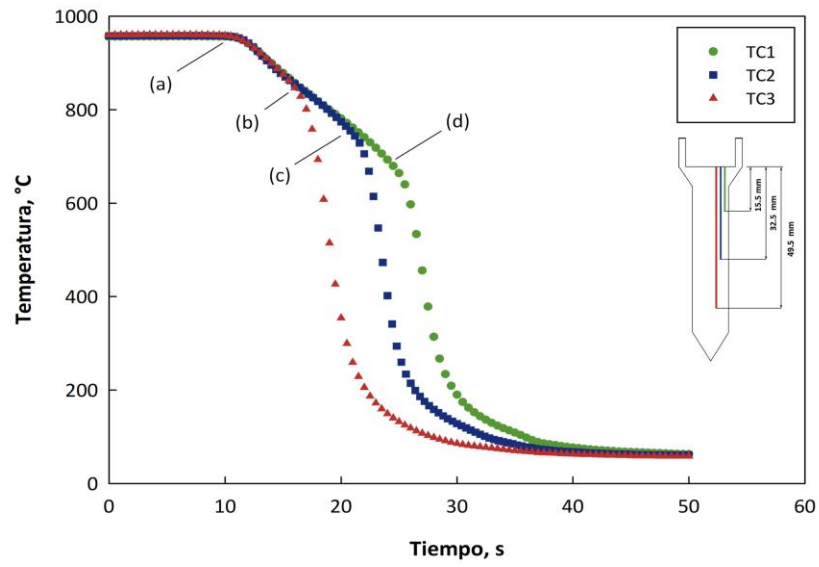


Figura 4.11 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base cónica desde 950 °C con agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 10.1 s, (b) 16.3 s, (c) 20.7 s y (d) 24.5 s después que la probeta llega a la posición de inmersión.

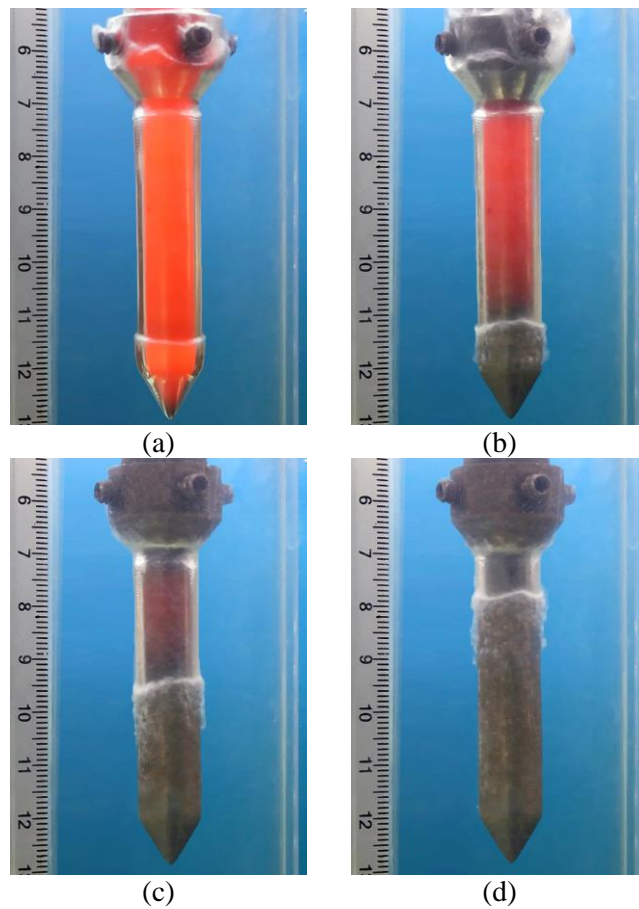
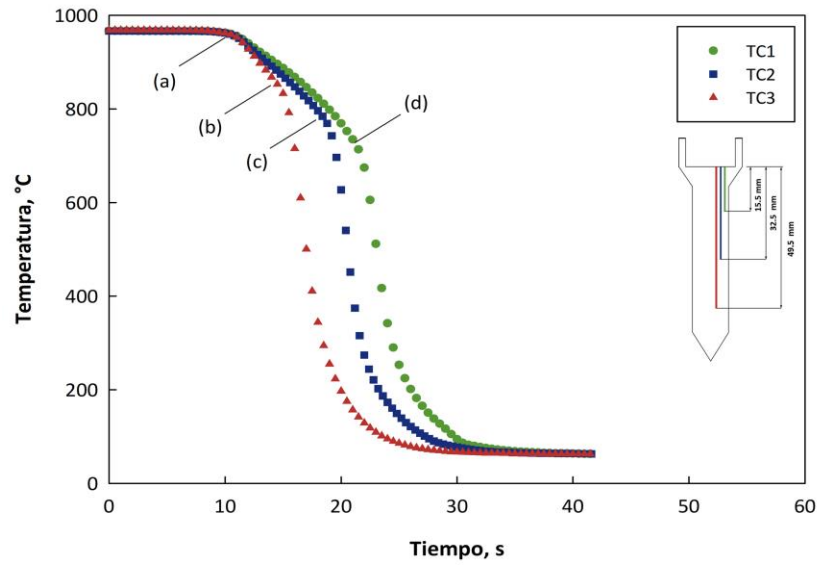


Figura 4.12 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base cónica desde 950 °C con agua a 60°C fluyendo a 0.6 m/s Las imágenes corresponden a: (a) 10.1 s, (b) 14.5 s, (c) 18.3 s y (d) 21.6 (s) después que la probeta llega a la posición de inmersión.

Probeta de base plana

Las curvas de enfriamiento medidas durante el enfriamiento de la probeta de base plana desde una temperatura inicial de 950 °C con agua fluyendo a 0.2 m/s se presentan en la Figura 4.13. Al inicio de las curvas se distingue una zona donde la temperatura permanece constante (indicando que la probeta se encuentra dentro del horno), seguido de un ligero cambio de pendiente asociado con el transporte de la probeta hacia la posición de inmersión (a); enseguida se observa un decremento casi lineal de la temperatura, resultado de la presencia de la capa de vapor que rodea la superficie de la probeta. Dado que la capa de vapor se rompe en la parte inferior de la probeta, se esperaba que la etapa de capa de vapor fuera más larga para TC1, luego TC2 y finalmente TC3. Sin embargo, el comportamiento en la posición de TC1 es distinto, ya que el cambio de pendiente ocurre antes de lo esperado. Esto puede explicarse refiriéndose a las imágenes extraídas de la videograbación, que muestra la formación de un segundo frente de mojado en la parte superior de la probeta (c). Este segundo frente comienza a moverse en la dirección opuesta al flujo, hasta encontrarse con el frente de mojado ascendente cerca de la posición de TC1, por lo que, el material en esta región se enfría por el efecto combinado de ambos frentes de mojado (d). Debido a esto, no es recomendable realizar mediciones de temperatura en la posición del termopar TC1 cuando se utiliza este tipo de probeta.

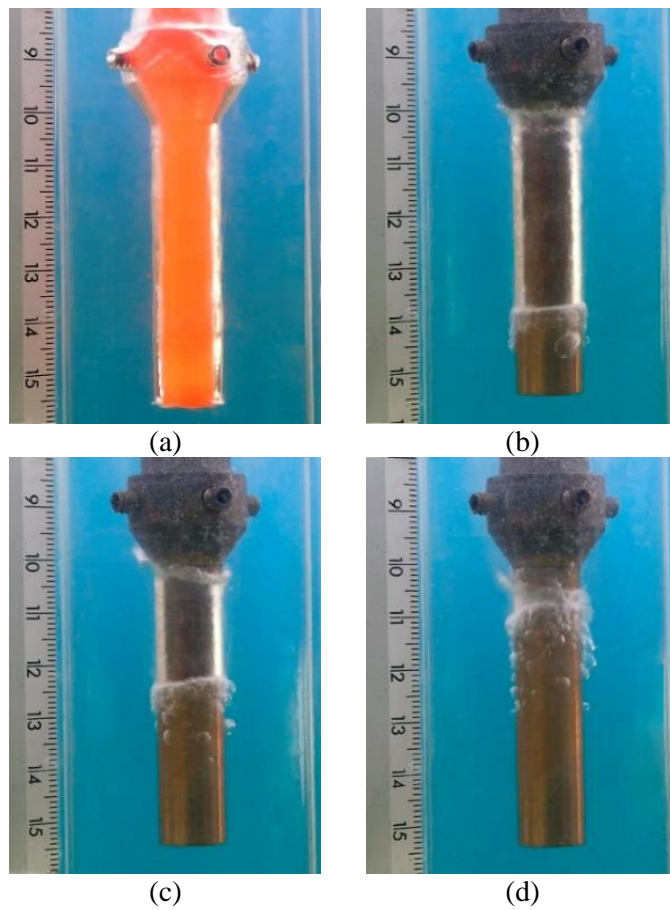
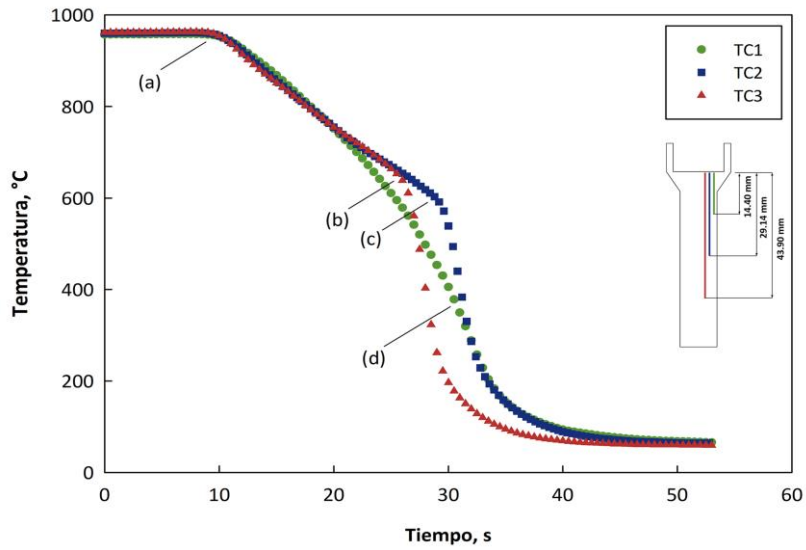


Figura 4.13 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base plana desde 950 °C con agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 9.3 s, (b) 25.6 s, (c) 28.6 s y (d) 30.8 s después que la probeta llega a la posición de inmersión.

En el gráfico de la Figura 4.14 se presentan las curvas de enfriamiento para la probeta de base plana durante un experimento realizado con agua a 60 °C, fluyendo a 0.6 m/s y con una temperatura inicial de 950 °C. Esta condición de enfriamiento mostró un comportamiento distinto al descrito para 0.2 m/s. Una vez que la probeta se encuentra en la posición de inmersión y se ha formado una capa de vapor que la rodea, cerca de la base del cilindro se muestra un engrosamiento en el espesor de la capa de vapor (a); este engrosamiento podría deberse, al menos en parte, a aire atrapado durante el descenso de la probeta. Pasado un tiempo, la porción de la probeta rodeada por la capa de vapor más gruesa tiene una tonalidad más rojiza comparada con la zona que está por encima (b), indicativo de que esta capa de vapor engrosada aísla más la zona de la base. Conforme procede el enfriamiento, el engrosamiento de la capa de vapor disminuye (c) hasta que se forma el frente de mojado en la base (d).

El frente de mojado asciende de forma asimétrica a lo largo de la superficie del cilindro (e y f) y se encuentra con un segundo frente formado en la parte superior, cerca de la posición del termopar TC1 (g). Debido a este efecto, no es recomendable realizar mediciones de temperatura en la posición del termopar TC1 cuando se utiliza este tipo de probeta.

Experimentalmente se observó que el engrosamiento previamente descrito de la capa de vapor en la base de la probeta aumenta si ésta se desplaza con una mayor velocidad hacia la posición de inmersión, esto sugiere la presencia de aire que queda atrapado durante el traslado de la probeta.

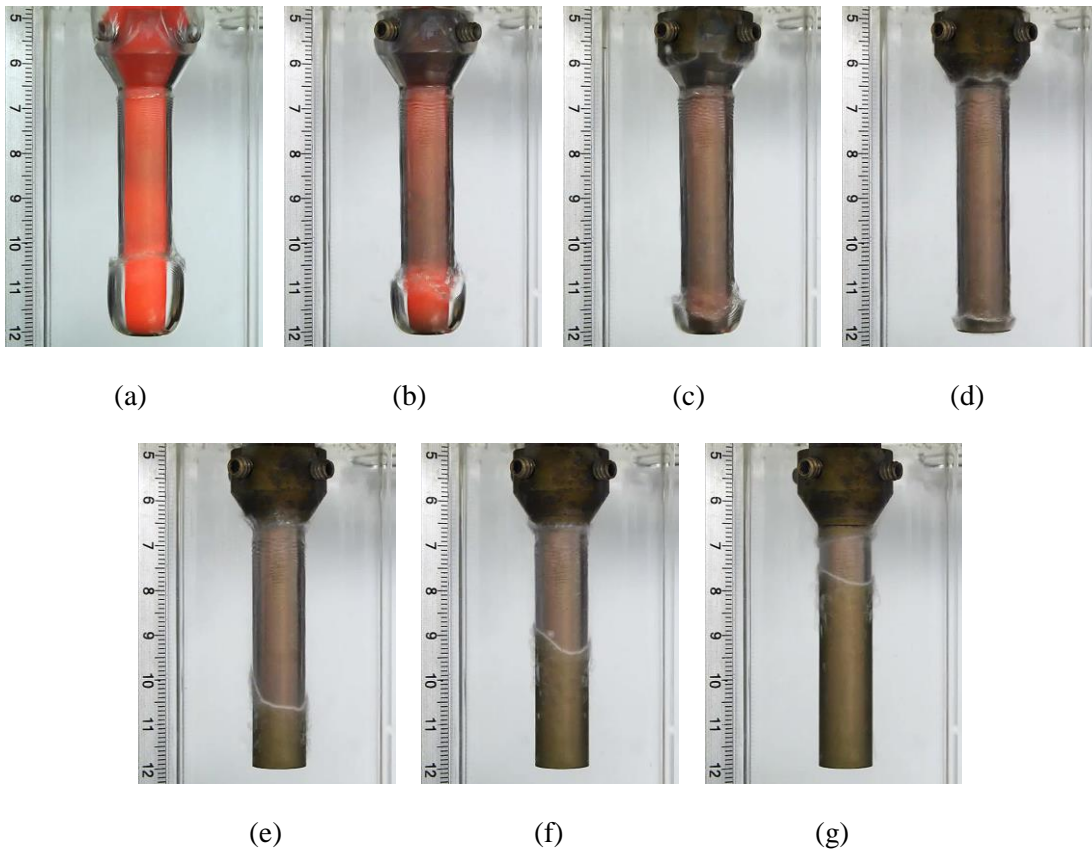
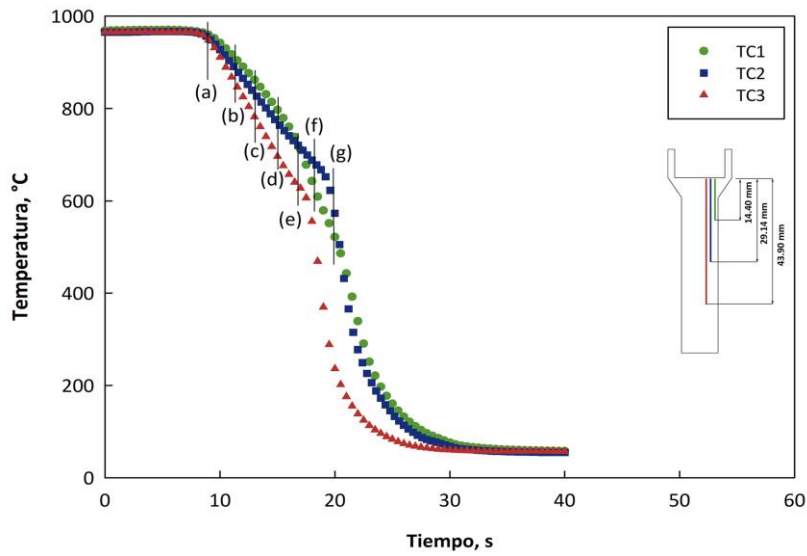


Figura 4.14 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base plana desde 950 °C con agua a 60°C fluyendo a 0.6 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 8.9 s, (b) 11.3 s, (c) 13.2 s, (d) 15.2 s, (e) 17.1 s, (f) 18.0 s y (g) 19.5 s después que la probeta llega a la posición de inmersión.

Probeta de base semiesférica

Las curvas de enfriamiento medidas en la probeta con base semiesférica mostraron un comportamiento general similar al descrito para las otras dos geometrías. Una vez que la probeta se encuentra en la posición de inmersión (a), la duración de la etapa de capa de vapor dura mucho más tiempo que en los otros dos casos (Figura 4.15). Esto se debe, principalmente, a que la geometría de la probeta no está provista de un extractor de calor tan eficiente como la base del cono (en la probeta de base cónica) o como el vértice del cilindro (en la probeta de base plana).

Después de que el frente rompe en la base, asciende pasando primero por las posiciones de los termopares TC3 (b) y TC2 (c). Dado que la formación del frente en la base se retarda, en la sección del cople se forma un segundo frente de mojado, que desciende hacia la porción cilíndrica de la probeta. Aunque este comportamiento también se observó en la probeta de base plana, se observó que el frente descendente recorre una mayor distancia en la porción cilíndrica de la probeta de base semiesférica. Para el instante en que ambos frentes se encuentran por debajo de la posición del termopar TC1 (d), esa región se ha enfriado significativamente por efecto de frente de mojado descendente, por lo que la curva de enfriamiento correspondiente está desplazada hacia la izquierda en el gráfico de la Figura 4.15. Debido a este comportamiento, no es recomendable realizar mediciones de temperatura en la posición del termopar TC1 cuando se utiliza este tipo de probeta.

Al aumentar la velocidad del medio de enfriamiento, las curvas de enfriamiento se recorren hacia tiempos menores, tal como se muestra en la Figura 4.16.

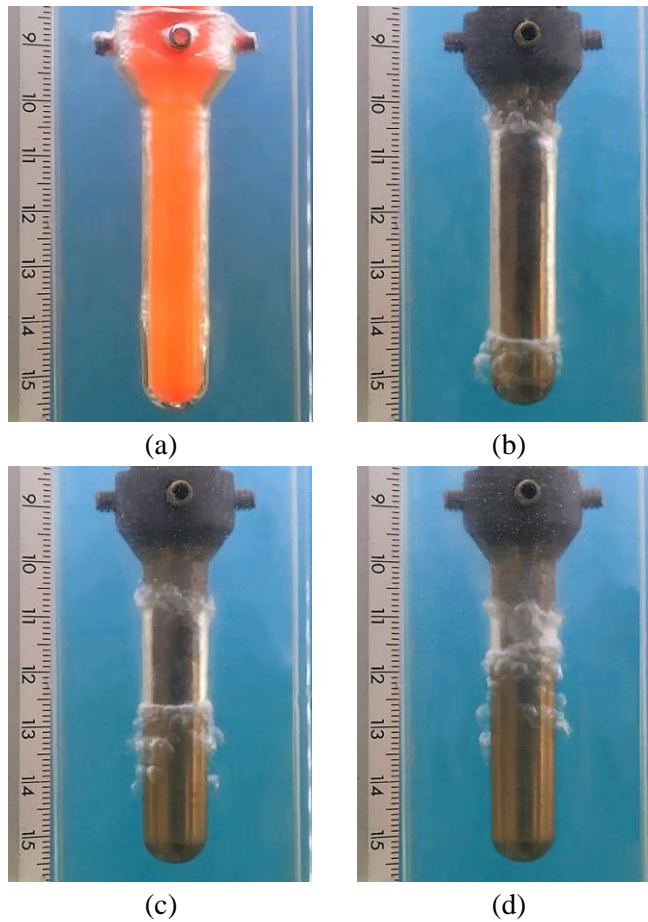
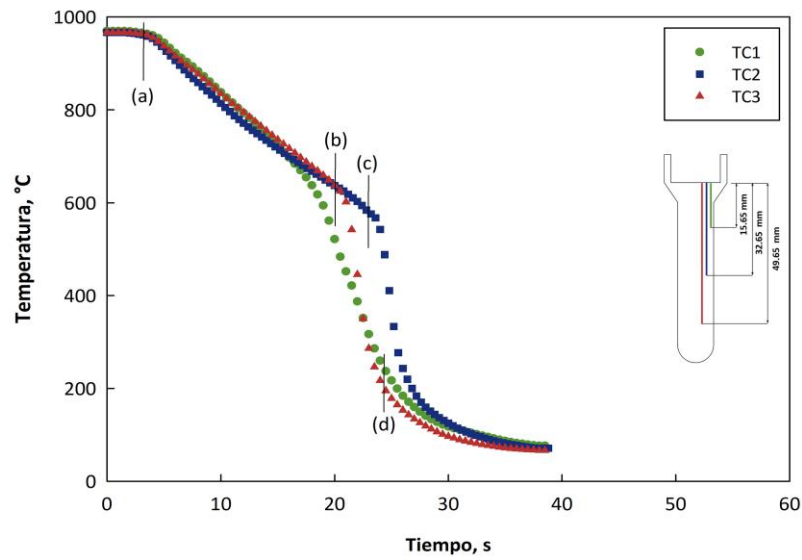


Figura 4.15 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base semiesférica desde 950°C con agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 3.3 s, (b) 20.1 s, (c) 22.9 s y (d) 24.3 s después que la probeta llega a la posición de inmersión.

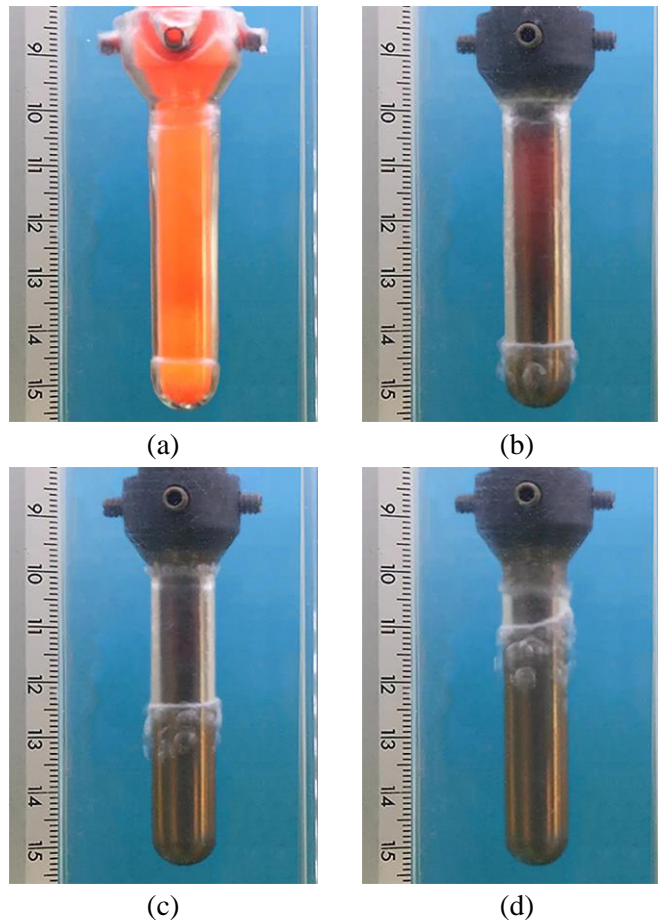
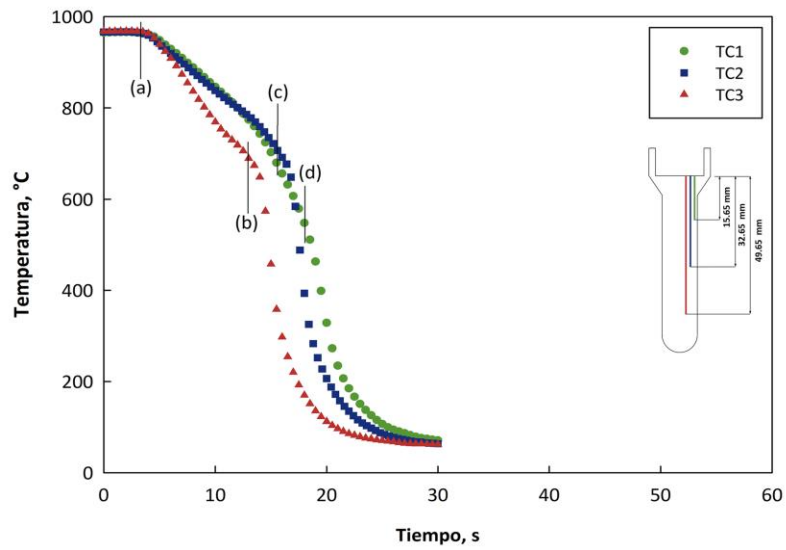


Figura 4.16 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base semiesférica desde 950°C con agua a 60°C fluyendo a 0.6 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 3.3 s, (b) 12.7 s, (c) 15.7 s y (d) 18.0 s después que la probeta llega a la posición de inmersión.

En particular, la historia térmica en la posición del termopar TC3 presentó un enfriamiento distinto. Mientras que para un flujo bajo el enfriamiento durante la etapa de capa de vapor tiene una pendiente similar para los tres termopares, a flujo alto, esta región se enfría con una rapidez mayor. Las imágenes mostradas en la Figura 4.17 muestran que se forma un engrosamiento de la capa de vapor por debajo de la posición del termopar TC3 (a); este engrosamiento es similar al descrito para la probeta de base plana, y genera un enfriamiento prematuro de esa sección de la probeta (b) que se prolonga hasta instantes previos a la formación del frente de mojado (c).

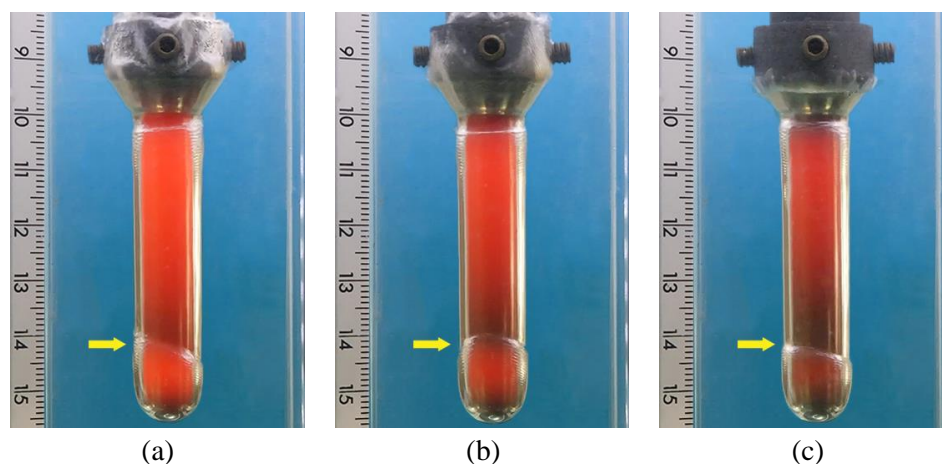


Figura 4.17 Secuencia de imágenes que muestran de enfriamiento de la probeta de base semiesférica desde 950 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.6 m/s. Las flechas indican la posición aproximada del termopar TC3.

El comportamiento de las curvas obtenidas a 950 °C es similar para la condición de 850 °C. Las curvas de enfriamiento y las secuencias de imágenes de las probetas estudiadas se presentan en el Apéndice B.

4.2.3 Repetibilidad de los experimentos

La repetibilidad de la respuesta del sistema es muy importante para garantizar que los resultados sean confiables, por lo que cada condición de la matriz experimental se realizó por triplicado. Considerando que las posiciones de los termopares TC1 y TC3 en las probetas con base plana y base semiesférica muestran efectos debido a la geometría de la base y al cople, solamente se analizó el enfriamiento en la posición del termopar TC2.

En el gráfico de la Figura 4.18 se muestran las curvas de enfriamiento del termopar TC2, para nueve pruebas independientes durante el temple desde una temperatura inicial de 950°C. Para las probetas de base cónica (triángulos) y de base semiesférica (círculos), se observa una gran similitud en la respuesta de los termopares, lo que indica que las historias térmicas con éstas dos probetas son repetitivas entre sí; en el caso de las curvas de enfriamiento con la probeta de base plana, el comportamiento registrado en la posición del termopar TC2 es distinto para cada uno de los tres experimentos realizados. Esto puede deberse al engrosamiento de la capa de vapor en la región de la base y al avance irregular del frente de mojado descritos en la sección anterior.

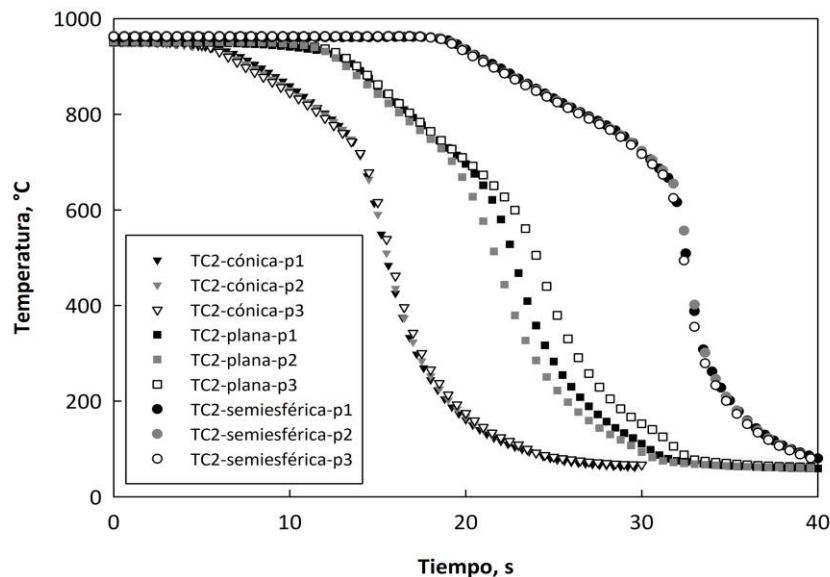


Figura 4.18 Curvas de enfriamiento para el termopar TC2 durante el temple desde 950 °C con agua a 60 °C, fluyendo a 0.6 m/s para: probeta de base cónica (triángulos), probeta de base plana (cuadros) y probeta de base semiesférica (círculos). Las curvas están desplazadas en el tiempo para mayor claridad.

Este hallazgo muestra que emplear la probeta de base plana en el análisis de curvas de enfriamiento o en la determinación de la cinemática del frente de mojado puede generar resultados variables y poco confiables. Este resultado puede estar asociado con los fenómenos de ebullición cerca de la base de la probeta en la etapa de capa de vapor que se describieron en la sección 4.2.2 y es de suma importancia, dado que los estándares internacionales para el análisis de curvas de enfriamiento se basan en probetas de base plana.

4.2.4 Efecto de la temperatura inicial y de la velocidad de flujo

En el gráfico de la Figura 4.19 se muestran las respuestas térmicas en la posición del termopar TC2 para las pruebas realizadas con la probeta de base cónica durante el temple con dos temperaturas iniciales (850 y 950 °C) y dos velocidades de flujo (0.2 y 0.6 m/s). Se observa que un aumento en la velocidad del medio de enfriamiento desplaza las curvas hacia la izquierda, reduciéndose así el tiempo en el que se completa el enfriamiento, provocado por el aumento del componente convectivo de extracción de energía térmica. Por otra parte, el aumento de la temperatura inicial provoca que la duración de la etapa de capa de vapor sea mayor, debido al mayor contenido energético inicial de la probeta. Este comportamiento también se observó para las otras probetas estudiadas.

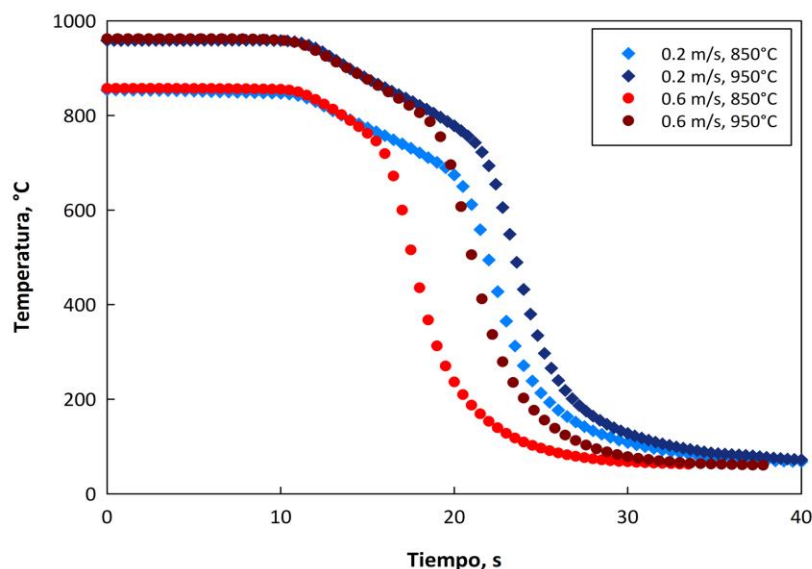


Figura 4.19 Curvas de enfriamiento en la posición del termopar TC4 durante el enfriamiento de la probeta de base cónica con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s (rombos) y 0.6 m/s (círculos) para dos valores de temperatura inicial.

4.2.5 Cinemática del frente de mojado

Para calcular la velocidad del frente de mojado se determinaron datos de posición y tiempo del frente de mojado a partir de las videograbaciones, empleando la herramienta *I-D Autotracker*; recuérdese que el frente de mojado es la frontera entre la zona de capa de vapor y la zona de nucleación y crecimiento de burbujas.

Previo al seguimiento, se seleccionó un sistema de referencia y se fijó una escala; posteriormente se aplicó un filtro para modificar el brillo y el contraste del video, permitiendo así definir claramente la zona del frente de mojado. Para el rastreo se definió una imagen “plantilla” en el fotograma inicial. Esta plantilla consiste en un objetivo (una región que contenga el borde del frente de mojado) y un área de búsqueda (de dimensión ajustable) alrededor del objetivo. Con la plantilla definida, el *software* rastrea en cada *pixel* dentro del área definida, buscando la mejor coincidencia con la plantilla. La mejor coincidencia es aquella con la puntuación más alta, un número que es inversamente proporcional a la suma de los cuadrados de las diferencias RGB (Rojo-Verde-Azul) entre la plantilla y los píxeles de coincidencia. Una vez que se encuentra la mejor coincidencia, se compara con las puntuaciones de coincidencia cercanas para determinar una mejor posición interpolada donde se coloca el punto con el objetivo. Por defecto, la plantilla evoluciona para adaptarse a los cambios de forma y color con el tiempo durante el rastreo (Figura 4.20).

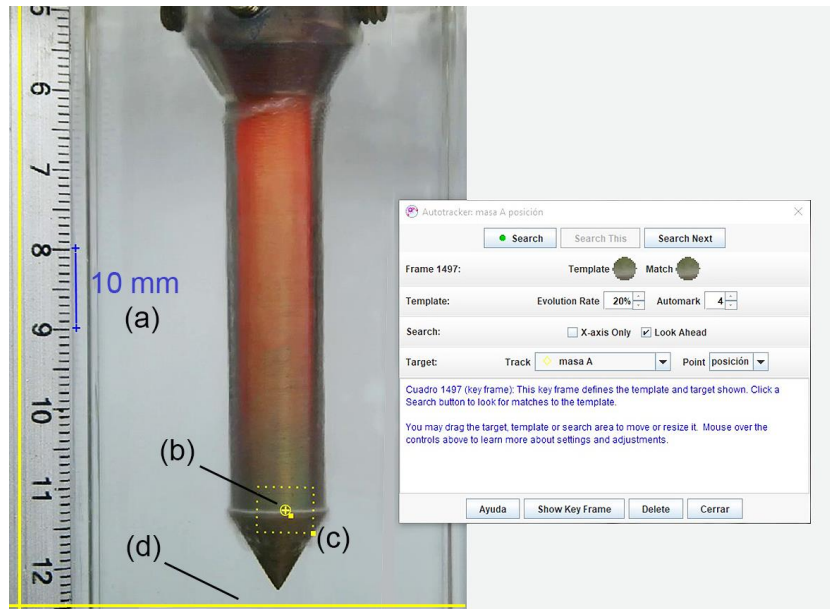


Figura 4.20 Imagen que muestra los ajustes para el seguimiento del frente de mojado: (a) escala, (b) objetivo, (c) área de búsqueda y (d) sistema de referencia.

Los datos obtenidos del seguimiento se graficaron y, dado que aparentemente forman una recta, se aplicó una regresión lineal; la pendiente de la recta corresponde a la velocidad del frente de mojado (siempre y cuando el coeficiente de determinación sea aceptable). En los gráficos de las Figuras 4.21 y 4.22 se presentan los resultados obtenidos para las 12 pruebas de la matriz experimental; en el caso de la probeta de base cónica se observa que la regresión lineal aplicada tiene un valor de R^2 (coeficiente de determinación) muy cercano a 1, lo que indica que la posición del frente de mojado varía linealmente con el tiempo, por lo que la velocidad del frente de mojado es prácticamente constante durante la prueba. La probeta de base semiesférica presenta valores de R^2 ligeramente menores que la probeta de base cónica. Las pruebas realizadas con la probeta de base plana presentaron los valores de R^2 más bajos en las cuatro condiciones experimentales estudiadas. En particular, las curvas (en color rojo) muestran cierta curvatura para valores de distancia axial cercanos a la base (entre 0-15 mm); este comportamiento se hace más evidente para la condición de flujo de 0.6 m/s, misma condición en la que se presentó el engrosamiento de la capa de vapor en la base del cilindro, por lo que posiblemente la cinemática del frente de mojado se modificó por los eventos ya descritos, ocasionando que el frente de mojado tenga un avance inestable.

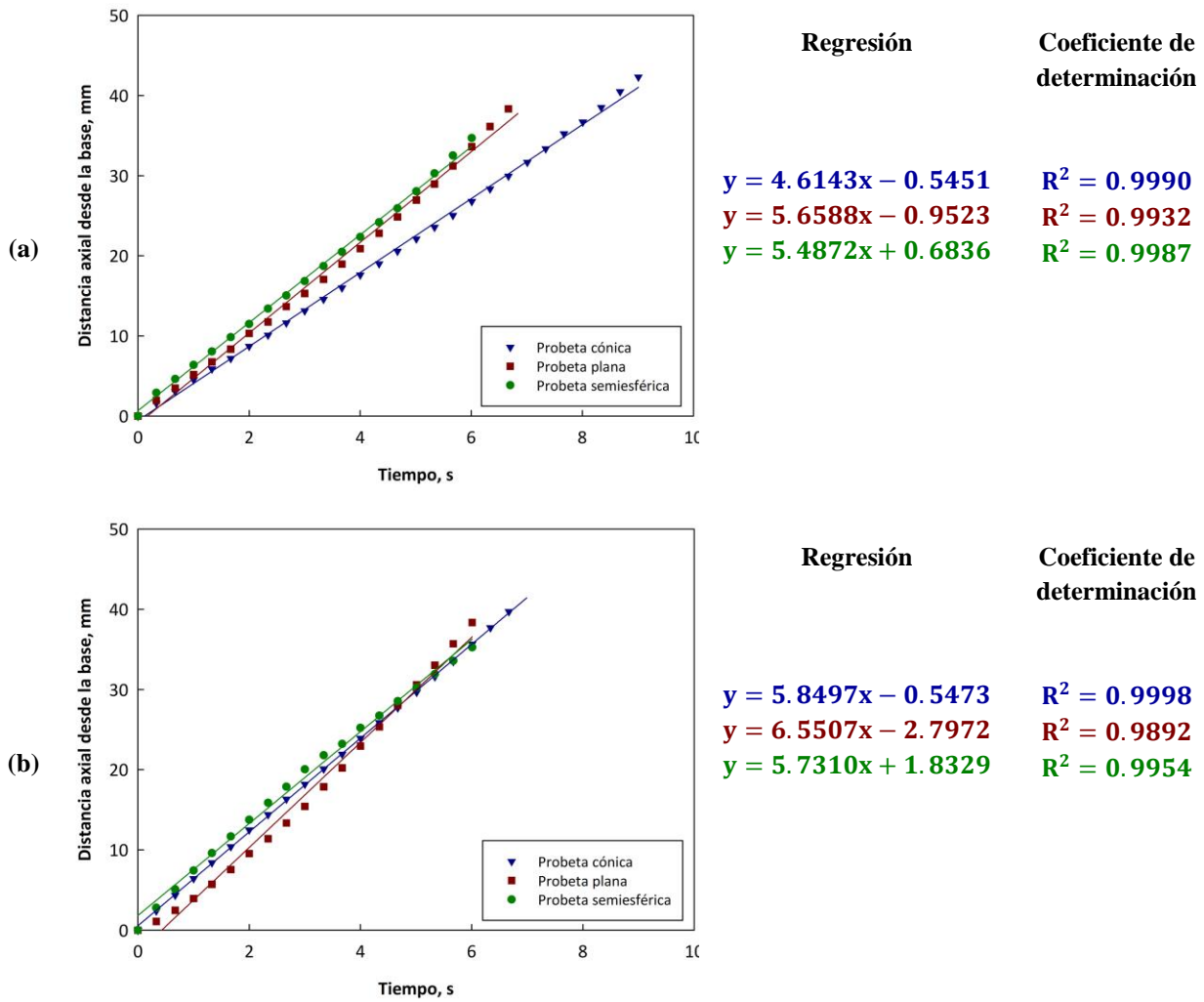


Figura 4.21 Posición del frente de mojado en función del tiempo durante el temple desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a: (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s. Valores medidos (símbolos), regresión (líneas sólidas).

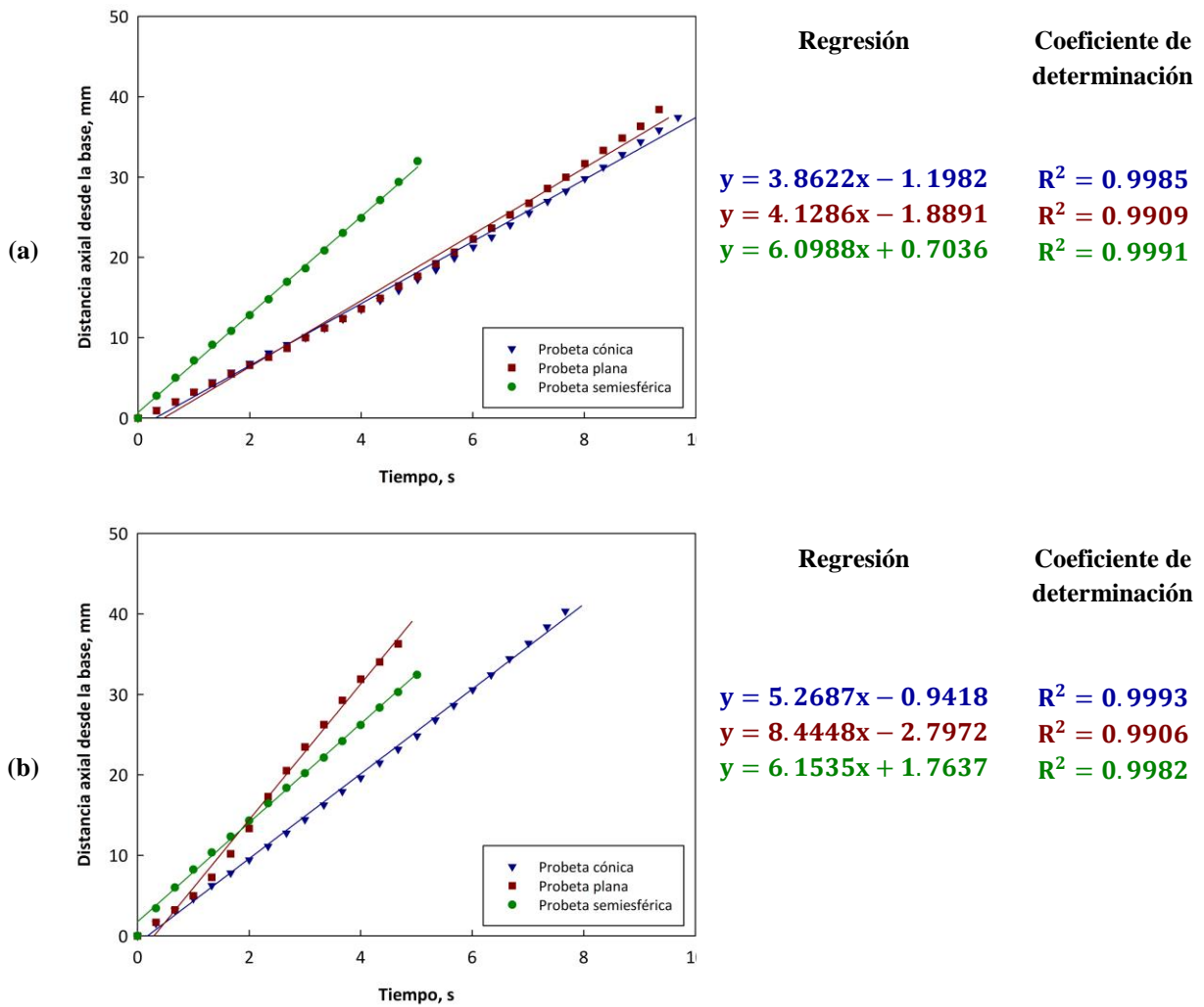


Figura 4.22 Posición del frente de mojado en función del tiempo durante el temple desde 950 °C con agua a 60 °C fluyendo a: (a) 0.2 m/s y (b) 0.6 m/s. Valores medidos (símbolos), regresión (líneas sólidas).

El procedimiento descrito en esta sección se empleó para el resto de las pruebas, calculándose los valores promedio de la velocidad de frente de mojado que se resumen en la Tabla 4.2.

Tabla 4.2 Velocidad promedio del frente de mojado para ambos flujos, a cada temperatura inicial de trabajo para las probetas estudiadas.

Probeta	Temperatura inicial, °C	Velocidad promedio del frente de mojado, mm/s	
		0.2 m/s	0.6 m/s
<i>Cónica</i>	850	4.60 ± 0.06	5.97 ± 0.16
	950	4.04 ± 0.05	5.30 ± 0.09
<i>Plana</i>	850	4.97 ± 0.51	7.23 ± 0.68
	950	4.46 ± 0.31	7.78 ± 0.37
<i>Semiesférica</i>	850	5.62 ± 0.13	5.90 ± 0.16
	950	6.18 ± 0.05	6.17 ± 0.10

En el gráfico de la Figura 4.23 se observa que, para la probeta de base cónica, los valores más altos de velocidad del frente de mojado se producen a una temperatura inicial de 850°C; esto es debido a que la energía almacenada en la probeta es menor, comparada con la condición de 950 °C. A menor energía almacenada, se reduce la duración de los fenómenos de ebullición en la superficie, lo que ocasiona que el frente de mojado avance sobre una porción de material más fría aumentando así la velocidad de avance. Al comparar la velocidad de flujo se observa que, conforme ésta aumenta, la velocidad del frente de mojado también aumenta; esto se debe a que el fluido en contacto con la capa de vapor se renueva más rápidamente, provocando que el frente de mojado avance a una mayor velocidad.

Las barras de error en el gráfico representan la incertidumbre de las mediciones experimentales. Los valores se obtuvieron calculando la desviación estándar para cada condición experimental y sus correspondientes replicados. Para la probeta de base cónica, las barras de error están próximas a la media; esto indica que la variabilidad existente en torno a cada valor promedio es baja, por lo que la confianza que se tiene en el valor promedio de la velocidad del frente de mojado para los experimentos con esta probeta es alta.

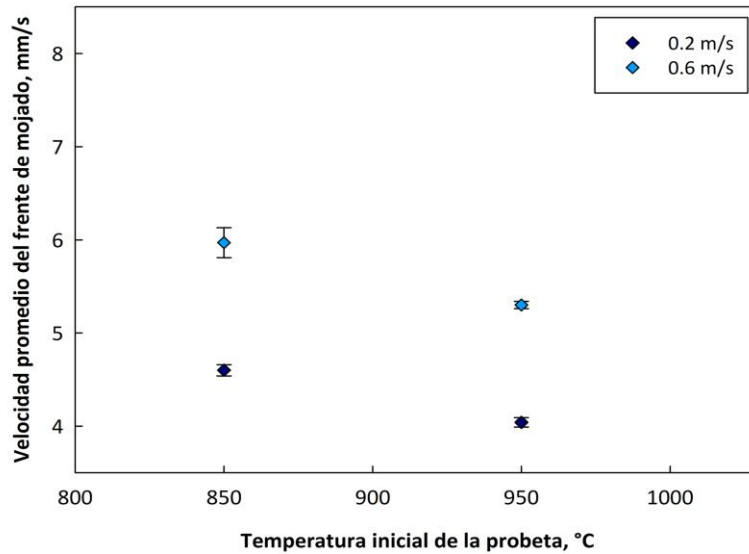


Figura 4.23 Velocidad del frente en función de la temperatura inicial de la prueba y de la velocidad de flujo del agua: la probeta de base cónica se enfrió con agua a 60 °C.

Las barras de error para los experimentos con la probeta de base semiesférica indican que los valores de velocidad del frente de mojado están más cerca de la media de cada conjunto de experimentos, lo que sugiere que son más reproducibles. Sin embargo, no se presenta un efecto claro de la velocidad de flujo o de la temperatura inicial de la probeta (Figura 4.24).

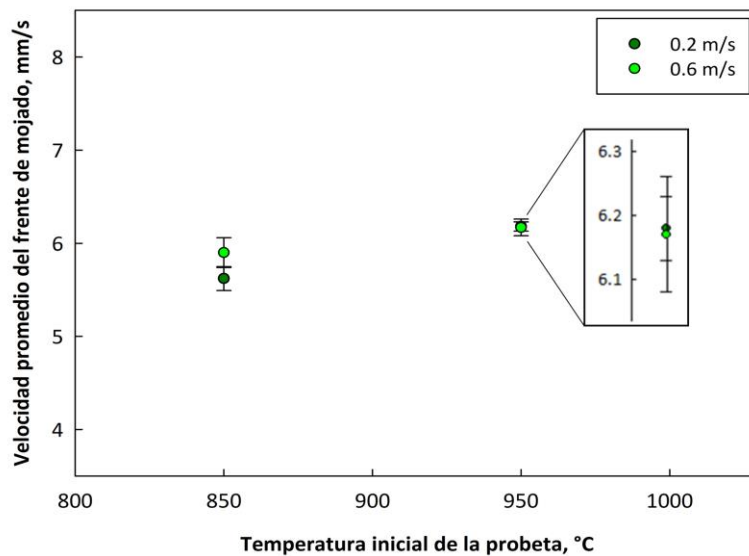


Figura 4.24 Velocidad del frente en función de la temperatura inicial de la prueba y de la velocidad del agua: la probeta de base semiesférica se enfrió con agua a 60 °C.

Para explicar este comportamiento aparentemente anómalo, se extrajeron imágenes (ver Figura 4.25) de los videos en el instante que la capa de vapor colapsa en la base de la probeta para los enfriamientos desde una temperatura inicial de 950 °C. Como se puede observar, la coloración de la probeta es distinta y, por consiguiente, la energía almacenada en cada caso también lo es. A pesar de que la capa de vapor actúa como un aislante térmico, no se trata de un aislante perfecto, por lo que la probeta se enfría durante el periodo de duración de dicha etapa. Para cuando se forma el frente de mojado en la condición de 0.2 m/s (7.5 s después que la probeta alcanza la posición de inmersión), la probeta ha cedido una mayor cantidad de energía comparada con la condición de 0.6 m/s, lo que ocasiona que el frente de mojado avance sobre una porción de material más fría, incrementándose así la velocidad de avance.

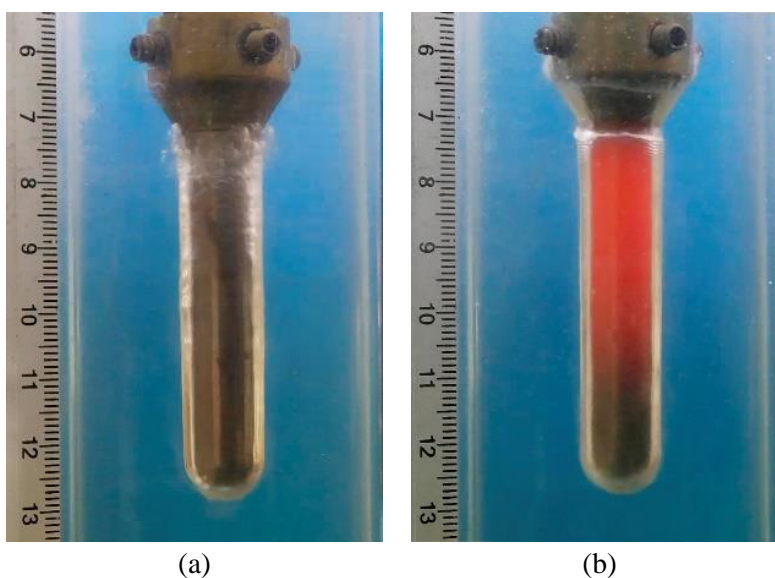


Figura 4.25 Imágenes de la probeta después de que la capa de vapor colapsa para agua fluyendo a: (a) 0.2 y (b) 0.6 m/s. Enfriamiento desde 950 °C con agua a 60 °C [87].

Los resultados para la probeta de base plana graficados en la Figura 4.26 muestran que la velocidad del agua tiene un efecto significativo en la velocidad del frente de mojado: conforme aumenta la velocidad de flujo, la velocidad de avance del frente de mojado es mayor. En contraste, la temperatura inicial del tratamiento tiene un impacto marginal.

Las barras de error son más largas comparadas con las otras dos geometrías reportadas, indicando una dispersión considerable en los valores de velocidad del frente de mojado calculados, por lo que los resultados obtenidos con esta probeta tienen mayor incertidumbre.

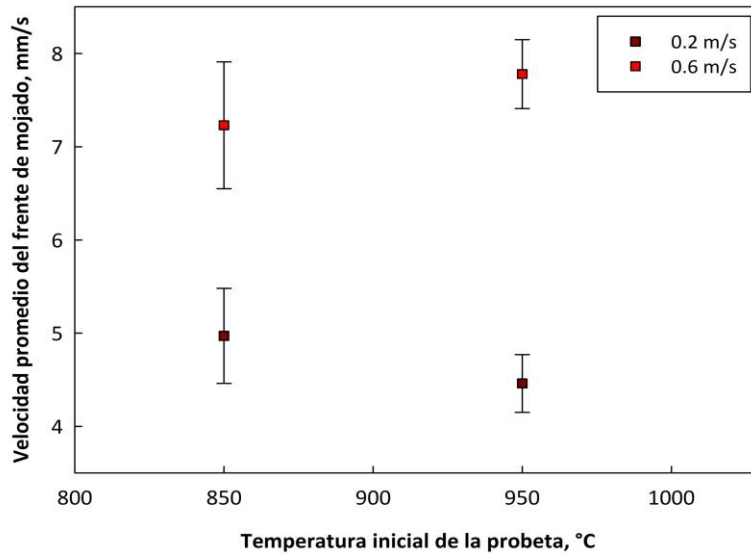


Figura 4.26 Velocidad del frente en función de la temperatura inicial de la prueba y de la velocidad del agua: la probeta de base plana se enfrió con agua a 60 °C.

Con base en los resultados y análisis de la etapa I, así como, con los análisis presentados en las secciones previas de la etapa II, se seleccionó la probeta de base cónica para realizar el análisis de las estimaciones de *flux* de calor en la superficie, ya que los experimentos realizados con ésta geometría fueron más reproducibles, y los resultados derivados presentaron menor variabilidad.

4.2.6 Flux de calor en la superficie (aproximación 1-D)

El *flux* de calor en la superficie es la cantidad de energía térmica (por unidad de tiempo y de área) que cede la probeta al medio de enfriamiento a través de la intercara entre ambos. Esta cantidad se estimó mediante el *software WinProbe* [88]; este programa emplea el método de solución del *IHCP* conocido como método secuencial de especificación de la función, desarrollado por Beck *et al.* [89], para resolver el *IHCP* bajo la suposición de flujo de calor 1-D (en la dirección radial).

Una de las características del método secuencial es el concepto de “pasos de tiempo futuros” (r); este parámetro se emplea para reducir las fluctuaciones en los valores de *flux* de calor debido a las mediciones realizadas con los termopares. En la Figura 4.27 se graficaron tres curvas de *flux* de calor superficial en función del tiempo en la posición del termopar TC2 para diferentes valores de r (número de pasos de tiempos futuros), empleándose una cantidad de 10 nodos en la dirección radial para discretizar a la región localizada entre la superficie lateral de la probeta y la posición del termopar ($n = 10$). Este análisis se realizó para enfriamiento desde temperatura inicial de 850 °C y con un flujo de agua de 0.6 m/s, ya que ésta es la condición de enfriamiento más severa que se probó. Para un valor de $r = 2$ la curva presenta ruido tanto al inicio como al final del enfriamiento, por lo que este valor fue descartado. Para los valores de $r = 4$ y $r = 6$ se generan curvas de *flux* de calor sin la presencia de ruido; sin embargo, para $r = 6$ la curva se suaviza más y se reduce el valor máximo que se alcanza en la etapa de ebullición nucleada, por lo que se seleccionó a $r = 4$ como la mejor condición para estimar la condición de frontera de *flux* de calor en la superficie. La descripción de la metodología para la estimación en la interfaz de *WinProbe* se describe en el Apéndice C.

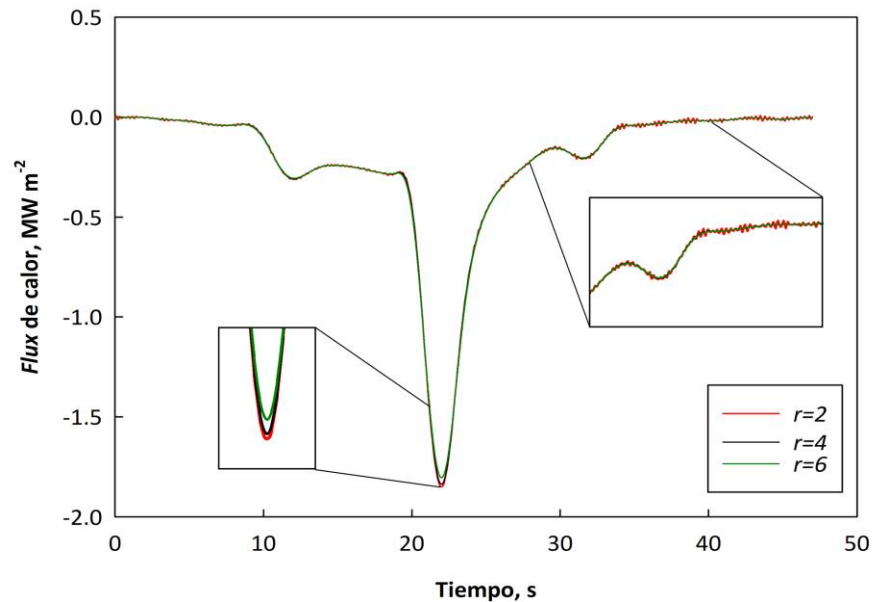


Figura 4.27 Historias de *flux* de calor 1-D en la superficie estimadas con la historia térmica del termopar TC2 para tres valores del parámetro r durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.6 m/s.

El análisis que se presenta a continuación incorpora los resultados para una temperatura inicial de 750 °C [90], con el propósito de comparar el efecto de la temperatura inicial de la probeta.

El gráfico de la Figura 4.28 muestra las historias de *flux* de calor estimadas para el temple de la probeta de base cónica desde una temperatura inicial de 850 °C y velocidad de flujo de 0.2 m/s. Nótese que el *flux* de calor tiene valores negativos, debido a que está saliendo de la probeta. Al inicio de la gráfica la extracción de calor es prácticamente nula, ya que la probeta aún se encuentra dentro del horno; una vez que la probeta sale del horno se observa un ligero aumento (en valor absoluto) en el *flux* de calor debido al transporte hacia la posición de inmersión (línea punteada). Después, tiene lugar un incremento del *flux* de calor hasta alcanzar un valor constante, que se mantiene durante un intervalo de tiempo distinto para cada termopar; esta extracción de calor ocurre en presencia de la capa de vapor que rodea la superficie de la probeta. En la posición del termopar TC3, la capa de vapor tiene una menor duración que en las otras dos posiciones de los termopares; esto derivado del avance del frente de mojado (que rompe en la punta del cono y se mueve de abajo hacia arriba). Con las

videograbaciones se observó que se alcanza el valor máximo de *flux* de calor local (2.44 MW m^{-2}) cuando el frente de mojado pasa aproximadamente por la posición de los termopares. El comportamiento mostrado por los termopares TC2 y TC1 comprueba que, aunque la capa de vapor tiene apariencia uniforme y actúa como un aislante térmico, parte de la energía acumulada en esas secciones de la probeta alcanza a perderse hacia el medio de enfriamiento, por lo que, cuando el frente de mojado pasa por dichas posiciones, el *flux* de calor máximo es: intermedio para TC2 (2.16 MW m^{-2}) y mínimo para TC1 (1.97 MW m^{-2}).

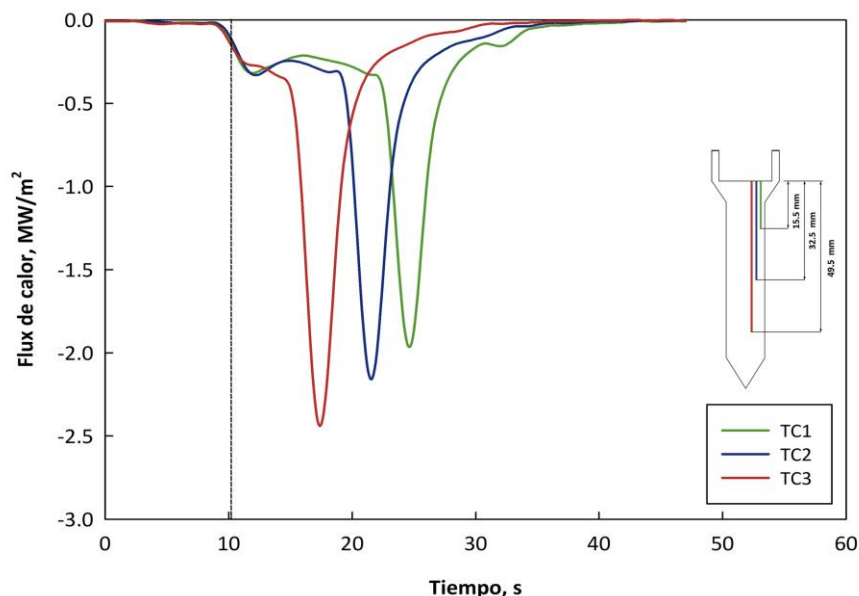


Figura 4.28 Historia de *flux* de calor en la superficie para TC1, TC2 y TC3 durante el temple de la probeta con base cónica desde $850 \text{ }^{\circ}\text{C}$ con agua a $60 \text{ }^{\circ}\text{C}$ fluyendo a 0.2 m/s . La línea punteada indica el instante en el que la probeta llega la posición de inmersión.

En el gráfico de la Figura 4.29 se presentan las historias de *flux* de calor para una temperatura inicial de la probeta de $750 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Al inicio de la gráfica el comportamiento de las curvas coincide con el comportamiento descrito para la condición de $850 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Sin embargo, cuando la probeta se encuentra en la posición de inmersión (línea punteada) el comportamiento se modifica. La “meseta” que alcanzan las curvas de *flux* de calor tiene una menor duración para los tres termopares, indicando que la etapa de capa de vapor se reduce, lo cual resulta

comprensible considerando que la energía almacenada en la probeta es menor que para el caso de 850 °C. Asimismo, los valores máximos de *flux* de calor para los tres termopares son menores (en valor absoluto): 2.07 MW m⁻², 1.76 MW m⁻² y 1.71MW m⁻² para TC3, TC2 y TC1, respectivamente. Destaca que los valores para los termopares TC2 y TC1 son muy similares, indicando que la cantidad de energía extraída cuando el frente de mojado pasa por estas posiciones es parecida.

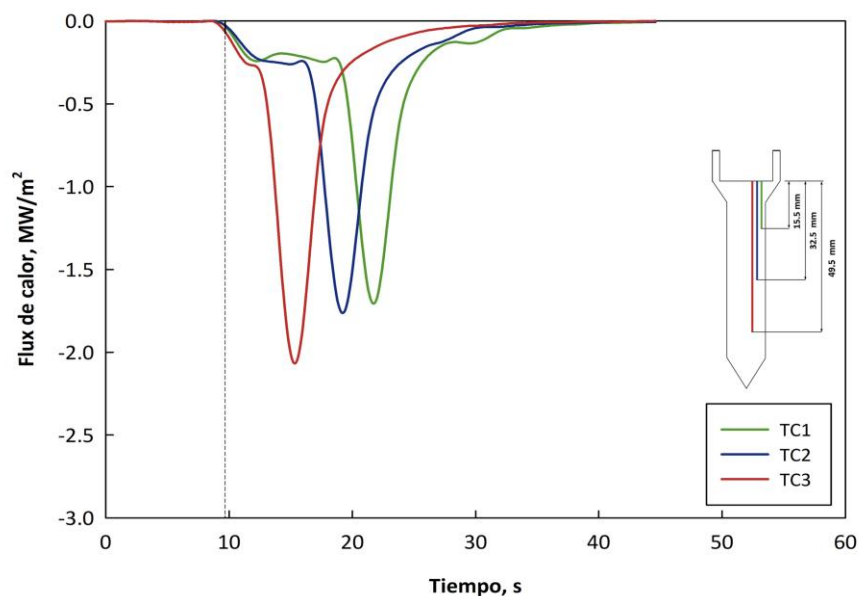


Figura 4.29 Historia de *flux* de calor para TC1, TC2 y TC3 durante el temple de la probeta con base cónica desde 750°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.

Un incremento de la temperatura inicial de la probeta provoca que la zona de etapa de capa de vapor tenga mayor duración y que los valores máximos de *flux* de calor que se alcanzan cuando el frente de mojado pasa por las posiciones de los termopares sean más elevados. 2.74 MW m⁻², 2.68 MW m⁻² y 2.26 MW m⁻² para TC3, TC2 y TC1, respectivamente. Este aumento se atribuye a que, en el instante que el frente de mojado pasa por las posiciones de los termopares, la energía contenida en la probeta es mayor, lo que favorece una mayor extracción de calor debido a la mayor fuerza motriz. La forma “escalonada” de los picos descrita en la condición de 850°C no se conserva y también es distinta en comparación con la condición de 750°C, para esta condición los valores para los termopares TC3 y TC2 son muy similares, tal como se muestra en la Figura 4.30.

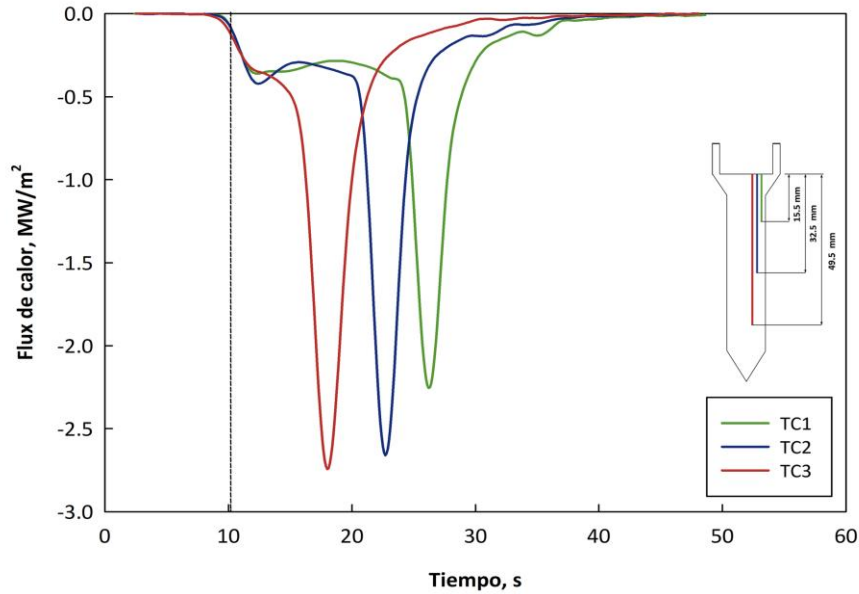


Figura 4.30 Historia de *flux* de calor para TC1, TC2 y TC3 durante el temple de la probeta con base cónica desde 950 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.

Este efecto se debe a los diferentes gradientes térmicos internos que se forman en la probeta para cada valor de temperatura inicial. Para el temple desde 750 °C, la porción superior de la probeta tiene un gradiente axial pequeño (lo que se evidencia por tener una coloración muy semejante en esa zona) por lo que, para el instante en el que el frente de mojado alcanza esta sección, el *flux* de calor máximo que se alcanza para TC2 y TC3 es semejante (además, los valores de temperatura de superficie cuando ocurre el *flux* de calor máximo son 288 y 296 °C para TC2 y TC3, respectivamente). Cuando la temperatura inicial es 850°C, la energía que contiene la probeta está “distribuida” a lo largo de la porción cilíndrica (es decir hay un gradiente térmico longitudinal en toda la probeta), y la temperatura de la superficie cuando ocurre el *flux* de calor máximo es de 260, 283 y 297 °C para TC1, TC2 y TC3, respectivamente. Finalmente, para una temperatura inicial de 950 °C, el contenido energético en la parte baja de la probeta presenta un gradiente axial pequeño y la temperatura de la superficie cuando se alcanza el valor máximo del *flux* de calor es de 272 y 280 °C para TC1 y TC2, respectivamente. El origen de estos gradientes térmicos al interior de la probeta es posiblemente el resultado de distintos factores tales como la punta de la probeta, el espesor

y la densidad de la capa de vapor que rodea la superficie, entre otros; sin embargo, en este estudio no se cuenta con la información suficiente para asegurar esta hipótesis.

Otra forma de presentar este comportamiento se muestra en la Figura 4.31, donde se grafica el avance del frente de mojado para el flujo de 0.2 m/s y las tres temperaturas iniciales de la probeta.

Se observa que, para posiciones cercanas a la base del cilindro (0 – 5 mm), la pendiente de las tres líneas es muy parecida, indicando que la velocidad de avance del frente de mojado en esa sección es similar; esto confirma el efecto que tiene la punta de la probeta durante el enfriamiento (un eficiente extractor de calor). A partir de los 5 mm, la línea de 950 °C se separa de las otras dos y, aproximadamente a los 12 mm, se separa la línea de 850 °C. Esta separación de las líneas hace patente que el frente de mojado avanza frente a gradientes térmicos distintos dependiendo de la temperatura inicial de la probeta.

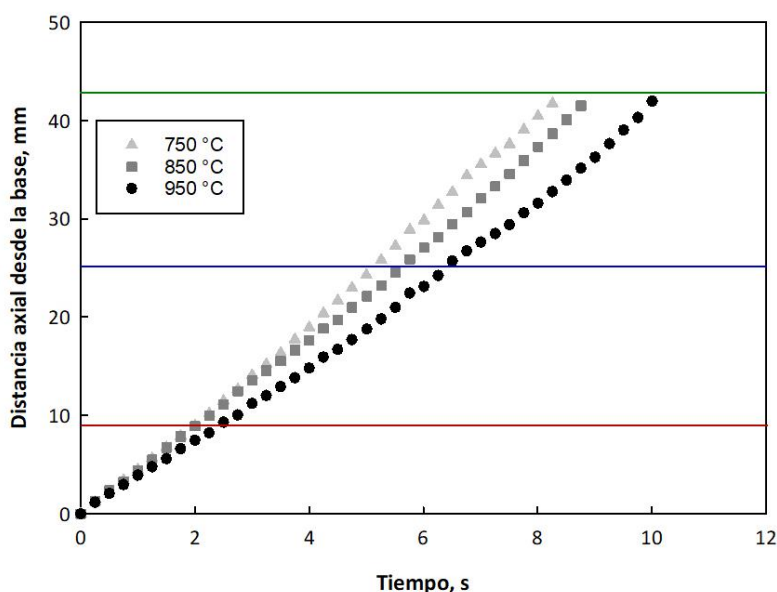


Figura 4.31 Posición del frente de mojado en función del tiempo para tres valores de temperatura inicial de la probeta templada en agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s. Las líneas horizontales indican las posiciones de los termopares.

El comportamiento descrito para la condición de flujo de 0.2 m/s es equivalente para 0.6 m/s; la diferencia principal es que las curvas de *flux* de calor se desplazan hacia la izquierda, indicando que el enfriamiento de la probeta se completó en un tiempo menor. Asimismo, los

valores máximos de *flux* de calor son mayores. Este efecto encuentra explicación en el aumento del componente convectivo, que promueve una mayor extracción de calor. Los valores para ambas condiciones de flujo se resumen en la Tabla 4.3.

Tabla 4.3 Valores de *flux* de calor máximo estimados para la matriz experimental.

Velocidad de flujo, m s ⁻¹	Temperatura inicial, °C	Flux de calor máximo en la superficie, MW m ⁻²		
		TC1	TC2	TC3
0.2 m/s	750	1.71	1.76	2.07
	850	1.97	2.16	2.44
	950	2.26	2.68	2.74
0.6 m/s	750	2.03	2.07	2.31
	850	2.73	3.11	3.35
	950	2.85	3.31	3.35

En la Figura 4.32 se presenta un gráfico compuesto por las curvas de enfriamiento estimadas en la superficie (puntos) y el *flux* de calor de la superficie estimado en función de la temperatura de la superficie – curvas de ebullición inversa – durante el enfriamiento de la probeta de base cónica con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s (líneas).

Aunque la operación de traslado de la probeta hasta la posición de inmersión en la corriente de agua es rápida, la probeta se enfría, primero, debido al contacto con el aire y, mientras llega a la posición final, con la columna de agua que sale del ducto. Una vez en la posición de inmersión, la videograbación correspondiente muestra que la capa de vapor ya se había formado y se mantiene cubriendo la superficie de la probeta. En el gráfico, esta etapa se caracteriza por una extracción de calor que se mantiene constante (y relativamente baja), que provoca un descenso gradual de la temperatura superficial. Cuando se forma el frente de mojado en la punta del cono y comienza a ascender, la extracción de calor aumenta considerablemente, provocando un decremento súbito de la temperatura de superficie. A partir de los videos se detecta que el remojo de la superficie ocurre, primero, en la posición del termopar ficticio TS3 (esta notación indica la temperatura de superficie a la altura del termopar correspondiente al número), seguida por TS2 y finalmente TS1. La temperatura de superficie cuando ocurre el remojo es de 655 °C (a), 592 °C (b) y 545 °C (c)

respectivamente; existe una diferencia de 60°C entre TS3 y TS2, y de 50 °C entre TS2 y TS1, aproximadamente. No obstante que las posiciones de los termopares son distintas (estando expuestos a condiciones de enfriamiento diferentes), el valor de *flux* de calor superficial cuando el frente de mojado pasa por dichas posiciones es prácticamente el mismo (aproximadamente 0.9 MW m⁻²). El valor máximo de *flux* de calor se alcanza a distintos valores de temperatura de superficie: 296 °C (A), 284 °C (B) y 259 °C (C) para HF3, HF2 y HF1, respectivamente; esto está relacionado con el tiempo requerido para que el frente de mojado llegue a cada una de esas posiciones y el enfriamiento de la sección de la probeta correspondiente.

En la parte final del enfriamiento, las historias térmicas de la superficie muestran que, para valores de temperatura bajos (cuando la superficie de la probeta está en contacto directo con el medio de enfriamiento en estado líquido), el *flux* de calor disminuye gradualmente, hasta que la temperatura superficial alcanza la temperatura del medio (60 °C). Previo a esto, las curvas de enfriamiento estimadas presentan un ligero recalentamiento, alrededor de una temperatura de 110 °C. Dado que este valor de temperatura es cercano al punto de ebullición del agua, este efecto puede estar asociado con el cambio súbito de medio de enfriamiento (de ebullición con nucleación y crecimiento de burbujas a convección sin ebullición), descartándose que se deba a un cambio de fase del material (la probeta se fabricó con acero inoxidable austenítico). Las videgrabaciones confirman que a estos tiempos se forma un último grupo de burbujas en la superficie de la probeta en la posición de los termopares. También es posible que la temperatura sea tan baja, que cualquier cantidad de vapor de agua que pudo haber entrado a los barrenos entre en contacto con la punta caliente del termopar.

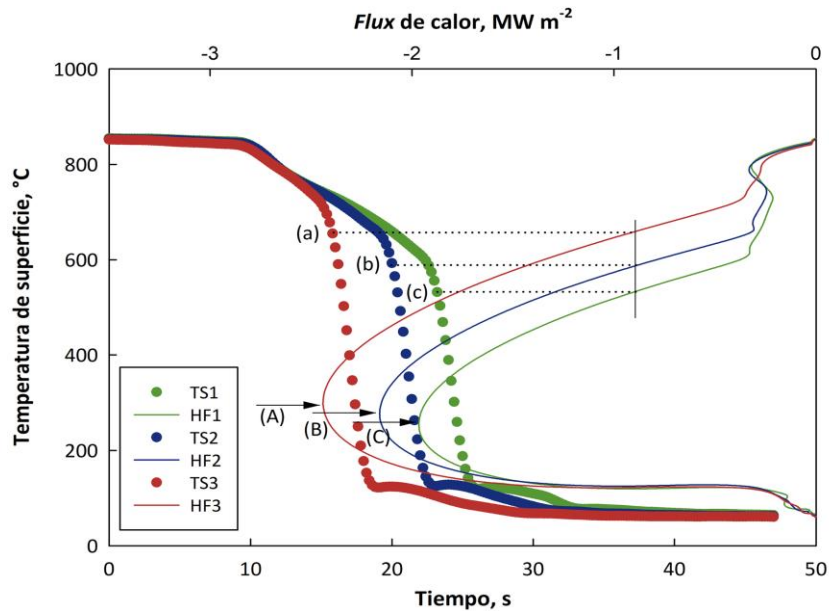


Figura 4.32 Historias térmicas estimadas en la superficie (puntos) y *flux* de calor en función de la temperatura de superficie (líneas) durante el temple de la probeta de base cónica desde 850°C con agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s .

En el gráfico de la Figura 4.33 se presentan las curvas de ebullición inversa para una temperatura inicial de la probeta de 750°C . El comportamiento general es similar al descrito para la temperatura de 850°C : una pérdida menor de calor para altos valores de temperatura de superficie (transporte de la probeta); seguida de una extracción de calor que se mantiene constante (prácticamente nula para TC3), que provoca el descenso gradual de la temperatura superficial (etapa de capa de vapor); y, un aumento considerable en la extracción de calor que ocurre cuando el frente de mojado comienza a desplazarse a lo largo de la porción cilíndrica de la probeta. Los valores de temperatura durante el remojo de la superficie son menores comparados con sus equivalentes de 850°C : 639°C (a), 577°C (b) y 528°C (c); sin embargo, las diferencias de temperatura que hay entre HF3 y HF2, y entre HF2 y HF1 son aproximadamente iguales que en la condición anterior: 60°C y 50°C , respectivamente. Asimismo, el valor de *flux* de calor superficial que se alcanza cuando el frente de mojado pasa por las posiciones de los termopares es el mismo para todos los casos (0.80 MW m^{-2}), y es ligeramente menor que el que se alcanza en la condición de 850°C .

La principal diferencia que presentan las curvas de ebullición inversa para esta condición de temperatura inicial ocurre cerca del valor máximo de extracción de calor. Se observa que las curvas HF2 y HF1 se cruzan. Este efecto es consistente con el comportamiento presentado por las historias de *flux* de calor de la Figura 4.28; en esa gráfica se encontró que la energía almacenada en la probeta cuando se alcanza el *flux* de calor máximo era similar para ambos termopares, y, por consiguiente, se tiene una fuerza motriz (diferencia de temperaturas entre la superficie y el medio de enfriamiento) similar.

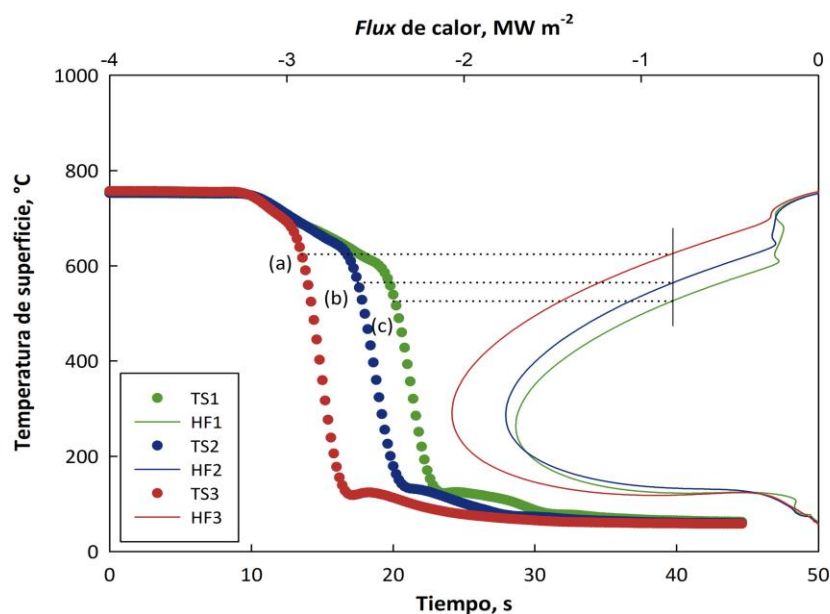


Figura 4.33 Historias térmicas estimadas en la superficie (puntos) y *flux* de calor en función de la temperatura de superficie (líneas) durante el temple de la probeta de base cónica desde 750 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.

Para la temperatura inicial de la probeta de 950 °C, el comportamiento general de las curvas de ebullición inversa es similar al mostrado por las otras dos condiciones. En este caso, las curvas HF3 y HF2 se cruzan (en el gráfico de la Figura 4.30 las historias de *flux* de calor presentaron valores máximos semejantes). Los valores de temperatura de superficie estimados durante el remojo de la superficie son: 724 °C (a), 622 °C (b) y 579 °C (c), tal como se muestra en el gráfico de la Figura 4.34. Estas temperaturas son mayores comparadas con sus equivalentes de 750 °C y 850 °C; sin embargo, las diferencias de temperatura que hay entre TS3 y TS2, y entre TS2 y TS1 se conservan igual.

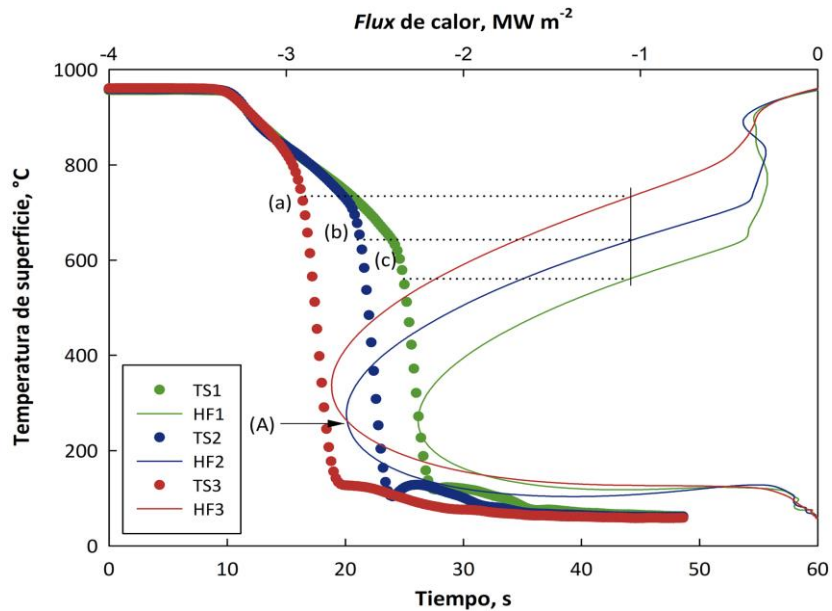


Figura 4.34 Historias térmicas estimadas en la superficie (puntos) y *flux* de calor en función de la temperatura de superficie (líneas) durante el temple de la probeta de base cónica desde 950 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.

Que las diferencias de temperatura en la etapa de transición se mantengan constantes para las tres temperaturas iniciales estudiadas podría indicar que, para una condición de flujo dada, la diferencia de temperatura inicial de la probeta se compensa con la combinación de la extracción de calor durante la etapa de capa de vapor y durante la etapa de remojado. Es posible que con el incremento de la temperatura inicial de la probeta, se forme una capa de vapor de mayor espesor o con una menor densidad (incrementándose así la resistencia a la extracción de calor, resultando en un *flux* de calor relativamente bajo) que, asociado con el tiempo de exposición a ésta condición (que se incrementa conforme aumenta la temperatura inicial) y a la velocidad del frente de mojado (que aumenta inversamente con la temperatura inicial) compensaría la diferencia de contenido energético inicial en la probeta. Con las videgrabaciones de la etapa II no es posible determinar si existe un engrosamiento de la capa de vapor y, dado que no se dispone de mediciones de la densidad del vapor, este comportamiento resulta ser una hipótesis. Sin embargo, una medida indirecta que puede corroborar este fenómeno es el cociente entre un valor de *flux* de calor característico de la etapa de capa de vapor y la velocidad del frente de mojado; se halló que los cocientes

calculados son equivalentes para las tres condiciones de temperatura inicial, por lo que la hipótesis realizada previamente resultaría correcta; los valores obtenidos se presentan en la Tabla 4.4.

Tabla 4.4 Relación HF/wfv para las tres temperaturas iniciales durante el temple de la probeta con base cónica con agua fluyendo a 0.2 m/s.

	Temperatura inicial, °C		
	750	850	950
Flux de calor característico de la etapa de capa de vapor* (HF), MW m ⁻²	0.59	0.55	0.48
Velocidad del frente de mojado (wfv), m s ⁻¹	5.1x10 ⁻³	4.6x10 ⁻³	4.0x10 ⁻³
Relación HF/wfv	115.7	119.5	122.7

* Los valores se obtuvieron promediando los valores de *flux* durante la etapa de capa de vapor en la posición del termopar TC2.

El análisis que se presenta a continuación se realizó para la posición del termopar TC2, ya que en esta posición se asegura que el efecto en la hidrodinámica de la base y del cople de la probeta no impactan significativamente la extracción de calor.

En la Tabla 4.5 se resumen los valores de temperatura de superficie para los que se alcanza el valor máximo de *flux* de calor. Dado que el margen de error para cada temperatura hace que los valores sean cercanos entre sí, no es posible asegurar que exista algún efecto significativo de las variables de estudio, sin embargo, se puede establecer un rango de temperatura en el que se observa el máximo valor del *flux* de calor de la superficie, que es de 280-340 °C.

Tabla 4.5 Temperatura de la superficie a la que se alcanza el valor máximo de *flux* de calor para la probeta de base cónica.

Temperatura inicial, °C	Temperatura de superficie en la que se alcanza el <i>flux</i> de calor máximo*, °C	
	0.2 m/s	0.6 m/s
750	288.3 ± 7	299.17 ± 11
850	291.4 ± 14	316.8 ± 16
950	296.1 ± 16	325.3 ± 12

* Los valores de temperatura de superficie fueron estimados con los valores medidos en la posición del termopar TC2.

En la Figura 4.35 se grafican los valores de *flux* de calor máximo en función de la temperatura inicial de la probeta, para agua fluyendo a 0.2 y 0.6 m/s. Se observa que, para cualquier valor de temperatura inicial, el *flux* de calor máximo es mayor para la velocidad de 0.6 m/s, ya que en esta condición de flujo se tiene una mayor eficiencia en la extracción de calor, debido al incremento del componente convectivo. La diferencia entre los valores de *flux* de calor máximo es independiente de la temperatura inicial de la probeta y se mantiene aproximadamente constante (0.4 MW m⁻²). Para una condición de flujo determinada, el valor del *flux* de calor máximo es mayor conforme aumenta la temperatura inicial de la probeta. El incremento es más evidente entre 750 °C y 850 °C (0.4 MW m⁻²), y se reduce entre 850 °C y 950 °C (0.2 MW m⁻²). Este efecto se debe a que mientras mayor es la fuerza motriz, mayor transferencia de calor al medio de enfriamiento.

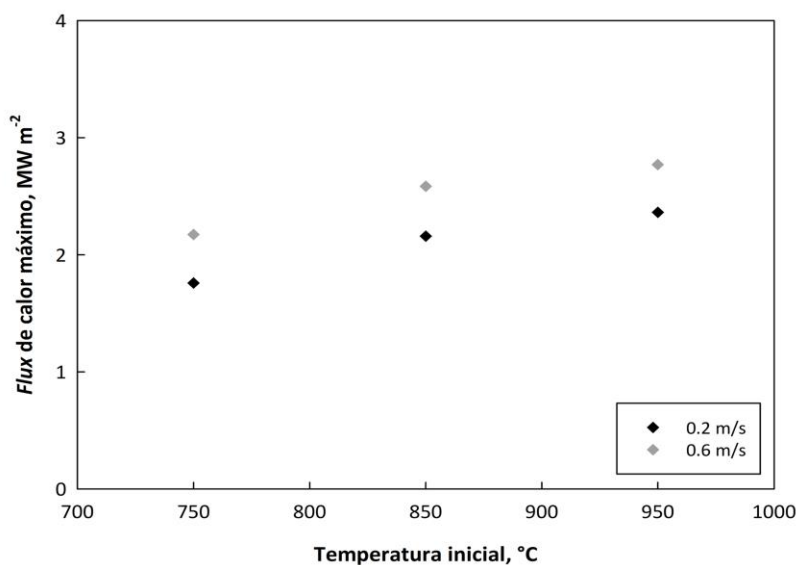


Figura 4.35 Flux de calor máximo (en la posición del termopar TC2) en función de la temperatura inicial de la probeta, con agua fluyendo a 0.2 m/s (rombos oscuros) y 0.6 m/s (rombos claros).

4.3 Resultados y discusión de la etapa III

1) Historias térmicas (curvas de enfriamiento) medidas al interior de la probeta de base cónica, 2) el *flux* de calor superficial, estimado mediante la solución del *IHCP*, correspondiente a las posiciones de los termopares, y 3) imágenes extraídas de las

videograbaciones de alta velocidad, que muestran a detalle los fenómenos de ebullición (en particular la nucleación, crecimiento y desprendimiento de las burbujas) en la frontera fluido-probeta durante el enfriamiento.

4.3.1 Curvas de enfriamiento e historias de *flux* de calor

La respuesta térmica durante el enfriamiento se obtuvo con mediciones de temperatura al interior de la probeta. Recuérdese que las posiciones de los termopares TC3 y TC1 fueron distintas para este grupo de experimentos (por lo que se renombraron como TC-III y TC-I, respectivamente), y que se conservaron las posiciones para TC2 y TC4 de la etapa previa (renombradas como TC-II y TC-IV, respectivamente). En la Figura 4.36 se muestran las respuestas térmicas de los termopares de sub-superficie para un experimento realizado con la probeta de base cónica desde una temperatura inicial de 850°C y con agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s.

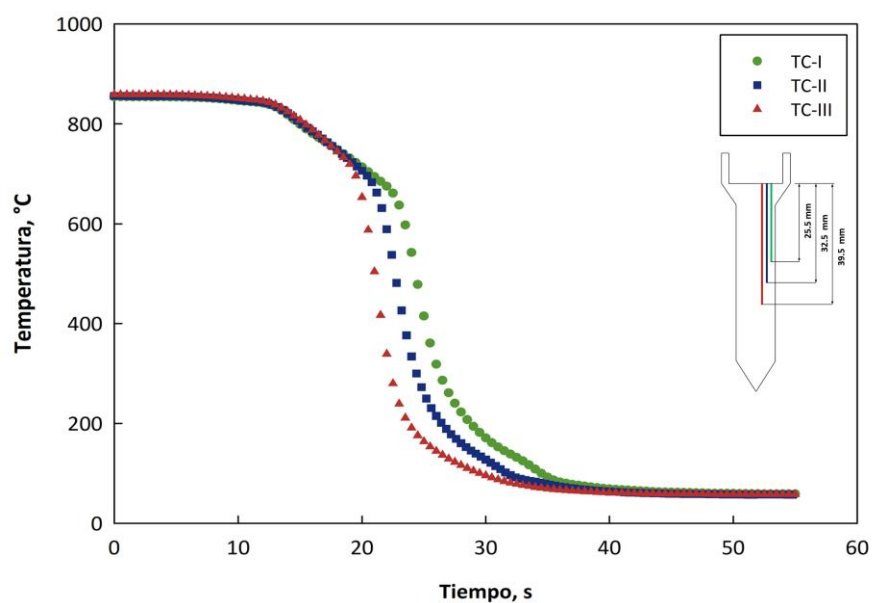


Figura 4.36 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s.

Las curvas de enfriamiento muestran un comportamiento similar al descrito en la sección 4.2.2 de este trabajo. Inicialmente se presenta una región con un ligero cambio de pendiente, asociada con el transporte de la probeta a la posición de enfriamiento. Posteriormente, se muestra un decremento suave de la temperatura local con una rapidez de enfriamiento aproximadamente constante, debido a la presencia de la capa de vapor que envuelve a la probeta. Cuando la energía térmica de la probeta disminuye lo suficiente, se forma el frente de mojado y la extracción de calor aumenta súbitamente, provocando un descenso considerable de la temperatura en un corto periodo de tiempo. Finalmente, cuando la ebullición cesa en la superficie, la temperatura disminuye lentamente hasta alcanzar la temperatura del medio de enfriamiento. Dado que las posiciones axiales de la punta de los barrenos se encuentran más cercanas entre sí, las curvas de enfriamiento están menos separadas (comparadas con las curvas correspondientes a los experimentos de la etapa II). Para la condición de flujo de 0.6 m/s, debido a que la etapa de capa de vapor tiene menor duración y a que la velocidad del frente de mojado es mayor, el enfriamiento de la probeta se completa en un tiempo menor. Además, las curvas de enfriamiento están aún más cercanas que en la condición de 0.2 m/s, tal como se muestra en la Figura 4.37.

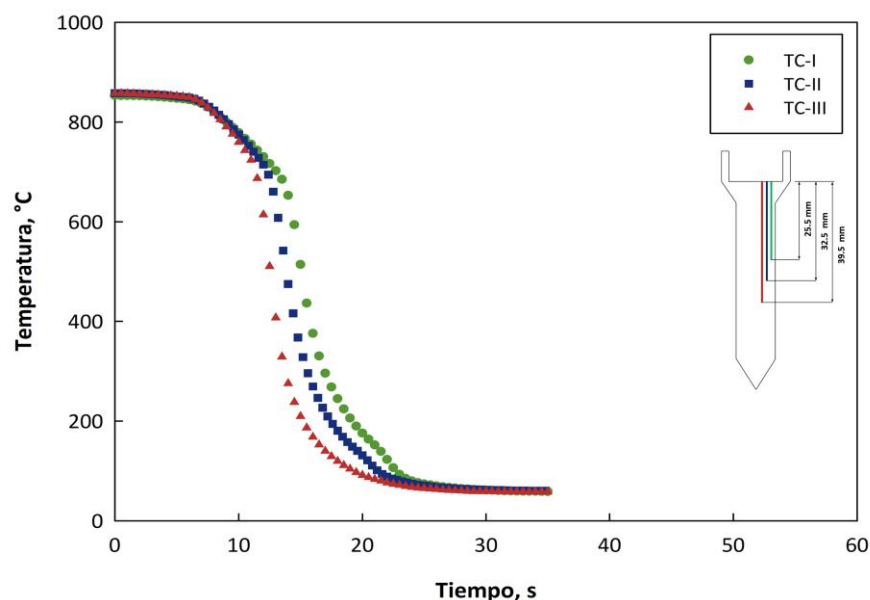


Figura 4.37 Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua a 60°C fluyendo a 0.6 m/s.

Con la misma metodología descrita en la sección 4.2.6, se estimó el *flux* de calor y la temperatura de la superficie con las historias térmicas anteriores. En la Figura 4.38 se grafican las historias de *flux* de calor estimadas para la condición de temperatura inicial de 850 °C y velocidad de flujo de 0.2 m/s. Al inicio de la gráfica la extracción de calor es muy baja, ya que la probeta aún se encuentra al interior del horno; durante el transporte de la probeta a la posición de inmersión se observa un aumento del *flux* de calor; ya en la posición de ensayo, se incrementa la extracción de calor hasta que se alcanza un valor constante que se mantiene durante un intervalo de tiempo ligeramente distinto para cada termopar (esta etapa del enfriamiento ocurre en presencia de la capa de vapor). Una vez que se forma el frente de mojado en la punta, la extracción de calor aumenta súbitamente; de acuerdo con las videograbaciones, el instante en el que el frente de mojado pasa por la posición de los termopares coincide con el tiempo en el que se alcanza el valor máximo *flux* de calor. Los valores de *flux* de calor máximo (en valor absoluto) son: 2.51, 2.01 y 1.85 MW m⁻², para TC-III, TC-II y TC-I, respectivamente.

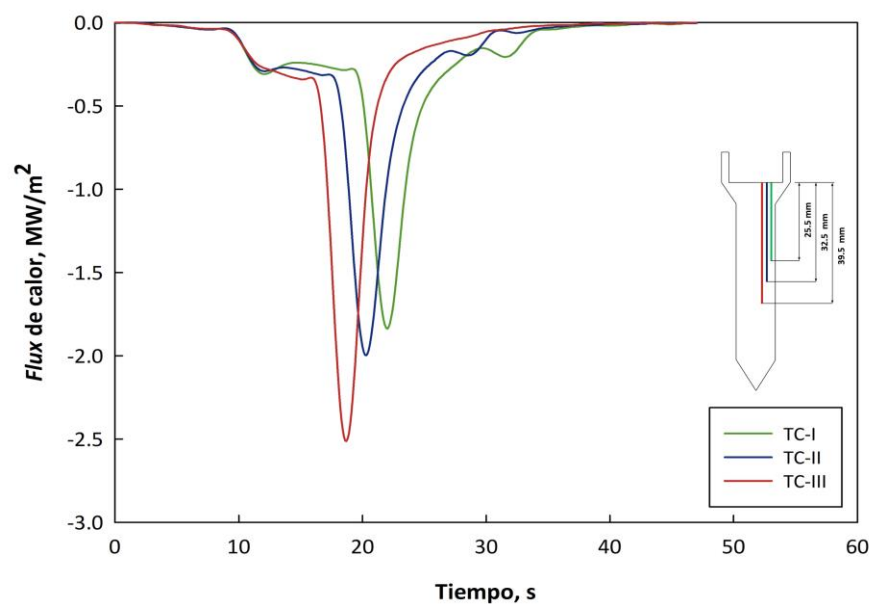


Figura 4.38 Historias de *flux* de calor para TC-I, TC-II y TC-III durante el temple de la probeta cónica desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.

4.3.2 Etapa de capa de vapor

El ojo humano y su sistema de recepción-transmisión de datos pueden formar, transmitir y analizar de forma separada entre 10-12 fotogramas por segundo; en continuo, el cerebro pueden interpretar en promedio, hasta 150 fotogramas por segundo [91]. Frecuencias de grabación de 60 cuadros/s – como en los videos de la etapa-II – permiten obtener videograbaciones más fluidas y nítidas; sin embargo, no es posible visualizar con detalle los fenómenos de ebullición en la superficie de la probeta durante el enfriamiento.

En un primer grupo de experimentos con la cámara de alta velocidad, se realizaron videograbaciones para determinar la rapidez de grabación necesaria para visualizar los fenómenos de ebullición en la superficie de la probeta. En la Figura 4.39 se muestra una secuencia de imágenes que corresponde a una videograbación filmada a 1000 c/s con una resolución de 768×576 pixeles, durante un temple desde una temperatura inicial de $850\text{ }^{\circ}\text{C}$, con agua fluyendo a 0.2 m/s .

Al igual que en los experimentos de la etapa previa, una vez que la probeta se colocó en la posición de inmersión, la superficie queda rodeada por una capa de vapor continua y, aparentemente, de espesor constante (0 ms); sin embargo, a esta rapidez de grabación, se descubrió que la capa de vapor no es estática, las imágenes muestran la presencia de perturbaciones (como la señalada en la flecha) que se forman periódicamente y que se propagan en la dirección de la corriente de flujo. A una cierta altura de la porción cilíndrica (aproximadamente 10 cm , referirse a la regla de la Figura 4.39), se observa que dichas perturbaciones alcanzan este punto a la vez, lo que genera superposiciones, produciendo así interferencias.

Para estimar el periodo (el tiempo que transcurre entre el paso de dos perturbaciones consecutivas por un punto de referencia), se tomó como punto de referencia 12.2 cm (referirse a la regla), ya que en esa posición la iluminación permite observar notoriamente el desplazamiento de dichas perturbaciones. Con ayuda del *software Tracker* se determinó que el periodo promedio, previo a la ruptura de la capa de vapor (592 ms), para la condición de flujo de 0.2 m/s es de $9.69 \pm 0.02\text{ ms}$, lo que equivale a una frecuencia de 0.10 mHz ; para

la condición de flujo de 0.6 m/s el periodo estimado fue de 3.21 ± 0.01 ms (frecuencia de 0.31 mHz). Comparando estos valores entre sí es posible establecer una relación entre el flujo del medio de enfriamiento y la frecuencia: a mayor flujo del medio de temple, mayor será la frecuencia de formación de las perturbaciones.

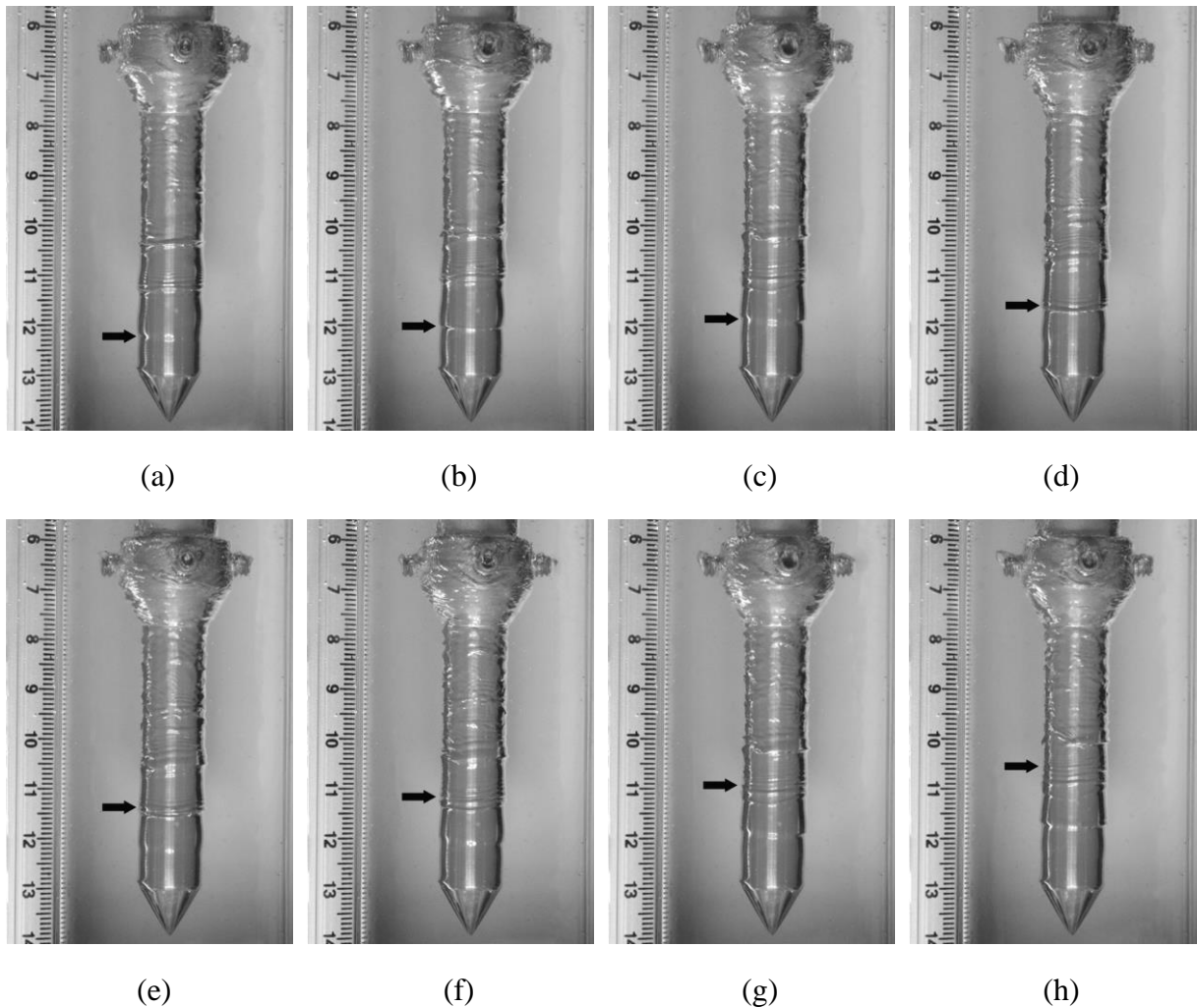


Figura 4.39 Secuencia de imágenes extraídas de una videograbación de alta velocidad durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua fluyendo a 0.2 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 158 ms, (b) 160 ms, (c) 162 ms, (d) 164 ms, (e) 166 ms, (f) 168 ms, (g) 170 ms y (h) 172 ms después que la probeta alcanza la posición de inmersión.

La velocidad de propagación de las perturbaciones se determinó empleando una metodología similar a la descrita en la sección 4.2.5 para el seguimiento del frente de mojado. Los datos obtenidos del seguimiento se graficaron para la condición de flujo de 0.2 m/s, y se muestran en la Figura 4.40.

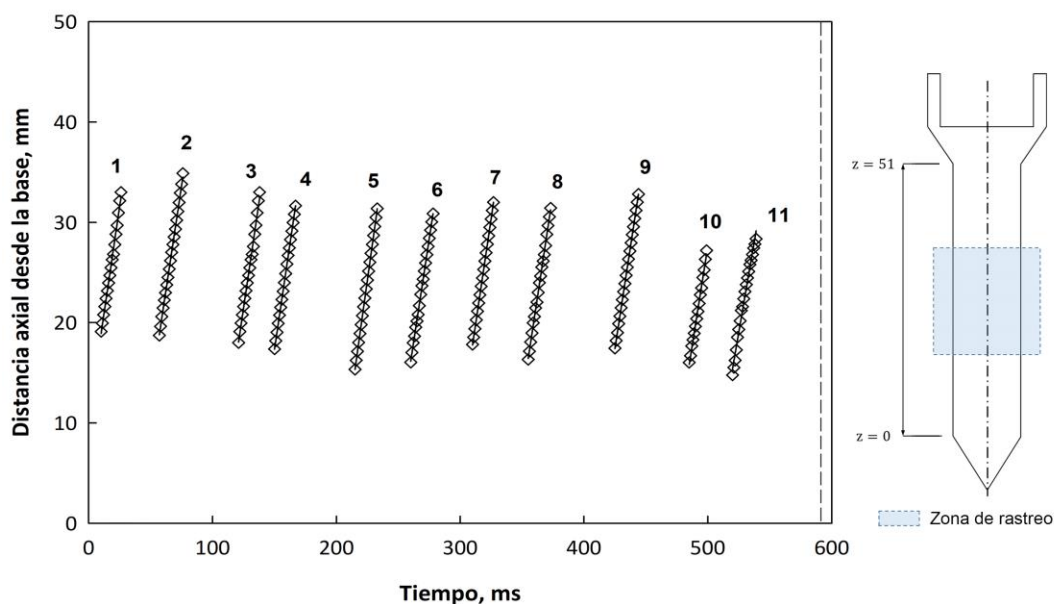


Figura 4.40 Posición axial de las perturbaciones en función del tiempo para un flujo de 0.2 m/s: valores medidos (rombos) y regresión (líneas sólidas). La línea punteada indica el instante de la ruptura de la capa de vapor. Los números indican la designación que se dio en el rastreo.

Las líneas del gráfico anterior muestran una pendiente similar. Al aplicar un modelo de regresión lineal para cada grupo de datos, se encontró que el coeficiente de determinación es muy cercano a la unidad, indicando que la posición de la perturbación varía linealmente con el tiempo y que su velocidad es prácticamente constante durante el periodo de duración de la capa de vapor. En promedio, la velocidad de propagación es de 0.83 ± 0.03 m/s, lo que equivale a una velocidad de 3 km/h, aproximadamente. En la Tabla 4.6 se presentan los valores de velocidad para cada perturbación rastreada, así como el correspondiente valor de R^2 .

Tabla 4.6 Velocidad de propagación calculada para las perturbaciones observadas durante el temple desde 850 °C en agua fluyendo a 0.2 m/s.

Designación	Velocidad, m/s	R²
1	0.8460	0.9949
2	0.8272	0.9992
3	0.8459	0.9951
4	0.8430	0.9998
5	0.8908	0.9999
6	0.8178	0.9994
7	0.8388	0.9998
8	0.8244	0.9989
9	0.8113	0.9999
10	0.7870	0.9979
11	0.7927	0.9972

Una posible explicación para la formación de las perturbaciones se encuentra en la dinámica de fluidos cerca de la base de la probeta. Con ayuda de las videgrabaciones se halló que las perturbaciones se originan en la intercara entre el cono y la sección cilíndrica de la probeta. Los resultados presentados en la sección 4.1.4 de este trabajo, que se calcularon para un fluido monofásico (agua en estado líquido), mostraron que – cerca de la base del cono– hay una zona donde aumenta considerablemente la vorticidad del fluido. Además, de acuerdo con mapas vectoriales computados empleando el modelo *LES* (por sus siglas en inglés *large eddy simulation*) bajo condiciones de flujo monofásico e isotérmico con esta probeta [92], se encontró que, efectivamente, en el cambio de sección se forman periódicamente *eddies* que se propagan en la dirección del flujo. Cuando se tiene la presencia de vapor, éste llena la zona de baja presión que se forma y es arrastrado por la rotación de las partículas de líquido.

En la Figura 4.41 se presenta una secuencia de imágenes del colapso de la capa de vapor durante el enfriamiento de la probeta de base cónica desde una temperatura inicial de 850°C con agua fluyendo a 0.2 m/s. El colapso de la capa de vapor inicia en el vértice del cono (a); la ruptura asemeja una detonación que genera un “tremor” que se propaga por la superficie del cono (b) y a lo largo de la porción cilíndrica de la probeta (c y d), para posteriormente desaparecer y dar paso al avance del frente de mojado (e). Los eventos previamente descritos, tienen lugar en un periodo de 0.12 s aproximadamente. Este comportamiento también ha sido

reportado en la literatura [93]; la presencia de un punto concentrador de extracción de calor (como lo es el vértice del cono), cuya temperatura está por debajo del límite de sobrecalentamiento del líquido (temperatura de nucleación homogénea espontánea), provoca que la capa de vapor colapse incluso si el resto de la superficie de transferencia de calor se mantiene a una temperatura promedio mayor.

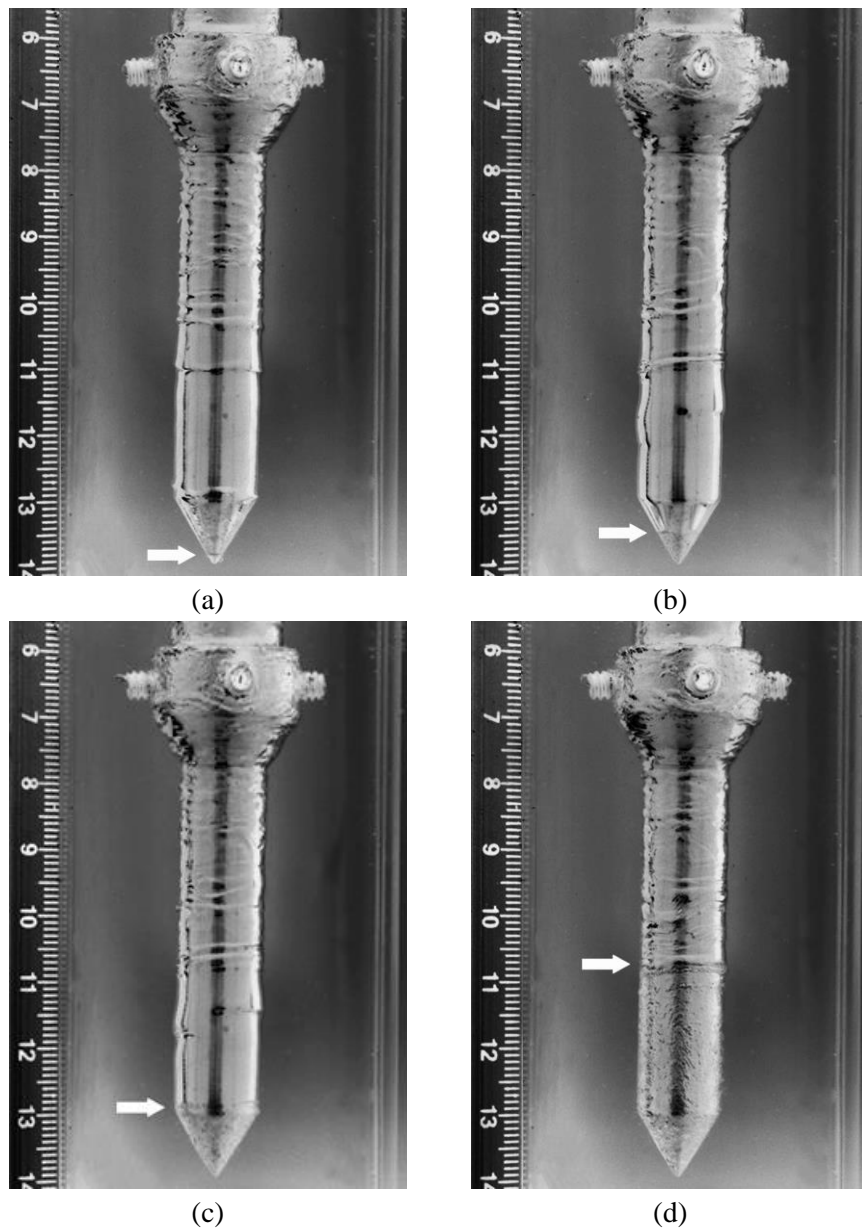


Figura 4.41 Secuencia de imágenes que muestran el colapso de la capa de vapor. Las imágenes corresponden a: (a) 592 ms, (b) 598 ms, (c) 604 ms y (d) 712 ms. Las flechas indican la posición de la onda expansiva producto del colapso de la capa de vapor en el vértice del cono.

4.3.3 Etapa de nucleación y crecimiento de las burbujas

En la Figura 4.42 se muestran imágenes extraídas en distintos instantes durante el enfriamiento de la probeta para una filmación a 1000 c/s. En la secuencia se observa el frente de mojado (I) y la capa de vapor (por encima de la posición del frente de mojado). Este está formado por un cúmulo de burbujas que, comparadas con el resto de las burbujas de la imagen, son considerablemente de menor tamaño. Cerca del frente de mojado se observa que la capa de vapor está colapsando, lo que se evidencia porque aparece un tanto difusa cerca del frente de mojado. Dada la gran cantidad de burbujas formadas en esa zona, no es posible distinguir claramente su morfología, ni el instante en el que se desprenden de la superficie de la probeta. Justo en la región por debajo del frente de mojado, se aprecian burbujas de morfología esférica, de mayor tamaño, que coalescen entre sí creando burbujas más grandes que rápidamente se desprenden de la superficie de la probeta (II). Por debajo de la región adyacente al frente de mojado hay una zona que presenta una densidad de nucleación menor, donde las burbujas que se forman crecen y alcanzan tamaños mayores (III), para finalmente desprenderse de la superficie de la probeta (en la mayoría de los casos, sin la interferencia de burbujas vecinas).

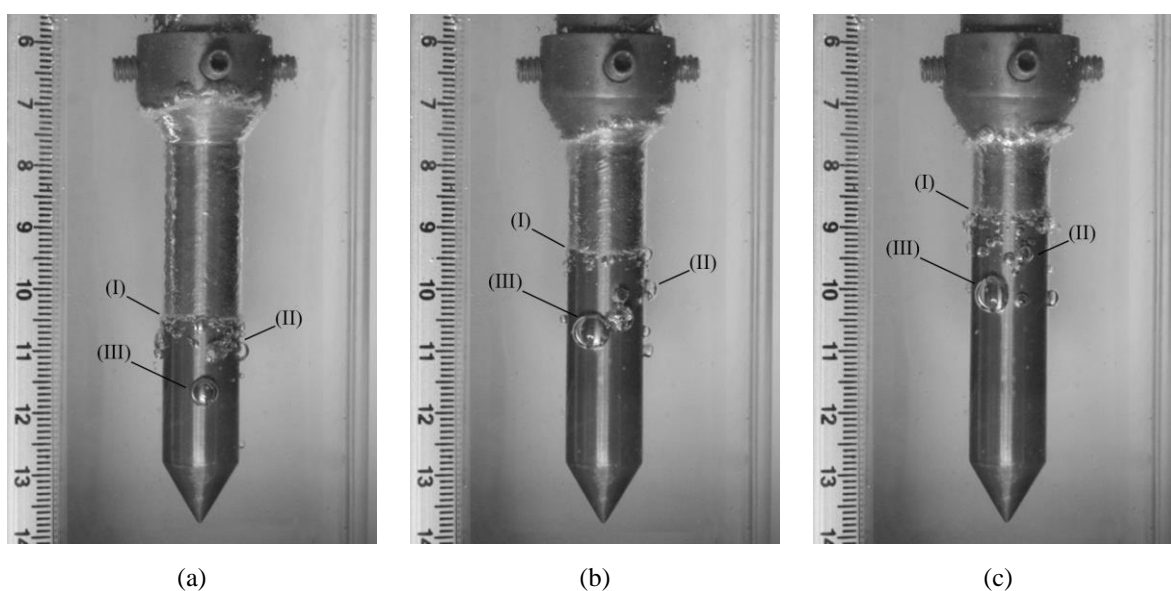


Figura 4.42 Distribución de las burbujas en la superficie de la probeta: (a) 8,444 ms, (b) 10,564 ms y (c) 11,672 ms después que la probeta llega a la posición de inmersión para un temple desde 850°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.

Para determinar con mayor detalle la nucleación, crecimiento y desprendimiento de las burbujas, se realizaron videograbaciones con una rapidez de grabación de 20,000 c/s. Dado que la cantidad de cuadros por segundo se aumentó 20 veces, fue necesario reducir la resolución (512×384 pixeles) y el tamaño de la zona de grabación; en estas videograbaciones solo se filmó la región media de la porción cilíndrica de la probeta (región cercana a la posición del termopar TC-II).

En la Figura 4.43 se presenta una secuencia de imágenes para seguir la nucleación, crecimiento y desprendimiento de una burbuja (señalada con una flecha de color rojo). El sitio de nucleación de la burbuja se encuentra aproximadamente 4 mm por debajo de la posición del termopar TC-II, que a su vez se encuentra 3 mm por debajo del frente de mojado. Después de un corto período de rápido crecimiento (a) - (f), la burbuja alcanza su tamaño máximo. Conforme el tamaño de la burbuja disminuye, la forma cambia notoriamente, produciéndose una deformación cóncava en la interfase sólido-líquido (g) - (i), hasta que la burbuja se desprende por completo de la superficie de la probeta (j). Esta deformación durante el período de partida se observó en casi todas las burbujas analizadas y podría explicarse por la condensación que se produce en esa región, causada por el líquido relativamente frío proveniente de la corriente de flujo.

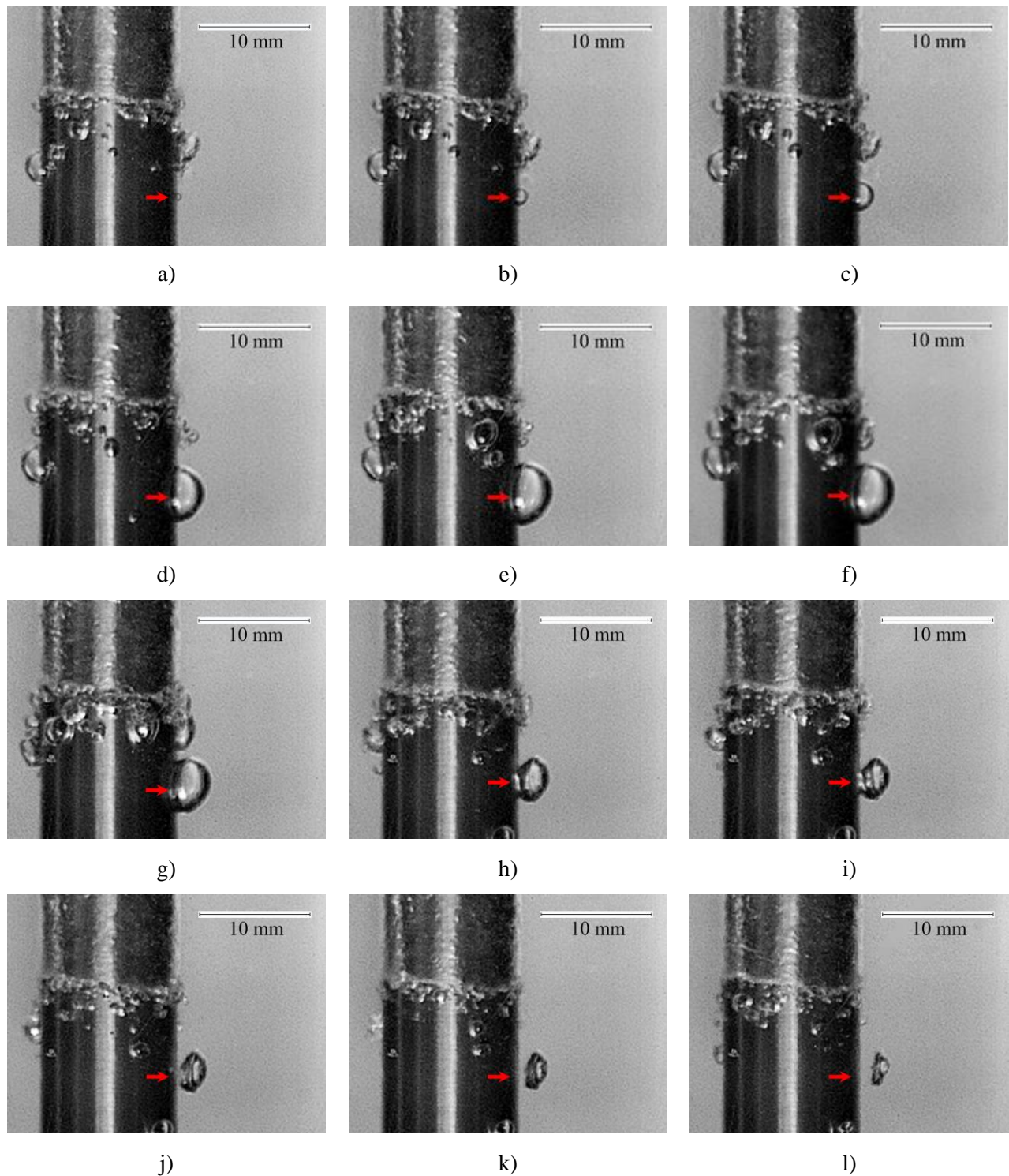


Figura 4.43 Secuencia de imágenes que muestra la nucleación, crecimiento y desprendimiento de una burbuja durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s: a) 0.01 ms, b) 0.15 ms, c) 0.25 ms, d) 0.75 ms, e) 1.05 ms y f) 1.4 ms; tiempos referidos al instante de nucleación de la burbuja.

Para estimar el diámetro equivalente de las burbujas se empleó la ecuación propuesta en [94]:

$$d_e = \sqrt[3]{d_x d_y^2} \quad (1)$$

Donde d_x y d_y son dos diámetros de Feret (distancia que hay entre dos tangentes paralelas opuestas a la superficie de la burbuja), que se muestran esquemáticamente en la Figura 4.44.

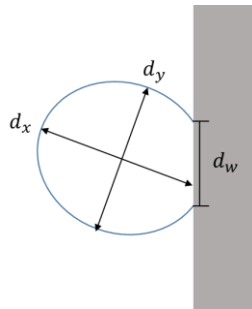


Figura 4.44 Esquema representativo de la medición del diámetro de las burbujas en la superficie de la probeta; d_w es el diámetro de contacto de la burbuja.

En el gráfico de la Figura 4.45 se presenta gráficamente la evolución del diámetro para la burbuja mostrada en la secuencia de imágenes de la Figura 4.42. Poco después de que apareciera el “*embrión*” de la burbuja en la superficie de la probeta (0 ms), la rapidez de crecimiento del diámetro de la burbuja aumentó rápidamente hasta alcanzar su diámetro máximo (4.35 mm) aproximadamente a los 1.4 ms (a). Posteriormente, el tamaño de la burbuja disminuye gradualmente; a los 2.3 ms la burbuja comienza a desprenderse (b), hasta que se separó completamente de la superficie 4.7 ms después de la nucleación (c).

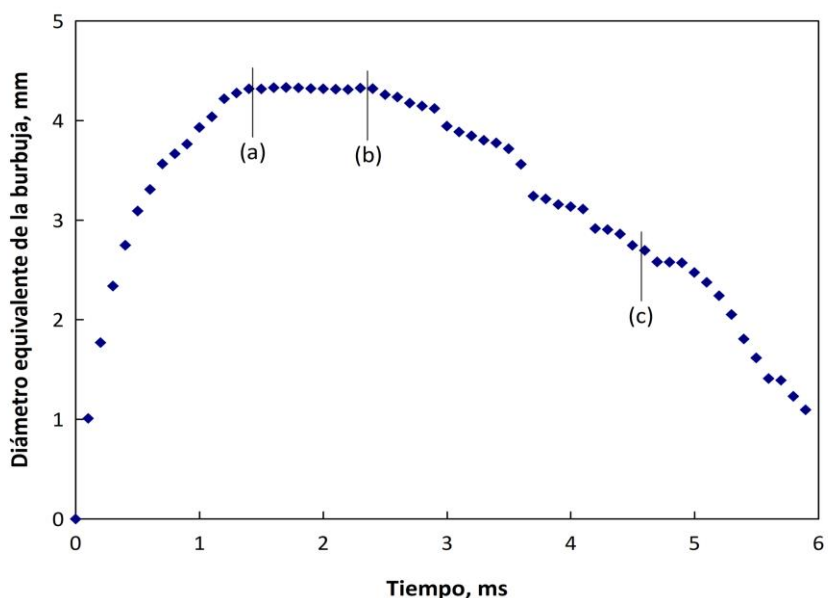


Figura 4.45 Evolución del diámetro instantáneo de burbuja. Las letras en el gráfico indican el tiempo en el que: (a) se alcanza el diámetro máximo, (b) la burbuja comienza a desprenderse de la superficie y (c) la burbuja se desprende por completo.

Para obtener una muestra estadísticamente representativa de cada condición estudiada, se implementó una técnica de muestreo estratificado. A la rapidez de grabación de 20,000 c/s y con una resolución de 512×384 píxeles, se dispuso de un tiempo de grabación de 4.1 s, que equivale a un total de aproximadamente 80,000 cuadros, mismos que se dividieron en segmentos consecutivos de 10,000 cuadros cada uno (identificados con números romanos I-VIII), por lo que los segmentos son secuenciales.

Para cada segmento se generó una serie de 10 números aleatorios, con los cuales se seleccionó el cuadro que se utilizaría para realizar el seguimiento de una burbuja. La selección de la burbuja se realizó bajo dos criterios:

- En el instante cuando tiene lugar la nucleación del “embrión”, éste debe encontrarse aislado.
- Durante el crecimiento no debe presentarse coalescencia con otras burbujas cercanas.

Si en el cuadro seleccionado no había una burbuja que cumpliera con los criterios anteriores se procedió a cambiar de cuadro. En la Tabla 4.7 se muestran un ejemplo de los números aleatorios empleados para el muestreo de la videograbación del enfriamiento desde 950 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.

Tabla 4.7 Secuencia de números aleatorios generada por computadora para el seguimiento de la evolución de burbujas en una videograbación de alta velocidad.

Segmento	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
<i>Cuadro inicial</i>	0	10000	20000	30000	40000	50000	60000	70000
<i>Cuadro final</i>	10000	20000	30000	40000	50000	60000	70000	80000
1	8810	16946	23023	38048	44365	50738	65800	71381
2	1934	19962	24399	32412	41300	53529	66786	74938
3	9136	12972	22838	31495	49836	51042	60240	75417
4	1074	11940	27310	36906	41069	55250	67738	79992
5	0129	17758	28072	35733	47854	50756	68744	79230
6	9690	16669	22930	31090	49631	59795	63970	74990
7	7927	15396	22172	31033	47207	52004	62738	77100
8	6209	14087	22295	32260	45567	54153	61042	78422
9	3222	13522	23901	38167	48926	50240	69140	79504
10	6932	10004	20360	30170	44274	59677	61685	77002

En el gráfico de la Figura 4.46 se muestra la evolución del diámetro equivalente de las burbujas VII-1 a VII-10 (Tabla 4.7) durante el enfriamiento de la probeta desde una temperatura inicial de 950 °C con agua fluyendo a 0.2 m/s. Es importante señalar que las curvas se desplazaron para que tengan el mismo origen para facilitar la comparación entre las burbujas (cada curva representa una burbuja distinta). Se observa que el comportamiento general es similar al descrito previamente: una zona de rápido crecimiento, seguida de un corto periodo durante el cual el diámetro se mantiene aproximadamente constante para, posteriormente, disminuir hasta desprenderse de la superficie de la probeta. El crecimiento de las burbujas se debe al aumento de la presión interna asociado con la formación de vapor; este aumento está relacionado directamente con el *flux* de calor local. Sin embargo, mientras la vaporización ocurre en la superficie interna de la burbuja, el vapor se condensa en la superficie externa. De acuerdo con la literatura, el hecho de que la burbuja crezca o se condense depende del efecto general de estos dos procesos [95].

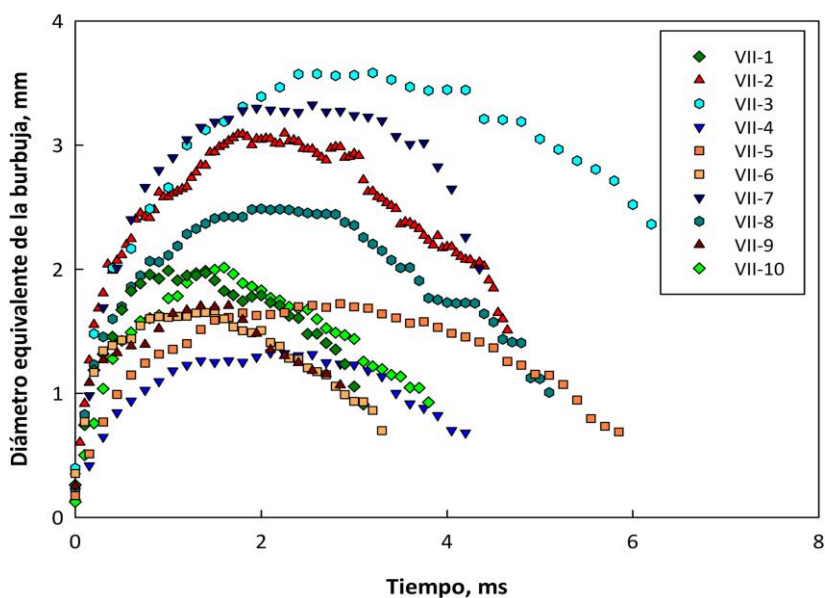


Figura 4.46 Evolución del diámetro equivalente de las burbujas rastreadas en un segmento de videograbación durante un temple desde 950 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.

Para todas las condiciones experimentales estudiadas se observó que la rapidez de crecimiento de las burbujas se reduce significativamente cuando están por alcanzar su diámetro equivalente máximo. En la Tabla 4.8 se reportan los valores para las burbujas VII-1 a VII-10. Los gráficos para las otras condiciones estudiadas se resumen en el Apéndice D.

Tabla 4.8 Diámetro equivalente máximo de las burbujas del segmento VII correspondiente a una videograbación durante un temple desde una temperatura inicial de 950°C con agua fluyendo a 0.2 m/s.

Burbuja	d_e max (mm)	Burbuja	d_e max (mm)
VII-1	1.99	VII-6	1.67
VII-2	3.10	VII-7	3.35
VII-3	3.60	VII-8	2.49
VII-4	1.33	VII-9	1.71
VII-5	1.72	VII-10	2.01

Cabe resaltar que al inicio del gráfico algunas de las curvas tienen una pendiente similar. Esto hace pensar que la rapidez inicial de crecimiento de los embriones es similar, a pesar de

tratarse de burbujas que nuclean en diferentes tiempos de grabación y en posiciones distintas de la superficie de la probeta, tal como se muestra en la Figura 4.47.

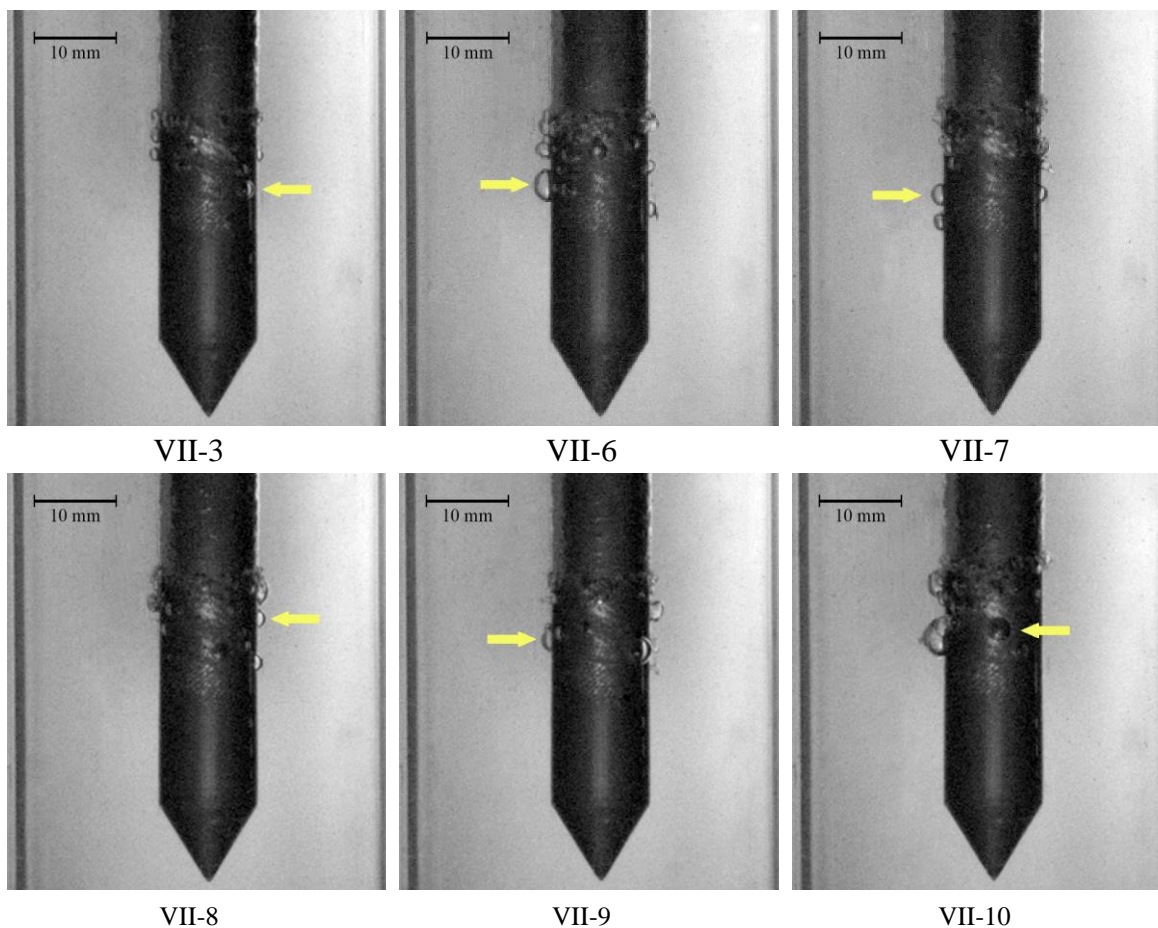


Figura 4.47 Imágenes de las burbujas rastreadas (indicadas con flechas) correspondientes al segmento de videgrabación VII durante el temple desde 950 °C con agua fluyendo a 0.2 m/s.

Para determinar el comportamiento de las burbujas durante su etapa de crecimiento, se aplicó una regresión a los datos experimentales. En la literatura especializada se han aplicado modelos de regresión que emplean la ley de potencia [96], obteniéndose aproximaciones razonables para las curvas de crecimiento; la función que describe el modelo de regresión de la ley de potencia con 2 parámetros es:

$$d_e = \beta t^\gamma \quad (4.2)$$

Donde d_e es el diámetro equivalente de la burbuja y, t es el tiempo (β y γ son parámetros obtenidos con la regresión).

En el presente trabajo se realizó un ajuste empleando un modelo de regresión que considera un tercer parámetro; la función que describe este modelo es:

$$d_e = \alpha + \beta t^\gamma \quad (4.3)$$

En esta ecuación, d_e es el diámetro equivalente de la burbuja (en mm), t es el tiempo (en ms), α es el término independiente de la regresión, β es un coeficiente constante y γ es el exponente al que se eleva el tiempo.

En el gráfico de la Figura 4.48 se muestran las curvas de crecimiento del diámetro equivalente de las burbujas en función del tiempo (con puntos) y su correspondiente regresión (con líneas) para las burbujas VII-2, VII-3, VII-5, VII-8 y VII-10, usando la Ec. (4.3).

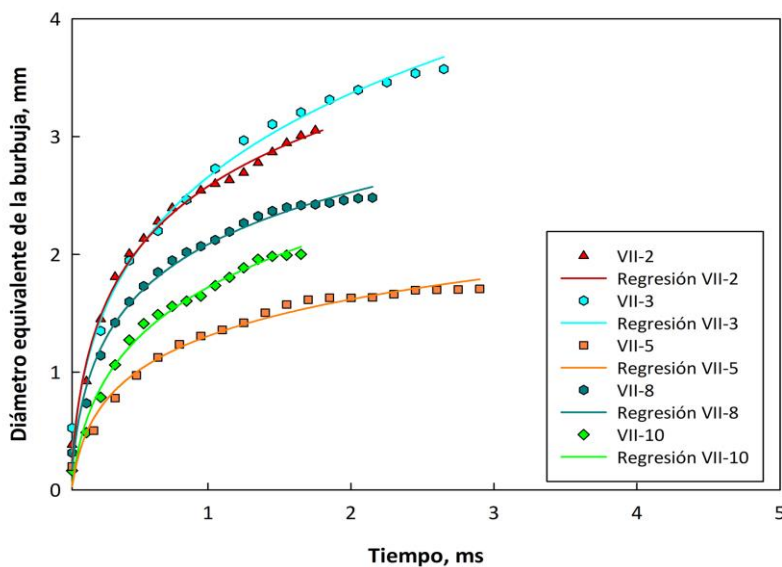


Figura 4.48 Curvas de crecimiento del diámetro equivalente de burbujas rastreadas durante un temple desde 950°C con agua fluyendo a 0.2 m/s: valores medidos (símbolos), regresión (líneas sólidas).

En la Tabla 4.9 se resumen los parámetros de regresión y el coeficiente de determinación de las burbujas presentadas en la Figura 4.47. Los valores de coeficiente de determinación R^2 obtenidos con el modelo de regresión son cercanos a la unidad, lo que indica que el modelo predice el comportamiento de la variable dependiente (el diámetro equivalente de la burbuja) con un error estadísticamente aceptable.

Tabla 4.9 Parámetros y coeficiente de determinación obtenidos del modelo de regresión para el crecimiento de las burbujas en un segmento de videograbación durante el temple desde una temperatura inicial de 950°C con agua fluyendo a 0.2 m/s.

	VII-2	VII-3	VII-5	VII-8	VII-10
α	-37.2354	-3.6928	-13.8186	-562.0794	-3.7680
β	39.8142	6.3503	15.1243	564.1651	5.4881
γ	0.0202	0.1529	0.0295	0.0011	0.1217
R^2	0.9962	0.9979	0.9915	0.9953	0.9959

De la Tabla 4.9 cabe resaltar los valores reportados para las burbujas VII-3 y VII-10, ya que son burbujas que nuclearon en tiempos muy cercanos entre sí (72.5 ms de diferencia) y presentan parámetros de regresión similares. De las imágenes de la Figura 4.49 se observa que las burbujas nuclearon en distintas posiciones radiales (prácticamente en la misma posición axial). Esto indicaría que para burbujas que nuclean en tiempos cercanos y en posiciones axiales que no distan mucho entre sí (no más de 2 mm), el comportamiento de la curva de crecimiento es similar, independientemente del diámetro equivalente máximo que las burbujas alcancen al final de la etapa de crecimiento (3.6 y 2.0 mm, respectivamente). Esto podría ser consecuencia de la forma simétrica del frente de mojado que se obtiene con la probeta de base cónica. Los gráficos de crecimiento para el resto de las burbujas rastreadas se resumen en el Apéndice E.

Después de alcanzar los valores de diámetro equivalente máximo, las burbujas analizadas comenzaron a contraerse mientras aún se encontraban unidas a la superficie de la probeta. Se encontró que las burbujas se desplazan hacia arriba (dirección del flujo) con respecto del sitio de nucleación y, posteriormente, se separan de la superficie impulsadas hacia el fluido, donde colapsan por completo. Este efecto se puede observar en las imágenes de la Figura 4.48,

donde se comparan dos burbujas (indicadas con flechas) en experimentos con la misma temperatura inicial (850°C) y para las dos condiciones de flujo estudiadas. Para el flujo de 0.2 m/s la burbuja se desplazó 0.2 mm con respecto al sitio de nucleación (línea amarilla) antes de desprenderse; para la condición de flujo de 0.6 m/s, la burbuja se deslizó sobre la superficie de la probeta aproximadamente 2 mm desde el sitio de nucleación.

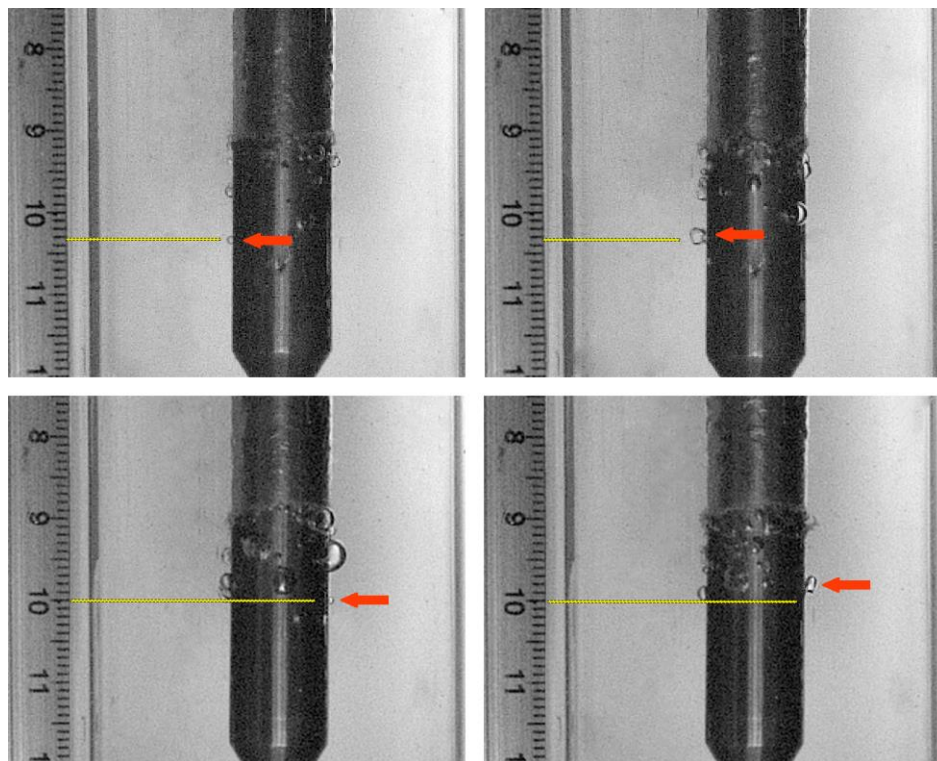


Figura 4.49 Imágenes extraídas de las videograbaciones de alta velocidad durante el temple desde 850°C que muestran el deslizamiento de las burbujas para dos condiciones de flujo: 0.2 m/s (fila superior) y 0.6 m/s (fila inferior).

De acuerdo con la literatura especializada, para flujo sub-enfriado vertical el deslizamiento o desprendimiento de las burbujas depende del balance de fuerzas en la dirección del flujo y en la dirección normal. Cuando el equilibrio de fuerzas en la dirección del flujo se rompe primero, la burbuja saldrá del sitio de nucleación y se deslizará a lo largo de la superficie. Cuando el equilibrio de fuerzas en la dirección normal se rompe primero, la burbuja se desprende de la superficie sin deslizarse [97]. Del modelo de balance de fuerzas mostrado en los antecedentes de este documento, la fuerza de arrastre cuasi-estacionaria (F_{qs}) y la fuerza

de tensión superficial (F_{sy}) son las fuerzas predominantes en la dirección del flujo. La primera promueve el desprendimiento de la burbuja y la segunda lo evita. En la dirección normal, la fuerza de tensión superficial es mayor que las otras fuerzas actuantes e impide el desprendimiento de la burbuja.

Para determinar el efecto de la temperatura inicial de la probeta y de la velocidad de flujo del agua sobre el diámetro equivalente máximo que alcanzan las burbujas, se extrajeron los valores correspondientes de las burbujas rastreadas de cada segmento; para tener un valor característico por segmento se calculó una media troncada, es decir, el promedio descartando los valores de diámetro equivalente más grande y más pequeño. A estos valores característicos por segmento de videograbación nuevamente se les promedió para obtener un diámetro equivalente característico para cada condición estudiada. Con estos valores se tiene un comportamiento global de las burbujas en función de la temperatura inicial de la probeta. En el gráfico de la Figura 4.50 se observa que, a mayor temperatura inicial de la probeta (manteniendo la velocidad de flujo constante), el diámetro equivalente característico que alcanzan las burbujas es más grande. Esto se debe a que, a mayor temperatura inicial, mayor será el contenido energético en la probeta, favoreciendo así una mayor tasa de evaporación, y, por consiguiente, un diámetro equivalente mayor comparado con las burbujas de la condición de temperatura inicial de 850°C.

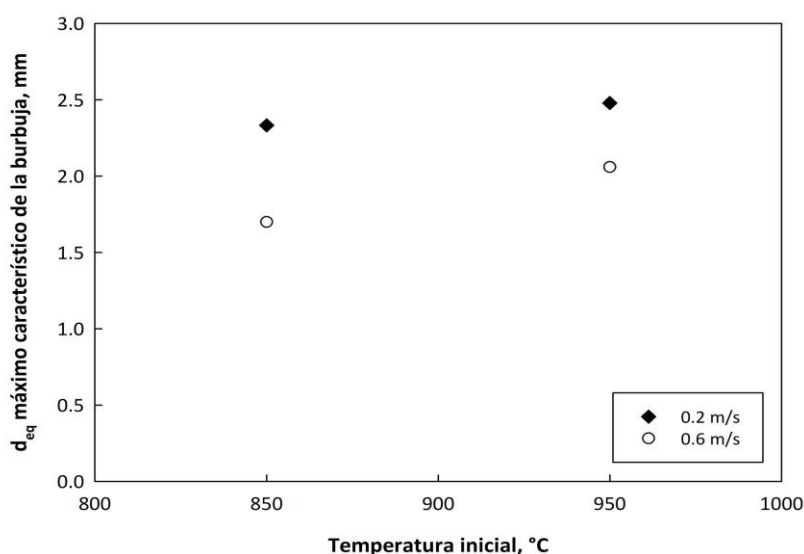


Figura 4.50 Diámetro equivalente máximo característico de las burbujas en función de temperatura inicial de la probeta para las dos condiciones de flujo estudiadas.

Para estudiar el efecto de la velocidad de flujo, se graficaron los valores de diámetro equivalente promedio para cada segmento de videograbación. Los resultados para las dos velocidades de flujo se muestran en las Figuras 4.51 y 4.52 para cada uno de los valores de temperatura inicial de la probeta, respectivamente. De los gráficos se observa que el diámetro equivalente máximo (característico de cada segmento) que alcanzan las burbujas disminuye conforme aumenta la velocidad de flujo del agua. Esto se debe a las fuerzas que actúan sobre la burbuja, resultando la componente de la fuerza en la dirección del flujo de menor magnitud para una velocidad de flujo baja, por lo que la burbuja pasa más tiempo unida a la superficie de la probeta, lo que da como resultado una elevada tasa de evaporación. Esto provoca que la burbuja crezca y alcance un tamaño mayor en comparación con el tamaño de las burbujas que se forman con una velocidad de flujo mayor.

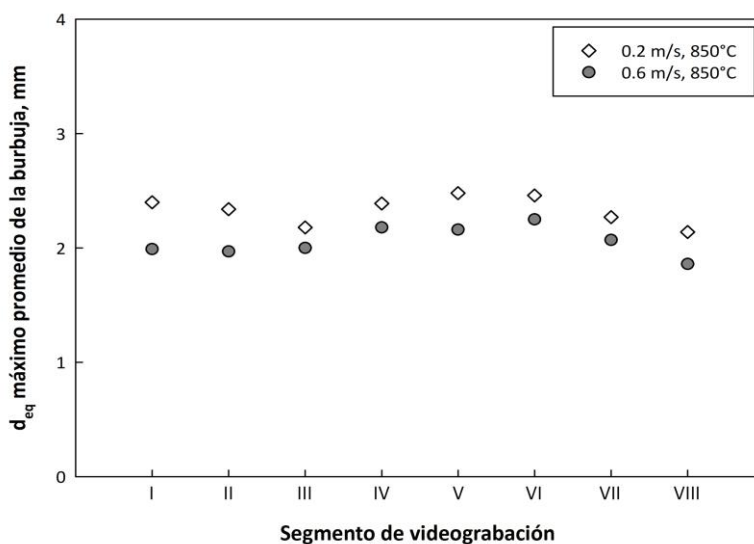


Figura 4.51 Diámetro equivalente máximo promedio de las burbujas rastreadas para cada segmento de las videograbaciones de alta velocidad durante el temple desde 850 °C para las dos condiciones de flujo estudiadas.

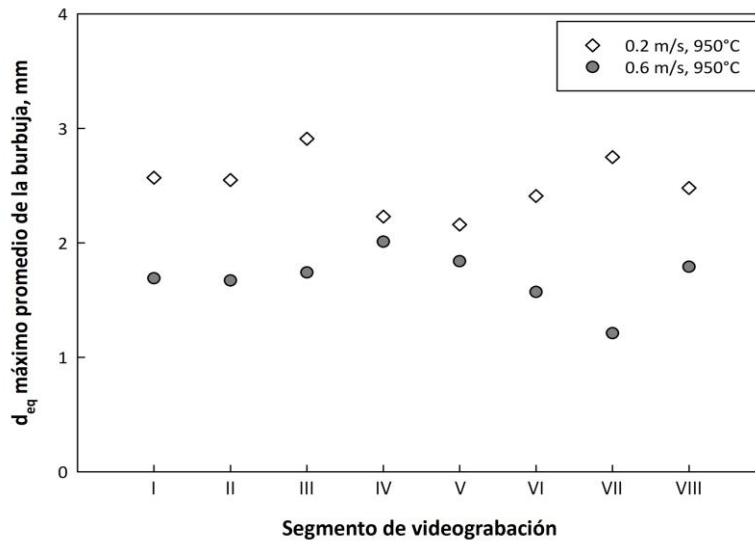


Figura 4.52 Diámetro equivalente máximo promedio de las burbujas rastreadas para cada segmento de las videograbaciones de alta velocidad durante el temple desde 950 °C para las dos condiciones de flujo estudiadas.

Al estudiar estas gráficas debe tenerse en cuenta que el contenido energético de la probeta y, por ende, el sub-enfriamiento de la superficie en el instante que nuclean las burbujas son distintos. Asimismo, a pesar de que se cuidó que el acabado superficial de cada prueba fuera uniforme, no se pudo medir la rugosidad de la superficie de las probetas.

Para comprobar el efecto de la velocidad de flujo sobre la vida de las burbujas se obtuvo el tiempo de vida media de éstas, definido como el tiempo que transcurre desde la nucleación del embrión hasta que se alcanza el diámetro de desprendimiento. Se encontró que el tiempo de vida media se reduce a la mitad al aumentar la velocidad de flujo: mientras que para la condición de 0.2 m/s el tiempo de vida media varía entre 6 – 8 ms, para la condición de 0.6 m/s el tiempo de vida media oscila entre 3 – 4 ms.

Además del deslizamiento, el tamaño máximo y el tiempo de vida media de las burbujas, la evolución de la morfología de éstas previo a su desprendimiento de la superficie de la probeta es distinta dependiendo de las condiciones iniciales de enfriamiento. En la secuencia de imágenes de la Figura 4.53 se muestra la forma que tienen las burbujas (laterales) previo al desprendimiento durante el enfriamiento desde 950 °C con una velocidad de flujo de 0.2 m/s (columna izquierda) y 0.6 m/s (columna derecha).

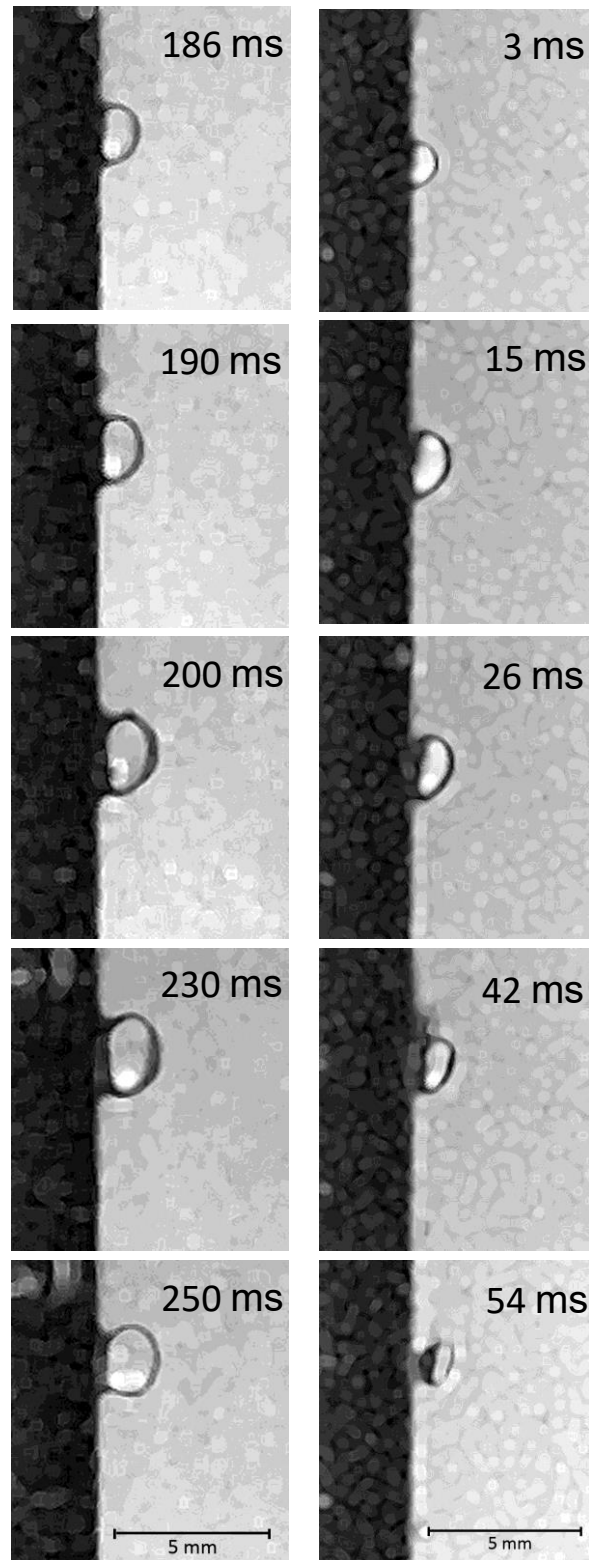


Figura 4.53 Secuencia de imágenes que muestran la morfología de las burbujas previo a su desprendimiento de la probeta durante el temple desde 950 °C para agua fluyendo a 0.2 m/s (columna izquierda) y 0.6 m/s (columna derecha). Tiempos referidos al instante de nucleación de la burbuja.

Se observa que las burbujas conservan su forma inicial (casquetes esféricos) durante cierto tiempo. Sin embargo, conforme se acerca el instante del desprendimiento, se van elongando en dirección axial (dirección del flujo); para la burbuja nucleada en un experimento con velocidad de flujo de 0.6 m/s este alargamiento es mayor en los polos y asimétrico, es decir, está más deformada del lado que la impacta el fluido.

Para determinar cuantitativamente la deformación que presentan las burbujas se calculó su “achatación”. Este parámetro geométrico es una medida de la compresión de una esfera a lo largo de su diámetro para formar un elipsoide de revolución [98]. La notación para el achatamiento es f y su definición en términos del semieje mayor (a) y el semieje menor (b) del elipsoide resultante es:

$$f = 1 - \frac{b}{a} \quad (4.4)$$

Los valores calculados para 4 burbujas rastreadas se resumen en la Tabla 4.10.

Tabla 4.10 Valores calculados de los semiejes y del achatamiento de las burbujas previo al desprendimiento (PD) y durante el desprendimiento (DD) de la superficie de la probeta.

		a (mm)	b (mm)	f
0.2 m/s				
850 °C	PD	0.76	0.45	0.41
	DD	1.10	0.68	0.38
950 °C	PD	0.92	0.59	0.36
	DD	1.19	0.79	0.34
0.6 m/s				
850 °C	PD	1.13	0.55	0.51
	DD	1.17	0.46	0.61
950 °C	PD	0.71	0.39	0.55
	DD	0.62	0.24	0.61

Los valores calculados muestran que la deformación de las burbujas nucleadas en la condición de flujo de 0.2 m/s es similar previo al desprendimiento y durante el desprendimiento, presentando un achatamiento entre 30 – 40 %, es decir conservan relativa esfericidad. Para la condición de flujo de 0.6 m/s se presenta un valor de achatamiento mayor; esto indica que las burbujas tienen un grado de deformación mayor (aproximadamente 50%), que aumenta cuando las burbujas se desprenden de la superficie.

5 Conclusiones

En este trabajo se caracterizó la evolución de los fenómenos de ebullición que ocurren durante la etapa de enfriamiento del temple por convección forzada (flujo paralelo) de probetas cilíndricas (con base: plana, cónica y semiesférica) fabricadas con acero inoxidable AISI 304. A partir de los resultados y el análisis de estos se concluye que:

- El esquema de validación propuesto para el modelo hidrodinámico (bajo la consideración de estado estacionario con un fluido monofásico a baja temperatura) se implementó de manera satisfactoria, mostrando que el modelo matemático considerado representa las características principales del comportamiento hidrodinámico en la vecindad de las probetas, siendo consistente con la respuesta promedio de las cintas de celofán.
- Los campos de presión computados para la probeta de base plana mostraron que con esta geometría se generan zonas de baja presión, donde existe recirculación, provocando la separación del fluido en la región cercana a la base de la probeta bajo condiciones cuasi-isotérmicas (a baja temperatura). En contraste, las probetas de base semiesférica y de base cónica mostraron una distribución uniforme de las líneas de corriente y del campo de presión en la vecindad de la probeta; por consiguiente, ambas son aptas para estudios precisos de la condición de frontera térmica, así como para el seguimiento de la cinemática del frente de mojado.
- La probeta de base plana presentó las curvas de enfriamiento menos reproducibles durante la etapa II. Esto es debido a dos efectos: al engrosamiento de la capa de vapor cerca de la base del cilindro – que provocó un enfriamiento irregular de la probeta –, y al consecuente ascenso asimétrico del frente de mojado durante el remojado. Este resultado es de suma relevancia, dado que los estándares internacionales para el análisis de curvas de enfriamiento se realizan con probetas de esta geometría.
- La velocidad de avance del frente de mojado calculada para la probeta de base cónica es prácticamente constante para todas las condiciones (de temperatura y velocidad de flujo) que se estudiaron. A mayor velocidad del medio de enfriamiento, la velocidad de avance del frente de mojado aumentó, resultando así en un enfriamiento más súbito de la probeta tratada.

- Los experimentos con la probeta de base semiesférica mostraron que con esta geometría se ralentiza el colapso de la capa de vapor, generando dos frentes de mojado – uno ascendente y otro descendente – que provocan un enfriamiento no uniforme de la probeta.
- Las distribuciones de las historias de *flux* de calor en la superficie, mostraron que la temperatura inicial de la probeta modifica significativamente la extracción de calor a lo largo de la porción cilíndrica de la probeta; para la temperatura de 850 °C los máximos locales de *flux* de calor estimados están distribuidos linealmente a lo largo de la parte cilíndrica de la probeta: siendo mayor para el termopar más cercano a la base de la probeta, intermedio para el termopar colocado a la mitad de la altura y menor para el termopar colocado en la parte superior de la probeta.
- Dado que no se cuenta con mediciones de la densidad del vapor formado, se calculó la relación entre un valor de *flux* de calor (característico de la etapa de capa de vapor) y la velocidad del frente de mojado, encontrándose que los cocientes son equivalentes para las tres condiciones de temperatura inicial.
- La capa de vapor que cubre la superficie de la probeta al inicio del enfriamiento no es estática; se forman periódicamente perturbaciones que se atribuyen al arrastre de vapor en la interfase líquido-vapor. Conforme aumenta la velocidad de flujo del medio de enfriamiento, la velocidad a la que se desplazan dichas perturbaciones se incrementó considerablemente.
- Un aumento de la velocidad de flujo del medio de enfriamiento provocó una disminución significativa del diámetro equivalente máximo que alcanzan las burbujas, así como una reducción significativa del tiempo de vida medio de las burbujas; este hallazgo corrobora la hipótesis formulada en el presente trabajo.
- Los valores de temperatura inicial de la probeta propuestos en esta investigación modifican ligeramente el diámetro equivalente promedio de las burbujas, siendo este parámetro mayor para la temperatura inicial de 950°C. Asimismo, el tiempo de vida media de las burbujas rastreadas para cada segmento de las videgrabaciones aumenta con la temperatura inicial de tratamiento.

- Cuando las burbujas nuclean en la superficie de la probeta presentaron una morfología semiesférica; esta esfericidad se redujo gradualmente durante su desprendimiento de la superficie de la probeta para las dos condiciones de flujo estudiadas.
- Previo al desprendimiento desde la superficie de la probeta se encontró que, para una velocidad de flujo alta, las burbujas se desplazan sin desprenderse en la dirección del flujo desde el sitio de nucleación, mientras que para una condición de velocidad de flujo baja las burbujas se desplazaron marginalmente desde su sitio de nucleación.
- Durante el desprendimiento, el achatamiento de las burbujas es significativo para una condición de velocidad de flujo alta, mientras que para una condición de flujo baja, la relación de aspecto se mantuvo aproximadamente constante.

6 Referencias

- [1] G. Krauss, *Steels: Heat Treatment and Processing Principles*, ASM International, Materials Park, Ohio, 1990.
- [2] C.E. Bates, G.E. Totten, R.L. Brennan, *Quenching of Steel*, in: *ASM Handbook*, Vol. 4. Heat-treating, ASM International, Materials Park, OH, (1991) 2173.
- [3] C.H. Gür, C. Şimşir, *Simulation of Quenching. A review*, *Mater. Perform. Charact.* 1 (2012) 1–37.
- [4] M.E. Fine, M. Meshii, C.M. Wayman, Z.B.T.-M.T. Nishiyama, eds, *Introduction to Martensite and Martensitic Transformation*, in: *Academic Press*, (1978) 1–13.
- [5] E.C. Bain, *The Nature of Martensite*, *Trans. Met. Soc. AIME.* 70 (1924) 25–37.
- [6] D.A. Porter, K.E. Easterling, *Phase Transformations in Metals and Alloys*, 2a., 1992.
- [7] D.A. Porter, K.E. Easterling, *Phase Transformations in Metals and Alloys*, 2nd ed, Taylor & Francis, 1992.
- [8] K.H. Prabhudev, *Handbook of Heat Treatment of Steels*, Tata McGraw-Hill, 1988.
- [9] B.L. Bramfitt, *Structure/Property Relationships in Irons and Steels*, in: J.R. Davis (Red), *Met. Handb. Desk Ed.*, 2a., ASM International, (1998) 153–173.
- [10] G.E. Totten, J.L. Dossett, N. Kobazko, *ASM Handbook, Volume 4A: Steel Heat Treating Fundamentals and Processes*, ASM International, Materials Park, OH, 2013.
- [11] C.R. Brooks, *Principles of the Heat Treatment of Plain Carbon and Low Alloy Steels*, ASM International, Materials Park, Ohio, 1996.
- [12] J.K. Rai, A. Mishra, U.R.K. Rao, *Residual stresses due to quenching process*, *Int. J. Mach. Tool Des. Res.* 20 (1980) 1–8.
- [13] L.C.F. Canale, L. Albano, G.E. Totten, L. Meekisho, *Hardenability of Steel*, in: *Compr. Mater. Process.*, Elsevier, 2014. 39–97.
- [14] W.E. Jominy, A.L. Boegehold, *Hardenability Test for Carburizing Steel*, *ASM Trans.* 27 (1939) 574.
- [15] ASTM A255-10(2018), *Standard Test Methods for Determining Hardenability of Steel*, (2018).
- [16] H.M. Tensi, A. Stich, G.E. Totten, *Fundamentals about quenching by submerging*, in: *Proc. 1st Int. Conf. Equip. Process.*, ASM International, Schaumburg, IL, (1994) 243–251.

- [17] G.E. Totten, C.E. Bates, N.A. Clinton, Handbook of Quenchants and Quenching Technology, 1st ed, ASM International, Materials Park, OH, 1992.
- [18] N.I. Kobasko, E.C. De Souza, L. Canale, G.E. Totten, L. De Compos Franceschini Canale, G.E. Totten, Vegetable Oil Quenchants: Calculation and Comparison of The Cooling Properties of a Series of Vegetable Oils, *Stroj. Vestn.* 56 (2010) 131–142.
- [19] H.M. Tensi, A. Stich, G.E. Totten, Fundamentals of Quenching, 1995.
- [20] E. Troell, H. Kristoffersen, J. Bodin, S. Segerberg, Controlling the Cooling Process – Measurement, Analysis, and Quality Assurance, in: S. Hashmi, G.F. Batalha, C.J. Van Tyne, B. Yilbas (Eds.), *Compr. Mater. Process.*, Elsevier, Oxford, (2014) 99–121.
- [21] S.J. Midea, T. Holm, S. Segerberg, J. Bodin, T. Thors, K. Swartström, High pressure gas quenching—technical and economic considerations, in: *Second Int. Conf. Quenching Control Distortion*, ASM International, (1996) 157.
- [22] L. Canale, X. Luo, X. Yao, G. Totten, Quenchant Characterization by Cooling Curve Analysis, *J. ASTM Int.* 6 (2009) 1–29.
- [23] ASTM D3520-04, Standard Test Method for Quenching Time of Heat-Treating Fluids (Magnetic Quenchometer Method), (1998).
- [24] Quenchability of Oils-Hot Wire Method, (1990).
- [25] J. Bodin, S. Segerberg, Measurement and Evaluation of the Quenching Power of Quenching Media for Hardening, in: *Proc. First Int. Conf. on Quenching Control Distortion*, ASM International, Chicago, IL, (1992) 1–12.
- [26] B. Hernández-Morales, Cooling: Curve Analysis, *Encycl. Iron, Steel, Their Alloy.* (2016) 854–874.
- [27] D.W. Hahn, M.N. Özisik, Heat Conduction, 3rd ed, Wiley, 2013.
- [28] B. Hernandez-Morales, J.K. Brimacombe, E.B. Hawbolt, Application of inverse techniques to determine heat-transfer coefficients in heat-treating operations, *J. Mater. Eng. Perform.* 1 (1992) 763–771.
- [29] J. V. Beck, B. Blackwell, C. St. Clair, Inverse Heat Conduction. Ill-Posed Problems, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1985.
- [30] J.G. Leidenfrost, On the fixation of water in diverse fire, *Int. J. Heat Mass Transf.* 9 (1966) 1153–1166.
- [31] A. Yamanouchi, Effect of Core Spray Cooling in Transient State after Loss of Coolant Accident, *J. Nucl. Sci. Technol.* 5 (1968) 547–558.
- [32] D. Hein, Modellvorstellung zur Wiederbenetzung durch Fluten, Technical University of Hannover, 1980.

- [33] G.E. Totten, M.E. Dakins, R.W. Heins, Cooling curve analysis of synthetic quenchants---A historical perspective, *J. Heat Treat.* 6 (1988) 87–95.
- [34] H. Tensi, G. Totten, T. Künzel, Physics and Technology of Quenching in Fluids Part II: Technology of Quenching, in: *Heat Treat. 2000 Proc. 20th Conf.*, ASM International, St. Louis, MO, (2000) 727–730.
- [35] B. Liščić, H. Tensi, W. Luty, eds, *Theory and Technology of Quenching. A Handbook*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1992.
- [36] S. Nukiyama, The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure, *Int. J. Heat Mass Transf.* 9 (1966) 1419–1433.
- [37] M. Maniruzzaman, R.D. Sisson, Bubble Dynamics during Quenching of Steel, in: *Heat Treat. 2001 Proc. 21st Conf. ASM Int.*, 2002.
- [38] M. Aamir, L. Qiang, Z. Xun, H. Wang, R. Ullah, Study on ultra-fast cooling behaviors of water spray cooled stainless steel plates, *Exp. Heat Transf.* 29 (2016) 299–321.
- [39] R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot, *Transport Phenomena*, 2nd ed, John Wiley & Sons, Inc., Nueva York, NY, 2006.
- [40] M. Ishii, T. Hibiki, *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*, Springer-Verlag New York, 2011.
- [41] M. Efstathios, C. Clayton T., J.D. Schwarzkopf, *Multiphase Flow Handbook*, 2nd ed, CRC Press Taylor&Francis Group, 2016.
- [42] C.E. Brennen, *Fundamentals of Multiphase Flow*, Cambridge University Press, 2005.
- [43] D. Pflieger, S. Gomes, N. Gilbert, H.G. Wagner, Hydrodynamic simulations of laboratory scale bubble columns fundamental studies of the Eulerian-Eulerian modelling approach, *Chem. Eng. Sci.* 54 (1999) 5091–5099.
- [44] A. Ataki, H.-. Bart, The Use of the VOF-Model to Study the Wetting of Solid Surfaces, *Chem. Eng. Technol.* 27 (2004) 1109–1114.
- [45] B. Rehm, D. Consultant, A. Haghshenas, A.S. Paknejad, J. Schubert, CHAPTER TWO - Situational Problems in MPD, in: B. Rehm, J. Schubert, A. Haghshenas, A.S. Paknejad, J.B.T.-M.P.D. Hughes (Eds), Gulf Publishing Company, (2008) 39–80.
- [46] H.K. Versteeg, W. Malalasekera, *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Approach*, 2nd ed, Longman Scientific & Technical, 1995.
- [47] J.G. Collier, J.R. Thome, *Convective Boiling and Condensation*, 3rd ed, Clarendon Press, 1994.
- [48] P. Stark, U. Fritsching, Modeling and Simulation of Film and Transitional Boiling Processes on a Metallic Cylinder During Quenching, 8 (2013).

- [49] W. Fritz, Maximum volume of vapor bubbles, *Phys. Zeitschrift* [German]. 11 (1935) 379.
- [50] R. Cole, W. Rohsenow, Correlation of bubble departure diameters for boiling of saturated liquids, *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.* 65 (1969) 211–213.
- [51] D.M. Tolubinski, V. I. Kostanchuk, Vapour Bubbles Growth Rate and Heat Transfer Intensity at Subcooled Water Boiling, in: *Proc. 4th Int. Heat Transf. Conf.*, Paris, France, 1970.
- [52] G. Kocamustafaogullari, Pressure dependence of bubble departure diameter for water, *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 10 (1983) 501–509.
- [53] C.E. Estrada-Perez, Y.A. Hassan, PTV experiments of subcooled boiling flow through a vertical rectangular channel, *Int. J. Multiph. Flow.* 36 (2010) 691–706.
- [54] N. Kurul, M. Podowski, On the modeling of multidimensional effects in boiling channels ANS, in: *27th Natl. Heat Transf. Conf.*, Minneapolis, Minn, USA, 1991.
- [55] J. Lavieville, M. Boucker, E. Quemerais, S. Mimouni, N. Mechitoua, *NEPTUNE CFD V1.0 Theory Manual*, EDF, 2006.
- [56] H. Anglart, O. Nylund, CFD application to prediction of void distribution in two-phase bubbly flows in rod bundles, *Nucl. Eng. Des.* 163 (1996) 81–98.
- [57] V. H. Del Valle, D.B.R. Kenning, *Subcooled flow boiling at high heat flux*, 1985.
- [58] R. Cole, A photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux, *AIChE J.* 6 (1960) 533–538.
- [59] M. Lemmert, J.M. Chawla, Influence of flow velocity on surface boiling heat transfer coefficient, 1977.
- [60] G. Kocamustafaogullari, M. Ishii, Foundation of the interfacial area transport equation and its closure relations, *Int. J. Heat Mass Transf.* 38 (1995) 481–493.
- [61] G. Kocamustafaogullari, M. Ishii, Aire interfaciale et densite de sites de nucleation dans les systemes en ebullition, *Int. J. Heat Mass Transf.* 26 (1983) 1377–1387.
- [62] H.C. Unal, Maximum Bubble Diameter, Maximum Rate During the Subcooled Nucleate Flow Boiling, *Int. J. Heat Mars Transf.* 19 (1976) 643–649.
- [63] J.F. Klausner, R. Mei, D.M. Bernhard, L.Z. Zeng, Vapor bubble departure in forced convection boiling, *Int. J. Heat Mass Transf.* 36 (1993) 651–662.
- [64] G.H. Yeoh, S. Vahaji, S.C.P. Cheung, J.Y. Tu, Modeling subcooled flow boiling in vertical channels at low pressures - Part 2: Evaluation of mechanistic approach, *Int. J. Heat Mass Transf.* 75 (2014) 754–768.

- [65] L.Z. Zeng, J.F. Klausner, D.M. Bernhard, R. Mei, A unified model for the prediction of bubble detachment diameters in boiling systems-II. Flow boiling, *Int. J. Heat Mass Transf.* 36 (1993) 2271–2279.
- [66] G.H. Yeoh, J.Y. Tu, A unified model considering force balances for departing vapour bubbles and population balance in subcooled boiling flow, *Nucl. Eng. Des.* 235 (2005) 1251–1265.
- [67] M. Jakob, *Heat Transfer in Evaporation and Condensation*, University of Illinois, Illinois, 1937.
- [68] W.M. Rohsenow, M.I. of Technology. Division of Industrial Cooperation, A Method of Correlating Heat Transfer Data for Surface Boiling of Liquids, M.I.T. Division of Industrial Cooperation, 1951.
- [69] C. Corty, A.S. Foust, A.I. of Chemical Engineers, A.I. of Chemical Engineers. Annual Meeting, Surface Variables in Nucleate Boiling, American Institute of Chemical Engineers, 1953.
- [70] S. Yao, R.E. Henry, An Investigation of the Minimum Film Boiling Temperature on Horizontal Surfaces, *J. Heat Transfer.* 100 (1978) 260–267.
- [71] P.J. Berenson, Experiments on pool-boiling heat transfer, *Int. J. Heat Mass Transf.* 5 (1962) 985–999.
- [72] Y.Y. Hsu, On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface, *J. Heat Transfer.* 84 (1962) 207–213.
- [73] S.G. Kandlikar, P.H. Spiesman, Effect of Surface Characteristics on Flow Boiling Heat Transfer, in: M. Lehner, F. Mayinger (Eds.), *Convect. Flow Pool Boil. Conf.*, CRC Press, Isree, Germany, 1997.
- [74] J. Sinha, L.E. Hochreiter, F.B. Cheung, Effects of surface roughness, oxidation level, and liquid subcooling on the minimum film boiling temperature, *Exp. Heat Transf.* 16 (2003) 45–60.
- [75] J.D. Bernardin, I. Mudawar, A cavity activation and bubble growth model of the Leidenfrost point, *J. Heat Transfer.* 124 (2002) 864–874.
- [76] S. Chandra, S.D. Aziz, Leidenfrost evaporation of liquid nitrogen droplets, *J. Heat Transfer.* 116 (1994) 999–1006.
- [77] N. Nagai, S. Nishio, Leidenfrost temperature on an extremely smooth surface, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 12 (1996) 373–379.
- [78] N. Kozlov, O. Keßler, Influencing on liquid quenching by surface structuring, *Int. J. Therm. Sci.* 101 (2016) 133–142.
- [79] ASM Aerospace Specification Metals Inc., <http://asm.matweb.com/search/SpecificMaterial.asp?bassnum=mq304a>.

- [80] H.J. Vergara-Hernández, B. Hernández-Morales, A novel probe design to study wetting front kinematics during forced convective quenching, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 33 (2009) 797–807.
- [81] B.E. Launder, D.B. Spalding, The numerical computation of turbulent flows, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 3 (1974) 269–289.
- [82] Reporting Mesh Statistics, in: *ANSYS Meshing User's Guid.*, ANSYS, Inc., Southpoint, PA, 2013: bll 166–168. <http://www.ansys.com>.
- [83] Tracker Video Analysis and Modeling Tool, comPADRE Digit. Libr. (n.d.). <https://physlets.org/tracker/>.
- [84] B. Hernández-Morales, R. Cruces-Reséndez, G. Solorio-Díaz, Hydrodynamic Behavior of Liquid Quenchants in the Vicinity Quench Probes, in: *Proc. 6th Int. Quenching Control Distortion Conf.*, ASM International, 2012.
- [85] ANSYS® Fluent, Release 18.2, in: *Help Syst. CFD-Post Inser. Menu/Streamline Command*, ANSYS Inc., n.d.
- [86] Systatsoftware, SigmaPlot, (n.d.). <https://systatsoftware.com/products/sigmaplot/>.
- [87] R. Cruces-Reséndez, B. Hernández-Morales, E.I. Durán-García, Re-wetting behavior and heat extraction during laboratory-scale quenching experiments using two probe geometries, in: *Heat Treat 2017 Proc. 29th Heat Treat. Soc. Conf.*, ASM International, Columbus, OH, 2017.
- [88] L. Meekisho, B. Hernandez-Morales, J.S. Tellez-Martinez, X. Chen, Computer-aided cooling curve analysis using WinProbe, *Int. J. Mater. Prod. Technol.* 24 (2005) 155–169.
- [89] J. V. Beck, B. Litkouhi, C.R. St. Clair Jr, Efficient Sequential Solution of the Nonlinear Inverse Heat Conduction Problem, *Numer. Heat Transf.* 5 (1982) 275–286.
- [90] Romales-Magaña R., García García A., *Curvas de ebullición inversa de ensayos de temple a escala laboratorio*, Ciudad de México, 2016.
- [91] P. Read, M.-P. Meyer, *Restoration of Motion Picture Film*, 1a ed, Oxford, Boston: Butterworth-Heinemann, 2000.
- [92] G. Solorio-Díaz, Comunicación privada, 06 de agosto de 2020.
- [93] H. Ohtake, Y. Koizumi, Study on propagative collapse of a vapor film in film boiling (mechanism of vapor-film collapse at wall temperature above the thermodynamic limit of liquid superheat), *Int. J. Heat Mass Transf.* 47 (2004) 1965–1977.
- [94] P. Guan, L. Jia, L. Yin, Z. Tan, Effect of Bubble Contact Diameter on Bubble Departure Size in Flow Boiling, *Exp. Heat Transf.* 29 (2016) 37–52.

- [95] R. Situ, T. Hibiki, M. Ishii, M. Mori, Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow, *Int. J. Heat Mass Transf.* 48 (2005) 5536–5548.
- [96] G.K. Sinha, S. Mahimkar, A. Srivastava, Schlieren-based simultaneous mapping of bubble dynamics and temperature gradients in nucleate flow boiling regime: Effect of flow rates and degree of subcooling, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 104 (2019) 238–257.
- [97] T. Ren, Z. Zhu, R. Zhang, J. Shi, C. Yan, Development of force balance model for prediction of bubble departure diameter and lift-off diameter in subcooled flow boiling, *Int. J. Heat Mass Transf.* 161 (2020).
- [98] E.W. Weisstein, “Flattening.” From MathWorld--A Wolfram Web Resource, (2020). <https://mathworld.wolfram.com/Flattening.html>.

Apéndice A.

UDF y perfil de velocidad a la entrada del dominio computacional

En la Figura A1 se muestra la función definida por el usuario (*UDF*, por sus siglas en Inglés) que se utilizó para simular el flujo de fluidos a la entrada del ducto de sección circular de 0.045 m de diámetro (dada la simetría del sistema solo se consideró la mitad del dominio).

```
/*UDF for specifying steady-state velocity profile boundary condition*/
#include "udf.h"
DEFINE_PROFILE(inlet_x_velocity, thread, index)
{
    real x[ND_ND];    /*this hold the position vector*/
    real y;
    real z;
    real a;
    real radio;
    real frstvel;
    face_t f;
    begin_f_loop(f,thread) /*loops over all faces in the thread passed in the DEFINE macro argument*/
    {
        F_CENTROID(x,f,thread);
        frstvel =0.6;
        radio =0.0225;
        y =x[1];
        z =0;
        a = pow((pow(y,2)+pow(z,2)),0.5);
        F_PROFILE(f,thread,index) = (((0.2389E-06+(radio-a))/(0.6791E-03+1.007*(radio-a)))+7.131*(radio-a))*frstvel;
    }
    end_f_loop(f,thread) /*no required*/
}
```

Figura A1. Función definida por el usuario computada para generar el perfil de velocidad a la entrada del dominio 3-D simétrico.

En el programa ANSYS *Fluent* las coordenadas espaciales están definidas por números; la componente “x” se representa con un cero entre corchetes, x[0]; la componente “y” se representa con el número 1, x[1] y la componente “z” con el número 2, x[2]. Para compilar la UDF en *Fluent*, se deben seguir los pasos mostrados en la Figura A2.

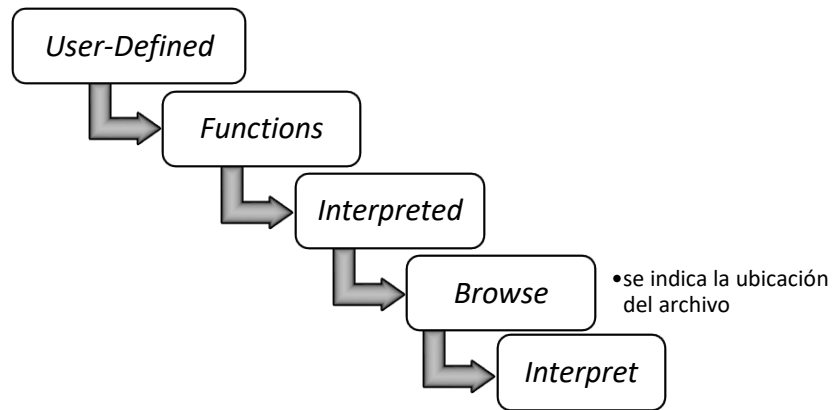


Figura A2. Metodología para compilar la función definida por el usuario (UDF) en *Fluent*.

El perfil de velocidad a la entrada del dominio se grafica en la Figura A3 para las dos velocidades de flujo consideradas en este estudio.

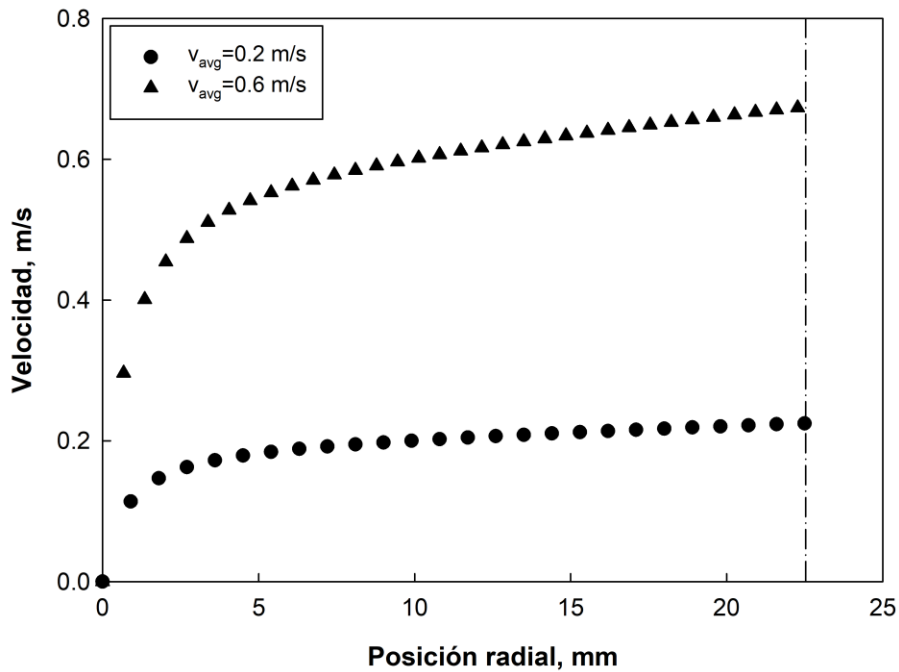


Figura A3. Perfil de velocidad a la entrada del dominio computacional para las dos condiciones de flujo estudiadas: 0.2 m/s (triángulos) y 0.6 m/s (círculos). La línea punteada indica la posición del centro del ducto.

En la Figura A4 se presenta la vista isométrica en la entrada del dominio, que muestra los vectores de campo de velocidad computados para la condición de flujo de 0.6 m/s.

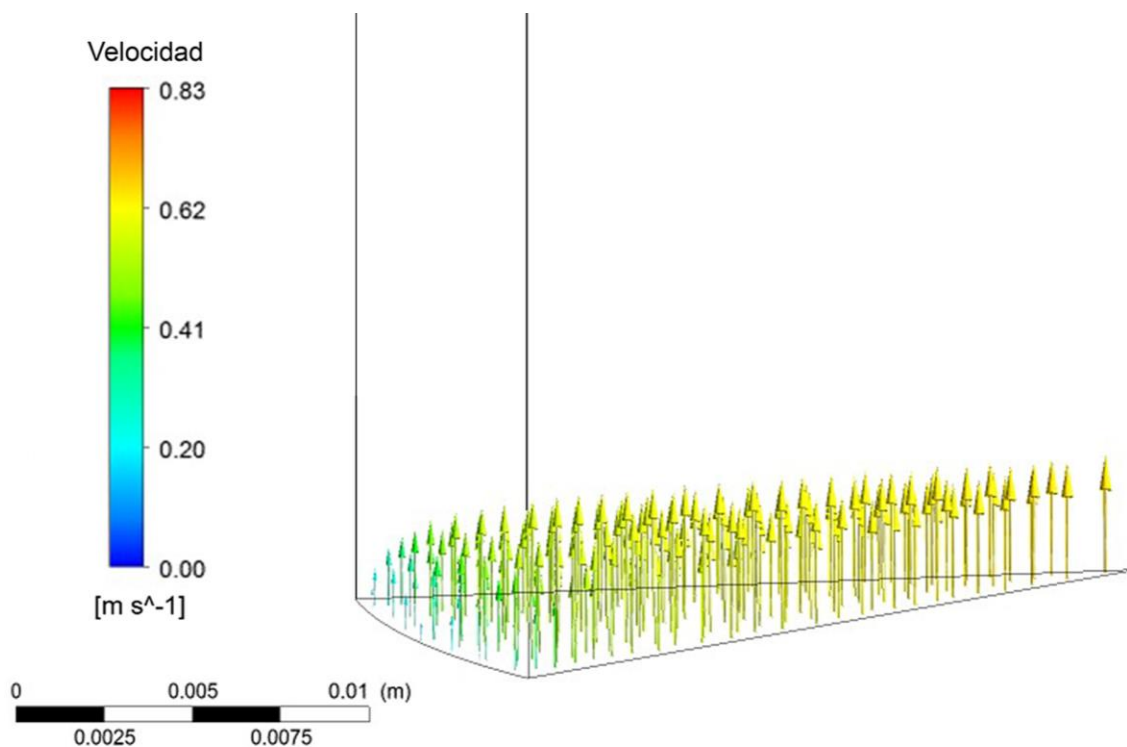


Figura A4. Vectores de campo de velocidad computados en la entrada del ducto para agua fluyendo a 0.6 m/s. El tamaño de los vectores no está normalizado.

Apéndice B.
Curvas de enfriamiento medidas en la etapa II para las probetas templadas desde 850 °C

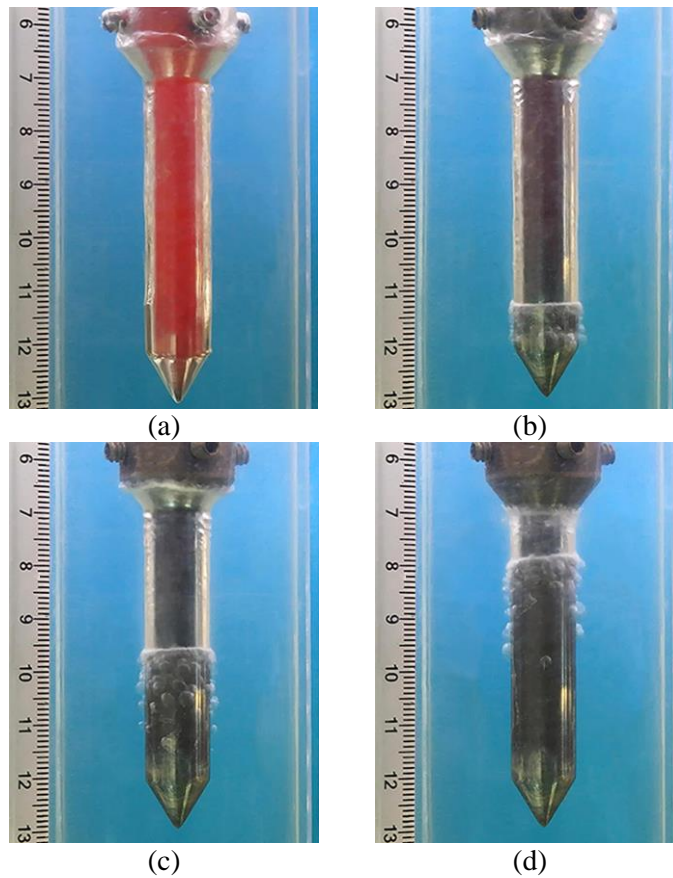
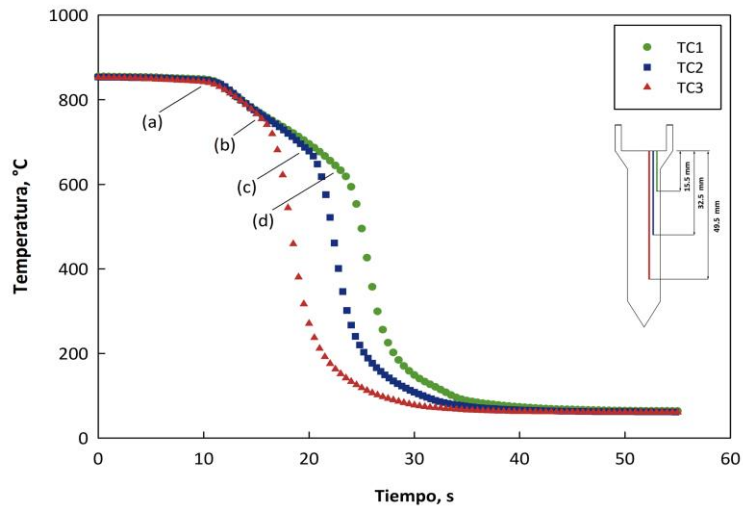
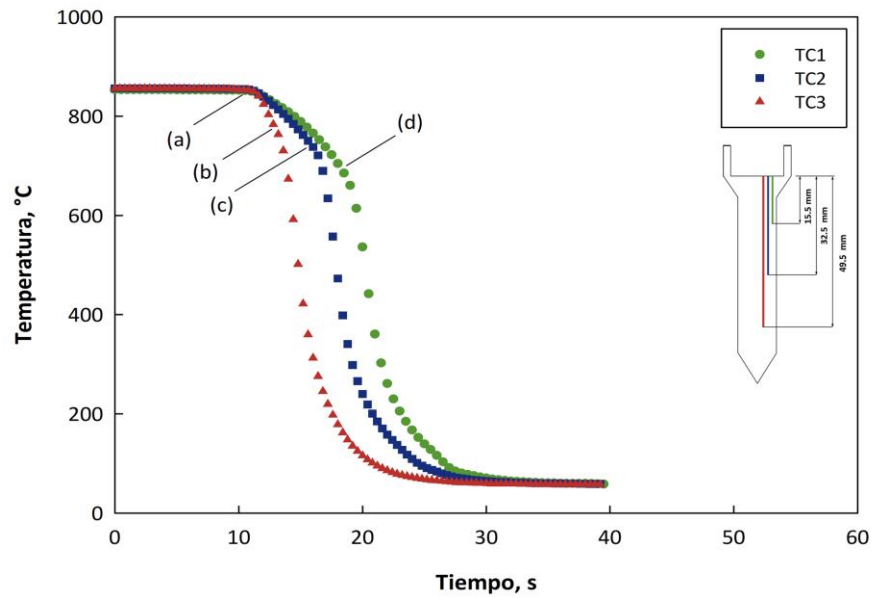
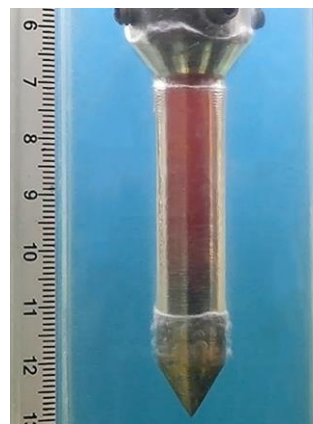


Figura B1. Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 10.1 s, (b) 15.3 s, (c) 19.3 s y (d) 22.8 s.



(a)



(b)



(c)



(d)

Figura B2. Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base cónica desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.6 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 10.3 s, (b) 12.7 s, (c) 15.7 s y (d) 18.5 s.

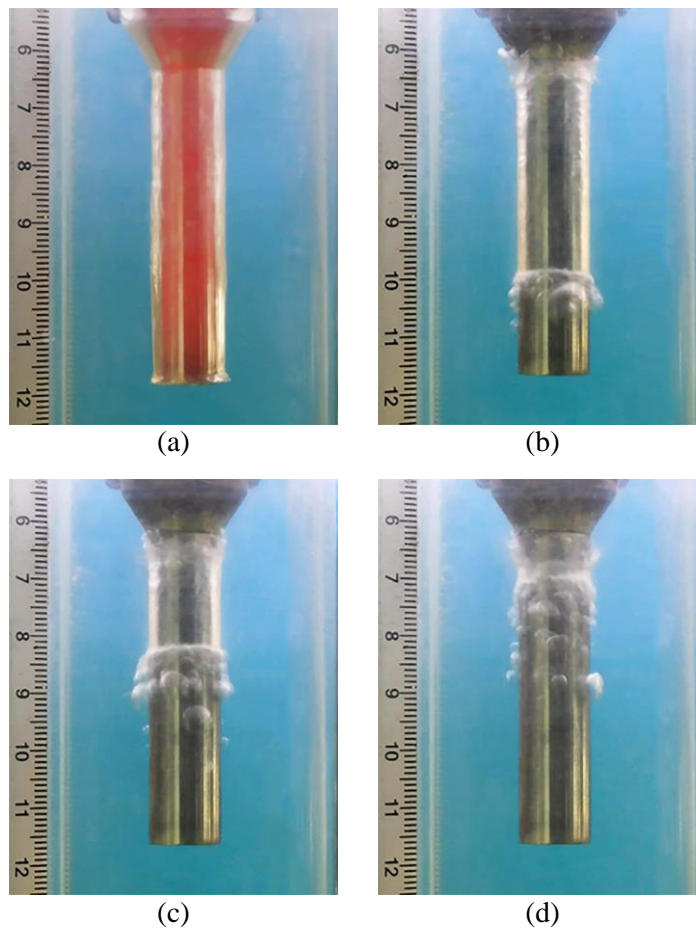
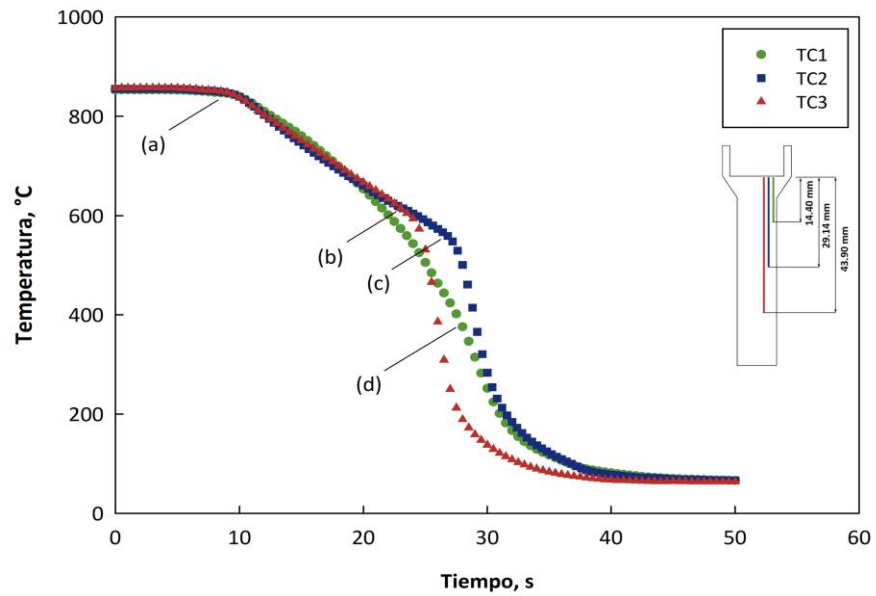


Figura B3. Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base plana desde 850 °C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 8.2 s, (b) 22.8 s, (c) 26.6 s y (d) 27.9 s.

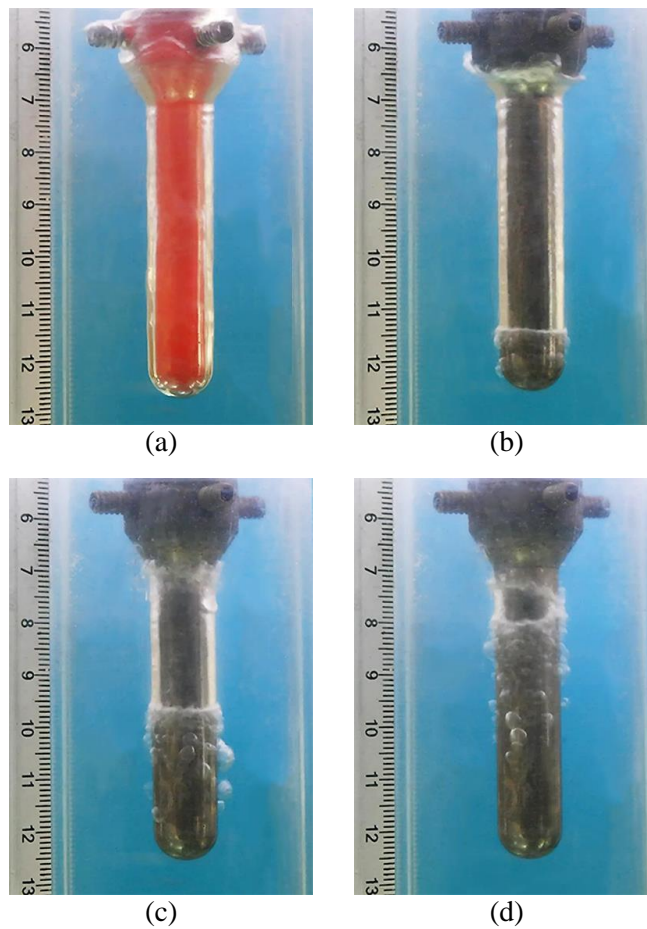
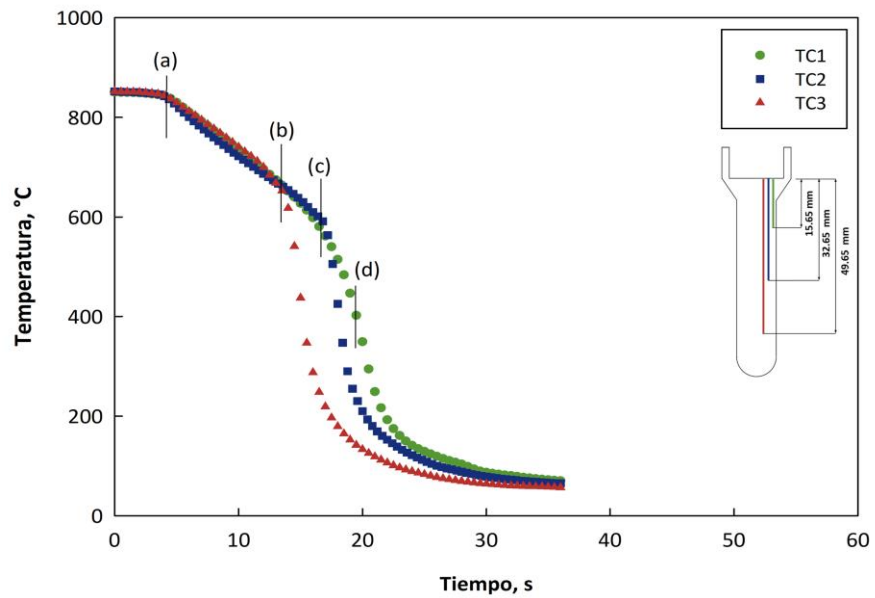


Figura B4. Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base semiesférica desde 850°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 3.5 s, (b) 13.5 s, (c) 16.8 s y (d) 19.4 s.

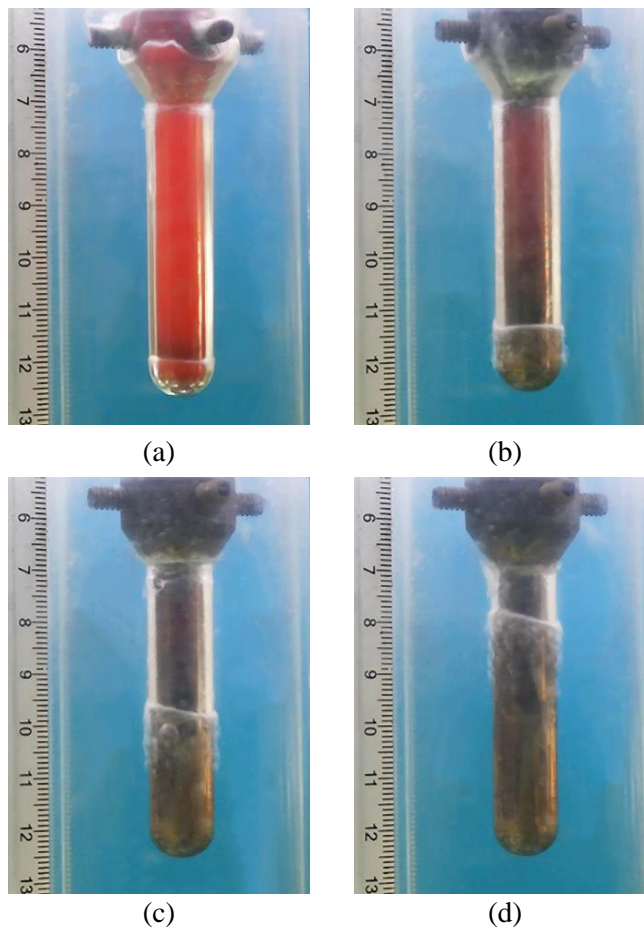
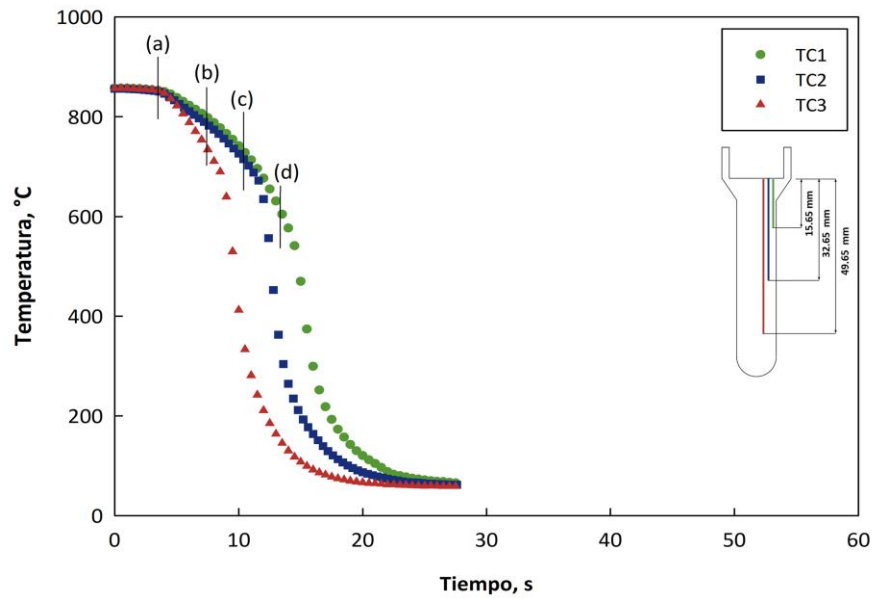


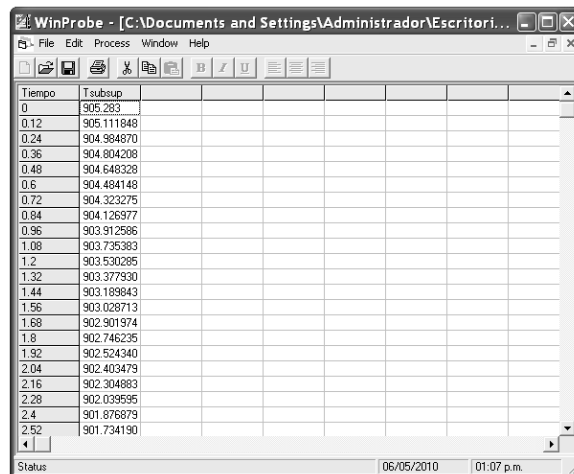
Figura B5. Curvas de enfriamiento durante el temple de la probeta de base semiesférica desde 850°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.6 m/s. Las imágenes corresponden a: (a) 3.3 s, (b) 7.5 s, (c) 10.3 s y (d) 13.1 s.

Apéndice C.

Estimación del flux de calor 1-D para probetas cilíndricas con *WinProbe*

Para resolver el *IHCP* en una dimensión y así estimar el *flux* de calor en la superficie y la temperatura de la superficie, se empleó el programa *WinProbe*³. A este *software* se alimenta la historia térmica del termopar de interés en formato “separado por comas” (.csv). Cada archivo .csv consta de dos columnas, donde se colocan los datos adquiridos (tiempo, temperatura); además, en la primera fila se coloca el número de datos (en la primera celda) y el número de columnas (en la segunda celda) del archivo y en la segunda fila se colocan las etiquetas “Tiempo” y “Tsubsup”, aunque podían ser otras palabras. Debe hacerse la aclaración de que las mediciones deben tener un intervalo constante.

Para emplear el programa *WinProbe* se abre el archivo .csv de interés, apareciendo una ventana como la que se muestra en la Figura B1. Enseguida, se selecciona la columna en donde se encuentren los datos de temperatura, y se escogen las pestañas en el orden siguiente: *Process* → *Heat Flux* → *IHCP Model*.



The screenshot shows the WinProbe software window with a menu bar (File, Edit, Process, Window, Help) and a toolbar. The main area contains a table with two columns: 'Tiempo' and 'Tsubsup'. The data is as follows:

Tiempo	Tsubsup
0	905.283
0.12	905.111848
0.24	904.984870
0.36	904.804208
0.48	904.648328
0.6	904.484148
0.72	904.323275
0.84	904.126977
0.96	903.912586
1.08	903.735383
1.2	903.530285
1.32	903.377930
1.44	903.189843
1.56	903.028713
1.68	902.901974
1.8	902.746235
1.92	902.524340
2.04	902.403479
2.16	902.304883
2.28	902.039595
2.4	901.876879
2.52	901.734190

Figura C1. Pantalla que muestra los datos de entrada cargados en el *software WinProbe*.

³ La versión del código que se utilizó fue desarrollada por el M. en I. Jorge Sergio Téllez Martínez.

Aparecerá entonces una ventana con la leyenda “IHCP Options” tal como se muestra en la Figura B2, donde se selecciona el material de la probeta, el diámetro de la probeta (en pulgadas) y la posición radial del termopar con respecto al centro de la probeta (en pulgadas).

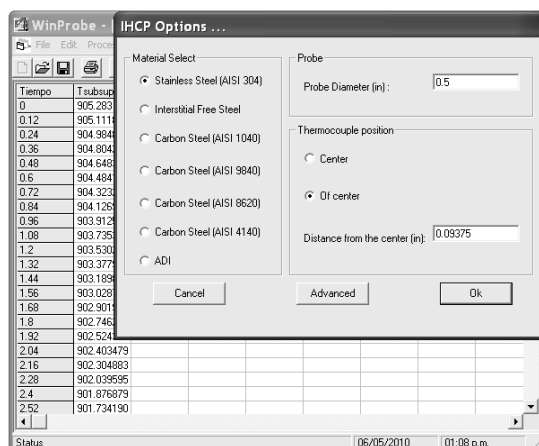


Figura C2. Pantalla que muestra el panel de datos para especificar: el material de la probeta, el diámetro de la probeta y la posición radial del termopar, para resolver el *IHCP*.

En la pestaña “Advanced” se definen los parámetros r (número de tiempos futuros) y n (número de nodos entre la superficie y la posición del termopar). Finalmente se selecciona el botón “Ok” y el programa realiza la estimación. Los resultados (ver Figura B3) son los valores estimados de: 1) el *flux* de calor de la superficie “ q ” y 2) la temperatura de la superficie “ T_s ”. Los resultados se graban en un archivo en formato .csv, para su posterior manipulación.

Tiempo	Tsubsup	q (IHCP)	Ts (IHCP)
0	905.283	131253.488	910.493053
0.12	905.111848	-295807.308	894.071621
0.24	904.984870	-75459.0878	900.470231
0.36	904.804208	189256.777	908.125375
0.48	904.648328	-60713.0108	901.560492
0.6	904.484149	-137465.081	898.634516
0.72	904.323275	-2754.86298	902.034109
0.84	904.126977	18064.5011	902.685691
0.96	903.912586	-13757.4393	902.012515
1.08	903.735383	-86040.3648	899.014490
1.2	903.530285	47695.8714	903.669912
1.32	903.377930	-43287.6578	900.204266
1.44	903.189843	-28822.2098	900.883829
1.56	903.028713	34537.9498	902.951976
1.68	902.901974	-58365.6578	899.611298
1.8	902.746235	-118935.678	896.638219
1.92	902.524340	139242.478	905.905912
2.04	902.403479	23405.3857	902.448615
2.16	902.304883	-313996.548	889.598508
2.28	902.039595	143192.913	904.695260
2.4	901.876879	130004.477	904.791019
2.52	901.734190	-191464.868	894.447587

Figura C3. Pantalla que muestra la solución al *IHCP*: 1) *flux* de calor en la superficie (tercera columna) y temperatura de la superficie (cuarta columna).

Apéndice D.

Evolución del d_{eq} de las burbujas rastreadas en la etapa III

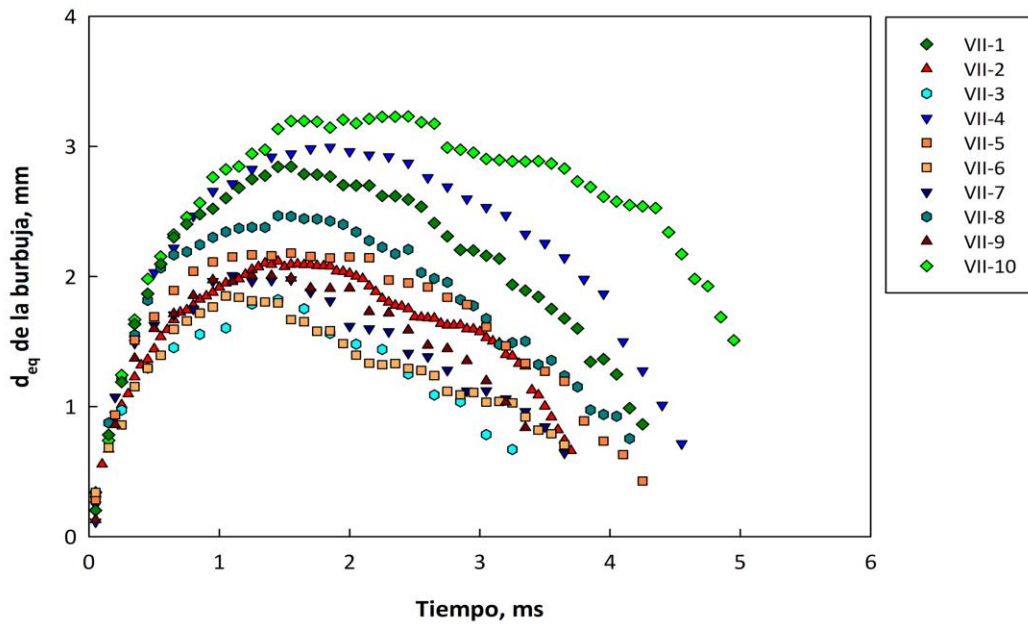


Figura D1. Evolución del diámetro equivalente de las burbujas rastreadas en un segmento de videograbación durante un temple desde 850°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.

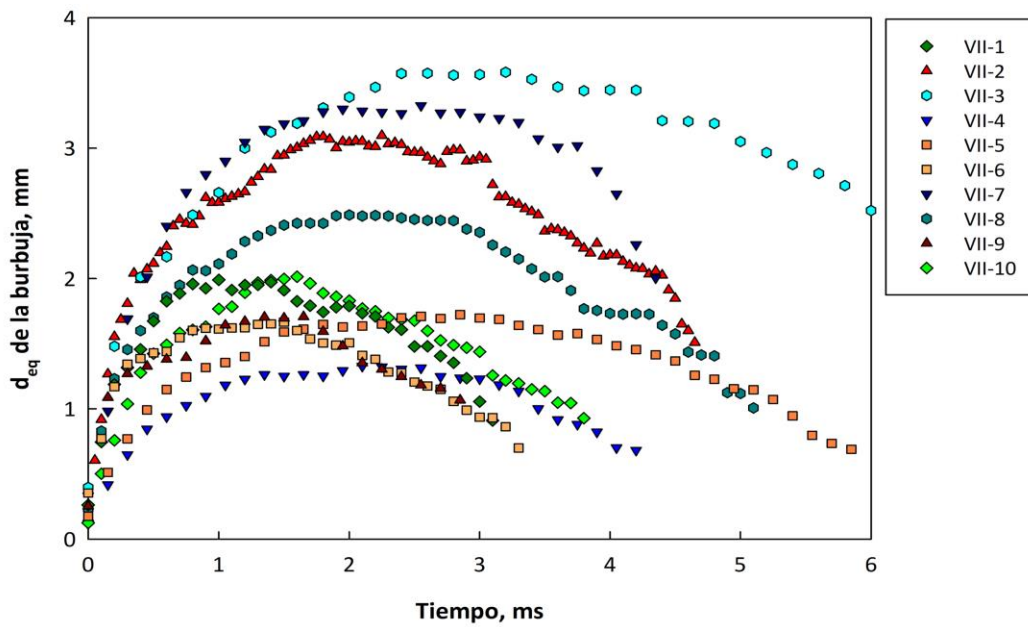


Figura D2. Evolución del diámetro equivalente de las burbujas rastreadas en un segmento de videograbación durante un temple desde 950°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s.

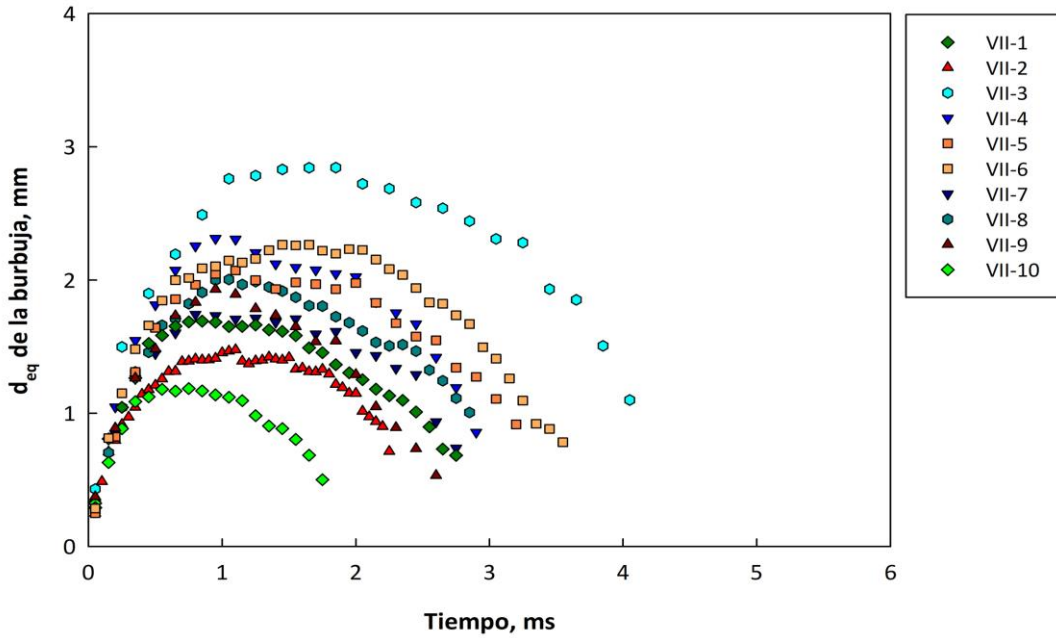


Figura D3. Evolución del diámetro equivalente de las burbujas rastreadas en un segmento de videograbación durante un temple desde 850°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.6 m/s.

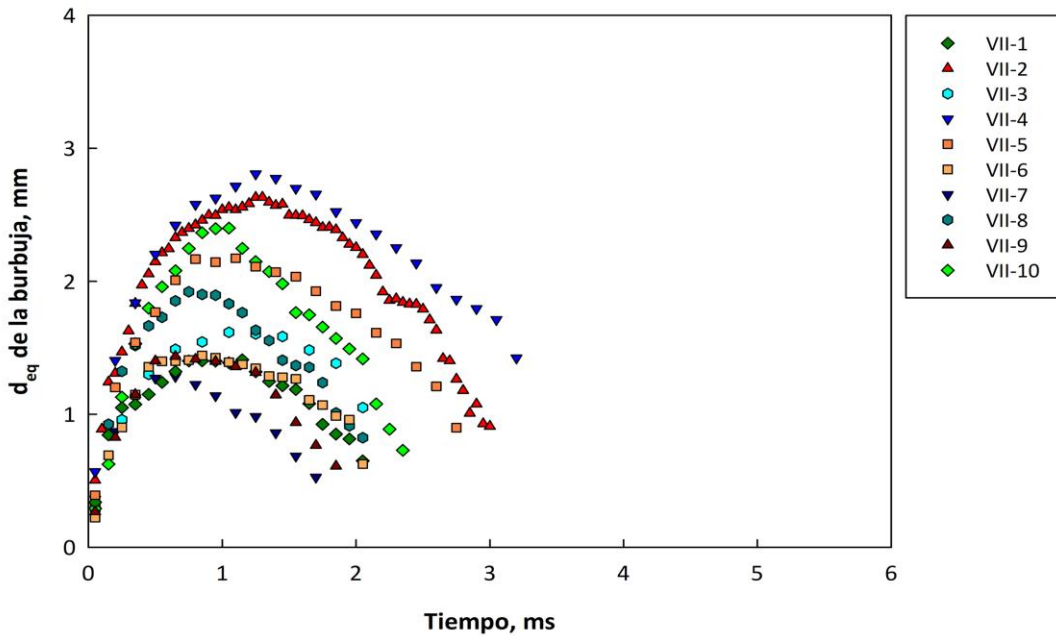


Figura D4. Evolución del diámetro equivalente de las burbujas rastreadas en un segmento de videograbación durante un temple desde 950°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.6 m/s.

Apéndice E.

Curvas de crecimiento del diámetro equivalente de las burbujas rastreadas en la etapa III

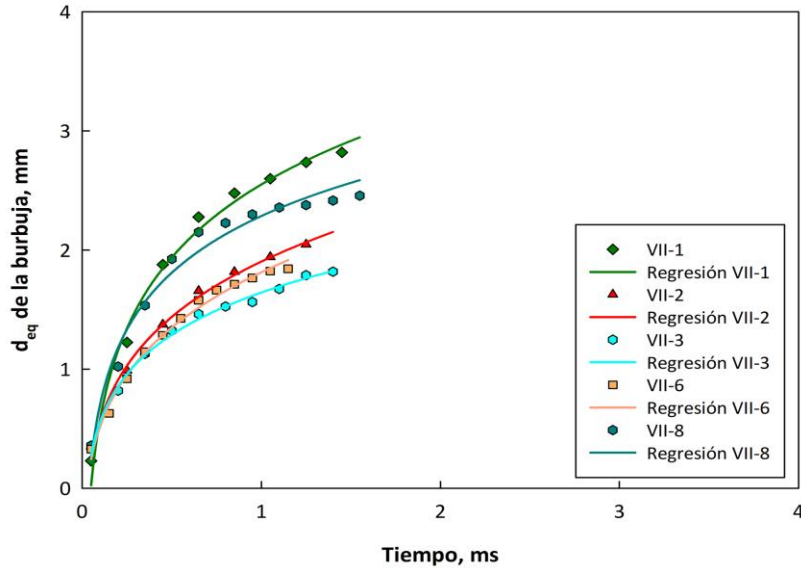


Figura E1. Curvas de crecimiento del diámetro equivalente de burbujas rastreadas durante un temple desde 850°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s: valores medidos (símbolos), regresión (líneas sólidas).

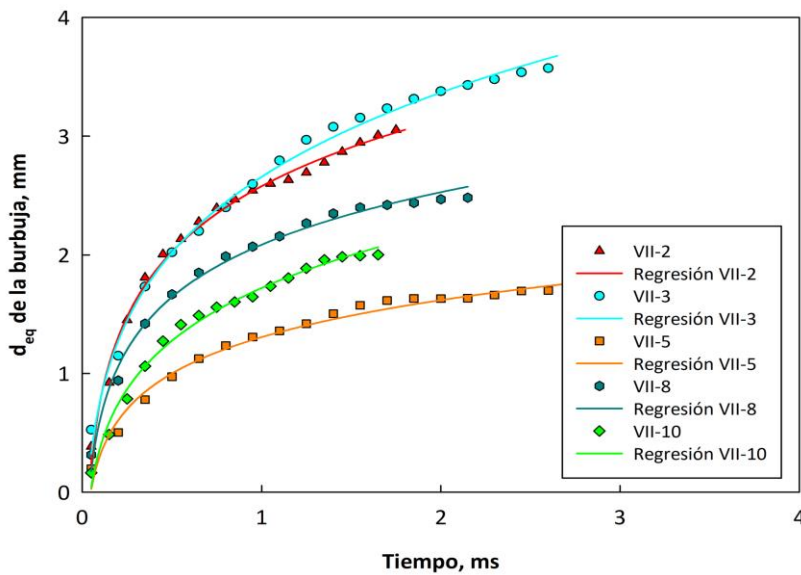


Figura E2. Curvas de crecimiento del diámetro equivalente de burbujas rastreadas durante un temple desde 950°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.2 m/s: valores medidos (símbolos), regresión (líneas sólidas).

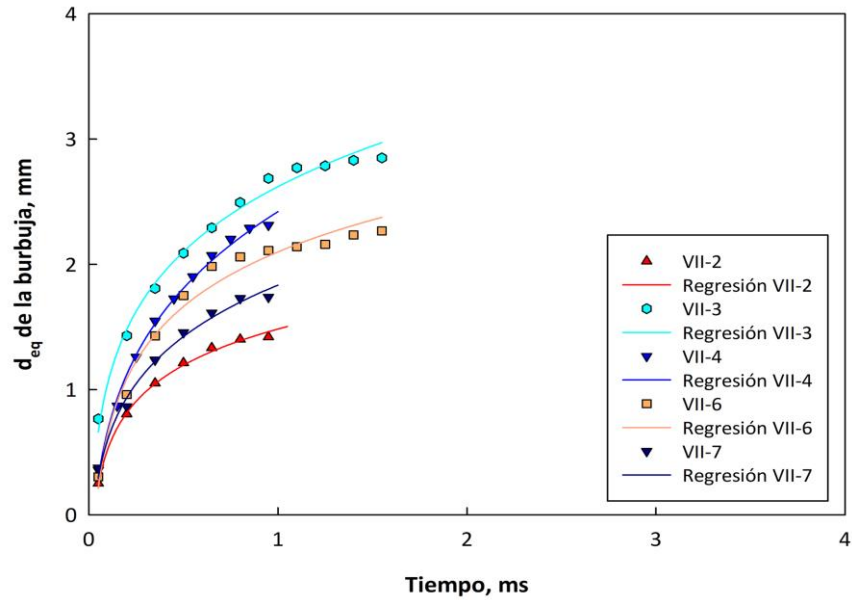


Figura E3. Curvas de crecimiento del diámetro equivalente de burbujas rastreadas durante un temple desde 850°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.6 m/s: valores medidos (símbolos), regresión (líneas sólidas).

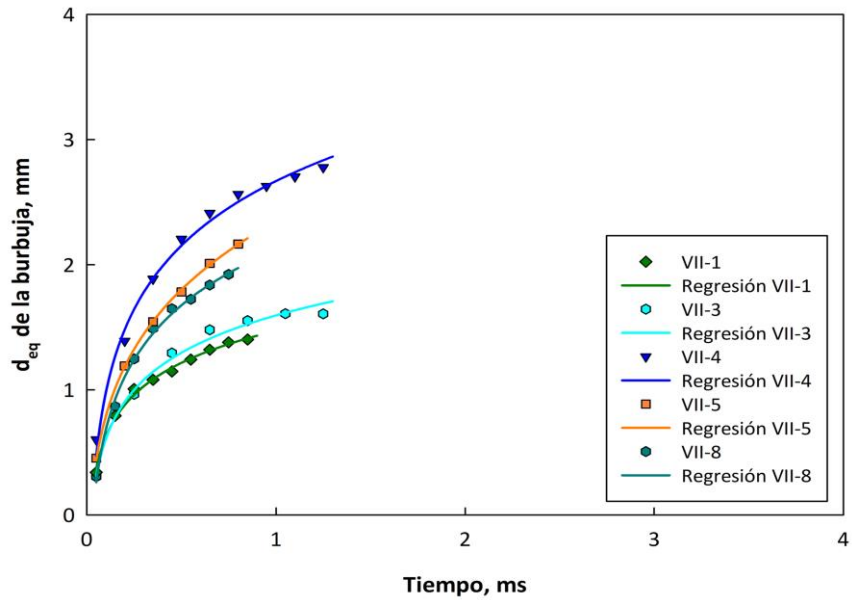


Figura E4. Curvas de crecimiento del diámetro equivalente de burbujas rastreadas durante un temple desde 950°C con agua a 60 °C fluyendo a 0.6 m/s: valores medidos (símbolos), regresión (líneas sólidas).