

EBULLICIÓN LIBRE NUCLEADA, EBULLICIÓN PELICULAR Y CONVECCIÓN LIBRE MONOFÁSICA A PRESIONES PRÓXIMAS AL ESTADO CRÍTICO

PARTE II:

Variación circunferencial del sobrecalentamiento de la pared para un cilindro horizontal de cobre de 25 mm

Dieter Gorenflo, Elmar Baumhögger, Thorsten Windmann y Gerhard Herres, investigadores que desarrollan su labor en el Institut für Energie- und Verfahrenstechnik, de la Universidad de Paderborn (Alemania), son los autores de un detallado estudio sobre la transmisión de calor próxima al estado crítico de refrigerantes en tubos de cobre calentados eléctricamente. Dicho trabajo de investigación ha sido publicado en el International Journal of Refrigeration editado por ELSEVIER en su edición N° 7 de Noviembre del 2010 [Vol.33 páginas 1251-1263]^(), Publicación Oficial del International Institute of Refrigeration (IIR/IIF) (Francia), y también en www.sciencedirect.com*

SINOPSIS

Los ciclos transcíticos de trabajo de los refrigerantes han llevado a un creciente interés por la transmisión de calor próxima al Estado Crítico. En general, los resultados experimentales para esta región difieren mucho de aquéllos más alejados de ella, debido a que algunas propiedades de los fluidos varían mucho más aquí que en distancias mayores. En las dos precedentes Partes Ia y Ib del documento se analizaba la transmisión integral de calor por convección libre bifásica y monofásica procedente de un tubo de cobre calentado eléctricamente de 25mm de diámetro exterior para el refrigerante R125 en los estados del fluido muy próximos al Punto Crítico y alejados de éste.

En esta Parte II de ahora se relaciona la variación circunferencial del sobrecalentamiento de la pared con el movimiento del fluido dentro de la capa límite sobrecalentada. En la ebullición nucleada, se desarrolla un sobrecalentamiento mínimo en las partes más bajas de la pared, que puede relacionarse con una

evaporación adicional adentro de las burbujas que se deslizan hacia arriba en estrecho contacto con la pared calentada. En la ebullición pelicular y convección libre supercrítica, se descubre un ligero sobrecalentamiento máximo en las partes más bajas de la pared, el tamaño relativo del mismo aumenta cerca del Punto Crítico, en tanto que no existe en la convección libre monofásica para la región subcrítica lejos del Punto Crítico.

1. INTRODUCCIÓN

En los últimos años los ciclos operativos transcíticos para refrigerantes han llevado a un creciente interés por la transmisión de calor próxima al Estado Crítico. Por consiguiente, se ha medido la transmisión de calor en convección libre monofásica y bifásica tomada en un tubo horizontal de cobre de 25 mm de diámetro exterior calentado eléctricamente para refrigerante R125 (CHF_2CF_3), para estados del fluido muy próximos al Punto Crítico (CP), y a una distancia más alejada de éste para una amplia gama de flujos caloríficos.

NOMENCLATURA

A: área de la superficie (m^2) del tubo
 CP: Punto Crítico
 D: diámetro (mm) del tubo o cilindro de prueba
 d_B : diámetro (mm) de las burbujas
 p: presión (bar)
 p^* , T^* : propiedades reducidas (por sus valores en CP)
 Q: corriente de calor (W)
 q: flujo calorífico (W.m^{-2} o kW.m^{-2})
 q_{max} : flujo calorífico máximo (kW.m^{-2}) de ebullición nucleada
 q_{min} : flujo calorífico mínimo (kW.m^{-2}) de ebullición pelicular
 R_a : altura media de rugosidad (μm), ISO 4287
 T: temperatura (K o $^{\circ}\text{C}$)
 ΔT : sobrecalentamiento o diferencia de temperatura (K o mK)

Δt : intervalo de tiempo (ms)
 α : coeficiente de transmisión de calor ($\text{kW.m}^{-2}\text{.K}^{-1}$)
 ϕ : ángulo circunferencial o acimutal ($^{\circ}$)
 ρ : densidad (kg.m^{-3})

Índices

c: en el Punto Crítico
 el: eléctrico
 f: estado del fluido en la piscina (lejos del tubo calentado)
 loc: valor local
 m: valor medio
 s: en condiciones de saturación (vapor/líquido)
 w: en pared del tubo o cilindro calentados

En las Partes Ia y Ib publicadas en los dos números anteriores de la Revista se han explicado los motivos detallados de la investigación, y se ha demostrado allí que la transmisión integral de calor para la ebullición pelicular ligeramente por debajo y para convección libre ligeramente por encima de la presión crítica son muy similares. En esta Parte II se analizará la variación circunferencial del sobrecalentamiento isobárico para la ebullición nucleada, la ebullición pelicular y convección libre monofásica, y se la relacionará con la formación y el movimiento de las burbujas para la *ebullición nucleada* y con el movimiento de la película de vapor o el fluido sobrecalentado alrededor del tubo, en *ebullición pelicular o convección monofásica*, respectivamente.

En el caso de *ebullición nucleada* ya existían mediciones anteriores de la transmisión local de calor con un tubo de cobre horizontal de 8mm (*Bier et al. 1981*), con tubos lisos de acero y con aletas de gran diámetro (88 mm de diámetro exterior; *Buschmeier et al. 1994; Hübner et al. 2001*), un tubo de acero inoxidable de 15mm de diámetro exterior (*Hahne y Barthau, 2006*), y el tubo de cobre de 25mm de esta investigación (*Kotthoff et al. 2006; Kotthoff y Gorenflo, 2009*). Las nuevas mediciones amplían el intervalo de presión hasta presiones reducidas más elevadas.

No se pudieron encontrar datos acerca de la variación circunferencial del sobrecalentamiento de la pared para *ebullición pelicular y convección libre supercrítica*. Los nuevos resultados experimentales pueden ser útiles para mejorar los métodos de predicción para la transmisión de calor.

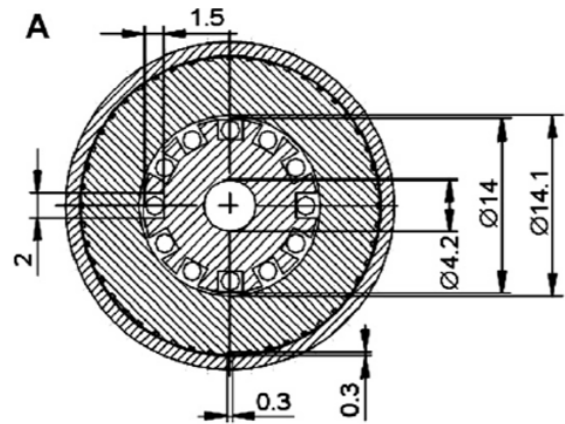
2. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

En la Parte Ia ya se han explicado las características importantes del equipo experimental y los principios principales del procedimiento experimental. A continuación se analizan más detalladamente la medición y los errores para el sobrecalentamiento ΔT de la superficie del tubo, porque a veces variaciones muy pequeñas del sobrecalentamiento de la pared con un ángulo acimutal ϕ se interpretarán en las secciones subsiguientes.

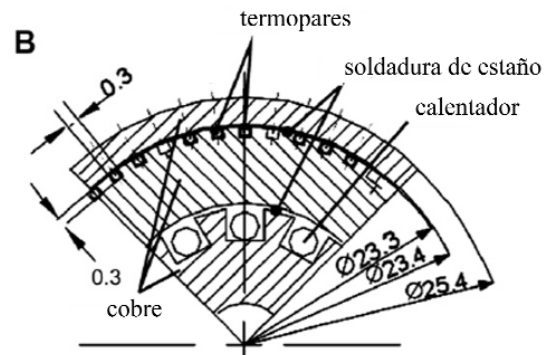
La sección transversal del tubo mostrada en la Figura 2 de la Parte Ia se ha completado en la Figura 1 con las posiciones acimutales de los termopares en las dos secciones de medición, la *principal* estando situada algo a la izquierda del centro del visor de cristal (100mm de diámetro libre) en el evaporador (Figura 1, Parte Ia, foto), y la *secundaria* desplazada axialmente a la derecha en 30 mm. A través del presente documento, los puntos de los datos para las dos secciones transversales están caracterizados mediante símbolos grandes (principal) o pequeños (secundaria) (para las nuevas mediciones), como por ejemplo en la Figura 3.

En 2003, toda la superficie del tubo se ha sometido a chorro de arena secuencialmente con dos tamaños del grano de corindón,

como se describió en la Parte Ia. Esto dio como resultado un valor medio de $0.55 \mu\text{m}$ para la altura media R_a de la rugosidad, con una distribución comparativamente amplia, $0.4 \leq R_a \leq 0.7 \mu\text{m}$, para cursos individuales de medición en varias localizaciones de la superficie, analizadas por *Luke (2006)* y *Kotthoff y Gorenflo (2009)*.



Tubo de Cu de 25mm, con doble chorreado de arena
Grano de corindón: 20-30 μm , 5 bar, luego 50-80 μm , 1.5 bar
Sección transversal principal: $R_a = 0.52 \mu\text{m}$
Sección transversal secundaria: $R_a = 0.51 \mu\text{m}$



termopares, 0,25mm de diámetro exterior
24 en el centro de la longitud del tubo (principales)
12 desplazados axialmente a 30mm (secundarios)

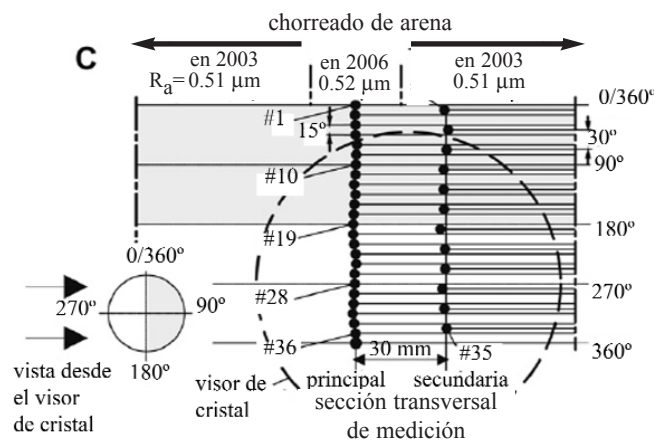


Figura 1: A) Sección transversal del tubo de prueba, conforme a escala; B) Detalle del tubo de prueba, conforme a escala; C) Posiciones acimutales (circunferenciales) de los termopares en las dos secciones de medición

Luego al área que contiene la sección principal de las mediciones se le pasó un rodillo reduciendo R_a a $0.10 \mu\text{m}$ (análisis de la rugosidad en *Kotthoff et al. (2006)* y *Kotthoff y Gorenflo (2009)*, junto con los resultados de transmisión de calor en este último), y esta área se sometió a doble chorreado de arena de nuevo en 2006 ensayando de conseguir la misma altura media de rugosidad como la existente para la sección transversal secundaria. Antes de comenzar los nuevos experimentos de transmisión de calor en 2008, se midió de nuevo la rugosidad resultando valores medios de $0.52 \mu\text{m}$ para la sección transversal principal y de $0.51 \mu\text{m}$ para la secundaria (es probable que la reducción de 0.55 (valor inicial en 2003) a $0.51 \mu\text{m}$ estuviera causada por las mediciones de transmisión de calor y varios procedimientos de limpieza entre 2003 y 2008).

Para conseguir límites globales de error tan estrechos como provienen de algunas secuencias de $\Delta T(\phi)$ para flujos caloríficos pequeños $q \leq 1 \text{ kW/m}^2$ ($o < 0.1 \text{ W/cm}^2$, respectivamente), por ejemplo en las Figuras 3 y 5, existen varias condiciones de diferente tipo que se han cumplido en la investigación presente (y en las mediciones previas con el mismo equipo):

(A) Las fluctuaciones de la energía que entra al tubo se minimizaron estabilizando la tensión en cc del calentador y aislándole del suministro principal.

(B) Las temperaturas absolutas T_f del fluido en la piscina se midieron con termómetros de resistencia (Pt100) calibrados a intervalos regulares de tiempo. Las mediciones de la temperatura de saturación y de la presión se comprobaron siempre mediante los datos de REFPROP u otras bases de datos fiables, y la concordancia estaba dentro de 0.01 K y 0.01 bar o mejor (para casi 25 fluidos diferentes investigados durante la pasada década, cf. por ejemplo *Gorenflo y Kenning, 2010*), demostrando esto principalmente que no existen impurezas perturbadoras en la piscina.

(C) La piscina estuvo controlada por termostatos exactamente a la temperatura de saturación correspondiente a la presión constante elegida para un determinado curso experimental en el caso de la ebullición nucleada o pelicular, y en el caso de convección libre supercrítica a la temperatura que se deduce de la Ecuación de Estado para la densidad y la presión en la piscina. Este fue realizado mediante un ajuste sensible, independiente del tiempo (C,a) de la temperatura del aire en la cámara que contiene el circuito del fluido para la prueba y (C,b) de la temperatura del fluido en el circuito de enfriamiento – con aproximación de la última a la temperatura de la piscina para los flujos caloríficos más pequeños investigados y llegando a esta temperatura para $q = 0$ al final del curso, ver también (F,c). Para los flujos caloríficos elevados, puede calentarse la pared del tubo que retorna fluido a la piscina (pero esto sólo es necesario en experimentos con ebullición de mezclas compuestas de componentes con amplio intervalo entre sus temperaturas de saturación).

(D) La estructura interna del tubo de prueba no debe contener

resistencias (desconocidas) a la transmisión local de calor. Para conseguir esto, (D,a) todas las partes del tubo se soldaron con estaño en una caja de manipulación con guantes bajo atmósfera reductora para evitar partículas sólidas de óxido en la soldadura líquida, (D,b) habiendo producido antes una cubierta homogénea de la soldadura en todas las superficies que se han de combinar, incluidas las superficies del calentador de resistencia y de los termopares.

(E) Los termopares (E,a) tienen juntas de medición que están aisladas de su pared externa (de metal), (E,b) se han originado por la misma secuencia de producción, (E,c) tienen un diámetro exterior de 0.25 mm y están situados en acanaladuras axiales de $0.3 \times 0.3 \text{ mm}$ para minimizar errores en su posición radial, y (E,d) tras introducir el último en su acanaladura, se inició el enfriamiento en el extremo sellado del tubo, procediendo lentamente hasta el otro extremo (situado más alto), mientras se aportaba (por éste) permanentemente soldadura líquida para compensar por el proceso de retracción durante la solidificación.

(F) Tratamiento de las señales de medición (= tensiones termoeléctricas): (F,a) Para evitar cualesquiera conmutadores (que producen voltajes termoeléctricos adicionales) antes de amplificar el voltaje termoeléctrico, se dotó cada termopar con su amplificador separado y junta separada de referencia en la piscina. Cada circuito amplificador incluye filtro contra paso de bajas frecuencias de 0.1 Hz para reducir el ruido más alto de la frecuencia, y la salida se conectó a un panel de captación de datos con convertidor A/D de 64 canales de 16 bit. Cada segundo se tomaron muestras de todos los canales y se integraron a un valor medio para cada canal aproximadamente durante 1.5 min (diagrama superior de la Figura 2). (F,b) Todas las conexiones entre los diferentes metales en el recorrido al amplificador se montaron en bloques de cobre en la cámara para el circuito de prueba, que tiene ajuste sensible de la temperatura del aire (véase C,a) a fin de evitar voltajes termoeléctricos distorsionadores. (F,c) Todos los cursos de medición finalizaron con el flujo calorífico q desde el tubo que se aproxima a cero en condiciones de estado estacionario, es decir la temperatura del fluido en el circuito de enfriamiento alcanzando la temperatura del fluido en la piscina. Continuó el registro de los termopares y la lectura de cada termopar a $q=0$ se usó para corregir todas las lecturas de este termopar durante el curso, es decir a $q>0$.

Esto se muestra en el diagrama superior de la Figura 2 para un ejemplo a una presión reducida muy elevada ($p^* > 0.96$) con un ΔT medio pequeño $\approx 0.02 \text{ K}$ ó 20 mK , así puede verificarse la dispersión general de todas las señales dentro de $\pm 0.02 \text{ K}$ (conteniendo ya las correcciones por las lecturas a $q = 0$) y también la dispersión más pequeña para cada uno de los termopares. Se necesita un intervalo de tiempo aproximadamente de 1.57 min entre cada medición para realizar todas las mediciones secuenciales (todas las ΔT 's, Pt's 100, transmisor de presión, voltaje, corriente, etc.) y se utiliza para la integración de las señales para cada termopar; las líneas coloreadas combinando las mediciones se han añadido sólo para un seguimiento más fácil de la

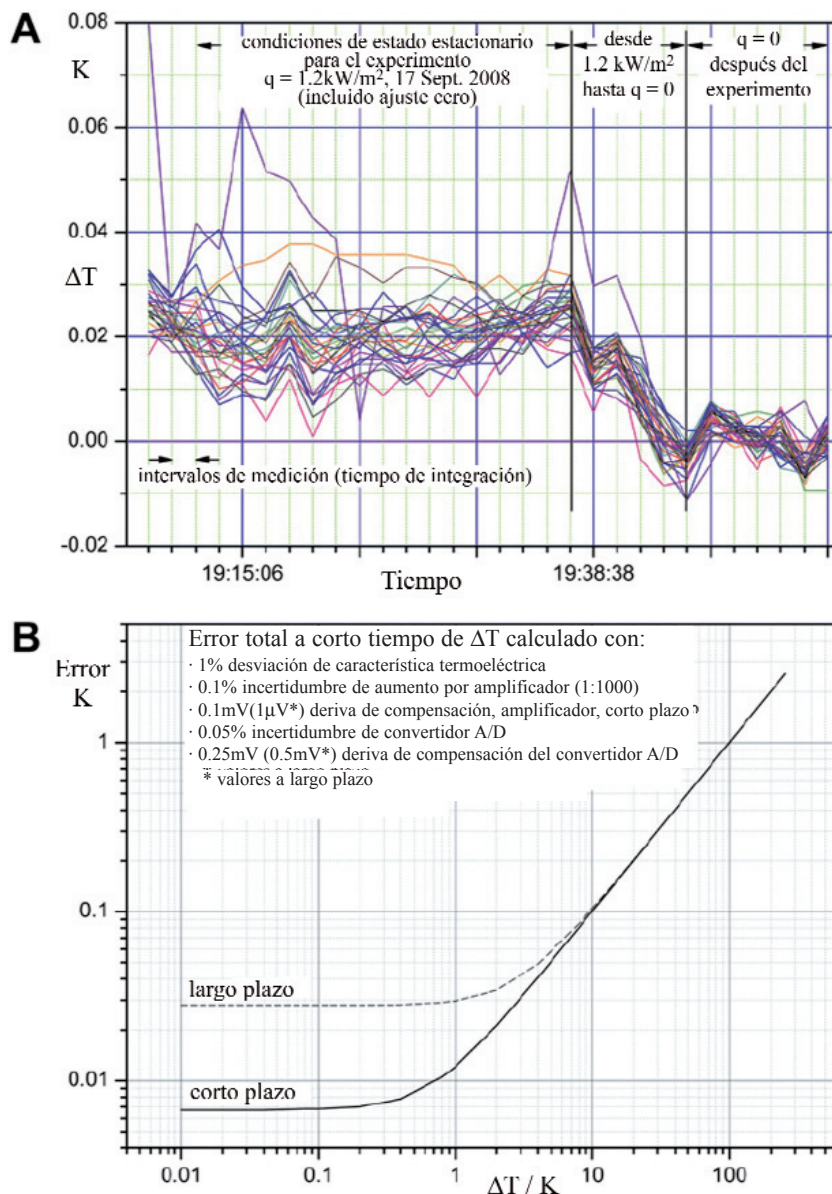


Figura 2: Error de la medición de ΔT . Ejemplo: R125 y tubo de cobre de 25 mm. A) Dispersión de las lecturas del termopar para un ejemplo con un ΔT medio pequeño $\approx 0.02 \text{ K}$ a $p^* > 0.96$; B) Contribuciones máximas de los componentes al error “de corta duración” (corto plazo) que termina a casi $\pm 7 \text{ mK}$ para $\Delta T < 0.1 \text{ K}$, desviaciones incluidas

variación de cada señal. Si la dispersión para uno o dos termopares es mucho mayor que para el resto, se excluirán de la medición para este punto de datos, por ejemplo uno con picos a 0.06 o 0.05K para 19:15 o 19:37, respectivamente.

En el diagrama inferior de la Figura 2 se da un listado de las contribuciones máximas de los componentes al error en la medición del ΔT , que están dominadas a un ΔT elevado por la desviación de $\pm 1\%$ de la característica termoelectrica y finalizan a casi $\pm 7 \text{ mK}$ para $\Delta T < 0.1 \text{ K}$, con una “corta duración” (corto plazo) correspondiente al tiempo requerido para un curso entero a $p = \text{constante}$ (= unas pocas horas).

Hay que agregar una declaración final sobre la historia del tubo: Se fabricó en el año 2000 y se estableció con 24 termopares en la sección principal y con 12 en la secundaria (y 12 acanaladuras adicionales equidistantes sin termopares para conseguir una simetría total, Figura 1B). En el ínterin, se han aplicado 7 estructuras diferentes de superficies y se las quitaron (excepto la última), tres de ellas conteniendo cavidades artificiales, llamadas “macro cavidades” (200 x 100 x 50 micrones, cada una) fabricadas por Wieland AG, Ulm.

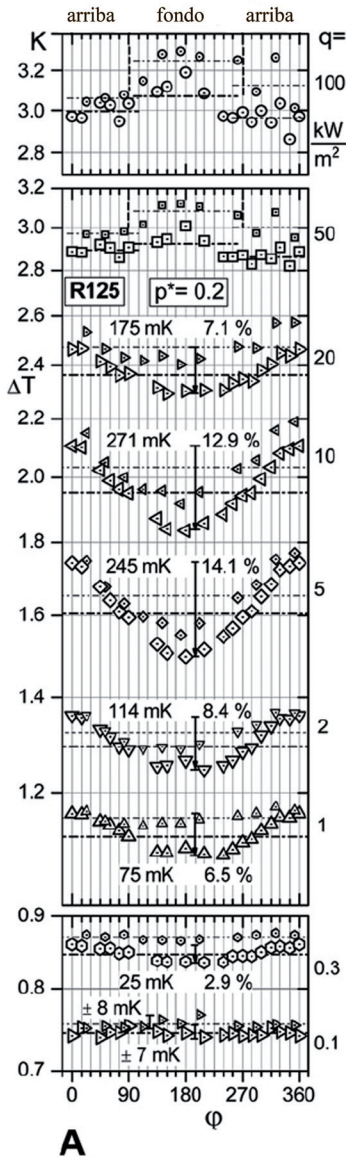
Como resultado, el diámetro disminuyó desde 25.4 hasta 25.0 mm, y en la manipulación relacionada con varias modificaciones se han “perdido” seis termopares en la sección principal y uno en la secundaria. Esto puede verificarse observando detenidamente las secuencias de $\Delta T(\phi)$ de la Figura 3, porque los diagramas en la columna (B) originados por las mediciones con el primer tratamiento de la superficie (chorreado fino de arena) contienen todos los 24 y 12 termopares, mientras faltan los datos de las localizaciones para ϕ en 30, 105, 120, 165, 195, 225 y 232.5° en la columna (A) originada de las últimas (actuales) mediciones con R125 y la superficie tratada con doble chorreado de arena. (En *Kotthoff et al. 2006*, cuatro termopares más en la sección transversal secundaria se dieron por defectuosos, pero sus problemas estuvieron causados por defectos en las conexiones externas al termopar y posteriormente se repararon).

3. EBULLICIÓN NUCLEADA

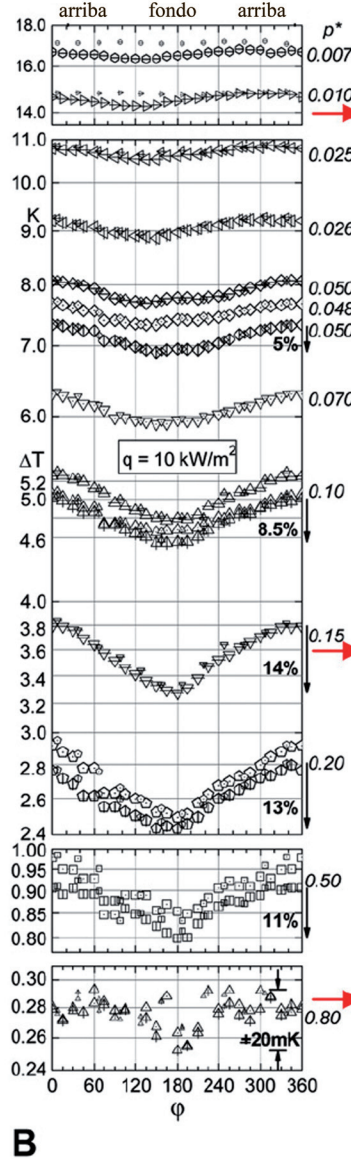
En el pasado se ha investigado bastante extensamente la variación con ángulo circunferencial ϕ del sobrecalentamiento ΔT (local) de la pared de este tubo para **ebullición nucleada** del R134a, propano y 2-propanol, en varias superficies diferentes, ver por ejemplo el resumen en *Kotthoff et al. (2006)* y más recientemente *Kotthoff y Gorenflo (2009)*.

Las nuevas mediciones con R125, mostradas para una amplia gama de flujos caloríficos a presión reducida constante *intermedia* $p^* = 0.2$ en la Figura 3 (columna (A) de los diagramas), confirman los resultados anteriores, cuyos ejemplos se dan en la columna (B) con las fotos correspondientes en la columna (C). Existe un mínimo de ΔT en la parte baja del tubo para densidades intermedias de los sitios de nucleación activos (es decir, presiones reducidas y flujos caloríficos, ambos intermedios), que es causado por la *intensificación* por evaporación y por con-

Tubo de Cu, D = 25.0 mm
 doble chorreado de arena, 0.52/0.51 μm
 símbolos grandes: sección transversal principal
 símbolos pequeños: sección transversal secundaria



Tubo de Cu, D = 25.4 mm
 chorreado fino de arena, $R_a = 0.25 \mu\text{m}$
 Δ, \diamond, \dots Propano Φ, Ψ, \dots R134a
 Δ, \diamond, \dots 2-Propanol



Formación de burbujas
 a flujo calorífico constante $q = 10 \text{ kW/m}^2$
 y tres presiones reducidas

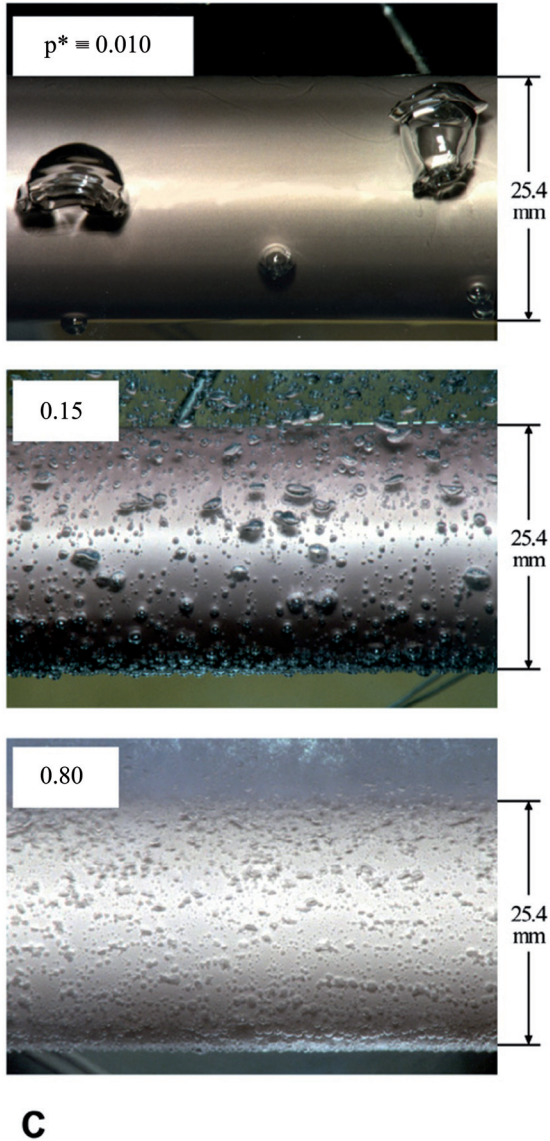


Figura 3: Variación del sobrecalentamiento local de la pared con ángulo circunferencial ϕ (A), (B), y ejemplos de formación de burbujas (C) en tubo de cobre de 25 mm (B, C según Kothhoff et al. 2006, modificado). A) Nuevos datos para R125 ($\text{CHF}_2\text{-CF}_3$) en superficie con doble chorreado de arena; variación del flujo calorífico q a presión reducida constante intermedia $p^* = 0.2$; B) Datos anteriores para 3 fluidos en superficies con chorreado fino; variación de la presión reducida p^* a flujo calorífico intermedio constante $q = 10 \text{ kW/m}^2$; C) Formación de burbujas para 3 presiones reducidas a $q = 10 \text{ kW/m}^2$ en superficie con chorreado fino (dos p^* más bajas: 2-propanol, p^* más alta: R134a)

vección de la transmisión de calor debida a las burbujas cuando crecen en los sitios de nucleación de las partes más bajas del tubo y entonces se deslizan hacia arriba en estrecho contacto con la capa límite sobrecalentada próxima a la pared.

El mínimo de ΔT se extiende más o menos sobre toda la mitad inferior del tubo en la columna (A), y la secuencia de los puntos de datos concurre con las líneas horizontales de punto y trazo en el centro de la circunferencia (90 o 270°) – para todos los flujos caloríficos con un mínimo de ΔT en esta columna. Las

líneas indican los valores medios de ΔT para las dos secciones transversales (las de trazo grueso para la principal, las de trazo delgado para la secundaria), y fueron utilizadas en la definición de los coeficientes α de transmisión de calor, discutidas en la Parte Ia (y Ib) del documento.

Una comparación detallada de las secuencias de $\Delta T(\phi)$ para las secciones transversales principal y secundaria en la columna (A) de la Figura 3 revela que:

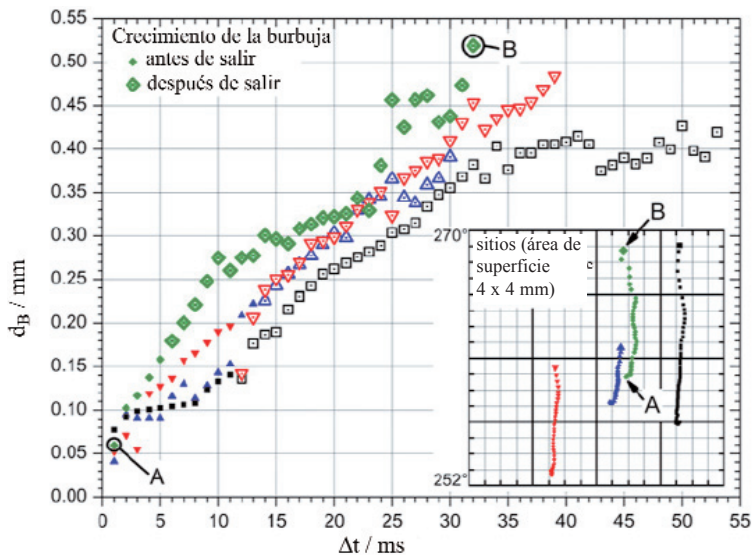


Figura 4: Ejemplos de evaporación adicional adentro de las burbujas deslizantes hacia arriba ligeramente por debajo del centro del tubo (270°). 2-propanol en tubo de cobre de 25 mm con superficie tratada con doble chorreado de arena, $p^* = 0.1$, $q = 5 \text{ kW/m}^2$, (de *Kotthoff y Gorenflo, 2009*)

- Las secuencias para $q = 0.1 \text{ kW/m}^2$ sin formación de burbujas coinciden dentro de unos pocos mK.

- Sólo existe una tendencia muy ligera para formar un mínimo de ΔT para la sección transversal secundaria (símbolos pequeños) a 0.3 y 1 kW/m^2 , mientras que el mínimo ya puede reconocerse bastante bien para la sección transversal principal (símbolos grandes) a estos flujos caloríficos; parece que se forman menos burbujas en las partes más bajas del tubo en el primer caso, que no son suficientes para reducir significativamente ΔT por la transmisión de calor adicional relacionada con el proceso de deslizamiento.

- El ΔT medio es más elevado para la sección transversal secundaria (líneas de trazo y punto delgadas) a todos los flujos caloríficos hasta el más elevado, con diferencias incrementándose continuamente desde 11 mK o 1.5% (sin formación de burbujas a $q = 0.1 \text{ kW/m}^2$) hasta 148 mK o 4.9% (a 20 kW/m^2), excepto para $q = 2 \text{ kW/m}^2$, donde es ligeramente más pequeño que para *ambos* valores de q (1 y 5 kW/m^2) contiguos. (Los tamaños en % están siempre relacionados a las bases de las flechas.) La razón puede ser que existen un poco menos cavidades idóneas para la formación de burbujas a pequeñas presiones reducidas dentro de la dispersión de la rugosidad próxima a la sección transversal secundaria que próxima a la principal – a pesar de los valores casi idénticos de R_a . Por otra parte este no es el caso a altas presiones reducidas como se deduce de la Figura 5. De nuevo se demuestra que un *sencillo* parámetro de rugosidad (además *integral*) no es suficiente para describir la influencia del patrón de rugosidad en la pared calentada en la ebullición nucleada (cf. por ejemplo *Kotthoff y Gorenflo, 2009*).

Para todas las mediciones con variación acimutal significativa de ΔT , los flujos caloríficos *locales verdaderos* a la superficie

del tubo difieren notablemente de los valores de q calculados para $q = q_{el} = Q_{el}/A$ y dados en el lado derecho de los diagramas, debido a la conducción acimutal de calor dentro del cilindro (completamente relleno con cobre), que ocasionará un flujo calorífico dentro de la pared desde la parte superior hasta la inferior del tubo y *reducirá* el flujo calorífico hasta la superficie en la parte superior, *aumentándolo* entretanto en la parte inferior. Esto se ha demostrado en cálculos por *Kaupmann (1999)* y *Danger (2004)*. Para una diferencia aproximada de 5% en ΔT entre el valor mínimo y el medio, los límites son $0.5 \leq q_{loc}/q_{el} \leq 1.3$ y $0.45 \leq \alpha_{loc}/\alpha_m \leq 1.35$ (ver por ejemplo el resumen en *Kotthoff et al. 2006*).

Sin embargo, los coeficientes integrales α de transmisión de calor tratados en la Parte Ia (y Ib) sólo varían porcentualmente poco (menos de 3% para diferencias de $\Delta T < 20\%$), si el cálculo de las secuencias de $\Delta T(\varphi)$ con mínimo se basa en flujo calorífico puramente radial o sobre la variación local verdadera de q , respectivamente (*Kaupmann, 1999*). Por consiguiente, el cálculo de los coeficientes de transmisión de calor para $q = \text{constante} = q_{el}$ no se ha modificado en la Parte Ia (y Ib) por razones de simplicidad.

En la Figura 4 se representa un ejemplo cuantitativo de la evaporación adicional dentro de las burbujas deslizantes, que continua casi hasta la mitad del tubo (90 o 270°) (de *Kotthoff y Gorenflo, 2009*) para cuatro burbujas que se originan desde los sitios de nucleación situados casi $2\text{-}4 \text{ mm}$ por debajo del centro (270°). Se demuestra que la intensidad de crecimiento después de la salida permanece aproximadamente igual que antes (símbolos vacíos o rellenos), donde la salida se define como movimiento del final inferior de la burbuja hacia arriba, lejos del sitio de nucleación. Esto subraya la importante contribución “directa” de las burbujas deslizantes para la transmisión de calor, además de su contribución (indirecta) por la “siembra” de sitios activos (*Kotthoff y Gorenflo, 2009*) y la convección intensificada en la estela (*Kenning y Bustness, 2009*).

La intensificación de la transmisión de calor se desvanece tan pronto como las burbujas pierden el contacto con la capa límite sobrecalentada próxima a la pared, como se supone que tenía que haber sucedido durante los últimos 20 ms en el caso de la burbuja rastreada casi hasta la mitad del tubo (cuadrados), porque no crece más en este período de tiempo (de modo similar a los últimos 6 ms en caso de los rombos). Y en la mitad superior del tubo no existe en absoluto este tipo de intensificación.

También pierde importancia en la mitad inferior y desaparece el mínimo en ΔT , si la densidad de los sitios activos llega a ser elevada ($q > 20 \text{ kW/m}^2$, dos flujos caloríficos en la parte más alta en la columna (A) de la Figura 3) o el número de burbujas llega a ser pequeño o cero ($q \leq 0.3 \text{ kW/m}^2$, dos flujos caloríficos en la parte más baja).

Una detallada comparación de los datos para los dos flujos caloríficos más elevados (100 y 50kW/m²) revela que los valores de ΔT en la mitad inferior del tubo son ligeramente *mayores* que en la parte superior como se desprende del sobrecalentamiento medio que es 70 o 110 mK (2.5 o 3.5%) más elevado (aproximadamente) que para la mitad superior en el caso de $q = 100\text{kW/m}^2$ (líneas de trazo y punto). Esto puede estar causado por la acumulación en una capa densa de burbujas debajo del tubo que impide que penetre suficiente líquido con la temperatura T_s hasta la superficie del tubo, y aumenta ligeramente el sobrecalentamiento de la pared y de su vecindad inmediata. Para $q = 50 \text{ kW/m}^2$, el efecto se reduce hasta 60 o 30 mK (aproximadamente 2 o 1% del valor medio de ΔT), y a 20 kW/m² empieza a desarrollarse el mínimo.

También existe la misma tendencia como para los dos flujos caloríficos *más bajos* (0.3 y 0.1kW/m²) a presión constante (intermedia) $p^* = 0.2$ para flujo constante *intermedio* $q = 10 \text{ kW/m}^2$, si la presión p^* es *muy pequeña*, porque el número de sitios activos es pequeño, incluso a 10 kW/m², y las burbujas se están haciendo muy grandes debido a la capa límite muy gruesa y al elevado sobrecalentamiento ($\Delta T > 14\text{K}$), como se muestra en el diagrama superior de la columna (B) y en la foto superior de la Figura 3 para $p^* = 0.01$ de *Kotthoff et al. (2006)*; los datos en (B) y las fotos se han tomado del documento anterior porque p^* se varió a valores mucho más bajos allí que en los nuevos experimentos con R125, y porque la transmisión de calor y la formación de burbujas será cualitativamente la misma para los cuatro fluidos de la Figura 3 a los mismos valores de q y p^* .

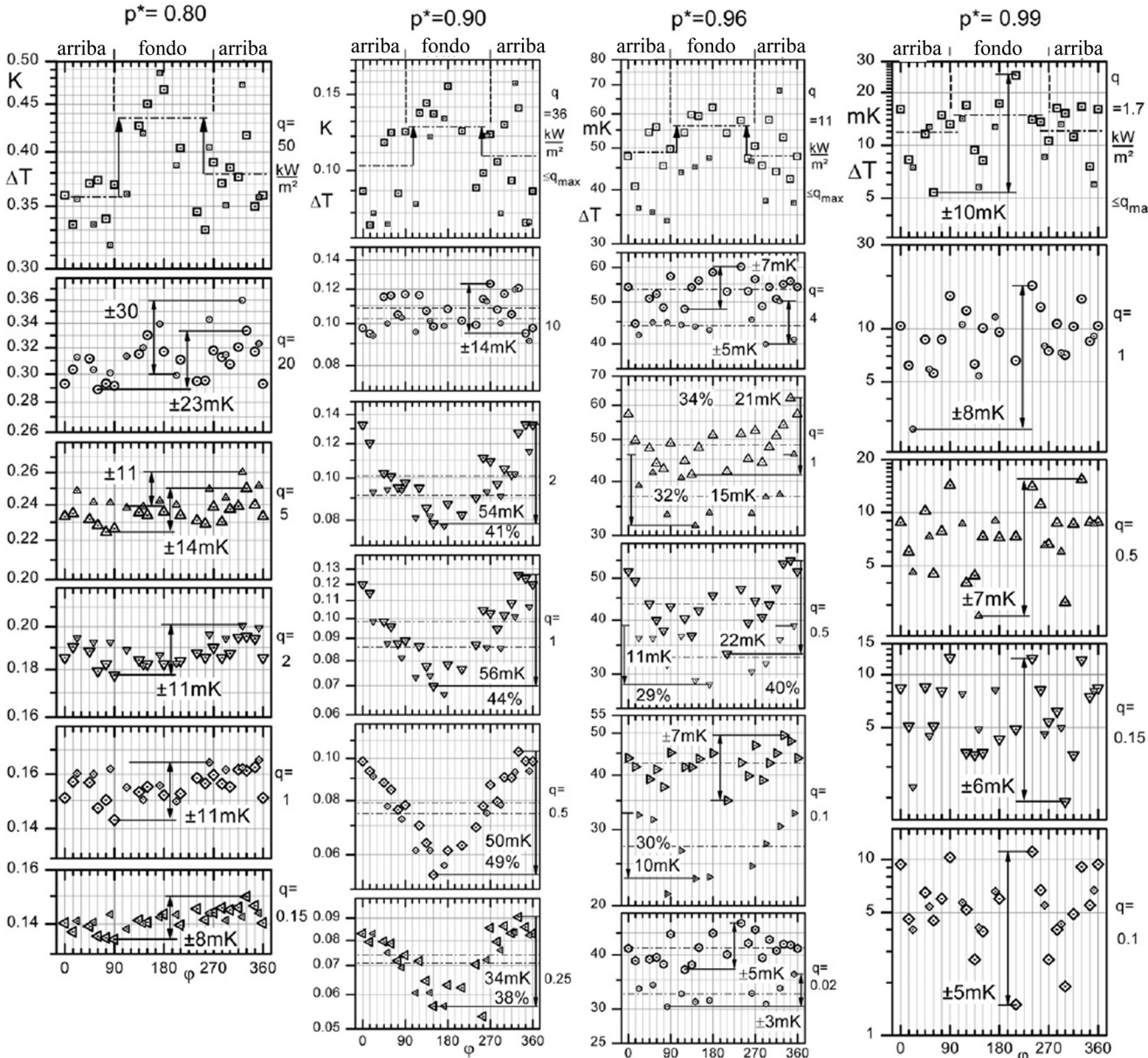


Figura 5: Secuencias de $\Delta T(\phi)$ en ebullición nucleada para un intervalo amplio de flujos caloríficos q a 4 presiones reducidas elevadas p^* (R125 en tubo de cobre de 25 mm)

También desaparece el mínimo en ΔT , si p^* llega ser muy elevada por la baja fuerza ascensional, burbujas diminutas, y la elevada densidad de sitios (incluso a valores pequeños de q) existentes a una alta p^* , como se muestra en la foto inferior y el diagrama para $p^* = 0.80$ abajo en la columna (B), con una dispersión global de ΔT dentro de $\pm 20\text{mK}$.

En la Figura 5 se muestra en detalle la influencia del flujo calorífico sobre las variaciones circunferenciales de ΔT a una alta p^* . En la columna a la izquierda a $p^* = 0.80$, la dispersión es más o menos la misma para todos los flujos caloríficos, excepto para $q = 50 \text{ kW/m}^2$, donde es notablemente más elevada y existe un máximo en ΔT en el fondo del tubo.

A partir de estos datos, se había llegado a la conclusión en el pasado de que la tendencia encontrada hasta $p^* = 0.80$ continuará a presiones reducidas más altas. Sin embargo, este no es el caso como se demuestra por los claros mínimos en las secuencias de $\Delta T(\varphi)$ para los cuatro flujos caloríficos más bajos entre 0.25 y 2 kW/m^2 a $p^* = 0.90$ en la Figura 5. A $p^* = 0.93$, el resultado de las nuevas mediciones es similar (*Windmann, 2008*), mientras tiende a desaparecer el efecto a $p^* = 0.96$, y se ha desvanecido en la dispersión global entre $\pm 6 \text{ mK}$ y $\pm 10 \text{ mK}$ en valores muy pequeños

de ΔT para los cinco flujos caloríficos medidos en la ebullición nucleada a $p^* = 0.99$ (en las dos columnas a la derecha Figura 5).

El efecto puede explicarse usando las fotos del R125 a $p^* = 0.90$ en la Figura 6, arriba: a la izquierda de (A), la cámara se enfocó al plano que contiene la línea axial más alta del tubo, y son visibles muchas burbujas muy diminutas que se producen allí y suben. Dos de las más grandes – con mucho – se muestran en la parte frontal del termómetro Pt100, en la foto superior a la izquierda, con un pelo a efectos comparativos (= Figura 4 en la Parte Ia).

A la derecha de (A), la cámara se enfocó a 9 mm frente a ese plano mostrando burbujas mucho más grandes dentro del borde exterior del enjambre ascendente (que se contrae por encima del tubo), que están viniendo del fondo del tubo. Las burbujas ligeramente más grandes que para 20 W/m^2 pueden observarse para el flujo calorífico más elevado $q = 0.1 \text{ kW/m}^2$ en (B), y las burbujas ascendentes desde abajo son incluso más grandes para 1 y 5 kW/m^2 en la parte baja de la Figura 6 ($p^* = 0.90$ para todas las fotos de esta figura).

Las burbujas grandes que impulsan todo el enjambre (desde su borde externo) se produjeron en la parte baja del tubo, porque el

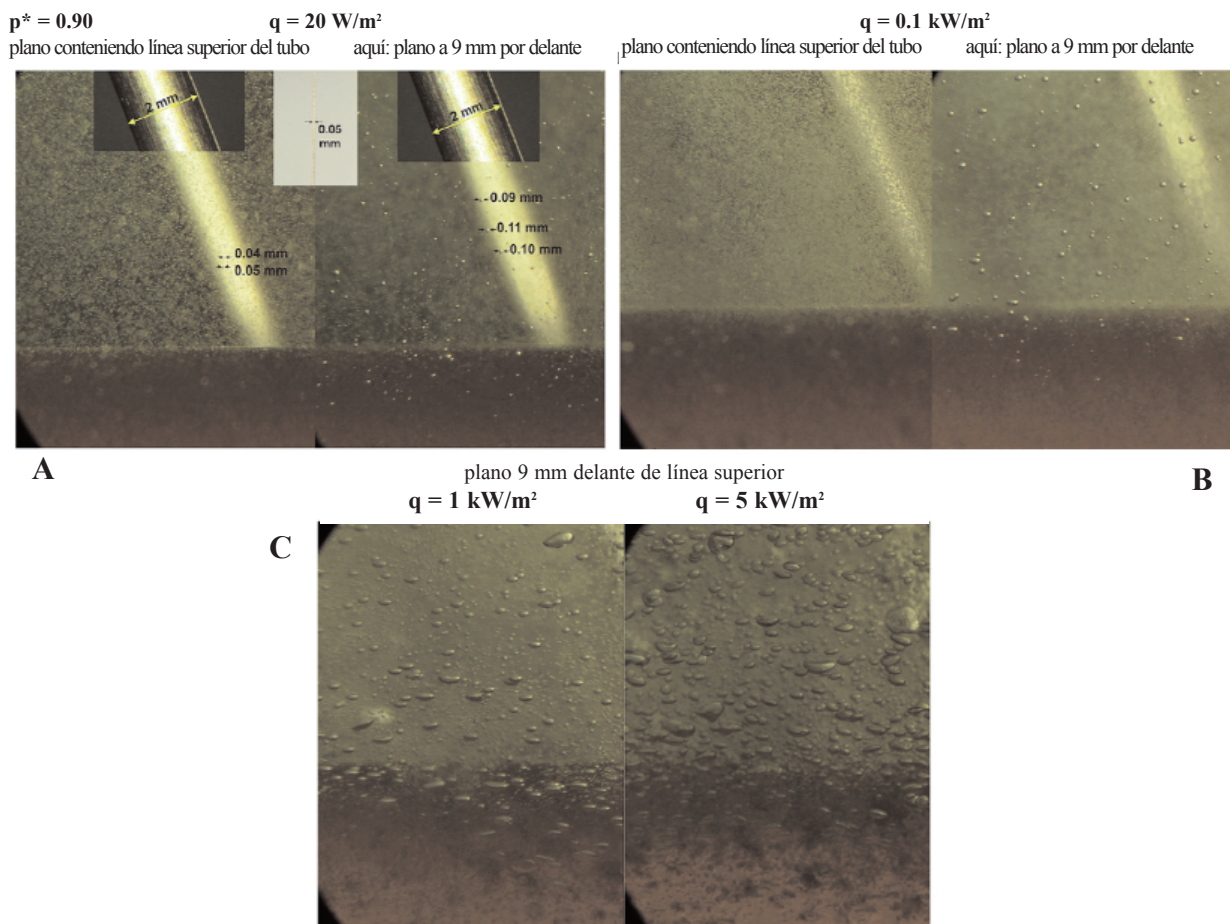


Figura 6: Formación de burbujas en ebullición nucleada para 4 flujos caloríficos q a $p^* = 0.90$ (R125, tubo de cobre de 25 mm). Arriba: Comparación de burbujas diminutas que se originan desde la parte superior del tubo (a la izquierda de A y B) con burbujas más grandes procedentes de la parte inferior (a la derecha de A y B). Abajo: Dos flujos caloríficos más elevados

tiempo de crecer en los sitios de nucleación activos de la parte baja se prolonga por la resistencia de la pared (contra movimiento vertical), y el tiempo para el deslizamiento hacia arriba se prolonga por una pequeña fuerza ascensional, y la aglomeración en el deslizamiento hacia arriba se intensifica por una tensión superficial pequeña. Por otra parte, las fluctuaciones turbulentas se suprimen (también por la fuerza ascensional pequeña), resultando en un movimiento lento laminar estrictamente paralelo de las burbujas, sin perturbar el patrón circunferencial de ΔT .

De la misma manera que en la presión reducida intermedia $p^* = 0.2$ (Figura 3A), la intensificación de la transmisión de calor por las burbujas deslizantes pierde importancia para flujos caloríficos más elevados, también en el intervalo de presión comprendido entre 90 y 96% de p_c – visto a $q = 10 \text{ kW/m}^2$ para

$p^* = 0.90$ y ya a 4 kW/m^2 para $p^* = 0.96$ – porque la densidad de los sitios activos se hace más elevada en toda la superficie calentada e impide que las burbujas deslizantes entren en contacto con la pared, o incluso la capa (muy delgada) de líquido sobrecalentado en la zona limitrofe.

Y a flujos caloríficos muy próximos a q_{max} en los diagramas superiores de la Figura 5, las secuencias de $\Delta T(\phi)$ revelan la tendencia que se había analizado ya en la Figura 3, con valores de ΔT ligeramente más altos en las partes más bajas del tubo que las más altas (flechas señalando hacia arriba), debido a la densa acumulación de burbujas en la capa debajo del tubo, impidiendo que suficiente líquido a T_s alcance la superficie del tubo. El efecto disminuye desde 50 mK o más a $p^* = 0.80$ a 7 u 8 mK a $p^* = 0.96$, y se ha desvanecido (casi) a $p^* = 0.99$.

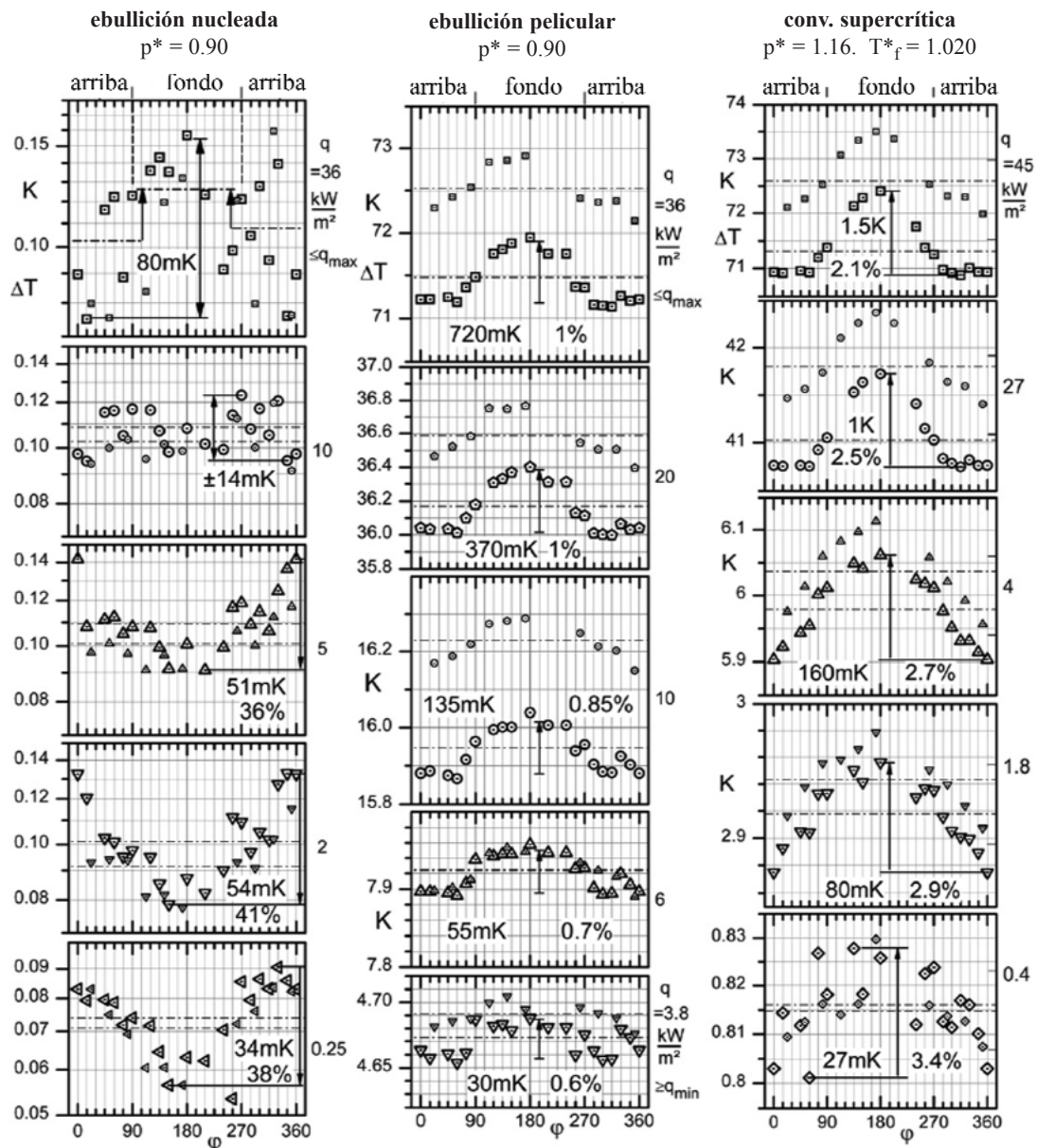


Figura 7: Secuencias de $\Delta T(\phi)$ en ebullición nucleada, ebullición pelicular y convección libre supercrítica a presiones reducidas constantes p^* para un intervalo amplio de flujos caloríficos q (R125 en tubo de cobre de 25 mm)

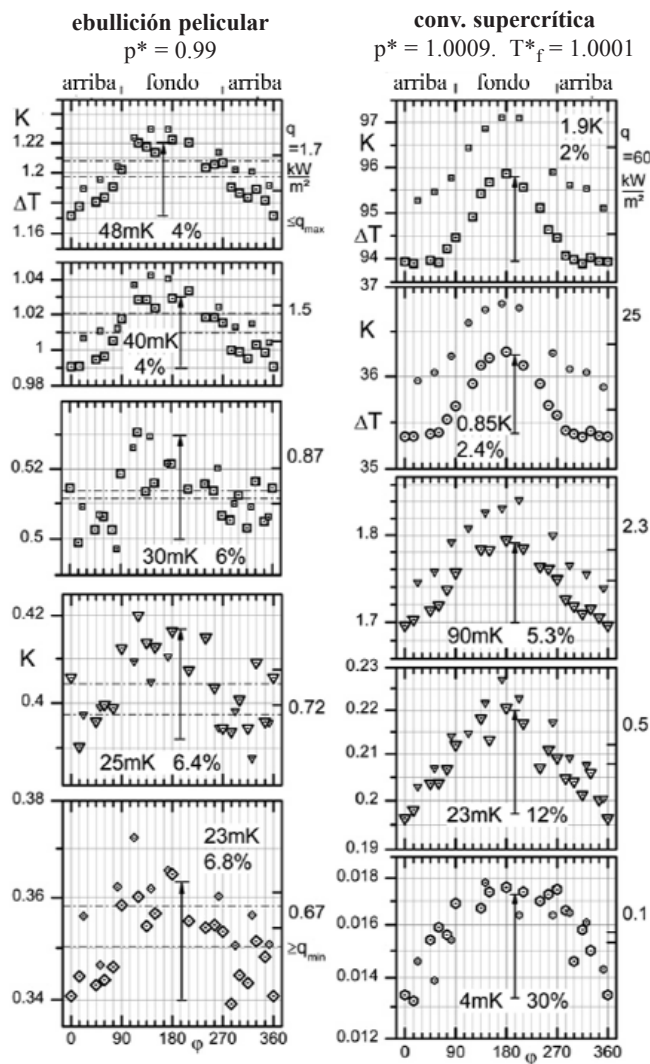


Figura 8: Secuencias de $\Delta T(\phi)$ en ebullición pelicular y convección libre supercrítica para dos presiones reducidas p^* cercanas al Punto Crítico y varios flujos caloríficos q (R125 en tubo de cobre de 25 mm)

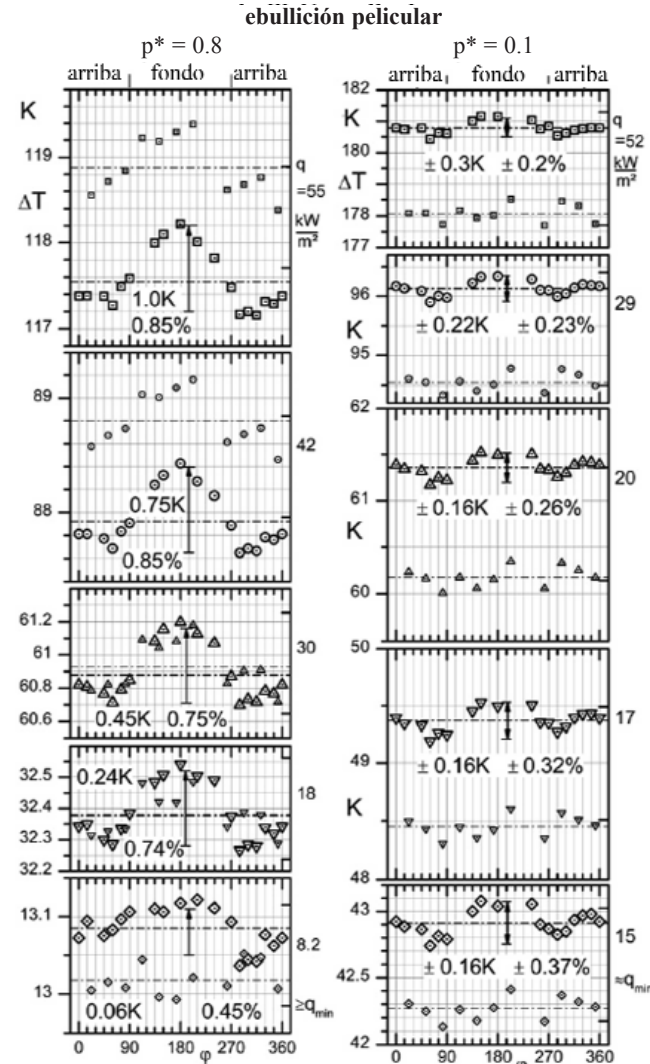


Figura 9: Secuencias de $\Delta T(\phi)$ en ebullición pelicular para presión reducida p^* alta o baja, y varios flujos caloríficos hasta q_{min} (R125 en tubo de cobre de 25 mm)

4. EBULLICIÓN PELICULAR Y CONVECCIÓN LIBRE MONOFÁSICA

En la Figura 7 se comparan algunos de los flujos caloríficos medidos para ebullición nucleada del R125 a $p^* = 0.90$ con la **ebullición pelicular** a la misma presión y ligeramente por debajo de q_{max} (= máximo flujo calorífico de ebullición nucleada) hasta ligeramente por encima de q_{min} (mínimo flujo calorífico de ebullición pelicular, cf. por ejemplo Figura 6 Parta Ia) y con **convección libre supercrítica** a la máxima presión investigada, $p^* = 1.16$, pero sobre un intervalo de flujos caloríficos (más o menos) diez veces más amplio que entre q_{max} y q_{min} . En ambos casos es claramente visible ahora un *máximo* de ΔT cerca de la parte baja del tubo, sin embargo con una extensión *relativa* mucho más pequeña que para el mínimo en la ebullición nucleada a $p^* = 0.90$. Su magnitud de casi el 1% permanece más o menos constante, hasta que q_{min} se aproxime por la ebullición

pelicular, y lo mismo se mantiene también para convección libre supercrítica a $p^* = 1.16$, sólo con una extensión relativa algo mayor de 2-3% y una tendencia a *incrementarse* (desde 2.1 a 3.4%), mientras está *decreciendo* en la ebullición pelicular (desde 1 a 0.7 o 0.6%), como se deduce de la comparación de las columnas en el centro y a la derecha de la Figura 7.

Esto implica que las cantidades *absolutas* de los picos decrecen más o menos en la misma forma que los propios sobrecalentamientos ΔT . El patrón con ΔT aproximadamente constante en (casi) toda la mitad superior del tubo y un pico en la parte baja predomina también para el fluido supercrítico y la ebullición pelicular más próxima al CP ($p^* = 1.0009$ y 0.99 , Figura 8), y para la ebullición pelicular a presiones reducidas más bajas, $p^* = 0.8$ y 0.1 , Figura 9 (con el pico (casi) desaparecido a $p^* = 0.1$).

Mientras la *forma* de las secuencias de $\Delta T(\phi)$, que se originan a partir de las dos secciones transversales de medición (a una distancia

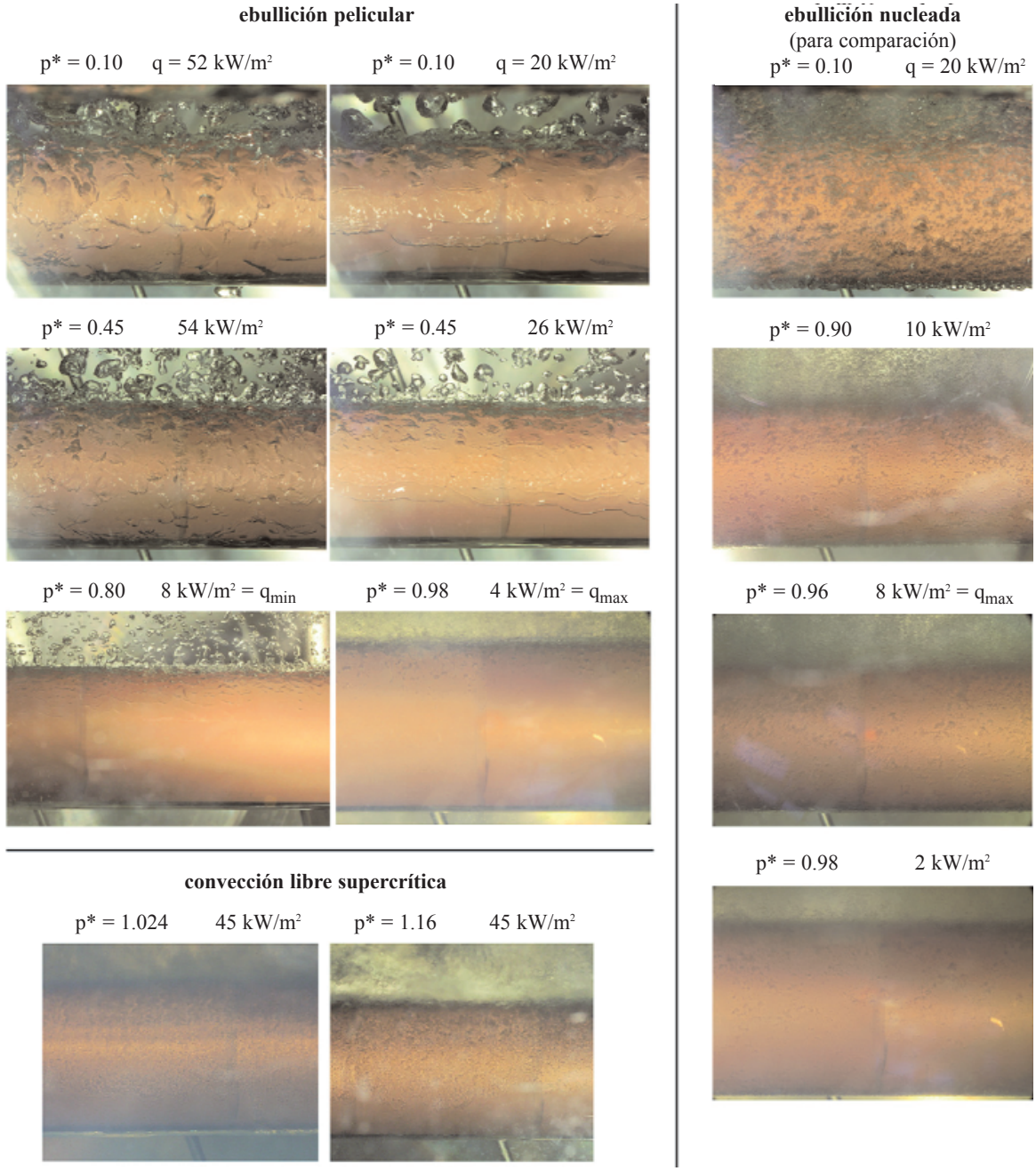


Figura 10: Fotos de ebullición pelicular y convección libre supercrítica a varios flujos caloríficos y presiones reducidas en comparación con la ebullición nucleada (R125 en tubo de cobre de 25 mm)

axial de 30 mm), es muy similar para todos los datos en las Figuras 7-9 al mismo flujo calorífico y presión, existe un *incremento sistemático* de ΔT de casi 1-2% en la sección transversal secundaria comparado con la principal para *flujos caloríficos elevados* y todas las presiones en convección libre supercrítica o $p^* \geq 0.8$ en ebullición pelicular, que desaparece hacia valores bajos de q .

En las Figuras 6 (Parte Ia) y 14 (Parte Ib), esto ha causado que símbolos pequeños se desplacen hacia ΔT ligeramente mayores, pero permaneciendo *dentro* de los grandes. Sin embargo, para $p^* = 0.8$ y q próximo a q_{\min} y para todos los flujos caloríficos a $p^* = 0.1$ en Figura 9, es lo contrario. Hasta ahora no se ha encontrado la razón para estas diferencias.

Los patrones de $\Delta T(\phi)$ en las Figuras 7-9 pueden explicarse usando las fotos en la Figura 10 (columnas a la izquierda y en el centro): Como se puede concluir a partir de la estructura ondulada irregular de la interfase vapor-líquido en la mitad superior del tubo en *ebullición pelicular*, la lámina será turbulenta en esta parte de la superficie calentada, y la acumulación de vapor cerca de la parte superior del tubo no lleva a una resistencia adicional a la transmisión de calor debido al movimiento vigoroso inducido aquí por liberación “burbujeante” del vapor de la pared (con la forma y tamaño de estas burbujas altamente diferenciados de los dados en la ebullición nucleada en las mismas condiciones mostradas para la comparación en la columna

a la derecha).

Con el aumento del flujo calorífico, la estructura ondulada de la interfase se desarrolla más abajo del tubo (cf. los dos flujos caloríficos a $p^* = 0.10$ y 0.45), pero próximo al fondo del tubo ($180 \pm 45^\circ$), el movimiento ascendente de la película de vapor comienza en forma laminar causando un capa ligeramente más gruesa de vapor combinada con una resistencia adicional de la transmisión de calor.

En el caso de la convección libre supercrítica, las agrupaciones turbulentas del fluido se forman también en la mitad superior del tubo para elevados flujos caloríficos (fotos para $p^* = 1.16$ y 1.024 abajo en la Figura 10), causando el mismo patrón de las secuencias de $\Delta T(\phi)$ como en la ebullición pelicular. Acercándose aún más al CP, como por ejemplo para $p^* = 1.0009$ en la Figura 8, la estructura de la capa límite alrededor del tubo ya no puede distinguirse en las fotos debido a la opalescencia crítica del fluido en la piscina - mientras el estado en la capa límite está lejos del supercrítico como se deduce de $\Delta T > 30K$ para $q \geq 25kW/m^2$, en la Figura 8.

A diferencia de los dos flujos caloríficos más elevados en convección libre supercrítica en las Figuras 7 y 8 (columnas a la derecha), ΔT ya no es constante en las partes superiores del tubo para los tres flujos caloríficos más pequeños. En vez de esto, los picos (parabólicos) se extienden sobre toda la superficie del tubo indicando que el movimiento del fluido permanece estrictamente laminar - como se puede concluir de la dispersión comparativamente estrecha dentro de las secuencias de $\Delta T(\phi)$.

Para los dos flujos caloríficos más pequeños en la Figura 8 a la derecha, la extensión relativa de los picos aumenta a 12% y hasta 30% - a pesar de la pequeña variación absoluta de ΔT de 23 o 4 mK - debido a que el estado del fluido dentro de la capa límite pasa el CP en una vecindad muy próxima a lo largo de la isóbara $p = p_c + 33$ mbar - esto es idéntico a la isóbara $T = T_c + 34$ mK, excepto para poco porcentaje del espesor de la capa próxima a la pared calentada en el último caso (cf. la isóbara $p^* = 1.0009$ con la isoterma $T^* = 1.0001$ en la Figura 16, Parte Ib) - resultando en una tremenda variación de la densidad desde $\rho_f = (1.05 \times \rho_c) = 603$ kg/m³ en la piscina o las partes exteriores de la capa límite hasta $\rho_w = \rho(T_f + \Delta T) = 514$ kg/m³ para el fluido en contacto con

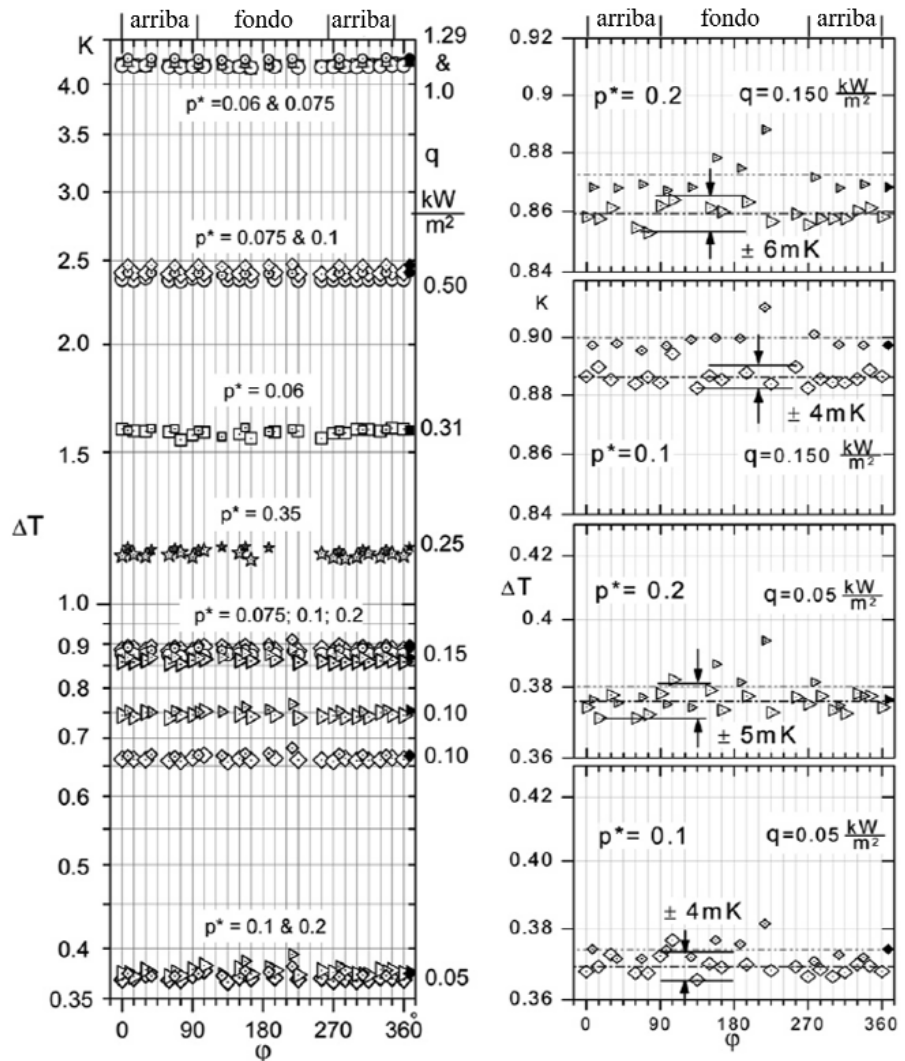


Figura 11: Todos los datos existentes de $\Delta T(\phi)$ para convección libre monofásica en la región subcrítica (lejos del CP) con R125 y tubo de 25 mm (de Ninkovic, 2008; esos datos contienen un error de $\pm 15^\circ$ para cada termopar, que ha sido eliminado en los diagramas precedentes)

la pared calentada (usando como valor intermedio de $\Delta T = 15$ mK para el ejemplo).

La tendencia del pico a desaparecer en la ebullición pelicular en cuanto se aproxima a q_{min} , resulta de las fluctuaciones en la película de vapor que ocurren brevemente antes de que se rompa la capa coherente de vapor alrededor del tubo. Esto puede verificarse en los diagramas inferiores (para ebullición pelicular) en las Figuras 7-9, si se lo compara con las secuencias de $\Delta T(\phi)$ a flujos caloríficos más elevados (también se mantiene para los dos flujos caloríficos de 0.72 y 0.87 kW/m² a $p^* = 0.99$ en la Figura 8, que no están muy por encima de q_{min}).

A $p^* = 0.1$ que es la presión reducida más baja investigada en la ebullición pelicular, la forma de las secuencias de $\Delta T(\phi)$ difiere significativamente de las secuencias a p^* alta, como se deduce de la Figura 9, a la derecha: Aunque la tendencia hacia ΔT constante en las partes superiores del tubo permanece sin

cambios debido a la estructura ondulante y a la turbulencia en la película de vapor (Figura 10), el máximo de ΔT en la parte inferior del tubo se reduce a menos del 0.4% para todos los flujos caloríficos, y además ocurren mínimos de la misma extensión en los costados (90 y 270°).

Parece que la elevada aceleración del flujo ascendente de vapor a lo largo de los costados, causada por la gran diferencia de densidad entre el vapor y el líquido a esta baja presión ($p_s = 3.6\text{bar}$), disminuye el espesor de la capa de vapor en los costados y da como resultado una transmisión de calor ligeramente mejor que en la parte inferior - e incluso en las partes superiores de la superficie, por el movimiento vigoroso que se conecta aquí con la liberación burbujeante del vapor (a pesar del gran espesor de la capa de vapor que existe allí). A esta presión no puede verse ninguna tendencia que el patrón de $\Delta T(\phi)$ cambie próximo a q_{\min} (aunque el flujo calorífico medido $q = 15.005\text{ kW/m}^2$ es idéntico con q_{\min} en este caso, porque la transición a ebullición nucleada se disparó por un incremento muy pequeño de la presión (unos pocos mbar) después de horas de condiciones estacionarias sin manipulaciones de ninguna clase durante el curso automático por la noche).

En la Figura 11, todos los datos existentes de $\Delta T(\phi)$ para convección libre monofásica en la región subcrítica (lejos del CP) con R125 y el tubo de 25 mm (Ninkovic, 2008) se muestran a efectos comparativos con las nuevas mediciones para los estados del fluido supercrítico y la ebullición pelicular. Los resultados concuerdan con muchos experimentos previos con el mismo tubo y otros fluidos (Kotthoff et al. 2006; Kotthoff y Gorenflo, 2009), y demuestran que para líquidos subcríticos lejos del CP, ΔT es constante en toda la circunferencia del tubo. Esto se mantiene no sólo para los flujos caloríficos pequeños en los diagramas ampliados a la derecha, sino también para las otras mediciones (ficheros de datos de Ninkovic, 2008; Kotthoff, 2011).

Esto indica que el patrón de ΔT que se ha encontrado para la convección libre supercrítica, y que es similar a la de ebullición pelicular, está causado por una variación bastante más pronunciada de las propiedades termofísicas (particularmente la densidad y la entalpía específica) en esta región del estado del fluido que para líquidos (saturados) a presiones reducidas bajas a intermedias.

5. CONCLUSIONES

Se ha medido la variación circunferencial del sobrecalentamiento ΔT de la pared para un cilindro horizontal de cobre de 25 mm en ebullición libre nucleada, ebullición pelicular y convección libre monofásica del refrigerante R125 y se ha relacionado con el movimiento del fluido dentro de la capa límite sobrecalentada.

En la **ebullición libre nucleada** en tubos horizontales, se desarrolla un mínimo en el sobrecalentamiento en las partes más

bajas de la pared que se había encontrado anteriormente para densidades intermedias de los sitios de nucleación activa, es decir presiones reducidas intermedias y flujos caloríficos intermedios, y puede estar relacionado con la evaporación adicional que entre en las burbujas deslizándose hacia arriba en estrecho contacto con la pared calentada. El sobrecalentamiento mínimo no existe a pequeñas densidades de sitios de nucleación activa, porque es despreciable la contribución de las burbujas deslizantes a la transmisión global de calor, y pierde importancia a densidades muy elevadas de sitios activos - elevados flujos caloríficos o altas presiones reducidas - porque la pared calentada está cubierta por completo con burbujas que crecen, y las burbujas que salen desde abajo no entran en contacto con la pared o la capa límite sobrecalentada.

Para las mediciones nuevas a presiones del 90% o más de la presión crítica, el mínimo de ΔT se desarrolla nuevamente debido a las burbujas que son muy minúsculas (tensión superficial pequeña) y a su movimiento que está siendo muy lento, y por consiguiente estrictamente laminar (fuerza ascensional pequeña), de modo que no se perturba el mínimo en el patrón circunferencial de ΔT . Este mínimo desaparece sólo a flujos caloríficos muy elevados y se convierte en un máximo de ΔT muy próximo a q_{\max} , porque las burbujas se acumulan en la parte inferior del cilindro, también debido a la pequeña fuerza ascensional.

En la **ebullición pelicular** y también en la **convección libre supercrítica**, se descubre un sobrecalentamiento ligeramente máximo en las partes más bajas de la pared, porque la transmisión de calor es mejor en las partes superiores producida por turbulencia en la capa sobrecalentada próxima a la pared. La cantidad relativa del máximo de ΔT se incrementa muy cerca del Punto Crítico, debido a la gran variación de las propiedades termofísicas, incluso para una pequeña variación de la temperatura. El máximo en ΔT no existe en la convección libre monofásica subcrítica de los líquidos (saturados) lejos del CP.

DOCUMENTO PREMIADO

El Comité Editorial de la Revista International Journal of Refrigeration (IJR) ha galardonado el documento "D. Gorenflo, E. Baumhögger, T. Windmann, G. Herres: Nucleate pool boiling, film boiling and single phase free convection at pressures up to the critical state. Part I: Integral heat transfer for horizontal copper cylinders. Part II: Circumferential variation of the wall superheat for a horizontal 25 mm copper cylinder. Vol.33 (2010) 1229-1263", con el premio the "Best Paper of the Year" - "Mejor Documento del Año", publicado en IJR 2010/2011 (5/2010 hasta 4/2011).

El galardón ha sido otorgado por Elsevier Ltd., editor de la Revista, y consiste en una dotación de \$US 1500 junto con el correspondiente diploma, que fueron entregados al autor principal durante el evento de entrega de premios a los ganadores

durante el 23. Congreso Internacional del Frío, celebrado en Praga el pasado mes de Agosto 2011.

Este documento ha sido publicado en su totalidad en español en los números de la Revista FRIO CALOR AIRE ACONDICIONADO, Mayo 2011 (Parte Ia), Junio 2011 (Parte Ib) y en el presente número de Julio/Agosto 2011 (Parte II). La Dirección Editorial de la Revista desea expresar desde estas líneas su sincera felicitación a los autores.

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen a **Andrea Luke** por su trabajo en todas las mediciones de la rugosidad y las evaluaciones, a **Danijel Ninkovic** por su asistencia en los experimentos, al **Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG)** por la financiación de la mayor parte del equipo experimental, y finalmente pero no menos importante a **Solvay Fluor und Derivate GmbH** por el suministro del refrigerante.

La Dirección Editorial de **FRIO CALOR AIRE ACONDICIONADO** desea mostrar su agradecimiento a los autores de este trabajo de investigación, y de forma muy especial al **Profesor Dieter Gorenflo**, por su valiosa aportación en la revisión del nivel técnico en español del presente documento, a **Mme.Susan Phalippou**, Directora de Conferencias & Promoción del **International Institute of Refrigeration - IIR-IIF** (www.iifir.org) (iif-iir@iifir.org), por su eficaz gestión ante Elsevier, y a **Laura Pritchard**, Senior Rights Assistant de **ELSEVIER** (www.elsevier.com), por la considerada amabilidad dispensada al autorizar su publicación en nuestra Revista.

REFERENCIAS

Bier, K., Goetz, J., Gorenflo, D., 1981. Zum Einfluss des Umfangswinkels auf den Wärmeübergang beim Blasensieden an horizontalen Rohren. Wärme- und Stoffübertragung 15, 159-169.

Buschmeier, M., Sokol, P., Pinto, A.D., Gorenflo, D., 1994. Pool boiling heat transfer of propane/n-butane mixtures at a single tube with superimposed convective flow of bubbles or liquid. In: Proc. 10th Int. Heat Transfer Conf., Brighton UK, vol. 5, pp. 69-74; cf. also: Sokol, P., 1994. Untersuchungen zum Wärmeübergang beim Blasensieden an Glatt- und Rippenrohren mit grossem Aussendurchmesser. DKV-Forschungsbericht Nr. 46, PhD thesis, Univ.-GH Paderborn; cf.also: Buschmeier, M., 1999. Zum Wärmeübergang beim Blasensieden von Propan/n-Butan-Gemischen an einem horizontalen Verdampferrohr mit Queranströmung. PhD thesis, Univ.-GH Paderborn.

Danger, E., 2004. Wärmeübergang und Blasenbildung beim

Sieden. DKV-Forschungsbericht Nr. 70, PhD thesis, Univ. Paderborn.

Gorenflo, D., Kenning, D.B.R., 2010. Pool boiling. In: VDI Heat Atlas. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (Chapter H2).

Hahne, E., Barthau, G., 2006. Heat transfer and nucleation in pool boiling. Int. J. Therm. Sci. 45, 209-216.

Hübner, P., Gorenflo, D., Luke, A., 2001. Circumferential temperature distributions on plain and finned tubes in pool boiling. In: Proc. 3rd Conf. Compact Heat Exchangers, Davos, CH, pp. 383-390; cf. also: Hübner, P., 2000. Zum Wärmeübergang beim Blasensieden an Rippenrohren. PhD thesis, Univ.-GH Paderborn.

Kaupmann, P., 1999. Durchmesser Einfluss und örtlicher Wärmeübergang beim Blasensieden an horizontalen Stahlrohren. PhD thesis, Univ.-GH Paderborn.

Kenning, D.B.R., Bustnes, O.-E., 2009. Liquid crystal studies of sliding vapour bubbles. Heat Mass Transf. 45, 867-880.

Kotthoff, S., 2011. Zum Einfluss von Fluid- und Heizflächeneigenschaften auf Wärmeübergang und Blasenbildung beim Sieden. PhD thesis, Univ. Paderborn (en preparación).

Kotthoff, S., Gorenflo, D., 2009. Heat transfer and bubble formation on horizontal copper tubes with different diameters and roughness structures. Heat Mass Transf. 45, 893-908.

Kotthoff, S., Gorenflo, D., Danger, E., Luke, A., 2006. Heat transfer and bubble formation in pool boiling: effect of basic surface modifications for heat transfer enhancement. Int. J. Therm. Sci. 45, 217-236.

Luke, A., 2006. Preparation, measurement and analysis of the microstructure of evaporator surfaces. Int. J. Therm. Sci. 45, 237-256.

Ninkovic, D., 2008. Zum Wärmeübergang beim Blasensieden des Kältemittels R125 bei tiefen Temperaturen und Vergleich mit Daten anderer Stoffe. Diplomarbeit, Lehrstuhl f. Thermodynamik und Energietechnik, Univ. Paderborn.

Windmann, Th., 2008. Zum Wärmeübergang beim Blasensieden des Kältemittels R125 bei hohen Drücken bis in die Nähe des kritischen Zustandsgebiets. Diplomarbeit, Lehrstuhl f. Thermodynamik und Energietechnik, Univ. Paderborn.