TESIS CARRERA DE DOCTORADO EN
CIENCIAS DE LA INGENIERÍA

ALGUNOS EFECTOS DE CAMPOS ELÉCTRICOS FAVORABLES Y DESFAVORABLES EN LA EBULLICIÓN DE LÍQUIDOS DIELÉCTRICOS

Viviana Patricia Masson

Dr. Pablo M. Carrica
Director de Tesis

Dr.Axel Larretreguy
Co - Director de Tesis

Lic. Viviana Patricia Masson
Doctorando

Instituto Balseiro
Abril de 2001

RESUMEN

En este trabajo se estudiaron los efectos de la aplicación de un campo eléctrico en la ebullición de líquidos dieléctricos. Se utilizaron básicamente dos tipos de geometrías de campo eléctrico: una que favorece el desprendimiento de burbujas (campo eléctrico favorable) y otra en el que las burbujas son retenidas en el calefactor (campo eléctrico desfavorable o adverso).

En los experimentos con campo eléctrico favorable se midió la función indicadora de fase a partir de la cual se obtuvieron la fracción de vacío y frecuencia de impacto a diferentes distancias del calefactor y con diferentes flujos de calor. De las mediciones se desprende que la fracción de vacío disminuye cuando el voltaje aplicado aumenta producto posiblemente de la combinación de la fuerza dielectroforética y la disminución del tamaño de las burbujas con el campo eléctrico. Además la frecuencia de impacto es menor que a 0 kV cuando se aplica un voltaje y los flujos de calor son altos o cercanos al FCC; en cambio para flujos de calor moderado la tendencia es la inversa. Otro comportamiento observado es que tanto la fracción de vacío como la frecuencia de impacto disminuyen de forma aproximadamente exponencial con la distancia al calefactor. Para flujos de calor moderados la fracción de vacío y la frecuencia de impacto aumentan con el flujo de calor. Si los flujos de calor son mayores la fracción de vacío sigue aumentando con el flujo de calor si no hay campo aplicado, mientras que en presencia de un campo eléctrico la fracción de vacío decrece con el flujo de calor. Se observa un pico en la frecuencia de impacto para 5 kV a flujos de calor moderados,

En los experimentos con campo eléctrico desfavorable se midió la curva de ebullición en diferentes regímenes y con diferentes técnicas. La transferencia de calor en ebullición nucleada fue medida con experimentos de calentamiento de un calefactor. En estos experimentos se obtuvo una disminución del FCC que a 10 kV y en temperatura de saturación resultó del 10 %, mientras que para el mismo voltaje pero para un subenfriamiento de 20 ^{o}C, la reducción fue del 40 %. La parte de la curva de ebullición correspondiente a transición y ebullición pelicular fue obtenida con experimentos de enfriamiento (*quenching*). Se observó un aumento en el flujo de calor con el campo eléctrico aplicado para la región de transición a pesar de que la geometría es adversa al desprendimiento de burbujas.

ABSTRACT

The effects of the application of an electric field on pool boiling in dielectric fluids were studied in this work. Two different geometries were used: one which is favorable to the bubble detachment (favorable electric field) and other which attract the bubbles toward the heater (adverse electric field).

In the favorable electric field experiments, the void fraction and impact rate were calculated from the measured indicator function. Those parameters were obtained varying the probe-heater distance and the power to the heater. The results show a reduction of the void fraction with increasing applied voltage, probably caused by the combination of the dielectrophoretic force and a smaller bubble size due to the electric field application. Also, the impact rate decreases when a voltage is applied and the heat fluxes are close to the critical heat flux (CHF). On the other hand, the impact rate increases with voltage for moderate heat fluxes. Another interesting result is the approximately exponential decay of the void fraction and impact rate with the distance to the heater. Both the void fraction and the impact rate grow with heat flux if the heat fluxes are moderate, with or without applied voltage. For highest heat fluxes the void fraction still grows with heat flux if there are no applied electric fields while decreases with heat flux when there is an applied voltage. Similar behavior is observed in the impact rate.

The boiling regimes was measured with adverse electric fields using two techniques. The heat transfer in the nucleate boiling regime was measured on an electrically powered heater. The results in these experiments show a reduction in the CHF of 10 % for saturation conditions and 10 kV of applied voltage, and a reduction of up to 40 % for 20 ^{o}C of liquid subcooling. The boiling curve corresponding to the transition and film boiling was performed with quenching experiments. An increase in the heat flux was achieved when an electric field was applied in spite of the geometry of the electric field which was adverse to the bubble detachment.

Índice

CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN

1.1. REGIMENES DE EBULLICIÓN…….....I. 1

1.2. REVISIÓN DE TRABAJOS ANTERIORES .....I. 3

1.2.1. Convección.....I. 4

1.2.2. Ebullición nucleada y flujo crítico de calor.....I. 8

Superficies mejoradas .....I. 12

Efecto de la geometría de los electrodos.....I. 12

Adición de líquidos .....I. 13

Subenfriamiento .....I. 13

Microgravedad .....I. 13

1.2.3. Régimen de transición y punto de Leidenfrost.....I. 16

1.2.4. Ebullición pelicular. .....I. 19

1.3. CURVAS DE EBULLICION NUCLEADA CON CAMPOS ELECTRICOS .....I. 20

Efecto del subenfriamiento .....I. 22

1.4. ORGANIZACIÓN DE ESTA TESIS. .....I. 25

Referencias .....I. 26

Nomenclatura.....I. 30

CAPÍTULO 2 : ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL FLUJO DE DOS FASES ADYACENTE A UN CALEFACTOR

2.1. INTRODUCCIÓN.....II. 1

2.1.1. Antecedentes ..... II. 1
2.1.2 Principio de funcionamiento de la sonda óptica ..... II. 2
2.1.3 Tratamiento y procesamiento de datos ..... II. 5
2.1.4 Adquisición de datos ..... II. 7
2.1.5 Construcción de la sonda óptica ..... II. 9
2.2. APARATO EXPERIMENTAL Y PROCEDIMIENTO ..... II. 11
2.3. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIÓN ..... II. 14
2.3.1. Rampas lineales de potencia ..... II. 14
Efecto de la distancia al calefactor ..... II. 17
Distribuciones temporales ..... II. 19
2.3.2. Mapa bidimensional en estado estacionario ..... II. 24
2.4. CONCLUSIONES ..... II. 26
Referencias ..... II. 27
Nomenclatura ..... II. 28

CAPÍTULO 3: EFECTO DE CAMPOS ELECTRICOS ADVERSOS EN LA TRANSFERENCIA DE CALOR EN EBULLICION NUCLEADA

3.1. INTRODUCCIÓN ..... III. 1
3.1.1. Antecedentes en el tema ..... III. 1
3.1.2. Diseño de las secciones calefactoras ..... III. 2
3.2. ARREGLO EXPERIMENTAL Y PROCEDIMIENTO ..... III. 4
3. 3. RESULTADOS ..... III. 5
3.3.1. Calefactor plano ..... III. 5
3.3.2. Calefactor cilíndrico ..... III. 9
3.4. CONCLUSIONES ..... III. 15
Referencias ..... III. 16
Nomenclatura ..... III. 17

CAPÍTULO 4: EBULLICION DE TRANSICIÓN Y PELICULAR CON CAMPOS ELECTRICOS ADVERSOS

4.1. INTRODUCCIÓN ..... IV. 1

4.1.1. Trabajos relacionados ..... IV. 1

4.2. EQUIPO EXPERIMENTAL Y PROCEDIMIENTO ..... IV. 2

4.2.1. Diseño y construcción del equipo experimental ..... IV. 2

4.2.2. Procesamiento ..... IV. 6

4.3. MEDICIONES ..... IV. 7

4.4. CONCLUSIONES ..... IV. 11

Referencias ..... IV. 12

Nomenclatura ..... IV. 13

CAPÍTULO 5: CONCLUSIONES

APÉNDICE: ESTIMACIÓN DE ERRORES EXPERIMENTALES

CÁLCULO DE ERRORES EN LAS MEDICIONES ..... A. 1

Cálculo de la potencia disipada en el calefactor ..... A. 1

Cálculo de la temperatura en el calefactor ..... A. 2

Errores en las mediciones del Capítulo 2. ..... A. 3

Errores en las mediciones del Capítulo 3. ..... A. 4

Errores en las mediciones del Capítulo 4. ..... A. 5

Referencias ..... A. 7

Nomenclatura ..... A. 7

AGRADECIMIENTOS

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

El estudio de fenómenos de transferencia de calor abarca un campo de investigación muy extenso que incluye áreas tan disímiles como refrigeración de equipos electrónicos o procesamiento de alimentos. La gran capacidad de extraer calor que posee la ebullición lleva a considerar a este régimen con atención, explorando diversas variantes para mejorar aun más la transferencia de calor. En este sentido se encuentran en la literatura numerosos métodos tanto pasivos como activos [1, 2]. Entre los pasivos se utilizan tratamiento de superficies, superficies extendidas (micro-aletas), dispositivos de tensión superficial, ó introducción de aditivos en los líquidos, con mejoramientos disímiles en cuanto a transferencia de calor y Flujo Crítico de Calor (FCC). En algunos de estos métodos se mejora el coeficiente de transferencia de calor a bajos flujos de calor pero se empeora para flujos de calor mayores y en otros el coeficiente de transferencia aumenta poco pero el flujo crítico es mucho mayor. Entre las técnicas activas se encuentran dispositivos mecánicos (rotantes), métodos de vibración de superficies y del fluido, de succión y aplicación de campos eléctricos. En este último campo se obtuvieron resultados prometedores en el mejoramiento del FCC y en el régimen de ebullición pelicular. Las potenciales aplicaciones de esta técnica son varias: en refrigeración de dispositivos electrónicos en el espacio, donde la falta de gravedad hace que la renovación de líquido en los componentes provoque sobrecalentamientos no deseados [3]; en intercambiadores de calor sub-compactos con los que recientemente se realizaron experimentos con una técnica mixta de superficie corrugada y con campos eléctricos para probar su desempeño, obteniéndose resultados alentadores, [4]; y como bombas de inducción electrohidrodinámica en la que la carga de los fluidos proviene de la disociación de la molécula en iones positivos y negativos [5]. Una ventaja adicional de esta técnica es que se puede controlar la transferencia de calor con el voltaje que se aplica, control que no puede realizarse en los otros métodos.

En esta sección se presenta una introducción a la transferencia de calor en ebullición y a las teorías de mecanismos de transferencia. Se discuten los avances recientes y el estado actual del conocimiento del efecto de los campos eléctricos en la ebullición en pileta

1.1. REGIMENES DE EBULLICIÓN.

La transferencia de calor de un sólido calefaccionado hacia un líquido en reposo (ebullición en pileta), puede clasificarse en diferentes regímenes de acuerdo a la forma en que se genera vapor en la superficie del sólido. Nukiyama [6] fue el primero en identificar los diferentes regímenes de ebullición para agua en saturación, mediante un dispositivo experimental en el que proveía corriente a un alambre de platino (a temperatura T_w) sumergido en agua a presión atmosférica y temperatura de saturación (T_{sat}). El flujo de calor suministrado al fluido se determinó midiendo la caída de tensión y la corriente en el calefactor. La temperatura del calefactor se obtuvo midiendo su resistencia, la cual es función de la temperatura. La Figura 1.1 muestra un esquema de flujo de calor vs. temperatura de sobrecalentamiento ($\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat}$) (obtenida en forma parcial por Nukiyama). Se la llama curva de ebullición.

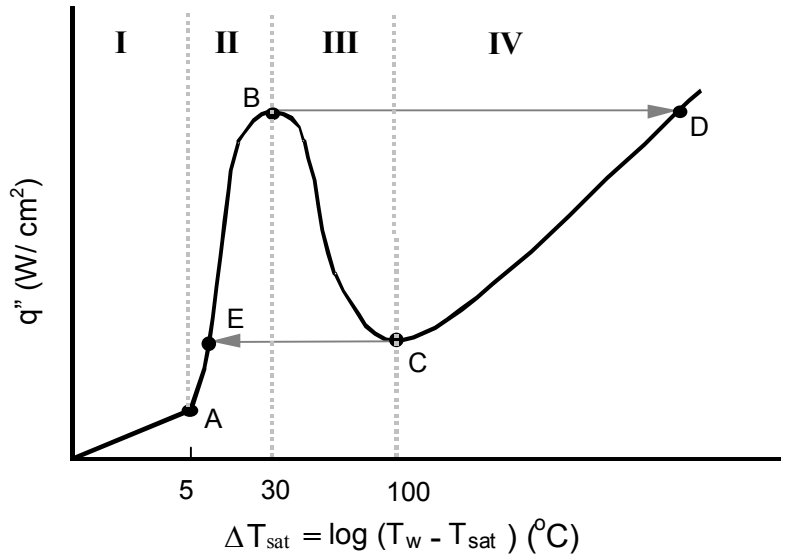

Figura 1.1: Curva de ebullición de Nukiyama.

En la curva se pueden distinguir varias regiones [7]:

➢ *Región I*: en el rango $\Delta T_{sat} \leq 5$ °C el sobrecalentamiento no es suficiente para producir ebullición por lo que sólo se transmite calor por convección natural. En esta región por lo tanto no hay burbujas y la transferencia de calor no es eficiente. Para evaluar la transferencia de calor en este régimen se utiliza el coeficiente de convección, h_c, definido como:

$$h_c = \frac{q''}{T_w - T_l} \tag{1.1}$$

donde q'' es el flujo de calor, T_w es la temperatura de pared del calefactor y T_l la temperatura del líquido lejos de la pared tomada en promedio.

➢ *Región II*: para temperaturas del calefactor mayores se comienzan a formar burbujas sobre la pared calefaccionada, las cuales se desprenden y suben a través del líquido debido a la *fuerza boyante* (causada por la gravedad y dependiente de la diferencia de densidades). Este régimen de ebullición se denomina "ebullición nucleada", porque las burbujas se originan en sitios de nucleación sobre la superficie del calefactor. El punto A se suele llamar ONB por sus iniciales en inglés (*onset of nucleate boiling*) denotando que a partir de allí comienzan a aparecer las burbujas en el líquido. Esta región podría también subdividirse en otras dos correspondientes a burbujas aisladas y chorro de burbujas; las burbujas aisladas aparecen cuando la temperatura del calefactor está entre 5 y 10 °C por sobre la de saturación del líquido, produciendo un gran movimiento del fluido cercano a la pared caliente por lo que la transferencia de calor aumenta en forma sustancial; para temperaturas mayores se activan más sitios de nucleación por lo que se incrementa la formación de burbujas, las que interfieren entre sí y coalescen formando un chorro. De acuerdo a Katto [8], a medida que se activan más sitios de nucleación se producen "hongos de vapor" sobre la superficie del calefactor, lo que inhibe la transferencia de calor hasta llegar a un punto de flujo de calor máximo, el Flujo Crítico de Calor (FCC), en el que la superficie se seca porque el gas no permite el paso continuo de líquido. Para medir cuán eficiente es la transferencia de calor en esta zona y

análogamente al coeficiente de convección, se suele utilizar el llamado coeficiente de transferencia de calor, h_n, definido como:

$$h_n = \frac{q''}{T_w - T_l} \qquad (1.2)$$

Cuanto mayor es este coeficiente mejor es la transferencia de calor. La curva de la Fig. 1.1 corresponde al caso particular en que $T_w=T_{sat}$, pero puede generalizarse al caso en que $T_w<T_{sat}$, denominándose en este caso "ebullición subenfriada" [7].

- *Región III*: por sobre la temperatura del FCC existe una región de transición en la que el flujo de calor va disminuyendo a medida que el ΔT_{sat} aumenta en el rango entre 30 y 100 ^oC llegando a un mínimo en la transferencia de calor llamado punto de Leidenfrost (punto C de la Figura 1.1). El patrón de burbujas observado es heterogéneo, habiendo modelos que proponen que parte del calefactor está en ebullición nucleada y otras en ebullición pelicular [9], y fue descripto por primera vez por Drew y Mueller [10]. Esta región es accesible sólo si el experimento se realiza controlando la temperatura ó en experimentos de enfriamiento (quenching), ya que en otro caso el sistema salta directamente de la región II a la región IV. Cuando los experimentos se hacen controlando la potencia, el sistema salta hacia el punto D de la curva con el consecuente aumento abrupto de temperatura, lo que provoca la destrucción del calefactor en los casos en los que tenga punto de fusión menor que T_D .

- *Región IV*: a partir del punto de Leidenfrost la transferencia de calor aumenta continuamente con la temperatura. Este régimen se denomina ebullición pelicular ya que sobre la superficie se origina una película de vapor. Esta película aísla al calefactor del líquido, y por lo tanto para sobrecalentamientos grandes domina la transferencia de calor por radiación, por lo que $q'' \sim \Delta T^4$. Si a partir de algún punto de este régimen se comienza a disminuir la temperatura del calefactor se llega al punto de Leidenfrost (punto C de la curva) y si se disminuye aun mas la temperatura el sistema salta al punto E pasando nuevamente a ebullición nucleada.

1.2. REVISIÓN DE TRABAJOS ANTERIORES

De acuerdo a Cooper [11] el primer reporte sobre el efecto del campo eléctrico en la ebullición se remonta a 1916 cuando Chubb patenta su descubrimiento en el Reino Unido. Años mas tarde Senftleben estudia el efecto de aplicar un fuerte campo eléctrico en gases [12]. En 1949 un estudio experimental llevado a cabo por Kronig y Ashman demuestra que la transferencia de calor (sobre todo en líquidos dieléctricos) puede ser mejorada mediante la aplicación de un campo eléctrico [16]. Posteriormente se realizaron numerosas investigaciones sobre mecanismos para mejorar la transferencia de calor con una gran cantidad de sustancias diferentes. En lo referente al efecto del campo eléctrico en la transferencia de calor en líquidos se estudiaron numerosos regímenes y situaciones límites: convección, ebullición nucleada, régimen de transición y pelicular; también los puntos de ONB, FCC y Leidenfrost, y efectos de histéresis asociados al comienzo de la ebullición nucleada. También se pueden encontrar trabajos en ebullición en pileta (líquido estanco), con líquido en movimiento (*flow boiling*), condensación, fusión y solidificación en presencia de campo eléctrico. Dado que el presente trabajo se realizó con un líquido dieléctrico (Freón 113), que es altamente aislante, con ebullición en pileta afectada por un campo de voltaje continuo (DC), la revisión se centrará principalmente en este tipo de experimentos.

1.2.1.Convección.

Uno de los efectos del campo eléctrico al actuar sobre un líquido es producir una fuerza volumétrica que interviene en el balance de momento. Para el caso de un líquido dieléctrico, dado que no hay cargas libres, la propiedad a tener en cuenta es la permitividad eléctrica absoluta ε. El gradiente de ε unido a un campo eléctrico intenso provoca fuerzas de polarización en el líquido y su posterior movimiento. La expresión más común de esta fuerza [13]:

$$\bar{f}_E = \rho_f \vec{E} - \tfrac{1}{2} E^2 \vec{\nabla}\varepsilon + \vec{\nabla}\left[\tfrac{1}{2} \rho E^2 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right] \qquad (1.3)$$

donde ρ es la densidad del fluido y ρ_f su densidad de carga. El primer término es la fuerza producida sobre una carga libre o fuerza electroforética, la cual en general es dominante en líquidos dieléctricos conductores. El segundo, denominado fuerza dielectroforética, está relacionado con las inhomogeneidades en la permitividad debidas a gradientes en la temperatura, a la diferencia de permitividad entre la fase líquida y gaseosa y también está asociada a la presencia de un campo eléctrico no uniforme. Por último, el tercer término se denomina de electrostricción y se vincula a la compresibilidad del líquido. Dado que es un término irrotacional puede acoplarse a las ecuaciones de movimiento del fluido de Navier - Stokes con el término de presión, resultando en una presión modificada. En el caso de líquidos dieléctricos, la convección es afectada principalmente por los términos de fuerza dielectroforética y de electrostricción. Un factor a tener en cuenta es que los distintos términos tienen distinta interacción con el campo eléctrico. El término de fuerza electroforética por ejemplo depende del sentido impuesto al campo eléctrico (polaridad) y por lo tanto el movimiento obedecerá este sentido. En el término de fuerza dielectroforética la polaridad no influye por depender del módulo del campo eléctrico pero, para líquidos en ebullición, sí depende de la intensidad del campo eléctrico [14]. Para líquidos polares la permitividad varía con la temperatura como [15]:

$$\left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right|_\rho = -\frac{\varepsilon}{T} \qquad (1.4)$$

por lo tanto a mayores temperaturas menor permitividad. Introduciendo esto en la Ec. 1.3 se deduce que el líquido es impulsado hacia el calefactor, favoreciendo entonces la renovación de líquido.

Combinando las ecuaciones de fluidodinámica con las ecuaciones de Maxwell se puede obtener una expresión para la evolución de la carga libre:

$$\frac{D\rho_f}{Dt} + \frac{\rho_f}{\tau} - \frac{\sigma \vec{E}}{\tau} \cdot \vec{\nabla}\tau \qquad (1.5)$$

donde τ es el tiempo de relajación de las cargas definido como:

$$\tau = \frac{\varepsilon}{\sigma} \qquad (1.6)$$

el cual mide la "sensibilidad" con que las cargas libres perciben el campo eléctrico. En la ecuación 1.5 se pone de manifiesto que aunque el líquido sea un conductor pobre, un

gradiente de la conductividad o de la permitividad pueden causar formación de cargas libres. Este gradiente en el caso de ebullición puede relacionarse con cambios en la temperatura que modifican los valores de permitividad y conductividad.

Uno de los primeros trabajos en convección se debe a Kronig y Ashman [16] quienes realizaron un estudio experimental sobre la influencia del campo eléctrico en la transferencia de calor en líquidos polares y no polares (cloroformo y tetracloruro de carbono). Utilizaron como arreglo experimental un alambre de platino similar al utilizado por Nukiyama, el cual servía de eje a un cilindro conectado a alta tensión, usando tanto tensión AC como DC. Sus conclusiones fueron que un campo eléctrico DC producía efectos que dependían de la polaridad de la sustancia y que ellos atribuyeron a la electrólisis; por el contrario un voltaje alterno eliminaba estos efectos. Extendieron sus trabajos también a otros líquidos postulando la siguiente correlación en función de números adimensionales:

$$Nu = F(Gr\,\mathrm{Pr}) + G(El\,\mathrm{Pr}) \tag{1.7}$$

donde *Nu, Gr, Pr* y *El* son los números adimensionales definidos en la tabla I.1.

Bonjour y Verdier [17] descubrieron que los líquidos pueden dividirse a grandes rasgos en dos tipos: conductores y aislantes, de los cuales los conductores muestran una respuesta extremadamente buena a los campos eléctricos. Esta clasificación está íntimamente ligada al tiempo de relajación de las cargas τ, que puede medir la respuesta del líquido al campo eléctrico por ejemplo cuando se utiliza corriente alterna; de acuerdo a ella si la frecuencia de este campo es tal que $f >> 1/\tau$ no pueden formarse cargas libres en las superficies ni en el seno del líquido, por lo que este se considera no conductor y por lo tanto $\rho_f E \cong 0$. Este tema fue retomado teóricamente por Lazarenko, Grosu y Bologa en 1975 [18], quienes sugirieron un efecto de ionización y de conducción unipolar en el establecimiento de cargas espaciales para líquidos poco conductores y definieron varios regímenes de acuerdo al tiempo de relajación de las cargas τ. Entre ellos el proceso dominado por fuerzas de polarización cumple la desigualdad:

$$\tau / t_0 >> 1 \tag{1.8}$$

donde t_0 es un tiempo característico del sistema como por ejemplo el tiempo de desprendimiento de burbujas del calefactor. Los líquidos que cumplen la desigualdad 1.8 son llamados aislantes puros. Para dar un orden de magnitud, τ es menor que 0.1 segundos para kerosene y aceite de transformador. En el caso del R-113, τ es del orden de 20 segundos mientras que un tiempo característico de desprendimiento de burbujas está en el orden de algunos milisegundos, por lo que la condición 1.8 se cumple sobradamente.

Allen [19] realizó en 1959 un estudio del efecto de un campo eléctrico con geometría cilíndrica en un calefactor vertical. El fluido utilizado fue aceite de transformador encontrando que un voltaje alterno siempre aumenta la transferencia de calor mientras que un voltaje continuo la disminuye, efecto éste que atribuyó a la formación cargas libres por gradientes de permitividad en el fluido.

Números adimensionales		
Nombre	**Definición**	**Interpretación**
Reynolds (Re)	uL/ν	Cociente entre las fuerzas de inercia y las viscosas
Nusselt (Nu)	$h_c L/ k$	Cociente entre el calor transferido por convección y por conducción.
Grashof (Gr)	$g\beta(T_w-T_{sat})L^3/\nu^2$	Cociente entre fuerzas boyantes y viscosas.
Prandtl (Pr)	ν/α	Cociente entre difusividad de momento y difusividad de calor.
Influencia eléctrica (El)*	$\frac{\rho d^2 \Delta T E^2 (d\varepsilon/dT)}{\mu^2}$	Cociente entre la fuerza de electrostricción y fuerzas viscosas.

* El número de influencia eléctrica fue propuesto por Ashmnan y Kronig [16] pero revisado posteriormente.

Tabla 1.1: Números adimensionales.

Usando un arreglo cilíndrico y un líquido aislante (hexano), Watson [20] presentó un trabajo en 1961 sobre la influencia del campo eléctrico en la convección y en el comienzo de la ebullición nucleada con voltajes continuos. Encontró que a medida que aumentaba el campo eléctrico la temperatura del alambre disminuía considerablemente, con el consiguiente aumento en el coeficiente de transferencia calor, y que este efecto era independiente de la polaridad del campo aplicado. Atribuyó este aumento a fuerzas electrostáticas, despreciando el efecto de los iones en el líquido. También observó que el efecto de histéresis al comienzo de la ebullición nucleada se anulaba al aplicar un campo eléctrico. Care y Swan [21] realizaron un trabajo sobre transitorios con el mismo arreglo experimental usando como líquido aceite de transformador. Para corriente continua, pequeños voltajes y pequeños gradientes de temperatura y condiciones de equilibrio, encontraron que la transferencia de calor es inhibida, efecto que atribuyeron a dos posibles causas: los iones producidos por disociación del aceite en presencia del campo eléctrico ó la presencia de impurezas. Sin embargo, en otras condiciones, también para corriente continua, la transferencia de calor siempre mejora. Cerca de ciertos puntos críticos la transferencia de calor neta no varía con el voltaje aplicado pero se observan oscilaciones de baja frecuencia.

Con un arreglo experimental igual a los anteriores (alambre central con un cilindro circundándolo), Haque, Msheila y Arajs [22] trabajaron con campos AC y DC y varios líquidos (kerosene, aceite de siliconas, etanol y metanol). Con voltajes DC observaron una inhibición de la transferencia de calor por convección en el metanol mientras que el etanol exhibía un aumento apreciable hasta alcanzar un máximo después del cual nuevamente la convección decrecía. Sus conclusiones fueron que la transferencia de calor aumenta o disminuye dependiendo del predominio entre la fuerza dielectroforética (que hace que el medio se mueva a regiones de mayor potencial debido a su polarización) y la fuerza electroforética (ver Ec. 1.3), mientras que en las situaciones en las que aumenta el campo eléctrico se hace importante el calentamiento Joule. Estos resultados parecen confirmar teorías y experimentos realizados anteriormente por Turnbull [24] quien, utilizando un arreglo de placas, enfatizó la importancia de la formación de cargas libres aún para líquidos poco conductores y propuso cambiar el número de influencia eléctrica *El* (ver Tabla 1.1) por uno que tuviera en cuenta este fenómeno:

$$El' = \frac{\rho d^2 \nabla T \, \varepsilon E^2 (1/\sigma)(d\sigma / dT)}{\mu^2} \qquad (1.9)$$

que es el más utilizado en la literatura de ebullición con campos eléctricos.

En 1995 Carrica, Di Marco y Grassi [25] presentaron un estudio que incluía experimentos en convección natural, ebullición nucleada y flujo crítico de calor en Freón R-113, con un arreglo experimental de alambre central y electrodos en arreglo de jaula cilíndrica. Sus mediciones, que barren campos eléctricos generados con hasta 15 kV, muestran un fuerte aumento en la transferencia de calor en convección natural a medida que el campo eléctrico aumenta y también una disminución de estos efectos cuando los experimentos se realizan con presión reducida.

Para estudiar el efecto de distintas geometrías de electrodos, Seyed-Yagoobi *et al.* [26] utilizaron geometrías similares a las ya descriptas pero con un tubo como electrodo central y también geometrías con anillos como electrodos exteriores (ver Figura 1.2), configuraciones utilizadas anteriormente por Yabe (ver referencia en [1]). El líquido utilizado fue refrigerante R-123. La transferencia de calor en convección se ve favorecida con las dos configuraciones pero es mayor con la configuración 1 (alambres a lo largo del tubo). En esta última configuración, obtuvieron mejoras en el coeficiente de transferencia de calor de 4.6 veces el valor sin campo eléctrico mientras que en la configuración 2 (anillos) la mejora fue de 3.4 veces, ambos tomados a potenciales aplicados de 10 kV.

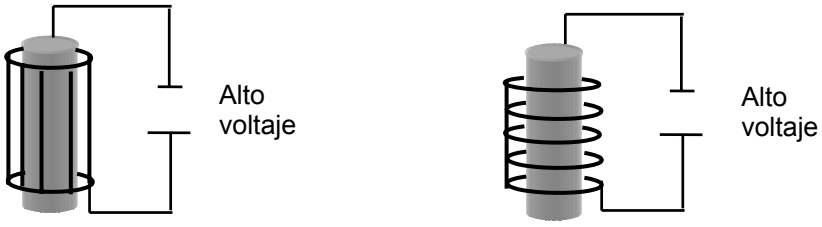

Figura 1.2: Configuraciones de electrodos utilizadas en el trabajo de Seyed-Yagoobi *et al.*

Otro parámetro que influye en la transferencia de calor en ebullición con campos eléctricos es la aceleración de la gravedad. No son muchas las referencias experimentales disponibles en el régimen de convección con gravedad reducida. Tal vez el trabajo más completo al respecto es el de Di Marco y Grassi [27], quienes utilizando un arreglo cilíndrico y refrigerante FC-72 estudiaron los efectos de la aplicación de campos eléctricos con gravedad reducida generada mediante vuelos parabólicos. Sus resultados indican que el campo eléctrico es un efectivo medio de mejorar la convección natural aun en el caso de que la fuerza boyante sea despreciable, obteniendo coeficientes de transferencia de calor similares a los que se obtienen con gravedad normal.

Según reportan Di Marco y Grassi [28] las propiedades termofísicas también son afectadas por la acción de un campo eléctrico: incremento de la conductividad térmica en fluidos dieléctricos [30, 31] y, para líquidos en ebullición donde hay presencia de dos fases, se observa una disminución de la tensión superficial con un consecuente aumento en el mojado del calefactor [42, 50].

En resumen, a partir de los resultados de los trabajos sobre transferencia de calor en ebullición en convección natural de los diferentes investigadores, se observan las siguientes conclusiones generales:

- en líquidos que cumplen la condición (1.7), tal como es el caso del R-113, la fuerza dominante es la dielectroforética, produciendo un aumento de la convección sin importar la polaridad del campo eléctrico;

- en líquidos poco conductores la convección puede aumentar o disminuir dependiendo del balance entre fuerza dielectroforética y electroforética;

- el coeficiente de transferencia de calor en convección puede aumentarse cambiando la geometría del campo eléctrico aplicado, lo que en general tiene por resultado un cambio de la magnitud del vector gradiente de campo eléctrico en las proximidades del calefactor;

- la aplicación de campos eléctricos parece ser un método apropiado para ser utilizado en condiciones de microgravedad y para mejorar la transferencia de calor en intercambiadores.

Cabe acotar que todavía no existe acuerdo general acerca de:

- la importancia relativa de los términos de la ecuación 1.3 relacionados, entre otras cosas, con el tiempo de relajación de las cargas τ;

- el efecto del campo eléctrico en la zona de convección cercana a la burbuja sujeta al calefactor;

- los cambios en las propiedades físicas de los líquidos bajo la acción de campos eléctricos, como tensión superficial, conductividad térmica, etc.

1.2.2. Ebullición nucleada y flujo crítico de calor.

Cuando en el flujo hay presencia de fase gaseosa, como es el caso de la ebullición, a los efectos de convección en el líquido se suman la remoción de calor que producen tanto las burbujas que se desprenden del calefactor como las adheridas al mismo, que producen remoción de calor por efecto Marangoni [29]. Además El FCC involucra, entre otras cosas, el estudio de las inestabilidades que ocurren en la superficie de coexistencia de las dos fases involucradas, en este caso líquido y vapor. Según reportan Di Marco y Grassi [28], desde el trabajo de Rayleigh en 1878 se estudiaron varias clases de inestabilidades. El principal efecto de un campo eléctrico es que se acopla al mecanismo de inestabilidad de Rayleigh – Taylor, presente en ebullición nucleada (si aceptamos el mecanismo de chorros de vapor); en general el efecto del campo eléctrico es desestabilizar la interfase líquido–vapor.

En general el estudio de la estabilidad de la interfase utiliza una aproximación clásica donde se postula una pequeña perturbación de la forma:

$$\xi(\vec{x},t) = \mathrm{Re}\left\{\xi_o \exp\left[i\left(\vec{k}\cdot\vec{x} - \omega t\right)\right]\right\} \qquad (1.10)$$

que, junto a las ecuaciones de movimiento del fluido y las ecuaciones de Maxwell, lleva a la ecuación de movimiento de la superficie, en la que pueden identificarse dos fuentes de inestabilidades: los esfuerzos de corte causados por la relajación de cargas, y las fuerzas de

polarización que actúan normal a la interfase; estas dos inestabilidades pueden identificarse con los términos de fuerza electroforética y dielectroforética de la Ec. 1.3, respectivamente. J. Melcher [32] realizó un extenso trabajo sobre estabilidad de interfases sometidas a campos eléctricos uniformes tanto tangenciales como perpendiculares a la superficie. Sus conclusiones fueron que para líquidos perfectamente dieléctricos ($\sigma \to 0$) y campos eléctricos tangenciales a la interfase, el efecto de la aplicación de un campo eléctrico es estabilizar la interfase. En general el efecto de un campo perpendicular es desestabilizar la superficie [41] aunque en algunos casos un campo eléctrico no uniforme puede estabilizarla.

Uno de los primeros estudios sobre el efecto de un campo eléctrico no uniforme en una burbuja fue realizado por Pohl [14], quien dedujo que para un campo eléctrico con geometría cilíndrica la fuerza que actúa sobre un cuerpo esférico con permitividad ε_2 sumergido en un dieléctrico con permitividad ε_1 es:

$$\vec{f}_b = 2\pi r_b^3 \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1} \varepsilon_o \varepsilon_1 \vec{\nabla} E^2 \qquad (1.11)$$

de donde se deduce que si $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$ como en el caso de un líquido y su vapor, la fuerza impulsa a la burbuja a regiones de menor intensidad de campo eléctrico. En el caso de la configuración con calefactor central y campo eléctrico concéntrico al mismo, las burbujas son forzadas a alejarse del calefactor, hacia regiones en las que el campo eléctrico es menos intenso. Pohl [14] también sugirió en su trabajo la posibilidad de utilizar voltaje para la separación de soluciones más polares en soluciones menos polares así como también mezclas y precipitados.

Existen varios modelos que intentan describir el comportamiento de la transferencia de calor en ebullición nucleada [33]. Uno de los primeros que cuantificaron el comportamiento de las burbujas en ebullición nucleada fue realizado por Rohsenow [34] quien retomó conceptos de Jakob y Linke (ver referencia en [33]) pero tomando en cuenta la influencia de la presión. En este modelo se supone que la transferencia de calor se produce directamente de la superficie calefactora al líquido adyacente y que la mejora en el flujo de calor es producida por la remoción de líquido causada por las burbujas al desprenderse. A pesar de su simpleza la correlación propuesta por Rohsenow [34] es una de las más exitosas por su buen ajuste con datos experimentales de ebullición en pileta y forzada. El modelo de microconvección formalizado por Forster y Zuber [35] tiene en cuenta que en un líquido subenfriado el desprendimiento de una burbuja produce una renovación de líquido en la zona cercana a la superficie mejorando la transferencia de calor. Este modelo sin embargo implica una fuerte dependencia de la transferencia de calor con el subenfriamiento del líquido, en contra de la evidencia experimental, por lo que Forster y Greif [36] propusieron un modelo (intercambio vapor - líquido) en el que la burbuja al desprenderse actúa como una pequeña bomba que, además de provocar que un volumen de líquido mas frío proveniente del seno del líquido reemplace el volumen de la burbuja, arrastra consigo líquido caliente de la capa térmica hacia el seno del líquido. Este modelo concuerda cualitativamente con la evidencia experimental y también con experimentos de visualización obtenidos con diversas técnicas fotográficas. Estudios fotográficos de interferometría indican además que también la estela de la burbuja al desprenderse lleva líquido caliente a regiones mas frías. Han y Griffith [37] propusieron un modelo para determinar el flujo de calor en una burbuja aislada en ebullición saturada basado en el modelo anterior para ebullición subenfriada. Especificaron un área de influencia de la burbuja desprendida (capa térmica) igual a dos veces su radio y consideraron que el flujo de calor era la suma de una contribución de líquido en convección natural (sin influencia de la capa térmica de la burbuja) y otra contribución de la burbuja con su capa térmica. Sus resultados siempre proporcionaron valores más bajos de flujo de calor que los

experimentales al igual que la correlación propuesta por Mikic y Rohsenow [38] quienes utilizaron un modelo similar pero tomando en cuenta datos de la superficie calefaccionada como el diámetro de los sitios de nucleación. Uno de los factores que no fueron tomados en cuenta en estas teorías fue el calor latente asociado con cada burbuja desprendida, Van Stralen [39] elaboró un modelo en el que asume que, en el caso de ebullición saturada de líquidos puros y mezclas azeótropicas (mezclas que en un dado porcentaje de composición no pueden separarse por destilación), la entalpía excedente almacenada en la microcapa de relajación es utilizada en su totalidad para suministrar calor latente de vaporización a la burbuja. En el caso de mezclas, parte de la entalpía excedente es arrastrada con la burbuja desprendida. La comparación con los resultados experimentales muestra una buena concordancia para el primer caso, pero en el caso de mezclas la contribución a la entalpía es marcadamente menor que la predicha por el modelo. Para ebullición subenfriada, Snyder (ver referencia en [33]), propuso un modelo en el que la transferencia de energía se produce mediante tres mecanismos actuantes: a) evaporación de una microcapa térmica ubicada debajo de la burbuja (ver Figura 1.3) la cual proveería el mayor porcentaje de vapor; b) condensación de vapor en la parte superior de la burbuja y c) difusión turbulenta de líquido sobrecalentado al seno del líquido subenfriado. Diversos experimentos de visualización confirman la existencia de estos mecanismos. Uniendo esta teoría al modelo de Mikic y Rohsenow [38], Judd y Huang (ver referencia en [33]) propusieron una correlación que ajusta exitosamente los datos experimentales. Estos modelos son válidos para burbujas aisladas y tienen como desventaja que la obtención de un valor de flujo de calor es dificultosa porque implica el conocimiento detallado de parámetros experimentales difíciles de conocer como la densidad de número de burbujas, densidad de sitios de nucleación, frecuencia de desprendimiento, etc. Estos modelos no consideran en general la transferencia de calor debida a chorros de Marangoni, la cual sería importante de acuerdo a algunos autores [40].

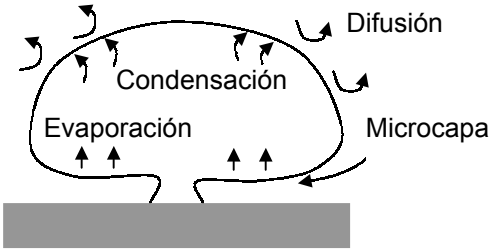

Figura 1.3: Esquema de los mecanismos de transferencia de calor en una burbuja aislada

Según Jones [41], el primer trabajo con mediciones cuantitativas acerca de la ebullición nucleada y pelicular con campos eléctricos fue el de Bochirol, Bonjour y Weil en 1960 (ver referencia en [40]), quienes utilizaron dos alambres: uno actuando como calefactor y otro como electrodo conectado a un voltaje alterno. Estos investigadores notaron una disminución en los sitios de nucleación y que los líquidos semi-aislantes (como agua pura y acetona) muestran una transferencia de calor mucho más importante a menor voltaje que los líquidos aislantes.

Los resultados de Watson en 1961 con una geometría coaxial [20], señalaron una disminución de la histéresis (que se produce al comienzo de la ebullición nucleada) con el voltaje aplicado hasta anularse completamente a partir de los 5 kV. Asimismo indicó que aplicando un campo eléctrico la temperatura del calefactor disminuye siendo posible suprimir la ebullición. Años mas tarde Markels y Durfee [42] condujeron una serie de experimentos detallados de ebullición en agua destilada en circulación forzada y voltajes alternos. La geometría utilizada también fue coaxial pero utilizaron vapor para suministrar calor al interior del calefactor, lo que les permitió realizar mediciones en régimen de transición. Encontraron

una mejora en la transferencia de calor en ebullición nucleada y flujo crítico de calor. Intercambiando la posición electrodo-calefactor (es decir con el calefactor ubicado por afuera) y aumentando el voltaje, el flujo de calor aumentó hasta los 2 kV decreciendo para voltajes mayores. La explicación que dieron los autores es que a bajos voltajes la fuerza dielectroforética predomina sobre la electroforética (que se origina por la presencia de cargas libres), mientras que a mayores voltajes el balance cambia prevaleciendo las fuerzas electroforéticas.

En 1972 Zhorzholiani y Shekriladze [15] realizaron un estudio teórico y experimental sobre las fuerzas actuantes en líquidos dieléctricos en ebullición, tanto polares como no polares, sujetos a la acción de un campo eléctrico uniforme y no uniforme. En su estudio teórico concluyeron que la fuerza dielectroforética que actúa sobre el líquido siempre apunta hacia la superficie calefaccionada. Los experimentos fueron realizados utilizando un tubo como calefactor y una placa plana como electrodo y acetona como líquido polar. La temperatura del calefactor fue controlada mediante un segundo líquido circulando dentro del mismo, técnica que también les permitió medir el régimen de transición. Aunque sus resultados experimentales se centran en el régimen de transición los datos obtenidos para ebullición nucleada y FCC indican un aumento de la transferencia de calor con el voltaje para líquidos polares, tanto para campos uniformes como para no uniformes y un aumento únicamente del FCC para líquidos no polares. Sus resultados para el caso de campo uniforme y no uniforme no variaron demasiado, dado que la configuración en el caso no uniforme no brindaba un campo eléctrico con gradientes muy intensos. Por otra parte el efecto del voltaje aplicado tiene un efecto mucho mayor en un líquido polar que en el caso de uno no polar.

Baboi, Bologa y Klukyanov [43] estudiaron exhaustivamente los procesos de ebullición con campos eléctricos alternantes en benceno y tolueno, en regímenes de ebullición nucleada, de transición y pelicular, observando el punto de equilibrio entre la fuerza gravitacional y la dielectroforética. En régimen nucleado comprobaron (como Watson [20] lo había hecho anteriormente) la supresión de la histéresis y además advirtieron que la presencia de la fuerza dielectroforética expulsaba a las burbujas más rápidamente del calefactor y con un tamaño menor, causando de esta forma que el punto de flujo crítico de calor se corra a valores mayores. También sugirieron que las cavidades microscópicas del calefactor (o sitios de nucleación) podían aumentar el campo eléctrico causando de esa manera un mayor número de desprendimientos de burbujas. Por último reportaron un incremento en el flujo crítico de calor cuando se aplica un campo eléctrico por abajo de 24 kV/mm, siendo independiente del mismo para valores mayores.

Carrica *et al.* [44], utilizando como líquido R-113 y un arreglo cilíndrico (con un campo eléctrico externo generado con un electrodo jaula concéntrico a un calefactor central), obtuvieron curvas en ebullición nucleada en las que se produce un cruce de las curvas de menor voltaje con las de mayor voltaje, de forma que a bajos flujos de calor el coeficiente de transferencia de calor crece levemente con el voltaje aplicado. Sin embargo para flujos de calor mas altos la situación se invierte, produciéndose una pequeña caída del coeficiente de transferencia de calor con el voltaje. Un comportamiento similar fue observado en R-123 [26] y las configuraciones mostradas en la Figura 1.2, pero el coeficiente de transferencia de calor en estas geometrías siempre aumenta con el voltaje, aún a flujos de calor altos (del orden de 50 kW/ cm^2).

Superficies mejoradas

En lo reportado hasta aquí los investigadores no habían encontrado efectos importantes del campo eléctrico sobre la transferencia de calor en ebullición nucleada, pero sí

en el flujo crítico de calor. Sin embargo más recientemente, Yokoyama *et al.* [45], Singh *et al.* [46] y Cooper [11], reportaron importantes incrementos de transferencia de calor en ebullición nucleada con un campo eléctrico aplicado en tubos con superficies mejoradas. Cooper [11], en 1990, utiliza un tubo con micro-aletas (*Io-fin tubes*) y un electrodo exterior con forma de jaula con líquidos refrigerantes R-114 y mezcla de R-114 con aceite, encontrando una mejora de hasta 10 veces en el coeficiente de transferencia de calor. Además propone un modelo, basado en el de Rohsenow [34], en el que supone que el principal cambio que introduce el campo eléctrico en la transferencia de calor se debe a la diferencia en el crecimiento y desprendimiento de las burbujas respecto a la situación sin campo eléctrico, llegando a la correlación:

$$\frac{h_E}{h_0} = aNe^{n/2}\,\mathrm{Re}_0^b \tag{1.12}$$

donde los subíndices *E* y *0* se refieren a la situación con y sin campo eléctrico, respectivamente, *h* es el coeficiente de transferencia de calor, *a* y *b* son constantes a determinar de forma empírica, n = 0.33 como en la correlación de Rohsenow [34], Re es el número de Reynolds (basado en el diámetro de desprendimiento de la burbuja) y *Ne* se define como:

$$Ne = \left(1 + \left(\frac{1.5\varepsilon_o \varepsilon(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1) g(\rho_1 - \rho_2)}\right)\vec{\nabla}E^2\right)^{-0.5} \tag{1.13}$$

Esta correlación ajusta bien los datos de ebullición nucleada para configuraciones relativamente simples pero no funciona para geometrías como la utilizada por Cooper [11].

Efecto de la geometría de los electrodos

La geometría de los electrodos también ha sido objeto de estudio, desde electrodos consistentes en dos placas planas [32, 47] hasta las más recientes de arreglo de anillos concéntricos a un tubo, y más complejos aún, como manojos de tubos. Con la segunda geometría se reportaron experimentos en R-123 [46], encontrándose una mejora del FCC de hasta 11.5 veces para tubos con superficies mejoradas respecto a la situación sin campo eléctrico. En esos trabajos también se observó que el efecto del campo eléctrico en la transferencia de calor es mucho más eficiente a bajos flujos de calor. Tendiente a su aplicación en intercambiadores de calor, Karayiannis [48] presentó un estudio con un arreglo de tubos y refrigerantes R123 y R11.Sus resultados muestran que para el caso del R123 hay un mejoramiento de la transferencia de calor relativa de hasta 9.3 veces para 15 kV y 5 kW/m^2. Esta mejora sin embargo disminuye a medida que se aumenta el flujo de calor. Nótese que las mejoras de importancia se logran en flujos de calor donde el efecto de la convección natural es aun dominante.

Seyed-Yagoobi *et al.* [26] utilizaron geometrías similares a las ya descriptas pero con un tubo como electrodo central y también geometrías con anillos como electrodos exteriores (ver Figura 1.2), configuraciones utilizadas anteriormente por Yabe (ver referencia en [1]). El líquido utilizado fue refrigerante R-123. La transferencia de calor en convección natural se ve favorecida en ambas configuraciones pero varía con el flujo de calor. A bajos flujos de calor los electrodos a lo largo del calefactor mostraron ser más favorables a la transferencia de calor mientras que con altos flujos de calor los electrodos en forma de anillos muestran ser los mas efectivos, no observándose acumulación de vapor.

Adición de líquidos

Numerosos trabajos indican que la adición de un líquido conductor (como por ejemplo etanol) en un pequeño porcentaje (entre el 2 y el 5 %) mejora la transferencia de calor [26, 47] hasta en un factor 13, lo cual es atribuido a que el tiempo de relajación de cargas se reduce (Ogata y Yabe [47]) y a una disminución de la tensión superficial de la burbuja (Seyed-Yagoobi *et al*. [5]). Ogata y Yabe [47], además observaron: a) un efecto de migración de la burbuja sobre el calefactor en geometrías planas [47], lo cual también produciría un efecto de enfriamiento sobre el mismo además de un aumento en el número de burbujas sobre el calefactor y sería otro causante de la mejora en la transferencia de calor; y b) una deformación de la burbuja que se elonga en la dirección del campo eléctrico y que también contribuye a una mejora de la transferencia de calor por un aumento en el área de la microcapa.

Subenfriamiento

El efecto del subenfriamiento y el campo eléctrico aplicado es mejorar la transferencia de calor cuando la potencia aplicada en el calefactor es baja [47]. Para potencias mas altas el campo eléctrico parece incluso desmejorar la transferencia de calor (ver sección 1.3). Por otra parte el sobrecalentamiento de la pared del calefactor sufre una variación muy pequeña con el subenfriamiento del líquido tanto en la presencia de un campo eléctrico como sin la aplicación de un voltaje [44], por lo que puede concluirse que el campo eléctrico no favorece el enfriamiento del calefactor en una forma efectiva.

Microgravedad

En un trabajo de compilación Di Marco y Grassi [3] sostienen que es posible mantener ebullición nucleada en estado estacionario en condiciones de gravedad reducida, especialmente con subenfriamiento y bajos flujos de calor. Sin embargo el efecto del campo eléctrico en la transferencia de calor con una geometría coaxial con alambre central es muy pequeño o nulo, siendo el principal resultado de la aplicación de un alto voltaje el afectar el tamaño de las burbujas y su velocidad.

En lo que se refiere al flujo crítico de calor varias teorías intentan explicar el fenómeno, según informan Di Marco y Grassi [28]:

- *Coalescencia de burbujas* (Rohsenow [34]): la capa de vapor de la superficie es provocada por la coalescencia de las burbujas, cuyo número crece a medida que se activan los sitios de nucleación. En 1993 Carrica y Clausse [51] retomaron esta idea adoptando para su análisis métodos de sistemas dinámicos modernos.

- *Teoría hidrodinámica* (Zuber [52]) : las burbujas que abandonan el calefactor en forma de chorros se vuelven inestables (inestabilidad de Helmholtz) y la cantidad de vapor aumenta. Entonces la estructura colapsa formándose una capa de vapor que no permite el paso de líquido.

- *Teoría de Macro-capa* (Haramura-Katto [53]) : una fina capa de líquido (macro-capa) perforada por chorros de vapor, se sitúa bajo las grandes burbujas, las que impiden la renovación de líquido. El secado (y flujo crítico de calor) ocurre cuando esta macrocapa se evapora antes de que la burbuja se desprenda.

- *Teoría del punto caliente* (Unal *et al.* [54]) : algún punto del calefactor alcanza una temperatura suficientemente alta como para impedir el paso de líquido; este secado se propaga a partir de este punto de calor.

Actualmente no se determinó cual de estas teorías es la mas acertada y si una sola de ellas explica el fenómeno de flujo crítico de calor, siendo éste un motivo de controversia y estudio al día de hoy. Sin embargo uno de los modelos de flujo crítico de calor con campo eléctrico que mejor ajusta los datos experimentales (Johnson [55]) se basa en la teoría hidrodinámica. Nótese, sin embargo, que el modelo de inestabilidad hidrodinámica predice un aumento del flujo crítico de calor aun en el caso de campos eléctricos uniformes, ver Ecs. (1.14 a 1.17), y que la Ec. (1.14) se ha comparado siempre con experimentos con fuertes gradientes de intensidad de campo eléctrico, gradientes que dan origen a otros fenómenos de los anteriormente citados que pueden aumentar el flujo crítico de calor.

El modelo de Johnson [55] basando en la teoría de Zuber [52], incluyó el acoplamiento electrohidrodinámico de ondas en la superficie; asumiendo que el único mecanismo que actúa sobre la burbuja es el de interfase líquido-vapor y una interfase plana entre dos líquidos perfectamente aislantes llegó a la siguiente expresión para el flujo crítico de calor:

$$\frac{q''_E}{q''_0} = \left(\frac{\lambda_{m,o}}{\lambda_{m,E}} \right)^{1/2} \tag{1.14}$$

donde λ_{mo} es una longitud de onda crítica obtenida en el modelo de Zuber dada por:

$$\lambda_{m,o} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{\left(\rho_l - \rho_g\right) g}} \tag{1.15}$$

y $\lambda_{m,E}$ es:

$$\lambda_{m,E} = \lambda_{m,o} \frac{\sqrt{3}}{El + \sqrt{El^2 + 3}} \tag{1.16}$$

donde aquí el número de influencia eléctrica *El* se expresa como:

$$El = \frac{\varepsilon_{eq} E^2}{\sqrt{\left(\rho_l - \rho_g\right)\sigma g}} \tag{1.17}$$

donde ε_{eq} se define como:

$$\varepsilon_{eq} = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_l \left(\varepsilon_l - \varepsilon_g\right)^2}{\varepsilon_g \left(\varepsilon_l + \varepsilon_g\right)} \tag{1.18}$$

Este modelo predice un aumento no lineal del flujo crítico de calor para valores bajos del campo eléctrico y un comportamiento lineal para voltajes más altos. A pesar que este modelo fue desarrollado para geometría plana, puede emplearse en geometría cilíndrica ajustando el

punto donde se aplica el campo eléctrico, dando muy buenos ajustes con los datos experimentales [25, 56].

Todos los experimentos realizados confirman un aumento del FCC con el campo eléctrico. Tanto los experimentos de flujo forzado de Markels y Durfee [42] como los de ebullición en pileta [50] muestran un aumento del FCC. En el caso del flujo forzado (con agua destilada) se utilizó además una geometría desfavorable (con el tubo externo conectado a tierra y haciendo las veces de calefactor), encontrándose una mejora en el FCC hasta 2 kV y una disminución para voltajes mayores. La explicación que dieron a este comportamiento fue que el balance entre fuerzas electroforéticas y dielectroforéticas es distinto para el caso de calentamiento externo que para calentamiento interno. Mientras que para este último las dos fuerzas tienen el mismo signo y favorecen el desprendimiento de las burbujas, para el caso de calentamiento externo las fuerzas tienen signo opuesto, de forma que la fuerza dielectroforética prevalece a altos voltajes tendiendo a retener a las burbujas sobre el calefactor y por lo tanto empeorando el FCC. También los experimentos de Jones y Schaeffer [57] con R-113 y campos AC y los de Zhorzholiani y Shekriladze [15] (con líquidos polares y no polares) mostraron un importante incremento en el flujo crítico de calor aplicando un campo eléctrico. Experimentos mas recientes con geometrías coaxiales asimismo manifiestan esta tendencia [25], lográndose un aumento de mas de 3 veces el FCC para voltajes aplicados de 15 kV respecto al caso sin campo eléctrico.

En cuanto al efecto del subenfriamiento siempre aumenta el FCC [56]. Pero la diferencia en el valor del FCC para dos subenfriamientos disminuye cuando el campo eléctrico aumenta (ver Figura 1.8). La aplicación de un voltaje también ha sido exitosa en condiciones de microgravedad [3], mejorando los valores de FCC hasta 4 veces respecto al caso de 0 kV aplicados y condiciones de microgravedad (alrededor de 0. 1g), mientras que, en condiciones terrestres (1 g) y con el mismo aparato experimental, este aumento es del orden de 2.5.

En resumen, en ebullición nucleada:

- El campo eléctrico disminuye el tamaño de desprendimiento de las burbujas y aumenta la frecuencia de desprendimiento [41, 50].

- La aplicación de un campo eléctrico mejora la transferencia de calor en ebullición nucleada a bajos flujos de calor en geometrías coaxiales. Para otras geometrías (por ej. las mostradas en la Figura 1.2) esta mejora también se produce a flujos de calor más altos.

- Para flujos de calor altos y geometrías coaxiales el efecto del campo eléctrico se reduce. Esta disminución tiene dos causas posibles: la mayor cantidad de gas que disminuye la intensidad del campo eléctrico y/o la reducción en el área disponible para la convección.

- La no-uniformidad del campo eléctrico contribuye a que la transferencia de calor sea más efectiva. Así una configuración de electrodos en forma de anillos tiene coeficientes de transferencia de calor mayores que la de electrodos alineados con el calefactor.

- La adición de un líquido conductor mejora la transferencia de calor. La explicación que brindan los investigadores es una reducción en el tiempo de relajación de las cargas y una disminución en la tensión superficial que, a su vez, permitiría una nucleación homogénea con un menor tamaño de formación de la burbuja.

- Para geometrías planas hay un efecto de migración de burbujas sobre el calefactor que mejora la transferencia de calor.

- El FCC siempre aumenta con un voltaje aplicado, para líquidos polares, no polares y distintas configuraciones. Esta propiedad también se mantiene en condiciones de microgravedad. La adición de un líquido conductor en un dieléctrico mejora aun más el punto de FCC.

Sin embargo todavía se mantienen los siguientes interrogantes:

- cuál es el mecanismo dominante en la transferencia de calor en ebullición nucleada;
- qué mecanismo es responsable del FCC;
- el efecto de campos eléctricos con geometrías adversas en la ebullición nucleada;
- la diferencia entre la acción de un campo eléctrico con corriente continua o alterna.

1.2.3. Régimen de transición y punto de Leidenfrost.

Se han presentado varios modelos sobre transferencia de calor en el régimen de transición, no habiéndose determinado cual de ellos es el mas adecuado. La investigación experimental del problema se complica dado el difícil acceso a esta zona de la curva de ebullición y la gran dispersión en los datos medidos. Hay acuerdo generalizado entre los investigadores sobre:

1. la existencia de un contacto sólido–líquido que provoca grandes oscilaciones en la temperatura [58],

2. existencia de dos curvas de transición, dependiendo de si la curva de ebullición se obtiene con calentamiento o con enfriamiento [59],

3. la influencia determinante del acabado de la superficie, ó, mas exactamente, la influencia del acabado en el mojado de la superficie [60].

Entre las teorías propuestas se encuentran:

- Bankoff y Mehra (ver referencia en [58]): el principal mecanismo de transferencia de calor es la conducción durante el contacto del líquido con la superficie calefactora (conducción transitoria).

- Katto y Yokoya [61]: basados en el modelo de FCC de Haramura y Katto [53], propusieron que el tiempo en el que la superficie permanece seca es el mismo que se tiene en el FCC y por lo tanto de la curva de ebullición nucleada puede extrapolarse la transición. Esta teoría no tiene en cuenta la disminución de temperatura que ocurre cuando la burbuja se desprende.

- Kostyuk *et al.* (ver referencia en [62]): la transferencia de calor se produce a través de conducción, ebullición y transferencia de calor en el contacto sólido – líquido. Es un modelo semi- empírico

- Farmer (ver referencia en [9]): incorpora al modelo de Kostyuk la evaporación de la microcapa. Sin embargo no predice correctamente la variación de temperatura sobre la superficie calefaccionada.

- Chin Pan *et al.*[9]: el modelo se basa en parte en el trabajo de Haramura y Katto [53]. Propone transferencia de calor por conducción transitoria, ebullición y evaporación de la macrocapa (la capa de líquido que se forma debajo de una gran burbuja alimentada por varios sitios de nucleación)

- Modelo de punto seco (*dry - spot)* [62]: el modelo supone que los puntos secos que se forman debajo de la burbuja son responsables del secado del calefactor y que el flujo de calor está dado por:

$$q''_{tr} = (1-\Gamma)q''_{n} + \Gamma q''_{p} \tag{1.19}$$

donde q_n y q_p son los flujos de calor en ebullición nucleada pura y en ebullición pelicular pura, Γ es la fracción de área del calefactor en contacto con vapor, relacionada con el número de sitios de nucleación y la distribución de los puntos secos.

Según Jones [41], el primer dato experimental acerca del punto de mínimo flujo de calor (o de Leidenfrost) se debe a Choi [63], quien encontró un fuerte incremento del mismo en presencia de campos eléctricos.

En el régimen de transición y ebullición pelicular Markels y Durfee [50] realizaron experimentos de ebullición en pileta con isopropanol y la geometría ya descripta en la sección anterior, encontrando un marcado aumento del FCC con voltajes crecientes y una disminución de la región de transición, pudiendo incluso pasar del régimen pelicular al de transición con la aplicación de voltajes moderados (hasta 1 kV) y a ebullición nucleada con mayores voltajes (mas de 2 kV). Además, midiendo la resistencia del calefactor en distintas condiciones pudieron estimar el área relativa de mojado del calefactor, llegando a la conclusión de que el campo eléctrico mejora el mojado, lo cual podría ser otra de las causas del aumento de la transferencia de calor.

Baboi *et al.* [43] encontraron que el régimen de transición no se distinguía o bien desaparecía a altos voltajes, y que la acción combinada de la turbulencia con la fuerza dielectroforética que actúa sobre las burbujas empujan a éstas fuera del calefactor más rápidamente que lo que sucede sin campo eléctrico, provocando por lo tanto que el pico de flujo de calor se produzca a mayor temperatura de sobrecalentamiento del calefactor.

En el mismo trabajo en el que dedujo una expresión para el FCC, Johnson [55] encontró la siguiente expresión para el flujo mínimo de calor:

$$\frac{q''_{E}}{q''_{0}} = \frac{\lambda_{m,E}\gamma_{m,E}}{\lambda_{m,0}\gamma_{m,0}} \tag{1.20}$$

donde γ_m es la tasa de crecimiento de la burbuja. Para la obtención de esta expresión Johnson [55] consideró un campo eléctrico uniforme por lo cual no resulta aceptable para aplicar en experimentos de un alambre fino, pero puede modificarse para poder ser utilizada en este tipo de geometrías. Esta expresión predice un aumento lineal del punto de Leidenfrost con el campo eléctrico aplicado.

Como se mencionó en la sección anterior Zhorzholiani *et al.* [15] hicieron mediciones en el régimen de transición con líquidos polares y no polares y también con campos eléctricos no uniformes con geometría de calefactor cilíndrico y placa plana. Para esta configuración concluyeron que el efecto de un campo eléctrico era casi el mismo en el caso uniforme que no uniforme. Las curvas de ebullición que obtuvieron fueron tomadas para diferencias de temperatura de hasta 150 ^{o}C y no llegan al régimen de ebullición pelicular cuando hay un voltaje aplicado, por lo que no se puede aseverar que la transición es anulada con un voltaje aplicado o simplemente se retarda. Para intensidades de campo eléctrico del orden de 1 kV/cm puede apreciarse la aparición de un punto de flujo crítico de calor y una región de transición en la que la transferencia de calor aumenta con el voltaje. Para intensidades mayores no se observa un punto de flujo crítico al menos hasta las temperaturas alcanzadas. Una de las dificultades que mencionan los autores es la gran dispersión de los datos y los pocos puntos que es posible medir en los experimentos en este régimen.

Jones y Schaeffer [57] realizaron experimentos con R-113 y voltajes continuos y alternos. Compararon los datos obtenidos con el modelo de ondas superficiales electrohidrodinámico llegando a la conclusión de que la longitud de onda dominante decrece cuando crece el voltaje aplicado. El modelo de ondas superficiales EHD predice además con bastante precisión los datos obtenidos para la longitud de onda, incorporando así el efecto de un campo eléctrico no uniforme. El punto de Leidenfrost fue exitosamente correlacionado con la relación de Johnson [55] (Ec. 1.14) para voltajes continuos. Se encontró un incremento del flujo mínimo de calor y una progresiva supresión del régimen de transición con el campo eléctrico.

Los modelos propuestos hasta aquí para predecir el punto de Leidenfrost eran muy sensibles al espesor de la capa de vapor, una cantidad que experimentalmente no puede determinarse con suficiente precisión. Notando esto Berghmans [64] elaboró un modelo que tiene en cuenta la naturaleza tridimensional de la perturbación alrededor del alambre calefactor y que ajusta mejor que la correlación de Jones [57] para campos eléctricos intensos pero pierde precisión para 0 kV.

Se puede concluir entonces que:

- la aplicación de un campo eléctrico mejora la transferencia de calor en el régimen de ebullición en transición e incluso puede anularla o retrasar la aparición de este régimen con voltajes suficientemente altos;
- el valor de flujo mínimo de calor (punto de Leidenfrost) aumenta con el voltaje;
- el mojado del calefactor aumenta con la intensidad del campo eléctrico aplicado, siendo ésta una posible causa de la mejora en la transferencia de calor.

Los puntos en los que no hay un acuerdo generalizado son entre otros:

- si el punto de Leidenfrost está controlado por el valor de flujo de calor ó el de la temperatura;

- el mecanismo que actúa en la ebullición de transición.

1.2.4. Ebullición pelicular.

Este régimen de ebullición, así como también el de ebullición nucleada, ha sido extensamente estudiado por su importancia en procesos de enfriamiento y asociados con accidentes de pérdidas de refrigerante en reactores nucleares. La influencia del campo

eléctrico en la ebullición pelicular sin embargo no ha tenido una investigación tan exhaustiva como es el caso de la ebullición nucleada.

En su estudio del efecto del campo eléctrico en la ebullición, Baboi *et al.* [43] descubrieron que por arriba de los 50 kV/mm no ocurre ebullición pelicular y que la longitud de onda de la película de vapor disminuye cuando el campo eléctrico aumenta, comprobando nuevamente que se forman patrones de onda inestables que cambian de dos a tres dimensiones cuando se intensifica el voltaje. Este comportamiento fue confirmado por los experimentos de Jones y Schaeffer [57] quienes aplicaron campos eléctricos de corriente alterna.

Los experimentos de Markels y Durfee [50] en ebullición en pileta con alcohol isopropil exhiben un apreciable aumento de la transferencia de calor con el voltaje aplicado, mostrando además que los voltajes continuos dieron flujos de calor entre 10% y 50 % más altos que los voltajes de corriente alterna. Los autores comprobaron además que la aplicación de un campo eléctrico provoca un mayor mojado del calefactor pudiendo pasar del régimen de ebullición pelicular al régimen de transición ó a ebullición nucleada dependiendo del voltaje aplicado.

Recientemente Carrica *et al.* [65] descubrieron la existencia de un segundo régimen pelicular en presencia de campos eléctricos, separado del primero por una histéresis, tal como sucede con la convección y la ebullición nucleada. El primer régimen, denominado *Film II*, ocurre cuando la temperatura del calefactor es baja y es muy sensible al voltaje aplicado, mostrando un fuerte incremento de la transferencia de calor con voltajes crecientes. El segundo régimen (llamado *Film I*), se presenta a altos sobrecalentamientos del calefactor y tiene una dependencia débil con el campo eléctrico, semejándose más a la transferencia de calor en ebullición pelicular sin voltaje aplicado. Entre estos regímenes existe una transición crítica análoga a la que ocurre desde el régimen de ebullición nucleada a pelicular sin voltaje aplicado, exhibiendo también histéresis. Esta segunda transición ha sido observada únicamente para el caso de calefactores filiformes [65, 66] y existen explicaciones teóricas que indican que sólo aparecería en geometrías cilíndricas o esféricas [66, 67].

De lo expuesto puede decirse que la aplicación de un campo eléctrico:

- genera otro régimen de ebullición pelicular (*Film II*) a bajos sobrecalentamientos, separado del primero por una transición similar a la primera crisis de la ebullición sin la aplicación de campos eléctricos. Esta transición aparecería únicamente en geometrías cilíndricas o con gran gradiente de intensidad de campo eléctrico.
- aumenta la transferencia de calor en este régimen, especialmente en la región de *Film II* (bajo sobrecalentamiento del calefactor).
- disminuye la longitud de onda de la película de vapor que se forma sobre el calefactor.
- aumenta el mojado del calefactor

En cuanto a los puntos en los que no existe un acuerdo generalizado pueden enumerarse:

- el mecanismo que causa la transición de *Film II* a *Film I*;
- la validez de la teoría hidrodinámica para modelar este régimen.

1.3. CURVAS DE EBULLICION NUCLEADA CON CAMPOS ELECTRICOS

Los datos experimentales que se presentan a continuación son producto de un trabajo experimental anterior al presentado en esta tesis. En algunos casos se muestran curvas con menos puntos que los obtenidos en los experimentos para facilitar la visualización.

En la Figura 1.4 se muestran dos curvas de ebullición nucleada con R-113 a temperatura de saturación, obtenidas con un arreglo experimental como el que se describe en el Capítulo 2, esto es, un calefactor central sobre el que actúa un campo eléctrico concéntrico al mismo. Estas curvas son similares a las publicadas en trabajos anteriores sobre efectos de campos eléctricos en la ebullición en pileta [25, 44] y fueron obtenidas como parte de un trabajo de tesis de grado [49]. Puede verse la diferencia notable en el FCC que se obtiene con voltaje aplicado. Otra característica de estas curvas es el punto de comienzo de ebullición nucleada (ONB), el cual ocurre a mayores flujos de calor cuando se aplica voltaje. Además, la transición de convección natural a ebullición nucleada no es unívoca, es decir que para el mismo sobrecalentamiento promedio del calefactor se observan varios flujos de calor posibles. Esta particularidad indica la coexistencia de los dos regímenes en el calefactor, o alternativamente sobre el mismo, la cual se acentúa cuando se aplica voltaje. En el caso de la Figura 1.4 coexisten zonas en ebullición nucleada y en convección natural para bajos flujos de calor, aumentando repentinamente el área en ebullición nucleada con aumentos en el flujo de calor.

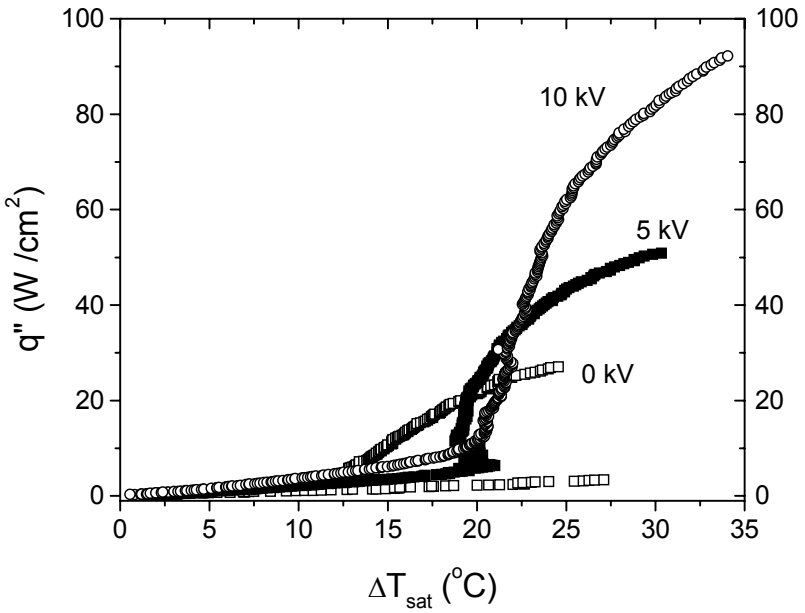

Figura 1.4: Curvas de ebullición para distintos voltajes aplicados con un campo eléctrico de geometría cilíndrica concéntrico al calefactor y temperatura de saturación del líquido.

La información contenida en la curva de ebullición puede manipularse para obtener el coeficiente de flujo de calor *h* que nos dará una idea de cuán buena es la transferencia de calor. En la Figura 1.5 puede verse como aumenta el coeficiente de transferencia de calor con el voltaje y el flujo de calor en régimen de convección natural y temperatura de saturación del líquido. Como se mencionó anteriormente este fenómeno es causado principalmente por la electroconvección que actúa en el líquido y favorece la renovación del mismo sobre el calefactor. Otro detalle a tener en cuenta son los mayores valores de flujo de calor alcanzados con campo eléctrico aplicado, consecuencia también del fenómeno mencionado anteriormente. Para realizar estas curvas se descartaron los puntos experimentales donde solo hay parte del calefactor en ebullición, tomándose en cuenta sólo los puntos en los que existe convección ó ebullición en la totalidad del calefactor.

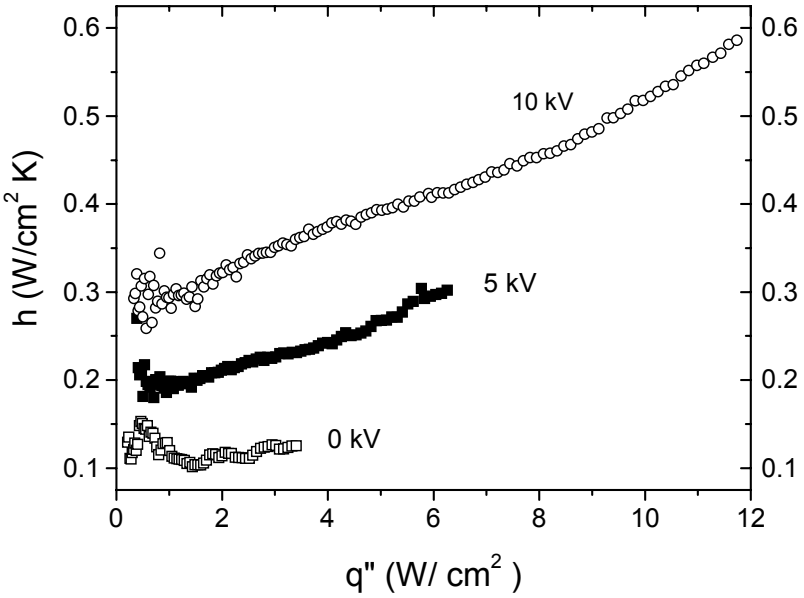

Figura 1.5: Coeficiente de transferencia de calor en el régimen de convección natural con líquido en saturación.

Análogo al coeficiente de transferencia de calor en convección, en la Figura 1.6 se muestra el coeficiente de transferencia de calor en ebullición nucleada (definido en la Ec. 1.2) en función de la transferencia de calor para distintos voltajes aplicados. Puede observarse que a bajos flujos de calor la transferencia de calor es más eficiente sin voltaje aplicado, situación que se revierte cuando el flujo de calor es cercano al FCC. Una de las causas de este comportamiento puede deberse a la acción de la electroconvección que actúa en el líquido, presente cuando hay un campo eléctrico aplicado.

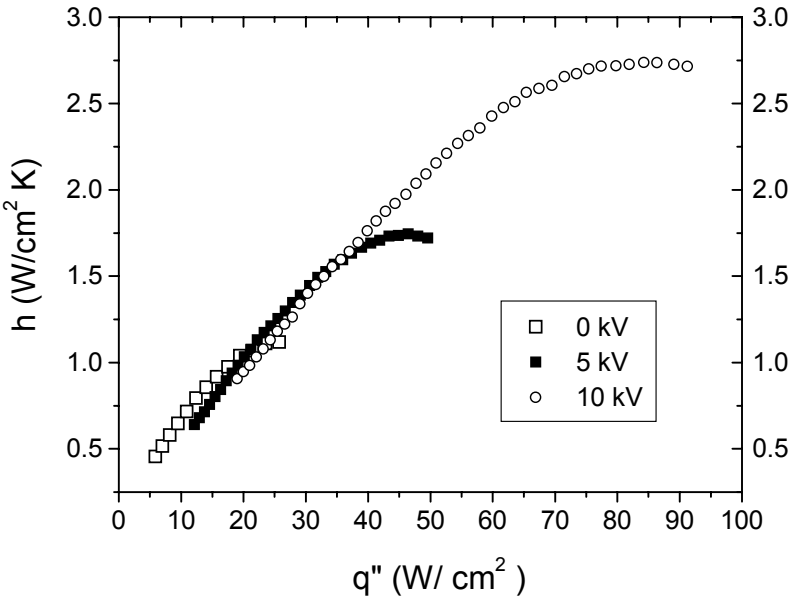

Figura 1.6: Coeficiente de transferencia de calor en el régimen de ebullición nucleada con líquido en saturación.

Efecto del subenfriamiento

En la Figura 1.7 pueden observarse las curvas de ebullición para distintos voltajes aplicados y temperatura de subenfriamiento del freón R113 de 27 ^{o}C. Estas curvas fueron obtenidas con una geometría de campo eléctrico coaxial [49]. El comportamiento general es análogo al obtenido en temperatura de saturación (Figura 1.4), pero los valores de FCC son notablemente mayores que los obtenidos con subenfriamiento.

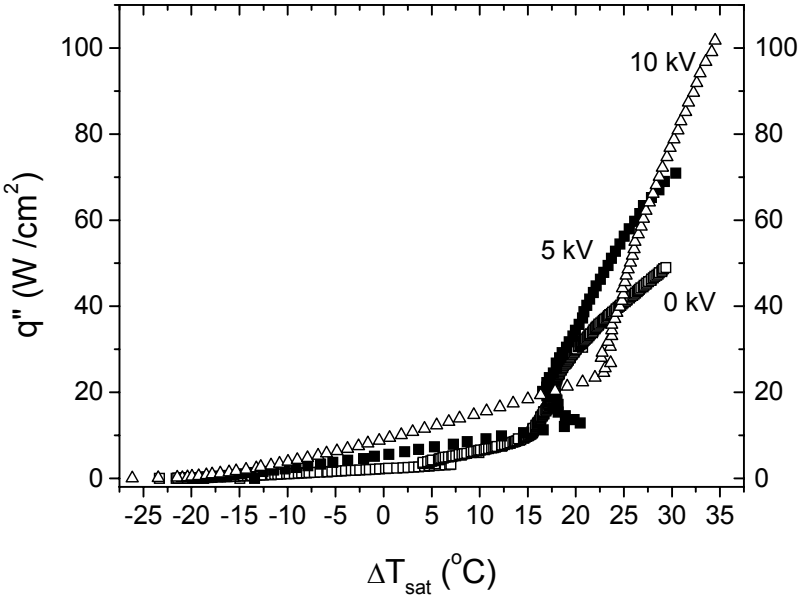

Figura 1.7: Curvas de ebullición para un subenfriamiento de 27 ^{o}C y tres voltajes aplicados diferentes.

En la Figura 1.8 se muestra el comportamiento del flujo crítico de calor con el subenfriamiento del refrigerante R113. Tal como ocurre en ausencia de campo eléctrico [8], el flujo crítico de calor aumenta con el subenfriamiento de manera lineal. Sin embargo la pendiente disminuye al aplicar el campo eléctrico. Esta pendiente indica la sensibilidad del flujo crítico de calor al subenfriamiento: tiene un valor de 0.82 W/cm^2 ^{o}C a 0 kV y 0.38 W/cm^2 ^{o}C a 10 kV. Se observó una mayor dispersión estadística en los datos para voltajes superiores llegando al 5% a 10 kV en contraste con el 1.8 % de dispersión en ausencia de campo. Para 0 kV la curva se comparó con la correlación de Kutateladze (ver en referencia [8]) ajustando coeficientes y se observó una buena concordancia con los datos experimentales.

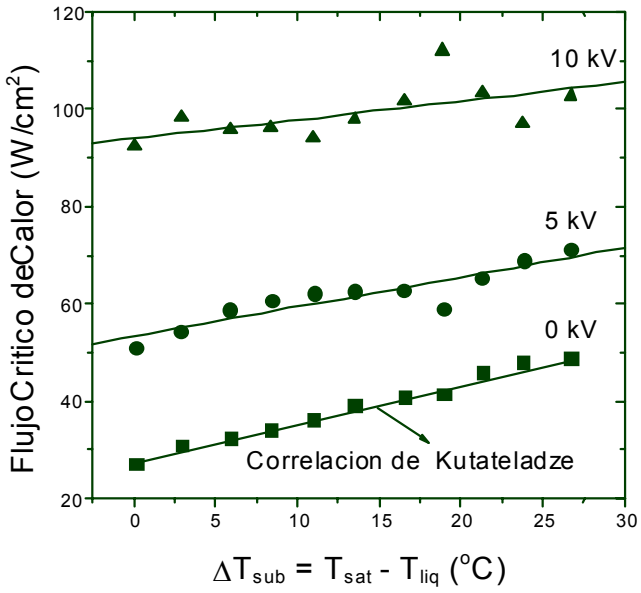

Figura 1.8: Flujo crítico de calor en función del subenfriamiento para distintos voltajes aplicados

El comportamiento del coeficiente de transferencia de calor con subenfriamiento y en el régimen de convección natural (ver Figura 1.9) es similar al observado cuando el líquido está saturado (ver Figura 1.5). El coeficiente de transferencia de calor siempre aumenta con el voltaje comparado con los valores a 0 kV. Los valores del coeficiente de calor no son tan altos como en el caso de saturación pero, por otra parte, debido a la renovación de líquido más frío sobre el calefactor se alcanzan flujos de calor mayores que en aquel caso.

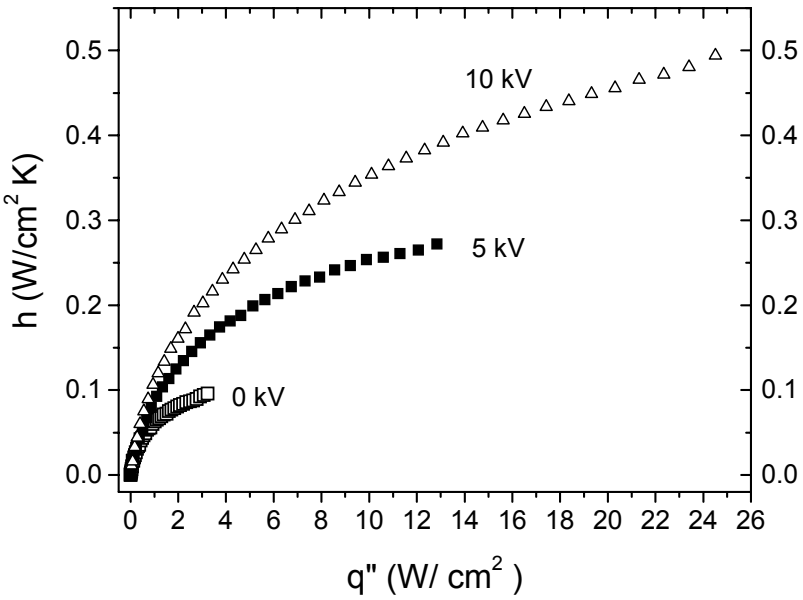

Figura 1.9: Coeficiente de transferencia de calor en función del flujo de calor para 27 °C de subenfriamiento y convección natural.

En la Figura 1.10 se muestran las curvas de coeficientes de transferencia de calor en función del flujo de calor para distintos voltajes aplicados y para un subenfriamiento de 27 ^{o}C. Nuevamente para bajos flujos de calor el coeficiente es mayor cuanto menor es el voltaje, situación que se revierte para flujos de calor cercanos al FCC, en este caso sin embargo la diferencia entre valores para los distintos voltajes aplicados es menor que para saturación. Es notable la diferencia entre los valores máximos alcanzados comparando con el líquido en saturación: los valores a 10 kV son cercanos a un 70 % menor que cuando el líquido está saturado. Esta disminución relativa concuerda con la menor pendiente en las curvas de la Figura 1.8, poniendo en evidencia el apantallamiento que produce el subenfriamiento en los efectos del campo eléctrico.

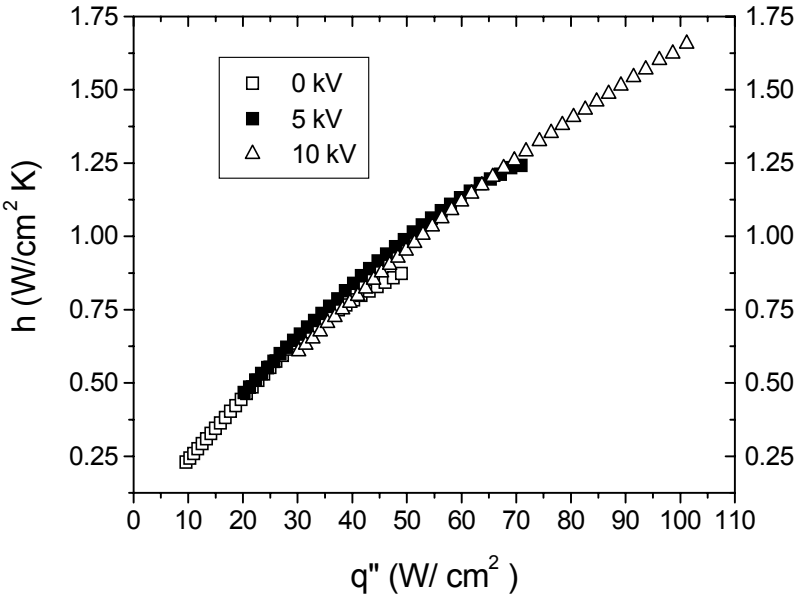

Figura 1.10: Coeficiente de transferencia de calor en el régimen de ebullición nucleada con un subenfriamiento del líquido de 27 ^{o}C.

1.4. ORGANIZACIÓN DE ESTA TESIS.

En este trabajo se presentan mediciones experimentales del efecto del campo eléctrico sobre la transferencia de calor y el flujo de dos fases con diferentes geometrías de calefactores y de campo eléctrico.

En el Capítulo 2 se presentan mediciones del campo de dos fases cercano al calefactor con una geometría coaxial y un campo eléctrico favorable al desprendimiento de burbujas. Se brinda una pequeña introducción sobre el funcionamiento de sondas ópticas y trabajos anteriores relacionados. También se presentan gráficos de distribución temporal de tamaños de cuerdas de burbujas, fracción de vacío y frecuencia de impacto en función de la potencia y distancia al calefactor para distintos voltajes aplicados.

En el Capítulo 3 se exponen mediciones de transferencia de calor en ebullición nucleada y flujo crítico de calor para dos geometrías de campo eléctrico adverso. Se muestra además el efecto del subenfriamiento en la transferencia de calor.

El Capítulo 4 agrupa datos de experimentos de enfriamiento (*quenching*) con una geometría de campo eléctrico adverso, mostrando curvas de ebullición. Se resalta el efecto del campo eléctrico en el régimen de transición.

El Capítulo 5 está dedicado a las conclusiones del trabajo y a la sugerencia de posibles líneas de trabajos a futuro.

Al final de cada capítulo se dan las referencias y la nomenclatura utilizadas en el mismo.

REFERENCIAS

[1] Webb, R.L., "Principles of enhanced heat transfer", John Wiley and Sons Inc., 1994.

[2] Thome, John R., "Enhanced boiling heat transfer", Hemisphere Publishing Corp., 1990.

[3] Di Marco, P.; Grassi, W., "EHD effects on pool boiling in reduced gravity", 5th ASME-JSME Engineering Joint Conference, March 15-19, 1999, S. Diego, CA, USA.

[4] Salehi, M.; Ohadi, M.M.; Dessiatoun, S., "EHD enhanced convective boiling of R-134a in grooved channels-application to subcompact heat exchnagers", Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 119, No.4, 805-9 (1997).

[5] Seyed-Yagoobi, J.,Chato, J.C., Crowley, J.M. and Krein, P.T., "Induction electrohydrodynamic pump in a vertical configuration", Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 111, 664 (1989).

[6] Nukiyama, S., "The maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure", J. Japan Soc. Mech. Eng., 37, 367 (1934). (Translation: Int. J. Heat Mass Transfer, 9, 1419, 1966).

[7] Incropera and DeWitt, "Fundamentals of heat and mass transfer", John Wiley and Sons Inc., 1990.

[8] Katto, Y., "Pool and external boiling", V.K. Dhir editor, p. 151, ASME, NYC, 1992.

[9] Chin Pan, Hwang J.Y. and Lin, T., "The mechanism of heat transfer in transition boiling", Int. J. Heat Mass Transfer, 32, 1337-1349 (1989).

[10] Drew, T.B. and Mueller, A.C., "Boiling", Trans. AIChE, 333, 449-454 (1937).

[11] Cooper, P., "EHD enhancement of nucleate boiling", Transactions of the ASME, 332, 458-464, (1990).

[12] Senftleben, H. and Braun, W., "Der Einfluss elektrischer Felder auf den Wärmestrom in Gasen", Z. Phys., 102, 480-500 (1936).

[13] Landau, L.D. and Lifshitz, M.E., "Electrodynamics of continuous media", Vol. 8, Pergamon Press, 1988.

[14] Pohl, H.A., "Some effects of nonuniform fields on dielectrics", Journal of Applied Physics, 29, No. 8, 1182-1188 (1958).

[15] Zhorzholiani, A. G. and Shekriladze, I.G., "Study of the effect of an electrostatic field on heat transfer with boiling dielectric fluids", Heat Transfer - Soviet Research, 4, No. 4, 81-98 (1972).

[16] Kronig, R. and Ashman, G., "The influence of an electric field on the convective heat transfer in liquids", Appl. Sci. Res. Sect., A 2, 31-32 (1949).

[17] Bonjour, E. and Verdier, J., "Interprétation de l'action de champs électriques sur les transferts de chaleur dans les liquides diélectriques", C. R. Hebd. Seances Acad. Sci (París), 250, 998-1000 (1960).

[18] Lazarenko, B.R., Grosu, F.P. and Bologa, M.K., "Convective heat transfer enhancement by electric fields", Int. J. Heat Mass Transfer, 18, 1433-1441 (1975).

[19] Allen, P.H.G., "Electric Stress and heat transfer", Br. J. Appl. Phys., 10, 347-351 (1959).

[20] Watson, P. K., "Influence of an electric field upon the heat transfer from a hot wire to an insulating liquid", Nature, 189, 563-564 (1961).

[21] Care, J.M. and Swan, D.W., "Some transient phenomena in heat transfer resulting from electric stress", Brit. J. Appl. Phys., 14, 263-265 (1963).

[22] Haque, M.F,. Msheila, E.D. and Sigurds Arajs, "Effect of electric fields on heat transfer in liquids", J. Phys. D: Appl. Phys., 25, 740-744 (1992).

[23] Turnbull, R.J., "Electroconvective instability with a stabilizing temperature gradient. Part I: Theory", Physics of Fluids, 11, No. 12, 2588-2596 (1968).

[24] Turnbull, R.J., "Electroconvective instability with a stabilizing temperature gradient. Part II: Experimental results", Physics of Fluids, 11, No. 12, 2597-2603 (1968).

[25] Carrica, P.M., Di Marco, P. and Grassi, W., "Effect of an electric field on nucleate pool boiling and critical heat flux: Overview of the results of an experimental study", Proc. of IV ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, Maui, Hi, USA (1995).

[26] Seyed-Yagoobi, J., Geppert, C.A. and Geppert, L.M., "Electrohydrodynamically enhanced heat transfer in pool boiling", Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 118, 233-237 (1996).

[27] Di Marco, P.and Grassi, W., "Natural convection in the presence of an electric field under variables gravity conditions", Proc. of 11th International Heat Transfer Conference, Kyongju, Korea (1998).

[28] Di Marco, P.and Grassi, W., "Saturated pool boiling enhancement by means of an electric field", J. Enhanced Heat Transfer, 1, No. 1, 99-114 (1993).

[29] Marangoni, C., Ann. Phys. Chem., 143, 337 (1871).

[30] Rastorguev, Y. and Gantsev, Y., "Thermal conductivity of liquids in a constant electric field", Applied Electrical Phenomena, 64-72 (1967).

[31] Savinykh, B., D'yakonov, V.G. and Usmanov, A.G., "Effects of variable electric fields on the electric conductivity of dielectric liquids", J. Eng. Physics, 41, No. 2, 870-875 (1981).

[32] Melcher, J.R. and Scwarz Jr., W.J., "Interfacial relaxation overstability in a tangential electric field", Physics of Fluids, 11, No. 12, 2604-2616 (1968).

[33] Van Stralen and Cole, "Boiling phenomena", Hemisphere Publishing C., vol. 1 and vol. 2, 1979.

[34] Rohsenow, W. M., "A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids", J. Heat Transfer, Trans. ASME, 74, 969-976 (1952).

[35] Forster, H.K. and Zuber,N., AIChE Journal, 1, 531 (1955).

[36] Forster, H.K. and Greif, R., Journal of Heat Transfer, C81, 43 (1959).

[37] Han, C.Y. and Griffith, P., International Journal Heat Mass Transfer, 8, 887 (1965).

[38] Mikic, B.B. and Rohsenow, W.M., Journal of Heat Transfer, C91, 245 (1969).

[39] S.J.D. Van Stralen, "The mechanism of nucleate boiling in pure liquids and in binary mixtures - Part II", International Journal Heat Mass Transfer, 9, 1021 (1966).

[40] Paul, D.D. and Abdel-Khalik, S.I., "A statistical analysis of saturated nucleate boiling along a heated wire", International Journal Heat Mass Transfer, 26, 509-519 (1983).

[41] Jones, T.B., "Electrohydrodynamically enhanced heat transfer in liquids - A review", Advances in Heat Transfer, 14, 107-148 (1978).

[42] Markels, M. and Durfee, R.L., "Studies of boiling heat transfer with electrical fields", AIChE J., 11, 716-721 (1965).

[43] Baboi, N.F., Bologa M.K. and Klyukanov, A.A., "Some features of ebullition in an electric field", Appl. Electr. Phenom., (USSR), 20, 57-70 (1968).

[44] Carrica, P.M., Di Marco, P. and Grassi, W., "Nucleate pool boiling in the presence of an electric field: Effects of subcooling and heat-up rate", Exp. Thermal Fluid Sci., 15, 213-219 (1997).

[45] Yokoyama, T., Yamazaki, T., Kubo, Y., Ogata, J., Kawada, A. and Ooki, Y., "The effect of the electric field on boiling heat transfer of Fluorocarbon R-11", Heat and Mass Transfer in Refrigeration and Cryogenics, J. Bougard and N.H.Afgan eds., Hemisphere Pub. Corp., NY, 140-151 (1987).

[46] Singh, A., Ohadi, M.M. and Dessiatoun, S., "EHD-Enhanced boiling of R-123 over commercially available enhanced tubes", Transactions of the ASME, 117, 1070-1073 (1995).

[47] Ogata, J.and Yabe, A., "Basic study on the enhancement of nucleate boiling heat transfer by applying electric fields", Int. J. Heat Mass Transfer, 36, No. 3, 775-782 (1993).

[48] Karayiannis, T.G., "EHD boiling heat transfer enhancement of R123 and R11 on a tube bundle", Applied Thermal Engineering, 18, No.8-9, 809-17 (1998).

[49] V. Masson, "Estudio de algunos efectos del campo eléctrico en la ebullición de líquidos dieléctricos", Tesis de Licenciatura en Física presentada en la Universidad Nacional de Mar del Plata (1995).

[50] Markels, M. and Durfee, R.L., "The effect of applied voltage on boiling heat transfer", AIChE J., 10, 106-110 (1964).

[51] Carrica, P. M. and Clausse, A., "A mathematical model of local boiling nonlinear dynamics and crisis", Latin_American Appl. Res., 24, 77–87 (1994).

[52] Zuber, N., "Hydrodynamics aspects of boiling heat transfer", Atomic Energy Commission report AECU-4439 (1959).

[53] Haramura, Y. and Katto, Y., "A new hydrodynamic model of critical heat flux applicable widely to both pool and forced convection boiling and submerged bodies in saturated liquid", Int. J. Heat Mass Transfer, 26, 389-399 (1983).

[54] Unal, C., Sadassivan, P. and Nelson, R.A., "On the Hot-Spot controlled critical heat flux mechanism in pool boiling of saturated fluids", Engineering Foundation Conference on Pool and External Flow Boiling, S. Barbara, Ca (1992).

[55] Johnson, R.L., "Effects of an electric field on boiling heat transfer", AIAA J., 6, 1456 (1968).

[56] Masson, V.and Carrica, P. M., "Effects of an externally imposed electric field on subcooled boiling critical heat flux", Int. Comm. Heat Mass Transfer, 22, 483-492 (1995).

[57] Jones, T.B. and Schaeffer, R.C., "Electrohydrodynamically coupled minimum film boiling in dielectric liquids", AIAA J., 14, 1759 (1976).

[58] Lee, L.Y.W., Chen, J.C. and Nelson, R. A., "Liquid-solid contact measurements using a surface thermocouple temperature probe in atmospheric pool boiling water", Int. J. Heat Mass Transfer, 28, No. 8, 1415-1423 (1985).

[59] Witte, L.C. and Lienhard, J.H, "On the existence of two transition boiling curves", Int. J. Heat Mass Transfer, 25, No. 6, 771-779 (1982).

[60] Bui, T.D. and Dhir, V.K., "Transition boiling heat transfer on a vertical surface", Int. J. Heat Mass Transfer, 107, 756-763 (1985).

[61] Katto, Y. and Yokoya, S., "Principal mechanism of boiling crisis in pool boiling", Int. J. Heat Mass Transfer, 11, 993-1002 (1968).

[62] Sang Jun Ha, Hee Cheon No, "A dry – spot model for transition boiling heat transfer in pool boiling", Int. J. Heat Mass Transfer, 41, 3771-3779 (1998).

[63] Choi, H. Y., "Electrohydrodynamic boiling heat transfer", Ph.D. Thesis, Dep. Mech. Eng., Massachusetts Institute of Technology, Cambridge (1962).

[64] J. Berghmans, "Prediction of the effect of electric field on the most unstable wavelength during film boiling on small wires", J. of Electrostatics, 5, 265-272 (1978).

[65] Carrica, P.M., Di Marco, P. and Grassi, W., "Electric fields effects on film boiling on a wire", Journal of Experimental Heat Transfer, 9, 11-27 (1996).

[66] Cipriani, M., Di Marco, P. and Grassi, W., "Effect of an externally applied electric field on pool film boiling in FC-72", *XVIII UIT Italian Congress in Heat Transfer*, Cernobbio, (June 2000).

[67] Carrica, P. M., Masson, V. and Clausse, A., "A model of film boiling in the presence of electric fields", *Proceedings NURETH-7*, NUREG/CP-0142 Vol. 4, 3218 (1995).

NOMENCLATURA

d	Longitud del alambre	m
D/Dt	Derivada material	seg^{-1}
E	Módulo de campo eléctrico	N/coul
$\vec{E}$	Vector campo eléctrico	N/coul
El	Número de influencia eléctrica (ver Tabla 1.1)	1
f	Fuerza por unidad de volumen	N/m^3
F, G	Funciones	
g	Aceleración de la gravedad	m/s^2
Gr	Número de Grashof (ver Tabla 1.1)	1
h	Coeficiente de convección, coeficiente de transferencia de calor	W/m^2K
k	Conductividad térmica	W/mK
$\vec{k}$	Número de onda ($= \lambda^{-1}$)	m^{-1}
L, l	Longitud característica	m
Nu	Número de Nusselt (ver Tabla 1.1)	1
Pr	Número de Prandtl (ver Tabla 1.1)	1
q"	Flujo de calor	W/m^2
r_b	Radio de la burbuja	m
R	Distancia medida desde el centro del calefactor en forma radial	m
Re	Número de Reynolds (ver Tabla 1.1)	1
Re	Parte real (en la Ec.1.10)	1
t	Tiempo	seg
T	Temperatura	^oC

u	Velocidad de la burbuja	m/s
$\vec{x}$	Vector posición	m

Abreviaturas

FCC	Flujo crítico de calor	W/cm^2
ms	milisegundos	10^{-3} seg

Símbolos griegos

α	Difusividad térmica	m^2/s
β	Coeficiente de expansibilidad térmica	K^{-1}
Δ	Diferencia entre dos valores	
∇	Gradiente	m^{-1}
ε_o	Permitividad del vacío	F/m
$\varepsilon_1, \varepsilon_2$	Permitividad relativa al vacío	1
γ	Tensión superficial	N/m
γ	Tasa de crecimiento de la burbuja	m^{-1}
λ	Longitud de onda	m
λ_m	Longitud de onda crítica (Ec. 1.15)	m
μ	Viscosidad	$N{\cdot}s/m^2$
ν	Viscosidad cinemática	m^2/s
ξ	Perturbación	m
σ	Conductividad eléctrica	$ohm^{-1}.m^{-1}$
ρ	Densidad	kg/m^3
ρ_f	Densidad de carga eléctrica	$coul/m^3$
Γ	Fracción de área del calefactor en contacto con vapor	1
τ	Tiempo de relajación de las cargas (Ec. 1.6)	seg
ω	Frecuencia de la perturbación	s^{-1}

Subíndices

o	sin campo eléctrico, valor característico	c	convección
		E	con campo eléctrico
b	burbuja	eq	equivalente

g	gas		p	pelicular
	l	líquido	sat	saturación
	m	mínimo	tr	transición
	n	nucleada	w	pared

Capítulo 2

ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL CAMPO DE DOS FASES ADYACENTE A UN CALEFACTOR

En el Capítulo 1 se resumieron algunos resultados de experimentos previos de transferencia de calor y de flujo crítico de calor con campos eléctricos aplicados, de los que se desprende que estos fenómenos son afectados de forma notoria al aplicar un campo eléctrico y, en particular, cuando este campo es de geometría cilíndrica con un calefactor de forma filiforme. Por este motivo el estudio del campo de dos fases cercano al calefactor es un medio de obtener información adicional importante de los fenómenos que intervienen en los procesos de transferencia de calor con cambio de fase. En particular, el conocimiento de parámetros de dos fases puede ayudar a descubrir el mecanismo que provoca el cambio en el flujo crítico de calor producidos por la aplicación de campos eléctricos.

En este capítulo se describirán los resultados obtenidos en la medición del campo de dos fases en una región cercana al calefactor. Las mediciones se realizaron utilizando una sonda óptica de detección local con la cual se adquirió información del tiempo de tránsito de burbujas (tiempo de residencia de la sonda en gas) y del tiempo entre burbujas (tiempo de residencia de la sonda en líquido). Estos parámetros se procesaron para obtener valores de fracción de vacío y frecuencia de impacto interfacial. Dado que la sonda se podía mover tanto en la dirección vertical como en la dirección perpendicular al calefactor se pudo caracterizar la variación del tamaño de la pluma de gas (vapor de freón R-113) con el voltaje aplicado.

2.1. INTRODUCCIÓN

A continuación se brindará una breve reseña de antecedentes en el tema y se describirán los principios de funcionamiento de la sonda óptica utilizada, así como el procedimiento para construirla y el método de procesamiento de datos.

2.1.1. Antecedentes

En la literatura se encuentran numerosos estudios de flujo de dos fases cercano a un calefactor en ebullición. Bonetto *et al.* [1], Carrica *et al.* [2, 3], Iida & Kobayashi [4], Liaw & Dhir [5] y Shoji [6] estudiaron los parámetros de dos fases con diferentes geometrías (calefactores planos, horizontales y verticales) y con diferentes fluidos (agua, FC-72, R-11 y R-113). A partir de estos estudios pudieron encontrarse varios fenómenos interesantes en la ebullición, tales como la presencia de un pico en la fracción de vacío cerca de la superficie calefactora, cuando se utiliza agua saturada y altos flujos de calor, y la ausencia de este pico cuando el fluido utilizado es R-113 en ebullición. Asimismo en agua en ebullición se observa un pico en la frecuencia de impacto cerca del Flujo Crítico de Calor (FCC), pico que no se observa cuando el líquido en ebullición es de la familia de los freones o los fluorones. Esta diferencia de comportamiento sugiere que el FCC tiene mecanismos diferentes para los dos fluidos utilizados y que este podría incrementarse de alguna forma si se entendieran los

procesos que disparan este fenómeno.

En el campo de investigación de flujo de dos fases hasta el momento no se encuentra información acerca del efecto que produce la aplicación de un campo eléctrico en la fracción de vacío y en la frecuencia de impacto en las adyacencias de un calefactor. En este sentido el trabajo realizado en esta tesis doctoral es original, ya que es la primera vez que se miden parámetros de dos fases en ebullición con campos eléctricos. Para el desarrollo del trabajo de investigación fue necesario diseñar y construir una sonda de detección de fase especial sin componentes metálicos.

2.1.2. Principio de funcionamiento de la sonda óptica

La sonda óptica utilizada es del tipo de detección puntual de gas, es decir obtiene la información local de presencia de líquido o gas. Consiste en una punta aguda que perfora las burbujas y, basándose en la diferencia de los índices de refracción de los distintos medios, da como resultado una señal aproximadamente cuadrada como la mostrada en la Figura 2.1.

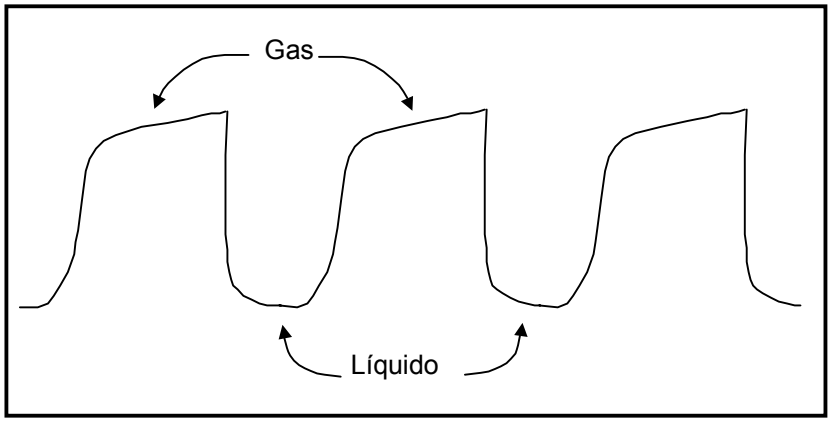

Figura 2.1: Señal de salida de la sonda

El principio de funcionamiento de la sonda óptica se basa en la reflexión total interna (RTI), la cual se produce si el índice de refracción del medio incidente (n_i) es mayor que el del medio transmisor (n_t) y si el ángulo de incidencia (θ_i) cumple con la desigualdad [7] :

$$\operatorname{sen}\theta_i \geq \frac{n_t}{n_i} \qquad (2.1)$$

Los índices de refracción del R-113 para líquido y gas (ver Tabla 2.1) arrojan un ángulo mínimo para RTI de ~ 42° para gas y cercano a 58° para líquido, siendo el índice de refracción de la fibra óptica n_i = 1.5.

Cantidad	Unidad(SI)	R-113 $C_2Cl_3F_3$
σ	[kg/s^2]	0.019
ρ_g	[kg/m^3]	7.38
ρ_l	[kg/m^3]	1565
μ_l	[kg/m s]	68x10^{-5}
λ	[W/m ^{o}C]	6.58x10^{-2}
ε_l	-	2.41
ε_g	-	1.0
h_{fg}	[kJ/ kg ^{o}C]	147
T_{sat}	[^{o}C]	47.6
n_l	-	1.28
n_g	-	1.0
q"$_{chf}$ (cal. filif.)	[W/cm^2]	26
q"$_{Lei}$ (cal. filif.)	[W/cm^2]	8
$C_{p,l}$ (25 ^{o}C)	[J/ kg K]	912.55
$C_{p,g}$ (25 ^{o}C)	[J/ kg K]	673.95
l (entalpia especifica de vaporizacion)	[kJ/ kg]	144.33
k (conductividad termica)	[W/ m K]	0.0688

Tabla 2.1: Propiedades del Freón R-113 en saturación.

El ángulo de incidencia en una fibra óptica de las características ya mencionadas cambia según la ley [7]:

$$\theta_{in} = 90^0 - (2m-1)\theta_o \qquad (2.2)$$

donde *m* se refiere al número de rebotes del haz y θ_o al ángulo de pulido. De aquí se ve que el ángulo disminuye con el número de rebotes y llega un punto en el que no se cumplen las condiciones de RTI por lo que parte del haz se transmite fuera de la sonda al líquido y se producen pérdidas. Una manera de reducirlas es disminuir el ángulo de pulido, tal como se ha realizado en este trabajo. Hay que advertir que sólo una porción del haz se encuentra con un ángulo de la fibra y rebota, el resto continúa paralelo hasta llegar a la punta (Figura 2.2a). Una vez que el haz llega a la punta de la sonda puede encontrarse como medio transmisor líquido o gas de freón R113 (Figura 2.2b) : si encuentra gas, y dado que el ángulo mínimo de RTI es ~ 42^0 y en lo sucesivos rebotes el ángulo de incidencia a lo sumo está en ese rango, el haz se refleja totalmente (ó en gran porcentaje) y es detectado; si el haz se encuentra con líquido como el ángulo mínimo de RTI es de ~ 60^0 se refleja en un porcentaje mucho menor que en el caso de gas y por lo tanto la señal detectada es mínima en comparación con la de gas. Este es el comportamiento ideal de la sonda, debido a las imperfecciones en su pulido existen pequeñas variaciones, por lo cual cuando detecta líquido hay cierto porcentaje de luz reflejada y cuando detecta gas hay cierta porción de luz que se refracta.

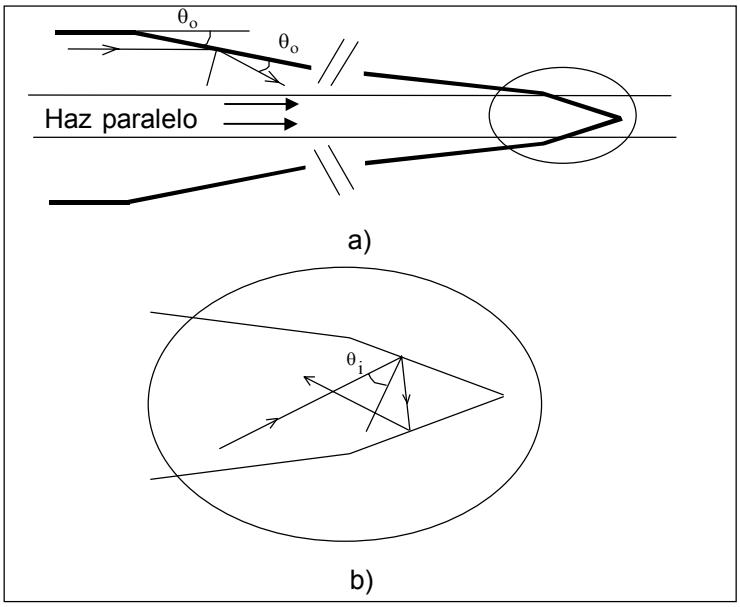

Figura 2.2: Esquema de la trayectoria de los rayos dentro de la sonda óptica.

La sonda utilizada es del tipo *true monofiber* multimodo con unión en Y. Esto significa que el extremo de detección de la sonda está construido con una única fibra. La trayectoria de los rayos de luz dentro de la fibra puede verse en la Figura 2.3. El rayo incidente pasa por la unión en Y, llega a la punta activa y, dependiendo el medio que encuentra, se refleja en mayor o menor medida. Idealmente cuando el medio es gas la luz se refleja totalmente, parte de la cual vuelve al láser y parte al fotomultiplicador, que por conveniencia en la sensibilidad y velocidad de respuesta se utilizó como detector.

.

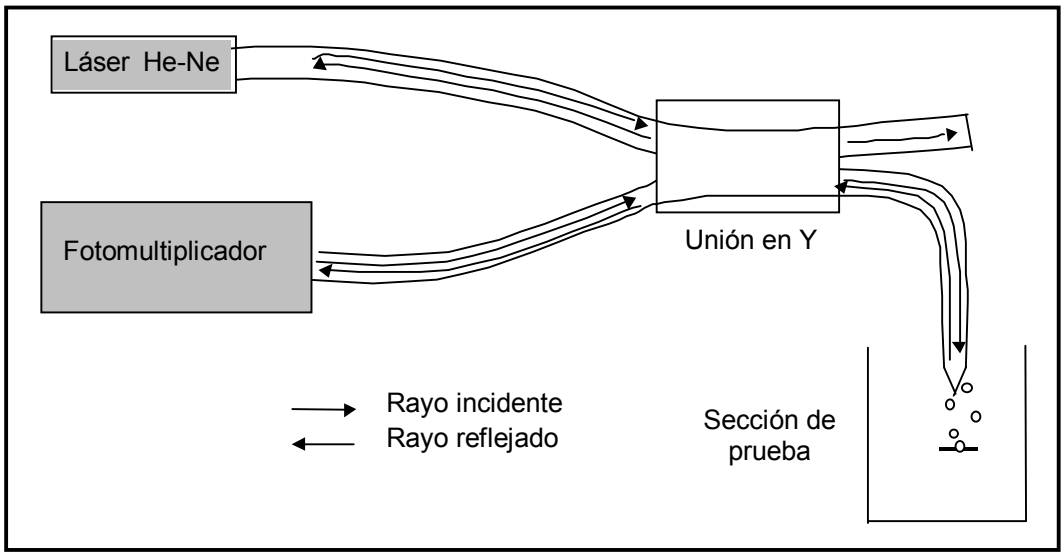

Figura 2.3: Esquema del recorrido de los rayos.

Otro efecto que hace que la señal obtenida no sea totalmente cuadrada es el tiempo de mojado y secado de la punta de la sonda. En este efecto intervienen factores como la tensión

superficial (para lo cual hay que considerar la posición relativa de la sonda con respecto a la normal a la superficie de la burbuja y los radios de curvatura locales de la misma), la velocidad de la burbuja y la forma de la punta de la sonda. Contribuye también el ancho de banda de los dispositivos electrónicos de detección y amplificación [8]. Por lo tanto la señal tiene un tiempo de subida y un tiempo de bajada en lugar de ser una subida instantánea, lo que lleva a utilizar algún método de discriminación para generar una señal cuadrada y así procesar los datos de una manera sencilla.

2.1.3. Tratamiento y procesamiento de datos

La idealización de la señal obtenida con la sonda óptica se denomina *función indicadora de fase local* la cual se define en el punto $\vec{x}$ y tiempo t como:

$$\chi_k(\vec{x},\ t) = \begin{cases} 1 & \text{en presencia de la fase k} \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} \tag{2.3}$$

Esta función cumple el rol de una función densidad de estado. Si se tienen dos fases la información de las dos fases se puede obtener a partir sólo de la función indicadora de gas (ó la de líquido) ya que ambas funciones están relacionadas por:

$$\chi_g(\vec{x},t) + \chi_l(\vec{x},t) = 1 \tag{2.4}$$

De aquí en más se representará la función indicadora de gas por χ. A partir de ella se pueden calcular dos parámetros muy importantes del flujo de dos fases: diversos promedios que llevan a la *fracción de vacío* α y la *frecuencia de impacto interfacial*, $\dot{N}$.

La fracción de vacío se define como la probabilidad de encontrar gas en un dado instante de tiempo en un punto del espacio. Esta definición se puede integrar en una línea, en un área o en un volumen resultando entonces el porcentaje más probable de gas que habrá en una línea, área o volumen. La función indicadora puede relacionarse con la fracción de vacío de varias formas:

- en condiciones estacionarias y asumiendo válida la hipótesis ergódica [9] se tiene la siguiente definición de α [8]:

$$\alpha_\tau(\vec{x},t) = \lim_{\tau\to\infty} \frac{\left(\int_{t-\tau/2}^{t+\tau/2} \chi(\vec{x},t')dt' \right)}{\tau} \tag{2.5}$$

- cuando el fenómeno es transitorio pero el cambio en los parámetros de dos fases es suficientemente lento, es posible medir durante un tiempo largo sin variar apreciablemente las condiciones del proceso de forma de obtener suficiente estadística para calcular la fracción de vacío con una muestra en el tiempo τ, como:

$$\alpha(\vec{x},t) = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau/2}^{t+\tau/2} \chi(\vec{x},t')dt' \qquad (2.6)$$

La fracción de vacío es entonces la probabilidad de encontrar gas en el punto $\vec{x}$ y tiempo t. En este caso decimos que el proceso es cuasi-estacionario, en el sentido de que los tiempos característicos de las variaciones del proceso bajo medición son mucho más grandes que el tiempo necesario para medir la fracción de vacío con un error estadístico adecuado.

- a partir de N experimentos idénticos por promedio de ensambles (*ensemble average*), definido por:

$$\alpha(\vec{x},t) = \sum_{j=1}^{N} \frac{\alpha_j(\vec{x},t)}{N} \qquad \text{ó} \qquad \alpha(\vec{x},t) = \sum_{j=1}^{N} \frac{1}{N\tau} \int_{t-\tau/2}^{t+\tau/2} \chi_j(\vec{x},t')\,dt' \qquad (2.7)$$

donde aquí el subíndice *j* indica el que se trata el *j*-ésimo experimento. Nótese que aquí la naturaleza estadística del fenómeno se promedia utilizando dos procedimientos diferentes pero equivalentes: a) valores medidos por experimento (primera igualdad), lo que tiene un enorme costo experimental para obtener valores significativos, b) valores en promedios temporales cortos de varios experimentos (segunda igualdad), lo que reduce considerablemente el error estadístico pero requiere conocer cuál es el tiempo adecuado para hacer los promedios temporales.

Se define la frecuencia de impacto interfacial como:

$$\dot{N}(\vec{x},t) = \frac{N(\vec{x},t-\tau/2,t+\tau/2)}{\tau} \qquad (2.8)$$

donde $N(\vec{x},t-\tau/2,t+\tau/2)$ es el número de interfaces que tocan la punta de la sonda entre $-\tau/2$ y $\tau/2$. En esta definición está implícita la hipótesis de estado cuasi-estacionario explicada anteriormente. La frecuencia de impacto interfacial se relaciona con la velocidad de la burbuja de manera que [10]:

$$\dot{N} = u\, a_i/2 \qquad (2.9)$$

donde *u* es la velocidad de la burbuja relativa a la punta de la sonda y a_i la densidad de área interfacial. La frecuencia de impacto interfacial es, por lo tanto, la frecuencia con la que la sonda encuentra interfaces gas/líquido y está relacionada con la velocidad del gas y la densidad de área interfacial. La velocidad del gas puede medirse, por ejemplo, con sondas dobles haciendo correlación cruzada para calcular el tiempo promedio (pesado con la densidad numérica de burbujas) que las interfaces tardan en recorrer la distancia entre las dos puntas, lo que permiten también la medición simultánea del área interfacial si se supone que las burbujas son esféricas.

El error estadístico en el cálculo de fracción de vacío y frecuencia de impacto, ecuaciones 2.6 y 2.8, está controlado básicamente por el número de interfaces contabilizadas [11] ó, equivalentemente, por el tiempo de muestreo τ multiplicado por la frecuencia de impacto. En el Apéndice 1 se brinda un cálculo mas detallado del error estadístico. Cabe acotar que además del error estadístico existe un error debido al tamaño finito de la sonda y que no permite medir burbujas más pequeñas que un dado tamaño [8]. Este error no es tan importante en la medición de la fracción de vacío (ya que las burbujas que no son detectadas no representan una gran cantidad de gas) como lo es en la frecuencia de impacto. Es por ello que los valores de fracción de vacío pueden ser consideradas como cuantitativos, mientras que las mediciones de frecuencia de impacto indican un comportamiento cualitativo.

A partir de la función indicadora también puede extraerse información temporal de las fases. El *tiempo de tránsito de burbujas* (ttb) es el tiempo durante el cual el gas toca la punta de la sonda por lo que la distribución del tiempo de tránsito de burbujas es la distribución del tiempo cordal medido por la sonda, ver Figura 2.4. La distribución del *tiempo entre burbujas* (teb) se obtiene entre dos frentes crecientes y es el tiempo transcurrido entre el comienzo de una burbuja y la siguiente. Estas cantidades relacionan la distribución del tamaño de burbujas y la velocidad de la burbuja en el punto. Además, en el caso estacionario, a partir de ellas puede definirse alternativamente la fracción de vacío como:

$$\alpha(\vec{x},t) = \frac{\sum ttb_i}{\tau} \qquad (2.10)$$

la cual es equivalente a la definición 2.6.

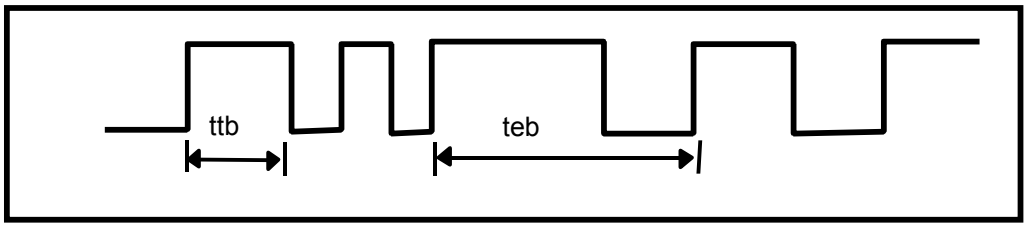

Figura 2.4: función indicadora y tiempos medidos: tiempo de tránsito de burbujas (*ttb*) y tiempo entre burbujas (*teb*).

2.1.4. Adquisición de datos

Se utilizó por simplicidad la digitalización por comparación con un único nivel con histéresis [8]. El nivel de comparación se fija para evitar errores por exceso en la medición de la frecuencia de impacto, debidos a la aparición de burbujas muy próximas. En la Figura 2.5 puede apreciarse este último caso donde una de las señales no ha llegado a cero cuando se inicia la siguiente, lo cual sucede porque la sonda no ha terminado de secarse cuando ya otra burbuja es pinchada y la sonda comienza a mojarse nuevamente. En estos experimentos el nivel de comparación se fijó en 50 % lo que provoca errores relativos del orden del 15 % (como en el caso particular de calibración utilizado en [12]); sin embargo los errores dependen fuertemente del tiempo de tránsito de las burbujas y caen rápidamente cuando las burbujas son grandes y lentas y hay baja fracción de vacío.

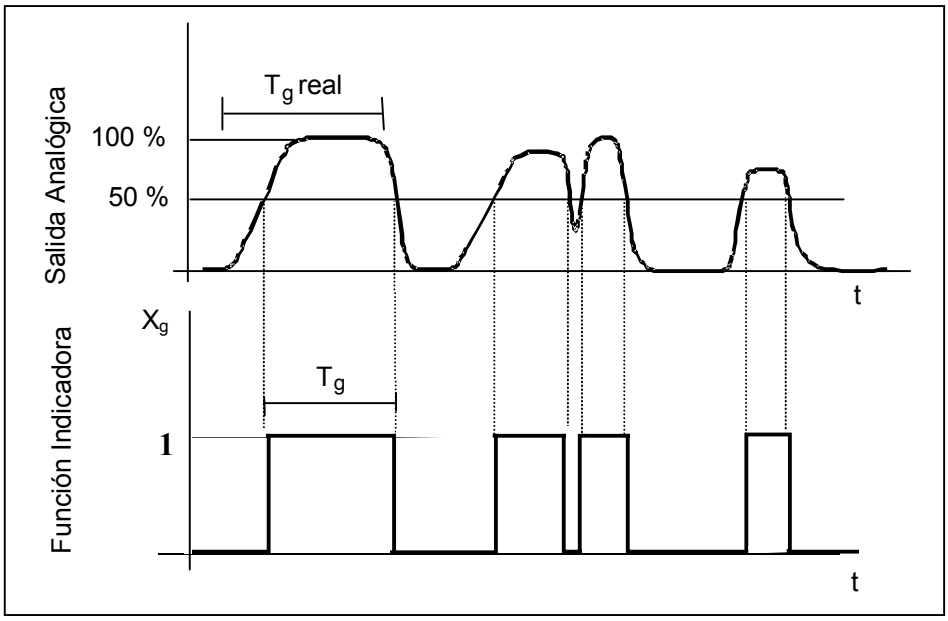

Figura 2.5: Señal típica de la sonda óptica

El ruido propio de la adquisición provoca pequeñas fluctuaciones en la señal misma (Figura 2.6) y por tanto para un nivel de comparación dado esta fluctuación es leída como una burbuja más; para que esto no suceda se utiliza el nivel de histéresis que funciona como un nivel de tolerancia por debajo del cual las variaciones no se cuentan como otra burbuja y fue fijado en un 1%.

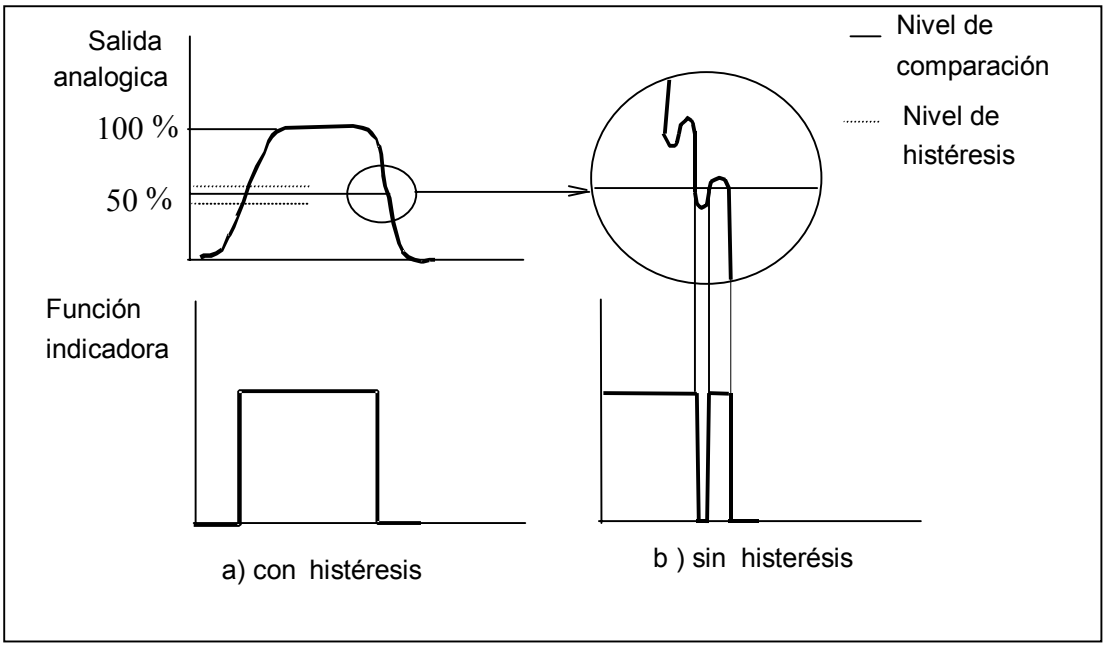

Figura 2.6: Comparaciones de señales con y sin nivel de histéresis.

La adquisición de la señal digital de la función indicadora se realizó con una tarjeta digital de 24 bit de entrada y salida especialmente diseñada [13], con un tiempo de resolución de 0.2 *ms* conectada a una PC-XT.

2.1.5. Construcción de la sonda óptica

La sonda fue construida con una fibra óptica multimodo de vidrio de 50 μm de diámetro. La fibra se pulió manualmente en un disco rotativo de metalografía con papel de lija de grano número 0000 hasta obtener un ángulo de ataque de 45° aproximadamente. Para lograr un pulido mas fino se utilizó pasta de diamante con un rango de grano de entre 6 y 100 μm. Con este procedimiento, y puliendo la sonda de forma aproximadamente cónica, se logró un diámetro efectivo de la sonda de aproximadamente 25 μm. La elección de una sonda óptica de material aislante en lugar de una sonda conductiva se debe a que el campo eléctrico aplicado es fuertemente afectado por objetos metálicos. Esto además llevó a tomar algunos centímetros de seguridad en la construcción de la sonda a partir de los alambres de alto voltaje, mas allá de los cuales se utilizaron metales en la construcción del dispositivo de posicionamiento. Asimismo, la detección de burbujas pequeñas, como las producidas con un alto voltaje, se puede realizar de forma mas precisa con las fibras óptica de vidrio ya que se pueden alcanzar diámetros de punta considerablemente menores que las plásticas.

La unión en Y de la sonda, que tiene como función separar el haz de láser, fue realizada colocando dos fibras en un capilar de cuarzo como indica la Figura 2.7. Una de las puntas fue conectada al láser y se aplicó calor en el capilar mediante un soplete de acetileno (método de *splicing*) hasta que se obtuviera luz en la punta no conectada al láser. La señal de retorno de esta sonda logra una diferencia aproximadamente de 3 a 1 en las señales de gas y líquido. La ventaja de este procedimiento es el bajo costo de la sonda y la relativa facilidad de construcción. Por otra parte las pérdidas de luz en la unión, calculadas en el orden de 40 dB, obligan a utilizar un fotomultiplicador para obtener una sensibilidad con la velocidad de respuesta adecuada. Para evitar la filtración de luz proveniente de otras fuentes se cubrió la unión con pintura negra y para darle mayor resistencia mecánica al sistema se insertaron las fibras en cánulas (*espaguetis*) plásticas. Todo esto resultó en una construcción muy frágil y artesanal, pero adecuada a los fines del experimento ya que la construcción propia de la sonda permitió montarla en el dispositivo de posicionamiento a través de simples agujeros.

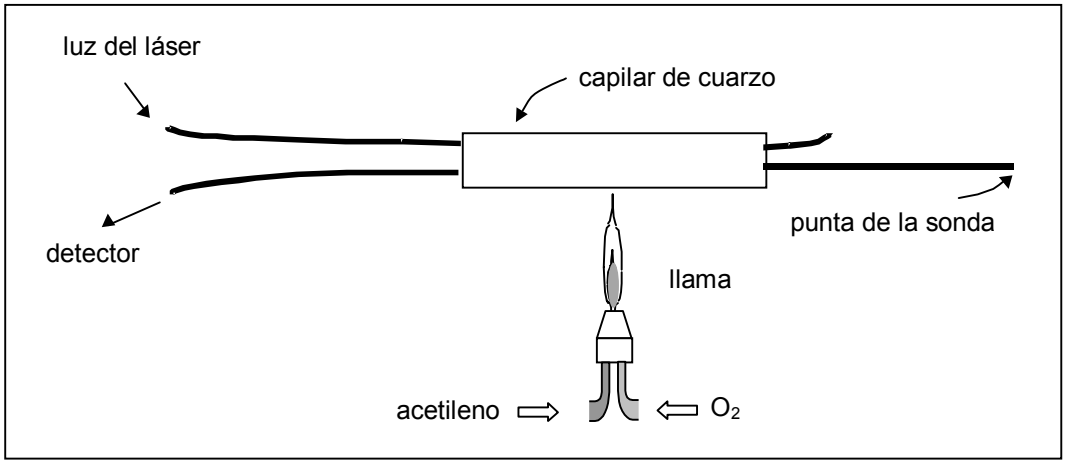

Figura 2.7: Unión en Y de las fibras ópticas.

Se utilizó como fuente de luz un láser estándar de He-Ne polarizado vertical de 0.6 mW de potencia. La alineación y enfoque del haz de láser con la fibra óptica se realizó con un objetivo de microscopio de 40X y un sistema posicionador X-Y-Z de forma de colocar la fibra óptica en el foco de la lente (ver Figura 2.8) y colectar la mayor cantidad posible de luz. La señal de salida de luz fue recogida con un fotomultiplicador Phillips XP1020, conectado con un preamplificador y un comparador de nivel con histéresis a partir de los cuales se obtuvo la salida digital. Esta salida fue enviada a una tarjeta digital de adquisición que permitía almacenar los datos de hasta 140.000 interfaces (70.000 burbujas) en una computadora del tipo PC-XT. El procesamiento de datos se realizó en forma separada y posterior al proceso de medición.

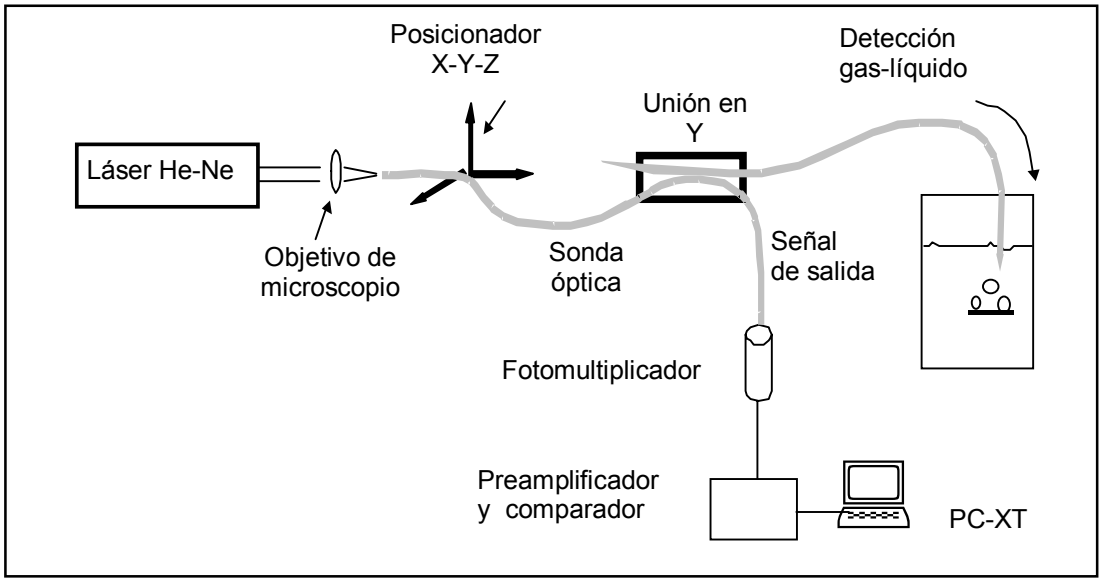

Figura 2.8: Esquema del sistema de adquisición de la sonda.

La punta de la sonda se colocó sobre el calefactor y en la zona media del mismo (ver Figura 2.9). Un sistema posicionador permitió el movimiento de la punta en el plano perpendicular y vertical al eje del calefactor. El rango de movimiento en Y fue entre -6.0 y + 6.0 mm y en el plano desde z = 0 hasta z = 10 mm, siendo z = 0 la ubicación del calefactor. Tanto el eje del posicionador como el brazo donde se inserta la sonda fueron construidos en materiales aislantes para no producir arcos voltaicos ni perturbar el campo eléctrico. El efecto de utilizar materiales aislantes con constante dieléctrica diferente a la del líquido es despreciable dado que los gradientes de campo eléctrico causados por la sonda y posicionador no generan fuerzas apreciables en las burbujas.

Este tipo de sonda ha sido examinado con diferentes pruebas y calibraciones con técnicas de atenuación gama en agua y freón [14]. Estos trabajos dieron como resultado errores relativos en la medición del orden de 10 % para la mayoría de los casos. La estimación del error relativo en la frecuencia de impacto es más complicada dado que no hay métodos absolutos para calibrar las sondas. Sin embargo el umbral de comparación fue fijado en un nivel donde la frecuencia de impacto cambia muy poco cuando se cambia el nivel del umbral. Por otra parte el tiempo de subida y de bajada de la señal medida en anteriores trabajos [14] fue del orden de 100 μs para una sonda de fibra plástica de diámetro efectivo de 50 μm, siendo en el caso de la sonda presentemente descripta de aproximadamente 25 μm, lo que permite mejor resolución de definición de la interface y por lo tanto menor error.

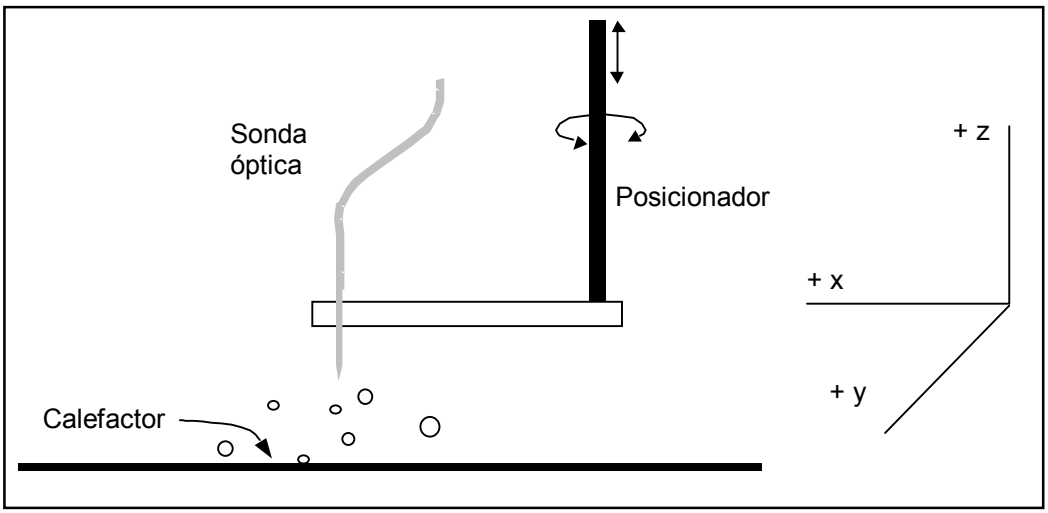

Figura 2.9: Ubicación de la sonda y posicionador

2.2. APARATO EXPERIMENTAL Y PROCEDIMIENTO

El propósito de las mediciones que se describen a continuación es estudiar el comportamiento de los parámetros básicos del flujo de dos fases en condiciones de ebullición nucleada bajo diferentes valores de campo eléctrico aplicado y variando el flujo de calor desde cero hasta el flujo crítico de calor (FCC). Además se investiga la variación de la frecuencia de impacto y la fracción de vacío con la distancia vertical al calefactor (z), la distancia transversal al calefactor (y) y con el flujo de calor aplicado (q").

Se realizaron experimentos estacionarios y cuasi-estacionarios, con voltajes aplicados de 0 y 5 kV. Las mediciones en estado estacionario fueron realizadas al 65 % del flujo crítico de calor (FCC) a 0 kV y 5 kV, correspondiendo a valores de flujos de calor de 17.6 W/cm^2 y 33 W/cm^2 respectivamente. El tiempo de medición ó de muestreo, τ, (ecuaciones 2.8 y 2.10) se incrementó hasta obtener errores estadísticos en la fracción de vacío por debajo del 1%.

Los experimentos cuasi-estacionarios consistieron en aplicar al calefactor rampas de potencia desde 0 hasta el FCC. La máxima cantidad de interfaces que el hardware permitía almacenar fue del orden de 140.000 lo cual limitó el número de rampas o ciclos medidos, que tuvieron un rango de duración de entre 10 y 30 minutos, dependiendo del voltaje aplicado y la ubicación de la sonda, los que afectaban considerablemente la frecuencia de impacto y por lo tanto el tiempo máximo de medición.

El aparato experimental es el descripto por Masson & Carrica [15] y consiste en un recipiente de acero inoxidable de 300 mm de diámetro con cuatro ventanas para visualización, e instrumentación para medición y control de la temperatura (Figura 2.10). El líquido utilizado fue R113 ($C_2Cl_3F_3$) (ver Tabla 2.1 con las propiedades físicas), la uniformidad en la temperatura fue monitoreada con tres termocuplas tipo K (chromel-alumel) y se controló con un precalentador de 400 W ubicado en la base del recipiente. El precalentador se mantuvo encendido durante los experimentos para evitar variaciones importantes en el subenfriamiento que cambian sensiblemente los resultados de las mediciones [15]. Por otra parte la potencia del mismo se fijó en un valor suficientemente bajo como para que no se generen burbujas fuera del calefactor que sean detectadas por la sonda ó se produzcan corrientes de recirculación que hagan oscilar la pluma de gas. Las variaciones en la temperatura del

refrigerante nunca superaron los 0.5 ^{o}C. Los experimentos fueron realizados a presión atmosférica, 0.92 bar a 800 m sobre el nivel del mar, la cual fue garantizada conectando una trampa fría al recipiente que también impedía el escape de los vapores de freón al exterior. Además de la trampa fría, se utilizó un condensador de tubos de cobre dentro del tanque, alimentado con agua de la canilla para condensar el grueso de los vapores generados por la ebullición (tanto en la sección de prueba como en el precalentador). La sección de prueba se sumergió aproximadamente 6 cm en el refrigerante a temperatura de saturación, que es de 47 ^{o}C a la presión citada anteriormente. Para evitar recirculaciones del líquido debido a convección natural y pérdidas de calor del precalefactor hacia el exterior, las paredes del recipiente fueron aisladas térmicamente con fibra de vidrio, siempre con el objetivo de reducir al mínimo el precalentamiento durante el experimento.

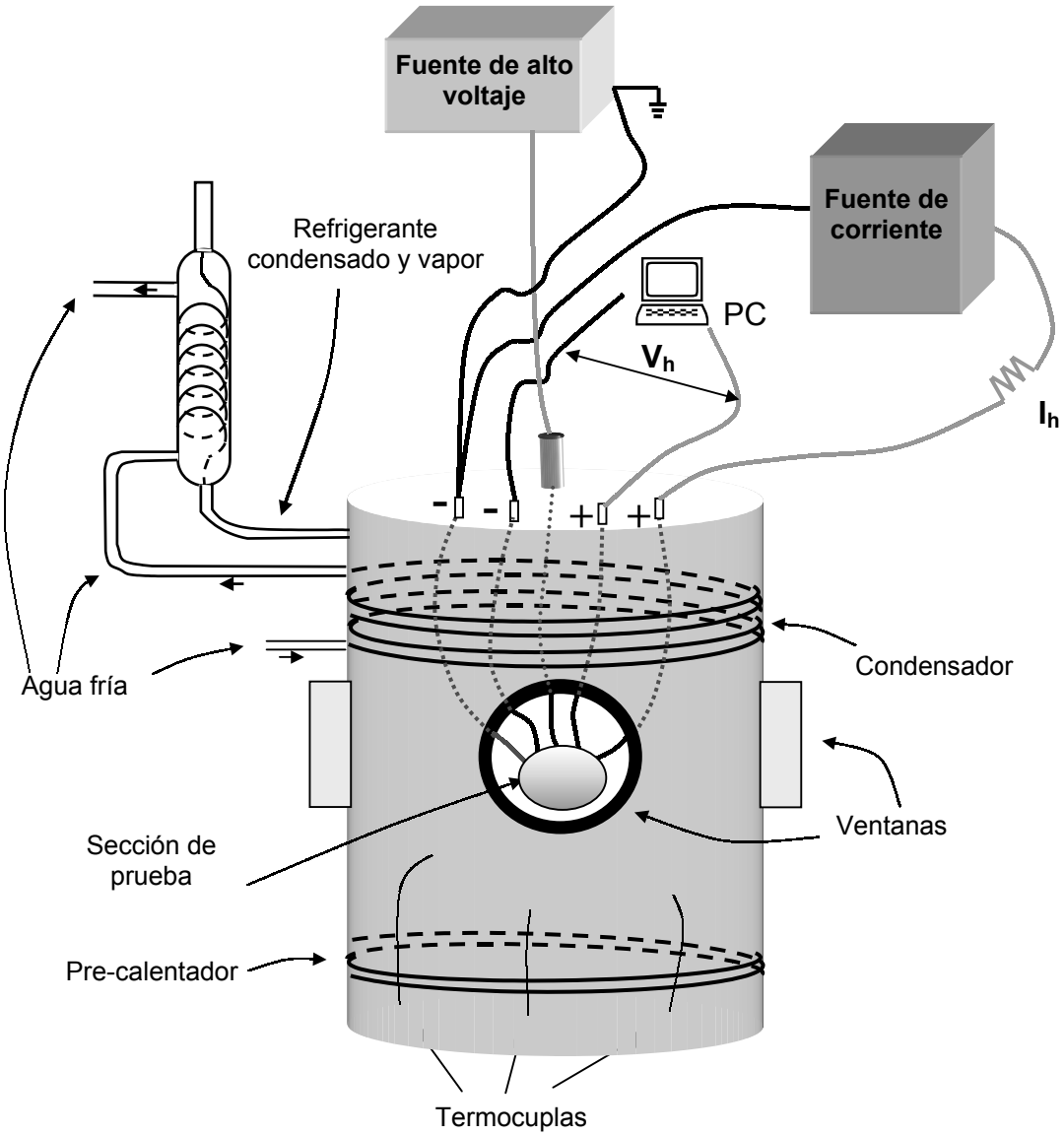

Figura 2.10: Aparato experimental

El calefactor fue construido con alambre de platino de 0.2 mm de diámetro, el cual se soldó mediante una aleación de plata de relativamente bajo punto de fusión (650 ^{o}C) a dos

alambres de cobre de 1 mm de diámetro. Esta construcción tiene como gran ventaja que la disipación de calor se produce casi exclusivamente en la parte activa del calefactor, ya que, debido a su densidad y resistividad, el flujo de calor en el cobre es 1000 veces menor que en el platino. La longitud del alambre fue elegida de tal manera que permita una longitud promedio del calefactor de 45 mm y además sobrantes de cada lado de aproximadamente 30 mm que fueron usados para la medición de la caída de tensión en el calefactor, de forma de medir la resistencia del calefactor a cuatro puntas. La soldadura cobre - platino debe realizarse con especial cuidado, dado que un punto de soldadura de gran tamaño puede producir irregularidades en el campo eléctrico. Si el campo eléctrico es lo suficientemente intenso estas irregularidades pueden producir ebullición bimodal o trimodal estable, es decir, dos o tres regímenes de ebullición diferentes en el mismo calefactor, o un cambio importante en el valor del flujo crítico de calor al haber una zona del calefactor con baja intensidad de campo eléctrico [16].

El campo eléctrico fue impuesto de forma externa al calefactor mediante un arreglo de 8 alambres conectados a una fuente de alto voltaje y el calefactor conectado a masa (Figura 2.11). Esta configuración produce un campo eléctrico de geometría aproximadamente cilíndrica cerca del calefactor. Se utilizó como fuente de alto voltaje una Spellman R10/PN con un rango entre 0 y 10 kV. La distancia entre el eje del calefactor y los alambres de alto voltaje fue de 25 mm. Con esta configuración y 10 kV de voltaje aplicado, se calculó con un método de elementos finitos [16] que la máxima intensidad de campo eléctrico es de aproximadamente 17.5 MV/m.

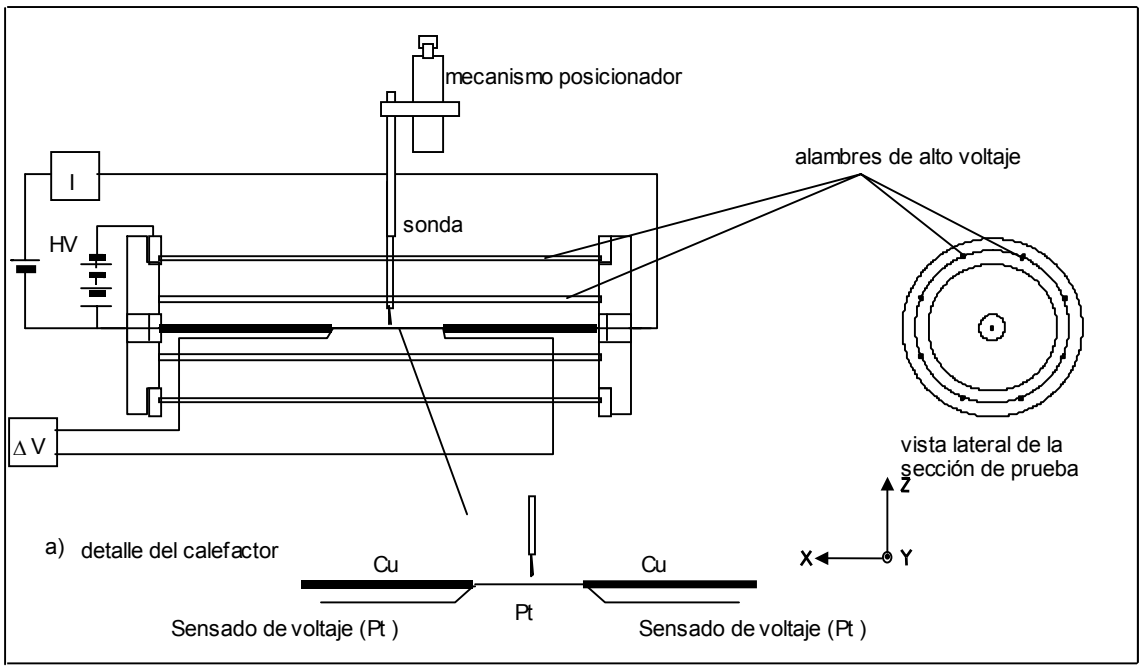

Figura 2.11: Sección de prueba y a) detalle del calefactor

La potencia al calefactor se suministró con una fuente de corriente continua marca Bruker modelo B-MN 70-700, con rango de entre 0 y 700 amperes. Esta fuente permite control digital de 20 bits (en la realidad la fuente utiliza 5 grupos de 4 bit para generar 5 décadas, por lo que la resolución real es 1/100000, en lugar de 1/1050000) mediante computadora por lo cual se usó una del tipo PC-XT para obtener una rampa de potencia

aproximadamente lineal. El control resulta en una resolución de 0.07 A.

Los valores de temperatura y flujo de calor se calcularon a partir de la caída de voltaje y la circulación de corriente sobre el calefactor. La medición de caída de voltaje se realizó con los alambres de platino como se describió anteriormente, mientras que la corriente se obtuvo mediante una resistencia "*shunt*" calibrada de 8 mΩ. El voltaje y la corriente del calefactor fueron medidos con una tarjeta de adquisición de entradas A/D de 16 bit de resolución y una frecuencia de adquisición de alrededor de 1 Hz. Para el rango de valores de temperatura con los cuales se trabajó, la resistencia del calefactor sigue la ley de variación:

$$R = R_0\left(1 + \beta\Delta T - \gamma\Delta T^2\right) \qquad (2.11)$$

donde $\Delta T = T - T_{sat}$ es el sobrecalentamiento, T_{sat} es la temperatura de saturación del líquido, $\beta = 3.908\text{x}10^{-3}$ K^{-1} y $\gamma = 5.802\text{x}10^{-7}$ K^{-2} [17]. La resistencia del calefactor a temperatura de saturación, R_0, se calculó con mediciones a muy bajo flujo de calor para los cuales el sobrecalentamiento del calefactor es despreciable (menor de 0.3 °C) y resultó ser de aproximadamente de 0.2 Ω. Los mayores errores de medición de las curvas de ebullición están asociados con la medición de temperatura (la que se calcula a partir de la Ec. 2.11) y, en especial, en la región de ebullición nucleada. Esto es porque los pequeños sobrecalentamientos locales en el calefactor causan pequeñas desviaciones en R, lo cual a su vez, repercute en el cálculo de la temperatura. El flujo de calor, en cambio, no presenta tanta fuente de error, dado que la potencia disipada y el área del calefactor pueden calcularse muy precisamente. Un error determinístico típico en la medición de flujo de calor raramente sobrepasa el 2%. En el caso del FCC al error de medición hay que sumarle un error estadístico, ya que la transición a ebullición pelicular es un fenómeno no deteminístico. Estos errores estadísticos se incrementan con el voltaje aplicado.

Para evitar daños en el calefactor cuando se produce la transición a ebullición pelicular, se utilizó un detector de FCC conectado a un *relay* de alta velocidad en la fuente de corriente Bruker. El funcionamiento del detector de flujo crítico está basado en el cambio brusco de la resistencia del calefactor al pasar al régimen pelicular; este cambio de resistencia se detecta mediante el desbalance de un puente de Wheatstone, cuya salida fue amplificada y enviada a un comparador de voltaje. Los saltos instantáneos de temperatura mayores a 20 K en la resistencia del calefactor fueron considerados como puntos de flujo crítico de calor. La velocidad de corte del *relay* de la fuente Bruker fue lo suficientemente rápida como para evitar la destrucción del calefactor, además de daños en la calidad del freón y en el calefactor, por descomposición del líquido y deposición de carbón en el calefactor. La acumulación de carbón en la superficie del calefactor causa cambios considerables en las curvas de ebullición y en el flujo crítico de calor, por lo que el uso de un detector de FCC es imprescindible en este tipo de experimento si se quieren obtener resultados repetitivos.

2.3. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIÓN

2.3.1. Rampas lineales de potencia

La fuente de corriente continua se programó para que suministrara al calefactor una rampa de potencia lineal con el tiempo, es decir con una dependencia de la corriente proporcional a la raíz cuadrada del tiempo. Dado que la temperatura del calefactor varía solo 10 K desde el comienzo de la ebullición hasta el FCC, esto resulta en una rampa lineal de potencia con una desviación de la linealidad menor que el 2.5%. En cada experimento se comprobó el valor del FCC, dado que este puede variar debido a la deposición de carbón en el

calefactor o la descomposición del freón. Se realizaron mediciones con voltajes aplicados de 0 y 5 kV y distancias de la sonda al calefactor desde 0.5 mm hasta 6 mm. El procesamiento de datos se realizó separando en periodos el tiempo total de la medición. La longitud de los períodos se eligió de manera tal que los cambios en los parámetros de dos fases fueran despreciables (experimentos cuasi - estacionarios). La frecuencia de impacto y la fracción de vacío se calcularon en cada período de acuerdo con las ecuaciones 2.8 y 2.10 respectivamente. El flujo de calor en cada punto se indica en función del cociente con el FCC, es decir que el valor $q''/q''_{FCC} = 0.5$ significa que el flujo de calor en ese punto es de 50 % del FCC.

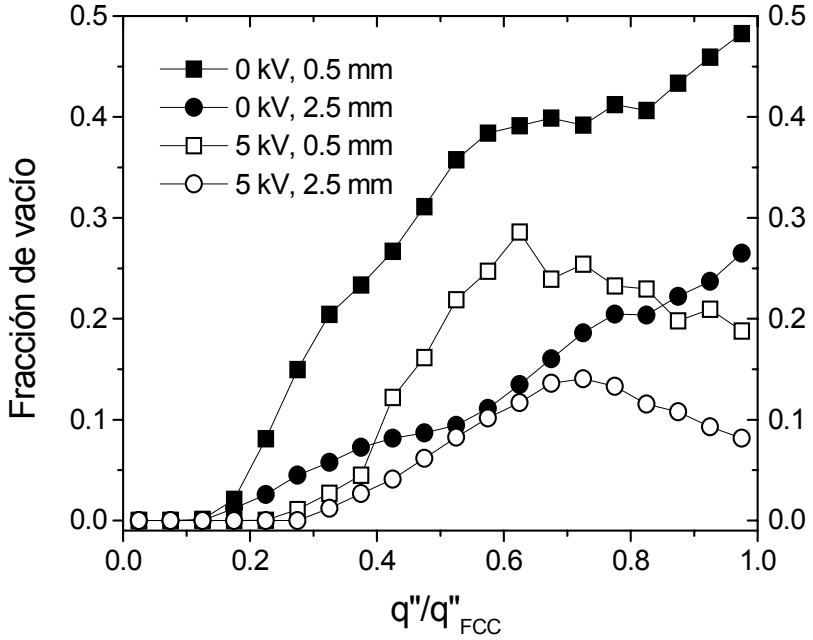

Figura 2.12: Fracción de vacío en función del flujo de calor relativo.

La Figura 2.12 muestra curvas de fracción de vacío en función del flujo de calor relativo para voltajes de 0 y 5 kV y distancias de la sonda al calefactor de z = 0.5 mm y z = 2.5 mm. Como puede verse la fracción de vacío decrece con el voltaje y la distancia al calefactor. La caída da la fracción de vacío con la tensión puede deberse en parte al incremento en la electroconvección y a que las fuerzas dielectroforéticas que actúan sobre la burbuja cuando está sometida a un campo eléctrico le imprimen una mayor velocidad [18]. Además, la observación visual del fenómeno, pone de manifiesto una disminución evidente en el tamaño de las burbujas cuando hay un campo eléctrico aplicado, lo que también contribuiría a disminuir la fracción de vacío ya que la frecuencia de impacto se mantiene esencialmente constante (ver Figura 2.13). El comportamiento con la distancia al calefactor no tiene una razón evidente, dado que la coalescencia produciría el efecto contrario y los fenómenos de rompimiento de burbujas son sumamente improbables con los tamaños de burbujas e intensidades de turbulencia involucrados en el proceso en estudio. Sin embargo la dispersión de la pluma, la cual aumenta con el voltaje aplicado, puede explicar esta caída de la fracción de vacío. Otro comportamiento interesante es la importante caída de la fracción de vacío para altos flujos de calor y distancias cercanas al calefactor cuando hay campo eléctrico aplicado. Posiblemente esto sea causado por un mayor tamaño de las burbujas comparado con menores flujos de calor. Este incremento podría causar una mayor dispersión en la pluma y una mayor velocidad, factores que contribuyen a la disminución de la fracción de vacío. Es de notar que el comportamiento cuando no hay campo eléctrico aplicado y el flujo de calor no es

tan grande tiene una tendencia lineal, al igual que para 5 kV, pero a diferencia de este no presenta picos para flujos de calor mayores.

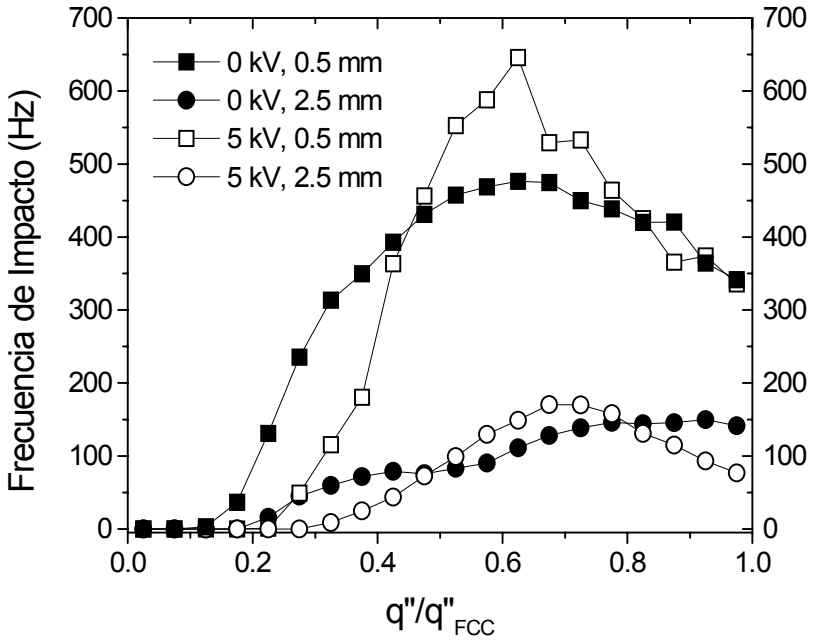

Figura 2.13: Dependencia de la frecuencia de impacto con el flujo de calor relativo

La frecuencia de impacto interfacial muestra un comportamiento similar al de la fracción de vacío (Figura 2.13), es decir que también baja con la distancia al calefactor y crece con el flujo de calor si estos tienen valores moderados (hasta flujos de calor relativos de aproximadamente 0.6). Sin embargo cerca del calefactor puede apreciarse un máximo de frecuencia de impacto para V = 0 kV, fenómeno que no ocurría con la fracción de vacío, teniendo valores relativos entre el máximo y el mínimo de 1.39. Este pico es aún más pronunciado cuando hay voltaje aplicado: la proporción del pico al mínimo valor de frecuencia de impacto (mayor flujo de calor) es de 1.92 para z = 0.5 mm y de 2.2 para z = 2.5 m. Este comportamiento coincide con la suposición realizada en el párrafo anterior de que a grandes flujos de calor la dispersión de la pluma es mayor, provocando por lo tanto una baja en la fracción de vacío. Además, la importante disminución de la frecuencia de impacto para flujos cercanos al FCC sugiere que la reducción de la densidad de área interfacial debida a la coalescencia juega un rol muy importante en esta primera transición a ebullición pelicular. Otra característica de los resultados obtenidos es que el comienzo de la ebullición nucleada se retarda cuando hay voltaje aplicado, es decir ocurre para mayores flujos de calor, comportamiento que ya fue informado por otros investigadores [18]. Una posible explicación es que el campo eléctrico favorece la convección, ó, mas apropiadamente, la electroconvección del líquido y por lo tanto la renovación del líquido sobre el calefactor, lo que causa que la temperatura crítica necesaria para comenzar la ebullición nucleada se alcance con flujos de calor mayores.

La Figura 2.14 muestra un mapa de fase teniendo como parámetro el flujo de calor. Es notoria la diferencia a simple vista entre las curvas para V = 0 kV y V = 5 kV. Con voltaje aplicado se observa una disminución de la frecuencia de impacto y la fracción de vacío cuando el flujo de calor crece, alcanzando el FCC en un punto donde ni la fracción de vacío ni

la frecuencia de impacto son máximas. Para el caso de 0 kV, si bien la frecuencia de impacto tiende a disminuir para altos flujos de calor, el FCC se alcanza con un valor máximo de fracción de vacío. Cerca del calefactor, la frecuencia de impacto en el punto de FCC es esencialmente igual con y sin campo eléctrico aplicado. Las diferencias en estos comportamientos podrían indicar que cuando hay un campo eléctrico aplicado existe un mecanismo diferente de FCC.

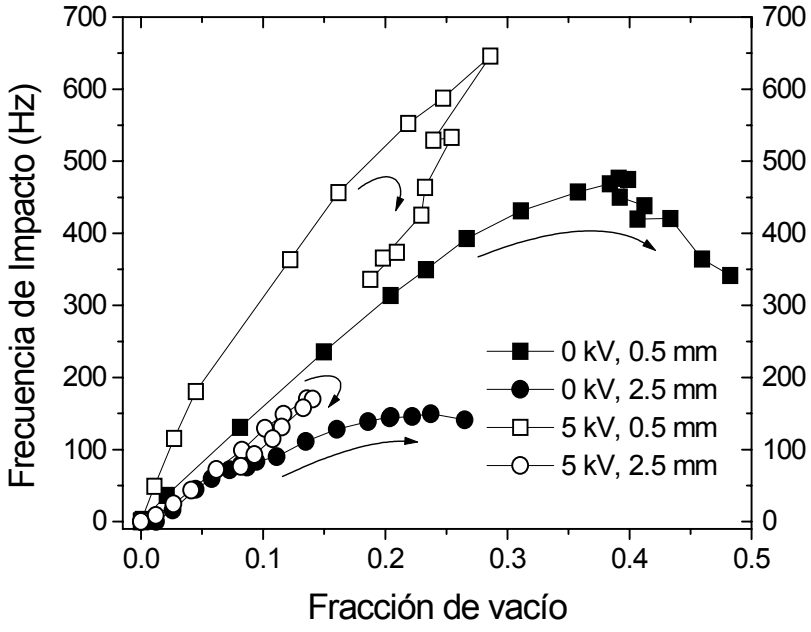

Figura 2.14: Frecuencia de impacto en función de la fracción de vacío para 0 V y 5 kV y distancias al calefactor de 0.5 y 2.5 mm. Las flechas indican la dirección de crecimiento del flujo de calor.

Efecto de la distancia al calefactor

La curva de las Figura 2.15 muestra la dependencia de la fracción de vacío con la distancia al calefactor. Todas las curvas presentan una caída aproximadamente exponencial. Para 0 kV y flujos de calor de 0.625 FCC hay una caída muy pronunciada en la fracción de vacío a partir de distancias de 1.5 mm, que incluso cae hasta los valores que se obtienen para 5 kV. Para mayores flujos de calor la curva de 0 kV no presenta una caída tan abrupta. Un hecho curioso es que las curvas para 0 kV están bien diferenciadas mientras que las de 5 kV presentan incluso una inversión en los valores de fracción de vacío para valores relativos de flujo de calor de 0.625 y 0.925 y distancias al calefactor mayores a 3 mm. La caída de la fracción de vacío con voltaje aplicado a valores del orden de los que se obtienen a 0 kV se puede explicar porque la fracción de vacío depende no solo del campo eléctrico local sino también del transporte de burbujas de otras zonas.

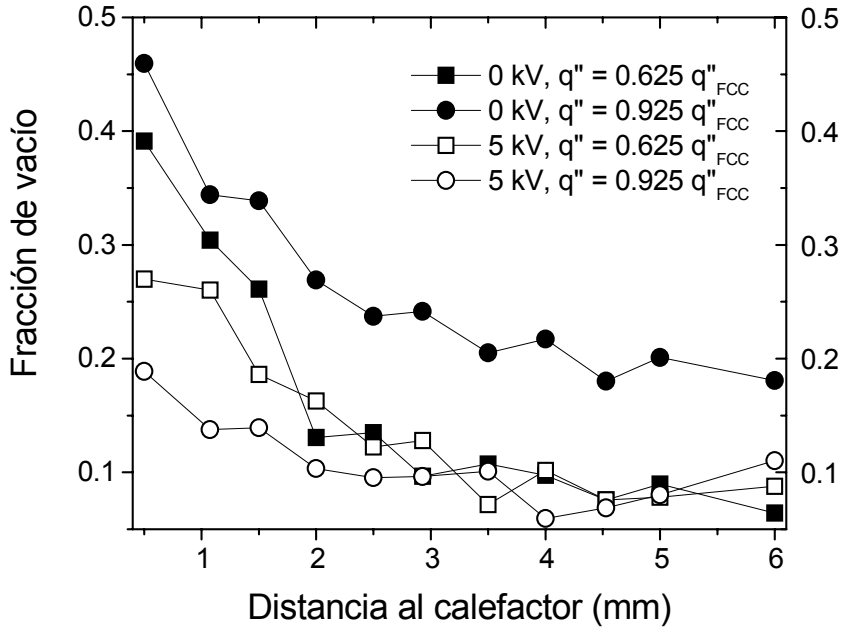

Figura 2.15: Dependencia de la fracción de vacío con la distancia al calefactor

La variación de la frecuencia de impacto con la distancia al calefactor puede verse en la Figura 2.16. Básicamente el comportamiento es el mismo que el de la fracción de vacío a excepción de una menor diferencia en las curvas. Al igual que en la Figura 2.15 se aprecia un efecto importante del campo eléctrico cerca del calefactor, efecto que disminuye alejándonos del calefactor. Estas variaciones son razonables dado que la fuerza que el campo eléctrico produce sobre las burbujas es proporcional a $1/ r^3$ (siendo r la distancia al calefactor). Los valores de frecuencia de impacto para 0 kV no se diferencian tanto entre sí como los de fracción de vacío y, además, presentan una inversión de valores para distancias al calefactor mayores a 1.5 mm. Esta inversión coincide con la caída abrupta de fracción de vacío que se mencionó anteriormente para un flujo de calor de 0.625 de FCC.

Para z = 0.5 mm y flujos de calor cercanos al FCC puede apreciarse que la frecuencia de impacto es casi igual con y sin voltaje aplicado, mientras que la fracción de vacío tiene diferencias notorias. La frecuencia de impacto es proporcional al área interfacial y a la velocidad de la interface, ver Ec. (2.9). Esto implica que similares frecuencias de impacto con fracciones de vacío diferentes sólo pueden darse si la velocidad de las interfaces con campo eléctrico aplicado es mayor, lo cual es cierto, o si las burbujas son más chicas y la densidad numérica mayor, o una combinación de ambos efectos. No es posible con la información disponible de una sonda puntual determinar cuál de los efectos es dominante. La visualización del fenómeno parece mostrar burbujas de tamaños similares con y sin campo eléctrico, lo que podría indicar que las velocidades interfaciales son mayores pero, por lo discutido en el párrafo anterior, este razonamiento no es concluyente.

Dado que nuestras mediciones fueron realizadas utilizando una sonda puntual el simple análisis de la fracción de vacío y la frecuencia de impacto no nos da por si mismo una conclusión definitiva del tamaño de las burbujas. Para obtenerlo serían necesarias mediciones con sondas dobles, o posiblemente un tratamiento fotográfico exhaustivo, el cual sin embargo es de alto costo y no es viable cuando las fracciones de vacío son grandes. Además, el gran número de factores que afectan los parámetros medidos, tales como velocidad inducida del

líquido, dispersión de la pluma y coalescencia y rotura de burbujas, contribuyen a que el análisis del fenómeno y de los resultados obtenidos sea sumamente complejo.

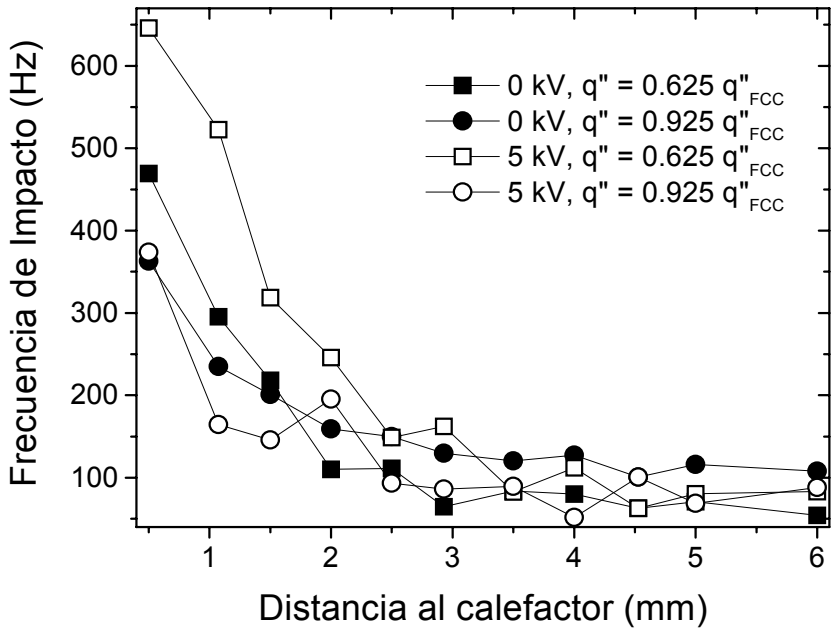

Figura 2.16: Frecuencia de impacto en función de la distancia al calefactor.

Distribuciones temporales

Las distribuciones temporales suministran información del cociente entre tamaño de la cuerda media y la velocidad de las burbujas, y también de su frecuencia de desprendimiento. Las distribuciones de las Figura 2.17 y Figura 2.18 muestran la distribución normalizada de tiempo de tránsito de burbujas (*ttb*) para diferentes voltajes, distancias al calefactor y flujos de calor. Si se comparan entre sí los voltajes de V = 0 kV y de V = 5 kV, se observa que cerca del calefactor (z = 0.5 mm) hay mucho mayor cantidad de burbujas de corta duración que para z = 2.5 mm, donde la distribución se desplaza a regiones de mayores *ttb*. Similar al efecto de la distancia al calefactor es el del voltaje aplicado, ya que la distribución a una dada distancia al calefactor tiene mas cantidad de burbujas de corta duración a 5 kV que a 0 kV, lo que confirma la observación de que el campo eléctrico provoca un desprendimiento más temprano de las burbujas. Con flujos de calor más altos (q''/q''_{FCC} = 0.9, Figura 2.18) hay un incremento en el promedio de *ttb*, el cual podría ser causado por una fuerte coalescencia. Por ejemplo para 0 kV y z = 2.5 mm el número de burbujas con promedio de *ttb* de 4 ms aumenta 1.35 veces (de 0.021 con q''/q''_{FCC} = 0.5 a 0.028 con q''/q''_{FCC} = 0.9), mientras que más cerca del calefactor y en las mismas condiciones la proporción es de 1.0034, es decir que la coalescencia se produciría lejos del calefactor. Para 5 kV lejos del calefactor la proporción es de 1.33 para el mismo tiempo promedio de *ttb* (4 ms) y cerca del calefactor el número de burbujas aumenta 1.9 veces, con lo cual la coalescencia en este caso se produce mayormente cerca del calefactor.

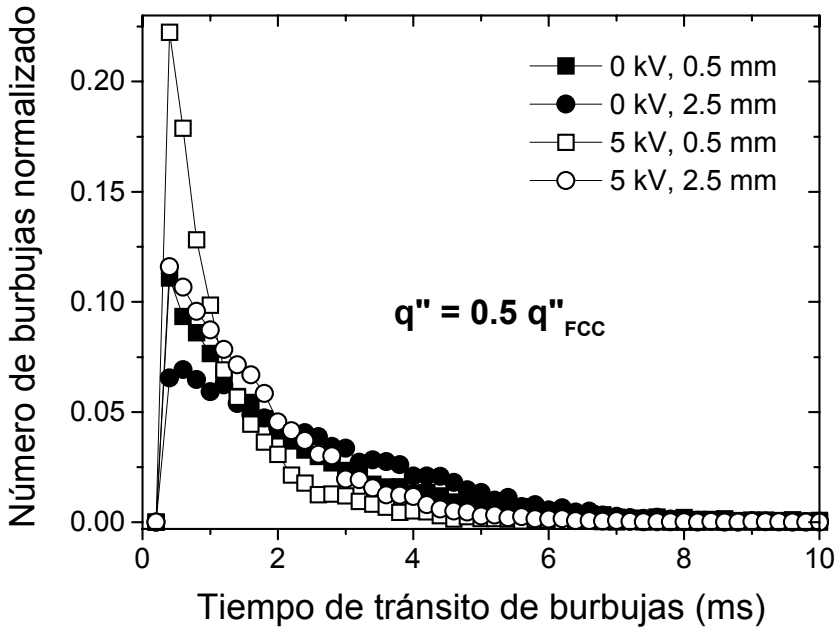

Figura 2.17: Distribución del tiempo de tránsito de burbujas para un flujo de calor de 0.5 veces el flujo crítico de calor para diferentes voltajes aplicados y distancias al calefactor.

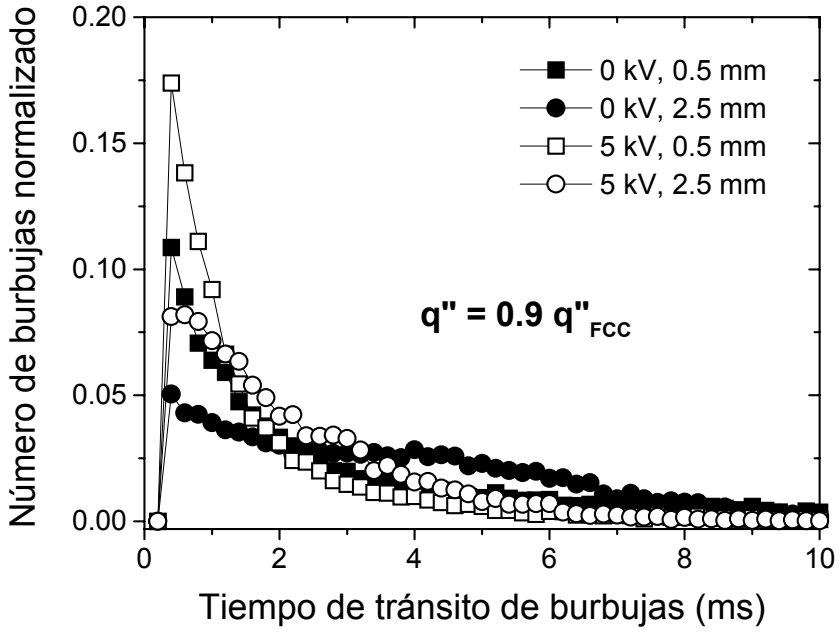

Figura 2.18: Distribución del tiempo de tránsito de burbujas para un flujo de calor de 0.5 veces el flujo crítico de calor para diferentes voltajes aplicados y distancias al calefactor.

De la Ec. (2.7) puede definirse una fracción de vacío instantánea como:

$$\alpha_i = \frac{ttb_i}{\tau / N} \tag{2. 7.a}$$

donde N es el número total de burbujas perforadas y τ el tiempo total de medición. Con esta ecuación y la definición de fracción de vacío de la Ec. (2.10) puede calcularse un promedio del tiempo de tránsito de burbujas como:

$$\overline{ttb} = \frac{\sum_1^N \alpha_i ttb_i}{\alpha} = \frac{\sum_1^N ttb_i^2}{\sum_1^N ttb_i} \tag{2.12}$$

Este promedio da mas importancia a las burbujas de mayor duración, ya que es un promedio pesado con la fracción de vacío. En la Figura 2.19 puede observarse un gran incremento en el tiempo medio de duración de burbujas para altos flujos de calor, especialmente con voltaje aplicado y cerca del calefactor. Esto aporta evidencia adicional de que la coalescencia ocurre mayormente cerca del calefactor, muy probablemente debida a burbujas que crecen en sitios de nucleación vecinos.

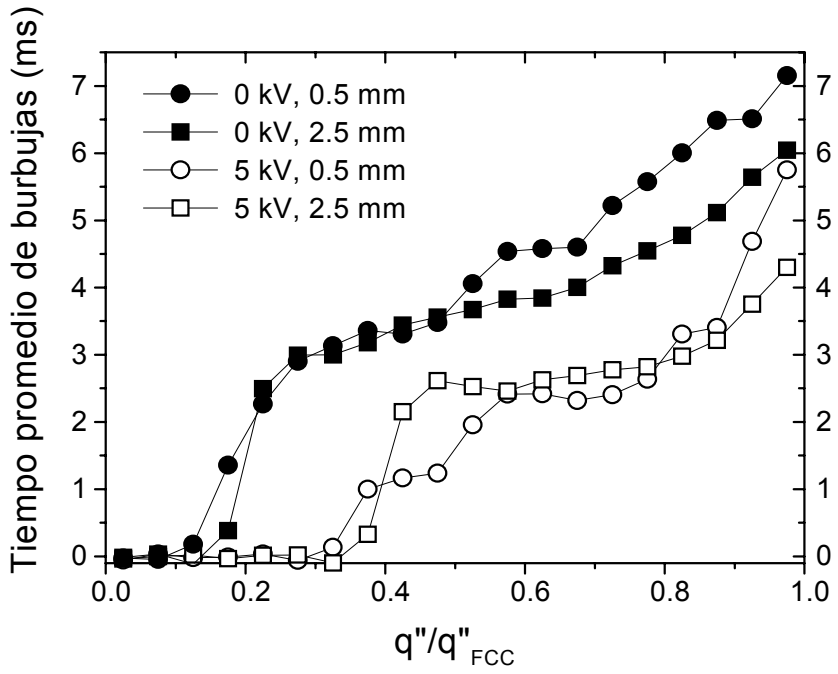

Figura 2.19: Tiempo promedio de tránsito de burbujas en función del flujo de calor y para diferentes voltajes aplicados y distancias al calefactor.

Para realizar una comparación relativa entre los tiempos promedios de duración de burbujas para 0 y 5 kV, se dividieron entre si para las distancias de z = 0.5 mm y z = 2.5 mm, resultado mostrado en la Figura 2.20. Para todos los casos se observa que los tiempos obtenidos con campo eléctrico son menores que cuando no hay voltaje aplicado. Cuando los flujos de calor se acercan al flujo crítico hay una reversión en el tiempo relativo de burbujas

cercanas y lejanas al calefactor, sugiriendo que la coalescencia puede tener un papel importante como mecanismo disparador del flujo crítico de calor.

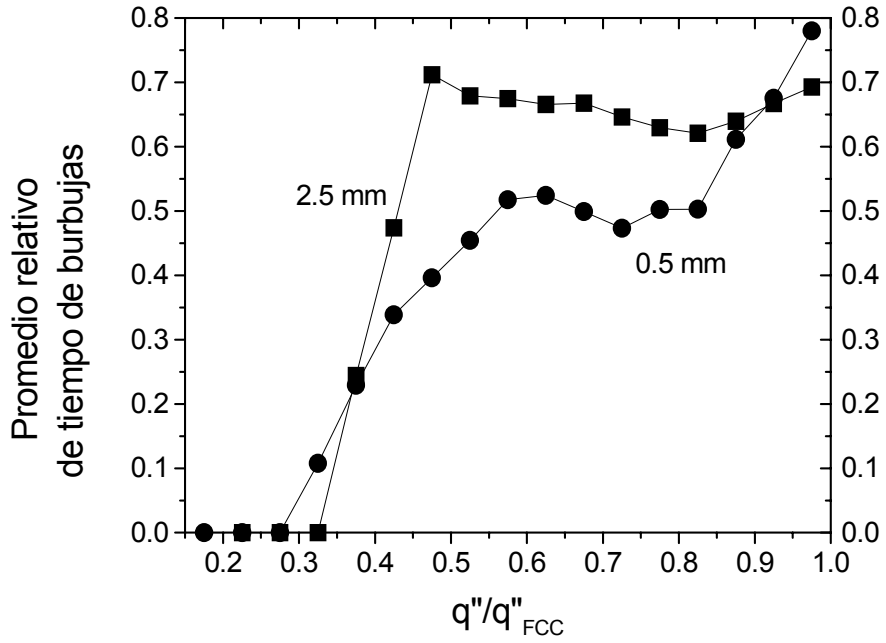

Figura 2.20: Tiempo promedio de tránsito de burbujas a 5 kV dividido el tiempo promedio de tránsito de burbujas a 0 kV en función del flujo de calor relativo.

La Figura 2.21 muestra la distribución del tiempo entre burbujas (*teb*) medida al 50 % del FCC. Cerca del calefactor puede verse que predominan los tiempos pequeños entre burbujas, tanto para 0 como para 5 kV, observándose un pico cerca de los 2.0 *ms* para 5 kV y a los 2.5 *ms* a 0 kV. Esta diferencia en los tiempos indica una mayor frecuencia de desprendimiento cuando se aplica un campo eléctrico al calefactor, la cual a su vez proviene de la fuerza dielectroforética que expulsa a las burbujas del calefactor. Mas lejos del calefactor la tendencia resalta aun más, aunque con menor intensidad en el máximo y con tiempos promedio mayores, lo cual podría ocurrir debido a la coalescencia y/o a la dispersión de la pluma de gas.

Para flujos de calor mayores (Figura 2.22) el comportamiento es similar. Para el tiempo más probable de duración entre burbujas, puede observarse que la diferencia en este tiempo para un voltaje dado no cambia tanto con la distancia como sucede con menores flujos de calor, donde por ejemplo, a cero kV y 0.5 mm el tiempo promedio es aproximadamente 7.5 ms y para 2.5 mm es de aproximadamente 20 ms (diferencia de 12.5 ms), mientras que para 90 % del FCC la relación es de unos 10 a 17.5 ms (diferencia de 7.5 ms).

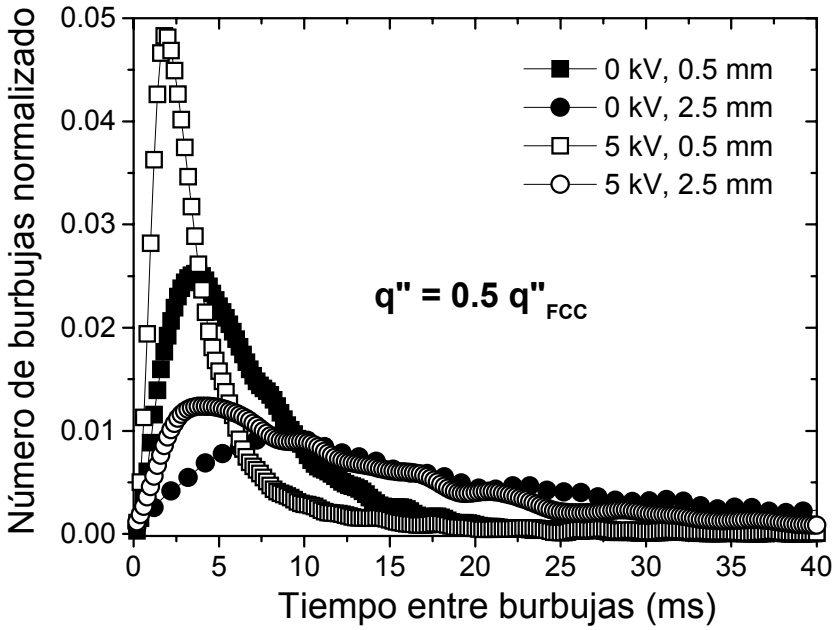

Figura 2.21: Distribución del tiempo entre burbujas para un flujo de calor de 0.5 veces el FCC y distintos voltajes y distancias al calefactor.

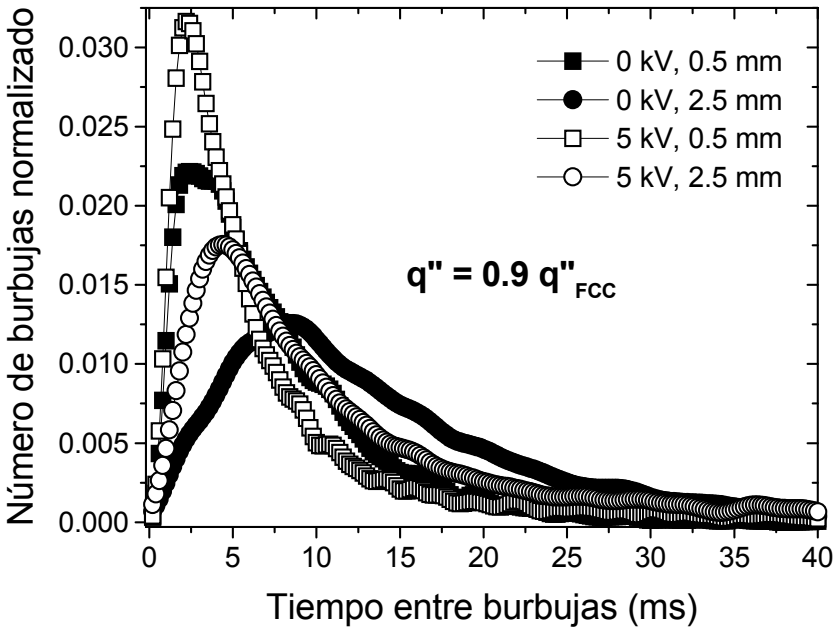

Figura 2.22: Distribución del tiempo entre burbujas para un flujo de calor de 0.9 veces el FCC.

El promedio de tiempo entre burbujas (Figura 2.23) cerca del calefactor muestra una tendencia decreciente para porcentajes moderados de FCC pero un incremento para mayores

flujos de calor, sobre todo para 5 kV. La caída es un comportamiento razonable ya que a bajos flujos de calor se generan menos burbujas y por lo tanto hay más líquido entre ellas, a medida que la potencia se aumenta también aumenta el número de burbujas y por lo tanto disminuye el tiempo entre burbujas. El incremento a mas altos flujos de calor, sin embargo, sumado al incremento del *ttb* promedio (Figura 2.19) solo puede explicarse si la frecuencia de desprendimiento de burbujas disminuye cerca del FCC, lo cual sucedería únicamente si existe un fuerte incremento en el tamaño de las burbujas. Lejos del calefactor se observa una tendencia a aumentar del tiempo medio entre burbujas con campo eléctrico aplicado que no se observa sin la aplicación del mismo.

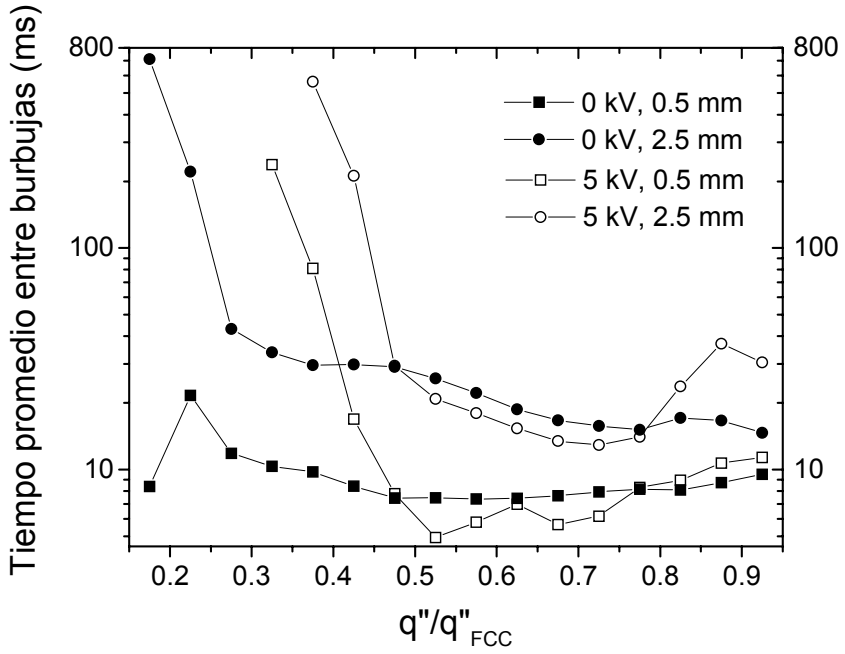

Figura 2.23: Tiempo promedio entre burbujas en función del flujo de calor relativo.

2.3.2. Mapa bidimensional en estado estacionario

Se realizaron mediciones de la función indicadora en estado estacionario al 65 % del FCC para voltajes de 0 y 5 kV. La posición de la sonda fue variada desde 0.5 hasta 4 mm a partir del calefactor en la posición vertical y desde -0.5 hasta 3 mm desde el centro del calefactor en la dirección horizontal. La dirección lateral negativa fue tomada para comprobar la simetría de las mediciones en la pluma, comprobándose que estaba dentro de los errores experimentales.

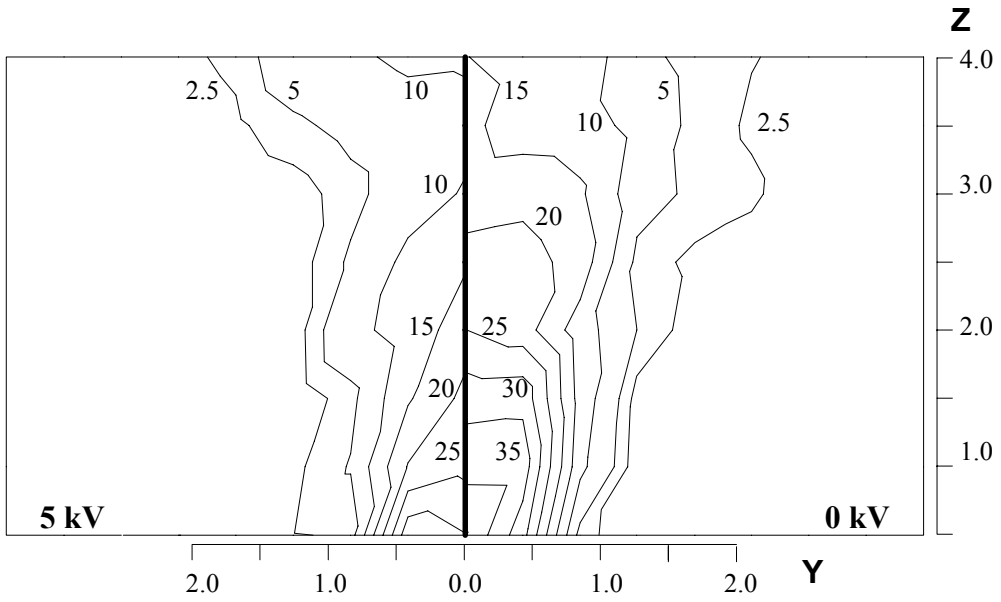

Figura 2.24: mapa 2-D de la fracción de vacío (expresada porcentualmente) a 65 % del FCC y para 0 y 5 kV. Las dimensiones están dadas en mm.

La Figura 2.24 muestra las curvas de nivel de la fracción de vacío. Este mapa junto con el mapa de frecuencia de impacto da una idea de lo que se denomina la "pluma" de burbujas del calefactor. Se observa que las burbujas tienden a concentrarse más cercanas al calefactor en el caso que no hay voltaje aplicado. La dispersión de la pluma es mayor para el caso de 5 kV debido probablemente a la acción de la fuerza dielectroforética que actúa en forma radial. Los valores de fracción de vacío son cercanos al 40 % sin campo aplicado para z entre 0.5 y 1 mm y distancias cercanas al calefactor, mientras que para el mismo rango de distancias el porcentaje con campo aplicado es entre 25 y 30 %. Esta diferencia puede ser provocada por una mayor velocidad dada por la acción de la fuerza dielectroforética y la disminución del tamaño de las burbujas. Puede observarse que para 0 kV la fracción de vacío es mayor que para 5 kV, dato que coincide con las curvas de la Figura 2.15 para 65% del flujo de calor.

La Figura 2.25 muestra el mapa bidimensional de la frecuencia de impacto. Los valores de frecuencia de impacto son mucho mayores cuando hay voltaje aplicado, sobre todo cerca del calefactor. A medida que la distancia al calefactor es mayor, las diferencias tienden a desaparecer debido a que la influencia del campo eléctrico también cae. También se aprecia la mayor dispersión de la pluma ya observado en el mapa de fracción de vacío: para z = 1 mm e y = 1 mm la frecuencia de impacto a 0 kV es de aproximadamente 50 Hz mientras que para 5 kV es de alrededor de 100 Hz.

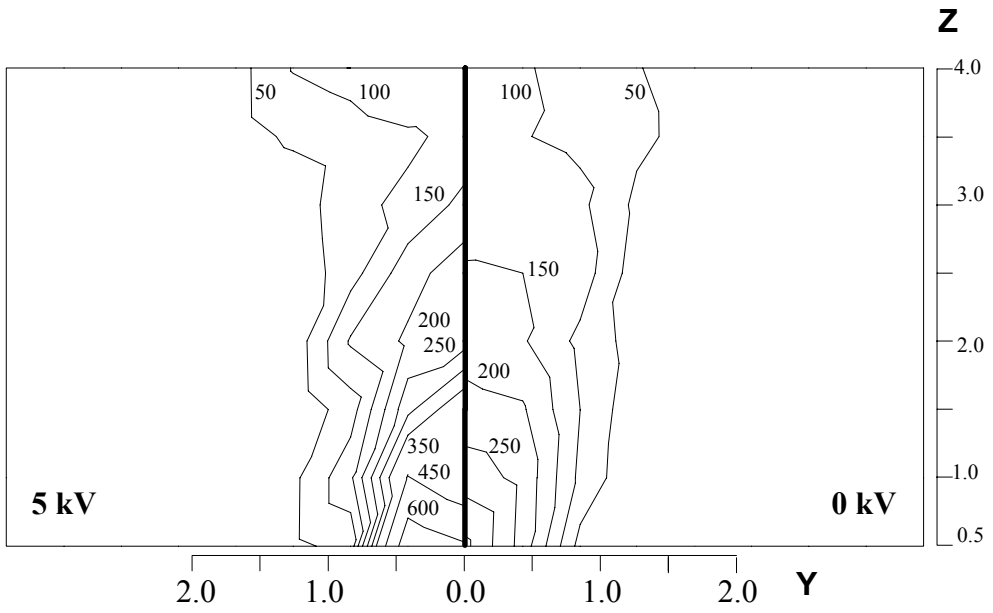

Figura 2.25: Mapa 2-D de la frecuencia de impacto (Hz) a 65 % del FCC y para 0 y 5 kV. Las dimensiones están dadas en mm.

2.4. CONCLUSIONES

En este Capítulo se presentó un estudio experimental del campo de dos fases cercano a un calefactor bajo la acción de un campo eléctrico externo. Se realizaron mediciones con rampas lineales de potencia y en estado estacionario. También se elaboró un análisis temporal de los datos para obtener distribuciones de tiempo de residencia de gas, tiempo entre burbujas y valores medios en función del flujo de calor. Se confeccionó un mapa de líneas de nivel bidimensional de la fracción de vacío y la frecuencia de impacto.

Como resultado de este estudio se encontró que la frecuencia de impacto en función del flujo de calor presenta un pico muy importante para flujos de calor moderados cuando se aplica un campo eléctrico. Este pico no se observa sin voltaje aplicado excepto muy cerca del calefactor. Con altos flujos de calor y voltaje aplicado la fracción de vacío disminuye con el flujo de calor. Esto podría explicarse por un mayor tamaño de burbujas sobre las que el campo eléctrico tendría mayor influencia y por lo tanto provocaría una mayor velocidad en las mismas y una mayor dispersión en la pluma. Estos dos últimos factores contribuyen a disminuir la fracción de vacío. Lejos del calefactor la coalescencia causa un incremento en el tamaño de las burbujas que puede observarse fácilmente y provoca una caída de la densidad de área interfacial y de la fracción de vacío. Estos resultados además están sustentados con las mediciones de distribución de tiempo de tránsito de burbujas y tiempo entre burbujas. Los mayores tiempos de tránsito de burbujas comparando las mediciones para 0 kV y 5 kV, pueden indicar tanto un tamaño pequeño de burbujas como altas velocidades cerca del calefactor. La observación visual directa parece favorecer la primera hipótesis.

Las mediciones presentadas llevan a preguntarse si los mecanismos responsables del FCC son los mismos con y sin campo eléctrico. Muy cerca del calefactor (0.5 mm) y en el punto de FCC, la fracción de vacío es mayor sin voltaje aplicado (respecto al caso con voltaje) pero la frecuencia de impacto se mantiene casi constante para diferentes voltajes aplicados. Este comportamiento es complejo y es difícil explicarlo a partir de los modelos propuestos de

FCC. Por ejemplo Di Marco y Grassi [18] indican que la teoría hidrodinámica propuesta inicialmente por Zuber [19] (en la cual se basan la mayoría de los modelos de FCC bajo efectos de campos eléctricos), predice una región de fracción de vacío constante cerca del calefactor, en contradicción con el comportamiento mostrado en la Figura 2.15 y con las mediciones realizadas en calefactores planos que muestra fuertes variaciones de la fracción de vacío cerca del calefactor, [1, 6].

REFERENCIAS

[1] Bonetto, F., Clausse, A. and Converti, J., "Two–phase flow in the localized boiling field adjacent to a heated wall", Int. J. Heat and Mass Transfer, 36, 1367-1372 (1992).

[2] Carrica, P. M., Moraga, F. and Clausse, A., "Measurement of void fraction spatial distribution in pool boiling", Int. Comm. Heat and Mass Transfer, 19, 499-505 (1992).

[3] Carrica, P. M., Leonardi, S.. and Clausse, A., "Experimental study of the two-phase flow dynamics in nucleate and film boiling", Int. J. Multiphase Flow, 21, 405-418 (1995).

[4] Iida, Y. and Kobayashi, K., "An experimental investigation on the mechanism of pool boiling phenomena by a probe method", Proc. 4th Int. Heat Transfer Conference, 5, B1.3, (1969).

[5] Liaw, S. P. and Dhir, V. K., "Void fraction measurements during saturated pool boiling on partially wetted vertical surfaces", Proc. ASME J. Heat Transfer, 111, 731–738 (1989).

[6] Shoji, M., "Experimental verification of macrolayer evaporation model", Proc. of The Engineering Foundation Conference on Pool and External Flow Boiling, in V. K. Dhir and A. E. Bergles (ed.), 237–242 (1992).

[7] Hecht and Zajach, "Optica", Fondo Educativo Interamericano, 1977.

[8] Cartellier, A., "Optical probes for void fraction measurements: Characterization of performance", Rev. Sci. Instrum. , 61, 874-886 (1990).

[9] Hinze, J.O., "Turbulence", McGraw-Hill, New York, 1975.

[10] Santaló, L.A., "Interfacial geometry and geometric probability", Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts, 1976

[11] Carrica, P.M., Sanz, D., Zanette, D., Delgadino, G. and Di Marco, P., "A contribution to the uncertainties estimation in local void fraction measurements in gas-liquid flows", Proc. Int. Symp. Two-Phase Modelling and Experimentation, Rome, Italy, (1995).

[12] Moraga, F., "Transporte de calor en ebullición en función de magnitudes características de un flujo de dos fases", Trabajo Especial de Ingeniería Nuclear presentado ante el Instituto Balseiro, Argentina, (1992).

[13] Carrica, P.M., Achterberg, J., Taglialavore, E. and Leonardi, S., "A conductive acquisition system for the local phase indication function", Informe Técnico CNEA/CAB 93/012, (1993).

[14] Carrica, P., Masson, V. and Di Marco, P., "Application of a low-cost true- monofiber local phase detection probe to void fraction measurements in pool boiling", Proc. 4th World Conf. on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Brussels (1997).

[15] Masson, V. and Carrica, P., "Effects of an externally imposed electric field on subcooled boiling critical heat flux", Int. Comm. Heat Mass Transfer, 22, 483-492 (1995).

[16] Carrica, P., Di Marco, P. and Grassi, W., "Electric field effects on film boiling on a wire", Exp. Heat Transfer, 9, 11-27 (1996).

[17] UNI (Italian Standard Agency) Termómetros de alambre de platino, Tabla Standard nº. 7397 (in italian), 1979.

[18] Di Marco, P. and Grassi, W., "Saturated pool boiling enhancement by means of an electric field", J. Enhanced Heat Transfer, 1, 99-114 (1992).

[19] Zuber, N., "Hydrodynamics aspects of boiling heat transfer", Atomic Energy Commission report AECU-4439 (1959).

NOMENCLATURA

A	amperes	A = amperes
a_i	densidad de área interfacial	m^{-1}
I	corriente	A
n	índice de refracción	1
N	número de interfaces	1
$\dot{N}$	frecuencia de impacto	Hz (s^{-1})
q"	flujo de calor	W/ cm^2
$\vec{r}$	vector posición	m
R	resistencia	ohm
R_0	resistencia de referencia	ohm
T	temperatura	^oC
T_{sat}	temperatura de saturación	^oC
ΔT	sobrecalentamiento	K
t	tiempo	s
u	velocidad de la burbuja relativa a la sonda	m/s
V	voltaje	V
y	distancia transversal al calefactor	m
z	distancia vertical al calefactor	m

Símbolos griegos

α	fracción de vacío	1
β	coeficiente de resistencia lineal	K^{-1}
γ	coeficiente de resistencia cuadrático	K^{-2}
τ	tiempo de muestra	s
θ	ángulo	rad
χ	función indicadora	1

Abreviaturas

FCC	flujo crítico de calor	W/m^2
RTI	Reflexión total interna	
ttb	tiempo de tránsito e/ burbujas	*ms*
teb	tiempo entre burbujas	*ms*
$\overline{ttb}$	tiempo de tránsito promedio	*ms*

Subíndices

g	gas
i	incidente (para el índice de refracción ó el ángulo de un rayo)
k	fase (líquida o gaseosa)
l	líquido
sat	saturación
t	transmisión (para el índice de refracción ó el ángulo de un rayo)

EFECTO DE CAMPOS ELECTRICOS ADVERSOS EN LA TRANSFERENCIA DE CALOR EN EBULLICION NUCLEADA

La aseveración ampliamente aceptada de que la aplicación de un campo eléctrico lleva a un mejoramiento de la transferencia de calor y, en particular de un aumento importante del flujo crítico de calor (FCC), motivó a preguntarse si este fenómeno se producía en cualquier configuración del campo eléctrico. Dado que la geometría del campo eléctrico gobierna la forma y dirección de la fuerza dielectroforética que actúa sobre las burbujas, se estudiaron diferentes geometrías posibles de calefactor y de electrodos para que esta fuerza tuviera una dirección tal que inhibiera el desprendimiento de las mismas.

3.1. INTRODUCCIÓN

3.1.1. Antecedentes en el tema

En la actualidad la literatura da como un hecho implícito e indiscutible que las características de remoción de calor en un sistema en ebullición pueden mejorarse mediante la aplicación de un campo eléctrico. A pesar de ello hemos encontrado configuraciones geométricas en las que la transferencia de calor en ebullición no es afectada o, mas aún, se ve desfavorecida con la aplicación de un campo eléctrico externo [1, 2].

Como se expuso en el Capítulo I, el FCC se incrementa de forma importante cuando un sistema en ebullición en saturación o subenfriado es sometido a un gradiente de campo eléctrico. Es factible, sin embargo, diseñar geometrías para el campo eléctrico en la que la fuerza dielectroforética atraiga a las burbujas hacia la superficie calefactora, en cuyo caso decimos que las fuerzas dielectroforéticas son adversas. Incluso es razonable pensar que en un sistema con estas características, la transferencia de calor en ebullición será modificada por la presencia de más y mayores burbujas cerca del calefactor, e incluso en una reducción del valor de FCC. Estos razonamientos motivaron la realización de los experimentos reportados en éste Capítulo.

Numerosos investigadores estudiaron el problema del FCC en presencia de campos eléctricos externos, pero la mayoría de ellos trabajaron con geometrías favorables [2, 5] Jones y Schaeffer [6], Jones y Hallock [7], Carrica *et al.* [8], Masson & Carrica [9] y Carrica *et al.* [5] realizaron experimentos usando una geometría de campo eléctrico cilíndrica, esto es, con un alambre calefactor central actuando como eje de un electrodo cilíndrico, ambos sumergidos en un líquido dieléctrico (R-113 o FC-72). Estas mediciones se hicieron a temperatura de saturación y a varios grados de subenfriamiento estudiando los efectos de

varios parámetros que afectan el FCC, como polarización del campo eléctrico, velocidad de aumento del flujo de calor, etc. En todos estos trabajos se observa un fuerte incremento en el FCC, que se torna menos importante a mayores subenfriamientos.

Dentro del exhaustivo estudio de la bibliografía existente realizado en este trabajo, el único antecedente de experimentos con campos eléctricos desfavorables se debe a Markels y Durfee [10] quienes realizaron mediciones con agua destilada en flujo forzado y un calefactor calentado con vapor. Estos investigadores encontraron un aumento de la transferencia de calor en ebullición nucleada, y en particular para el FCC, hasta un voltaje aplicado de 2 kV y una disminución de los mismos para voltajes mayores. La explicación que los autores citados dieron a este fenómeno es que a bajos voltajes la fuerza predominante es la electroforética (provenientes de las cargas libres) mientras que a voltajes mayores la fuerza dielectroforética es la que controla el movimiento de las burbujas.

En este trabajo se presentaran mediciones de transferencia de calor en ebullición nucleada y el FCC para distintas geometrías de calefactor y campo eléctrico aplicado desfavorable. Los experimentos se realizaron con el calefactor sumergido en líquido a temperatura de saturación y subenfriado (por debajo de la temperatura de saturación) y con diferentes voltajes aplicados.

3.1.2. Diseño de las secciones calefactoras

Como se expuso en el Capítulo 1, la aplicación de un campo eléctrico no uniforme sobre un líquido dieléctrico causa una fuerza que actúa sobre las burbujas y que está relacionada con el gradiente del campo eléctrico como:

$$\vec{F} = 2\pi r^3 \frac{\varepsilon_g - \varepsilon_l}{\varepsilon_g + 2\varepsilon_l} \varepsilon_o \varepsilon_l \vec{\nabla}(E^2) \qquad (3.1)$$

donde r es el radio de la burbuja, ε_g y ε_l son las permitividades del gas y el líquido respectivamente y $\vec{E}$ es el campo eléctrico externo aplicado. Esta fuerza causa que las burbujas sean atraídas hacia regiones de menor intensidad de campo eléctrico si $\varepsilon_g < \varepsilon_l$, que es en general lo que sucede en líquidos dieléctricos.

La Figura 3.1 muestra un esquema simplificado de la geometría de una sección de prueba que favorece el aumento del Flujo Crítico de Calor (FCC). En este arreglo alrededor del calefactor se aplica un campo eléctrico de corriente continua, por lo que las fuerzas dielectroforéticas impulsan a las burbujas a abandonar el calefactor. Este fenómeno, a su vez, provoca un desprendimiento más rápido, un menor tamaño de burbujas y una mejor renovación de refrigerante sobre el calefactor, con el consecuente aumento del FCC [3, 4, 5]. Como se explicó en el Capítulo 1 el campo eléctrico puede aumentar varias veces el FCC y las fuerzas dielectroforéticas varias veces el valor de g cerca del calefactor. Otro comportamiento observado es la disminución de los efectos del campo eléctrico sobre el FCC con el subenfriamiento [9] en una configuración con la geometría de la Figura 3.1.

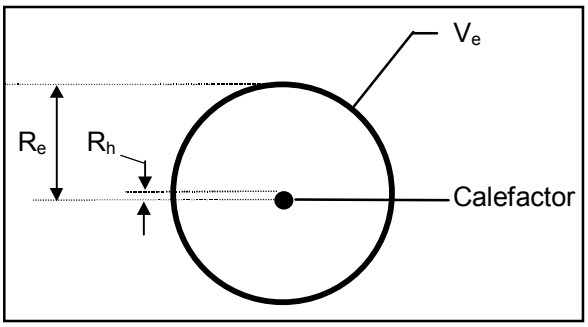

Figura 3.1: Sección de prueba de geometría cilíndrica que favorece el aumento del FCC. R_h es el radio del calefactor y R_e el radio del armazón donde se aplica el voltaje.

El aumento del FCC con el voltaje cumple aproximadamente la ley [3]:

$$\frac{q''_{FCC,E}}{q''_{FCC,0}} = \sqrt{\frac{El^* + \sqrt{El^{*2} + 3}}{\sqrt{3}}} \tag{3.2}$$

donde El^* es el número de influencia eléctrica dado por:

$$El^* = \frac{\varepsilon_{eq} E^2}{\sqrt{(\rho_l - \rho_g)\sigma\, g}} \tag{3.3}$$

y la permitividad equivalente ε_{eq} es:

$$\varepsilon_{eq} = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_l \left(\varepsilon_l - \varepsilon_g\right)^2}{\varepsilon_g \left(\varepsilon_l + \varepsilon_g\right)} \tag{3.4}$$

Este incremento en el FCC en geometrías favorables motiva a preguntarse si la aplicación de una fuerza adversa producirá una reducción del FCC. Dicha fuerza podría generarse si $\vec{\nabla}(E^2)$ apunta hacia afuera del calefactor. En este trabajo se presentan resultados experimentales de los efectos de una fuerza dielectroforética adversa en el FCC. Este tipo de fuerzas se generaron con dos diferentes geometrías de calefactor: plana y semi-cilíndrica (Figura 3.2 y Figura 3.3 respectivamente).

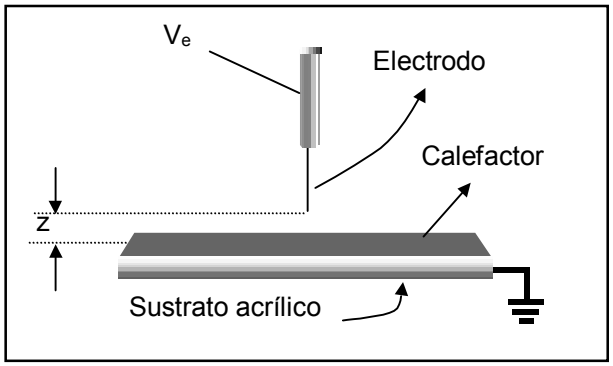

Figura 3.2: Calefactor con geometría plana.

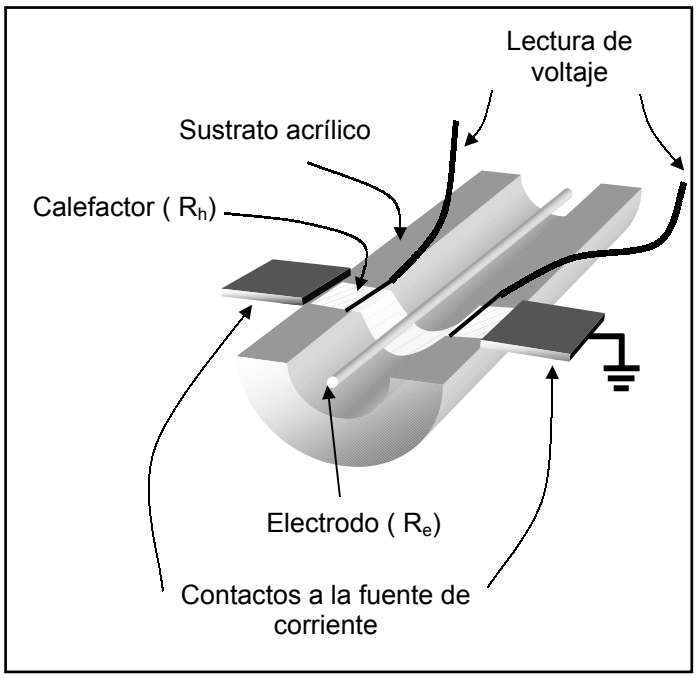

Figura 3.3: Sección de prueba con geometría semi-cilíndrica.

3.2. ARREGLO EXPERIMENTAL Y PROCEDIMIENTO

El arreglo experimental utilizado está descripto casi en su totalidad en la sección 2.2 del Capítulo 2, e incluye:

- el recipiente donde se sumerge la sección de prueba (Figura 2.10) con los sistemas de precalentamiento del líquido y la trampa fría y condensador para evitar fugas de vapor;
- el sistema de lectura de temperatura del líquido refrigerante mediante el uso de termocuplas;
- el equipo detector de FCC para evitar la destrucción del calefactor y la degradación del refrigerante;
- las fuentes de corriente de alimentación para el calefactor y precalentamiento del líquido;
- la fuente de alta tensión.

Las secciones de prueba consisten de un calefactor conectado a masa y un electrodo conectado a una fuente de alta tensión. Los calefactores fueron construidos con una fina hoja de platino de 25 μm de espesor de diferente longitud y ancho dependiendo de la geometría del calefactor:

- calefactor plano: el electrodo es un punta colocada perpendicularmente al calefactor (diámetro aproximado de 200 μm) y conectada a la fuente de alto voltaje como muestra la Figura 3.2. El tamaño medio de los calefactores utilizados fue de 11 mm de largo y 5 mm de ancho. Se utilizó un posicionador para variar la distancia electrodo calefactor desde z = 0.5 hasta z = 2.3 mm.

- calefactor semicilíndrico: el electrodo es un alambre de cobre de 250 μm de diámetro, colocado en el eje definido por el calefactor semicilíndrico, como muestra la Figura 3.3. En esta configuración la posición electrodo - calefactor no podía ser variada por lo que se construyeron dos calefactores de radio R_h = 4 mm y R_h = 1.7 mm y 5 mm de ancho.

Ambos calefactores fueron pegados con pegamento epoxi a un sustrato de acrílico para reducir pérdidas de calor por la parte inferior de la lámina de platino y para moldearlos con la geometría apropiada.

Se programó la fuente de corriente descripta en la sección 2.2 para suministrar una rampa de corriente tal que I^2 varíe linealmente con el tiempo, es decir, que la potencia resulte proporcional al tiempo transcurrido. Con este criterio la pendiente de la rampa se fijó en 0.0875 A/seg. La temperatura y el flujo de calor se calcularon a partir de la caída de tensión en el calefactor y de la corriente que circulaba por el mismo con el mismo método descripto el capítulo anterior (ver ecuación 2.11). Los alambres para lectura de tensión en los calefactores fueron soldados con plata para minimizar la caída de voltaje en la medición. En el caso del calefactor semicilíndrico la soldadura se realizó de manera que los alambres coincidieran con el radio del cilindro.

Dadas las pequeñas dimensiones de las secciones de prueba y los altos voltajes utilizados se realizó una prueba de ruptura de tensión en el calefactor de 1.7 mm de radio, tendiente a evitar el eventual daño del equipamiento electrónico que la ruptura produciría. La prueba consistió en desconectar el equipamiento electrónico en su totalidad, a excepción de la fuente de alto voltaje que se mantuvo conectada al electrodo, y elevar la tensión hasta que se produjera la ruptura dieléctrica. El voltaje de ruptura resultó ser de 15.6 kV/mm por lo que los experimentos se realizaron con menores intensidades en un rango de seguridad.

Se midieron curvas de ebullición incrementando la potencia al calefactor linealmente con el tiempo y adquiriendo los datos de tensión y corriente mediante una tarjeta de adquisición de 16-bit A/D. La potencia se aumentó hasta que el detector de FCC cortara la fuente de corriente. Dado que el sistema posee una gran inercia térmica, no fue necesario el uso del precalefactor para mantener la temperatura del refrigerante en cada experimento (el precalefactor puede afectar bastante la medición sobre todo en el caso de líquido subenfriado pues crea corrientes de convección que perturban el campo de dos fases y por lo tanto la refrigeración del calefactor).

3. 3. RESULTADOS

Se reportan y discuten los resultados experimentales para los casos estudiados anteriormente citados.

3.3.1. Calefactor plano

Las medidas con esta geometría fueron realizadas con dos calefactores diferentes debido a algunos daños sufridos por los calefactores durante los experimentos. Este deterioro se produjo principalmente en la resistencia estructural del pegamento epoxi (Poxipol gris) y fueron causadas por el refrigerante que con la alta temperatura se vuelve altamente corrosivo, produciendo que el calefactor se despegara del sustrato y se deformara. Debido a ello se construyeron dos calefactores diferentes: uno para una distancia calefactor - electrodo de z = 0.5 y 1 mm y otro para z = 2.3 mm, ambos con iguales dimensiones. A pesar de la similitud

en la construcción de los calefactores se observa una pequeña variación en los resultados de la curva de ebullición causadas por pequeñas diferencias en el acabado de la superficie, pegado y construcción en general pero que, en principio, no implicarían una diferencia de comportamiento físico.

En la Figura 3.4 se muestran dos curvas de ebullición para el calefactor plano y z = 2.3 mm. Los voltajes aplicados fueron 0 y 9 kV y la temperatura del refrigerante se mantuvo en saturación (45 ^{o}C a 800 m sobre el nivel del mar). El cambio más importante con voltaje aplicado se observa en el régimen de convección, donde la transferencia de calor mejora con la aplicación de un campo eléctrico. Este comportamiento también se observó con fuerzas dielectroforéticas favorables (ver Figuras 1.6 y 1.7), lo cual es razonable, debido a que los mecanismos que actúan en la transferencia de calor en convección natural no tienen una dependencia importante con la geometría del campo eléctrico, ya que la electroconvección depende del campo eléctrico y no de su gradiente. Para todos los valores de voltaje medidos el valor del FCC permanece esencialmente constante, con pequeñas variaciones que están dentro del error experimental (de aproximadamente 10 %). Este error experimental se produce principalmente debido a la incerteza estadística en el FCC. El área del calefactor, la caída de tensión y la corriente a través del calefactor están bien determinadas y el error esta debajo del 2 % en todos ellos. El error en la medición de la temperatura es mayor y su estimación más difícil debido a que la temperatura no es homogénea en el calefactor.

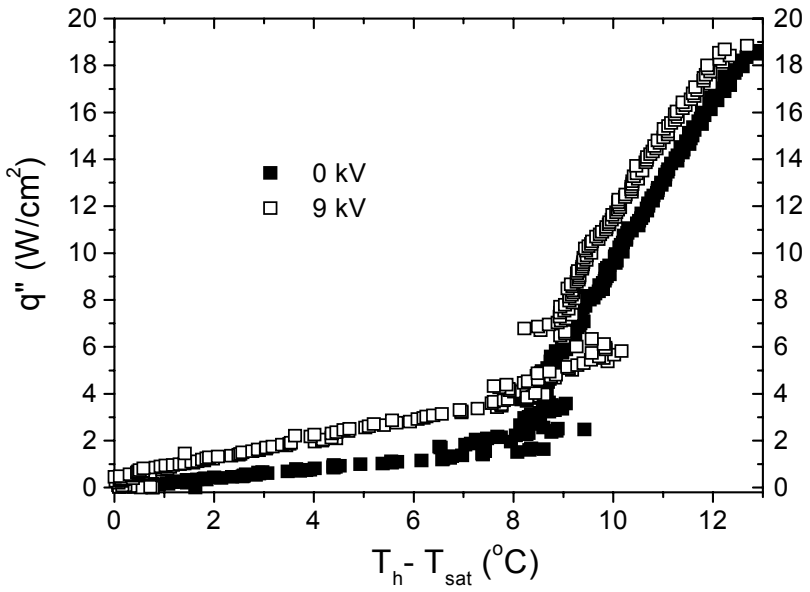

Figura 3.4: Curvas de ebullición en saturación para el calefactor plano y una distancia de electrodo de z = 2.3 mm.

Como se dijo antes, la transferencia de calor en convección mejora con el campo eléctrico, lo cual puede verse en forma más evidente en la Figura 3.5 que muestra el coeficiente de transferencia de calor en función del flujo de calor. Es notable la mayor dispersión de datos que se observa en esta curva comparada con las curvas de coeficiente de transferencia de calor observadas en la Sección 1.3 del Capítulo 1.

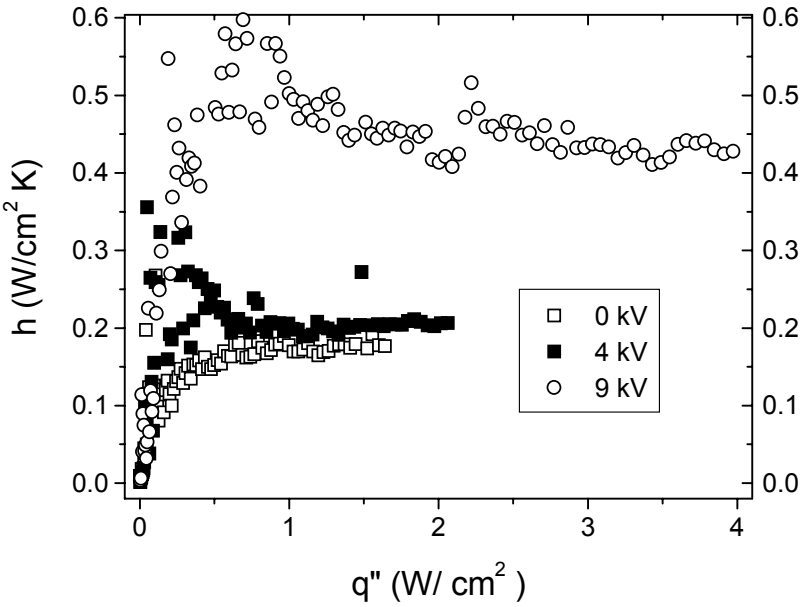

Figura 3.5: Coeficiente de transferencia de calor en convección para distintos voltajes, con líquido en saturación y z = 2.3 mm.

En ebullición nucleada no se observa un cambio importante en el coeficiente de calor respecto a 0 kV (ver Figura 3.6). Sin embargo, puede notarse un pequeño aumento en el coeficiente de transferencia de calor con el voltaje, tendencia que también se desprende de las curvas de ebullición (Figura 3.4).

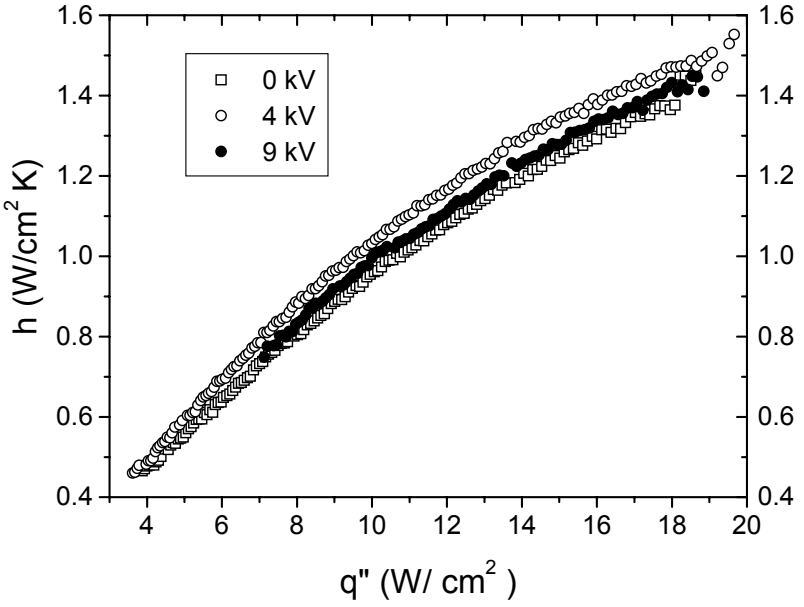

Figura 3.6: Coeficiente de transferencia de calor en ebullición nucleada para distintos voltajes, con líquido en saturación y z = 2.3 mm.

En la Figura 3.7 se muestran curvas de ebullición en saturación para las tres distancias calefactor - electrodo usadas y un voltaje aplicado de V = 4 kV. No se observan diferencias significantes entre ellas ni en la región de convección natural ni en el punto de FCC. La diferencia en el sobrecalentamiento de pared observada entre la curva para z = 2.3 mm y las otras probablemente se deba a las diferencias mencionadas anteriormente en la construcción de los calefactores.

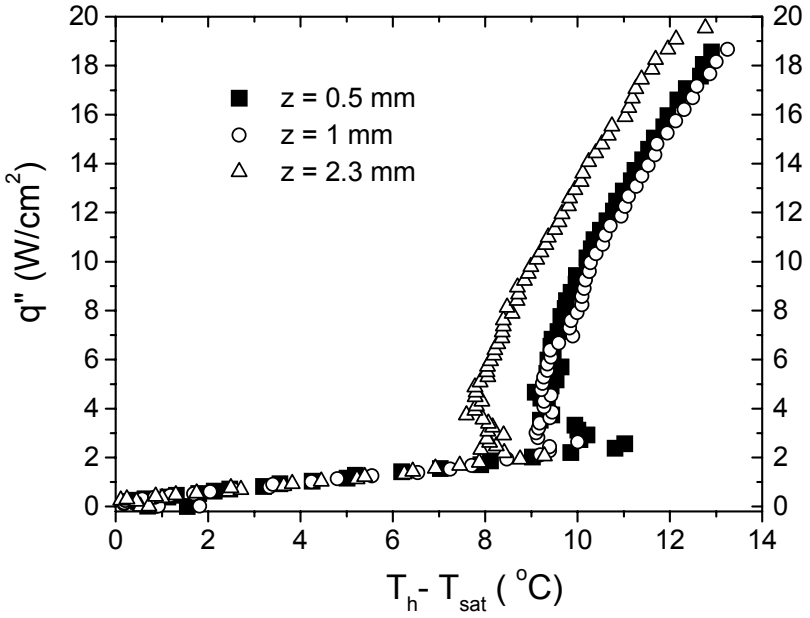

Figura 3.7: Curvas de ebullición a temperatura de saturación para un calefactor plano a 4 kV y una distancia calefactor - electrodo de z = 0.5, 1 y 2.3 mm.

El pequeño o nulo cambio en el valor del FCC es evidente en la Figura 3.8, que muestra el FCC en función del voltaje aplicado para diferentes distancias al calefactor. Las mediciones en z = 0.5 mm fueron tomadas hasta un valor de 4 kV para evitar la ruptura dieléctrica que puede causar daños en el equipo electrónico. Por la misma razón las mediciones para z = 1 mm y z = 2.3 mm fueron tomadas hasta 8 y 9 kV respectivamente.

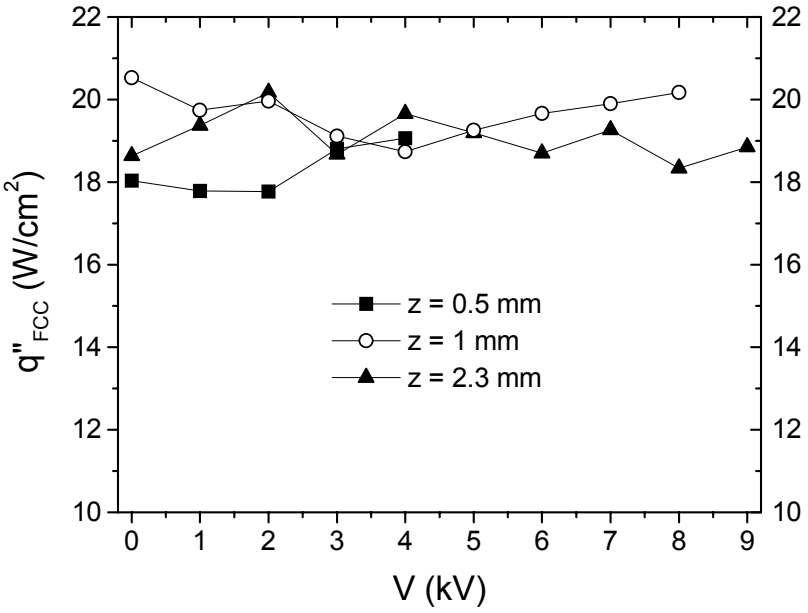

Figura 3.8: Flujo crítico de calor en función del voltaje aplicado para las tres distancias calefactor – electrodo utilizadas.

3.3.2. Calefactor cilíndrico

La Figura 3.9 muestra las curvas de ebullición en temperatura de saturación para el calefactor de 1.7 mm de radio. El efecto más significativo de estas curvas es la disminución del FCC, que por ejemplo para 10 kV es cerca de 10 % mas bajo que para 0 kV. Esta reducción es más importante cuanto mayor es el voltaje aplicado. Otra característica de esta geometría es que la histéresis al comienzo de la ebullición nucleada se mantiene con cualquier voltaje aplicado, contrariamente a lo que sucede en el caso de fuerzas dielectroforéticas favorables, donde este sobrecalentamiento es frecuentemente inhibido con al aplicación de un campo eléctrico.

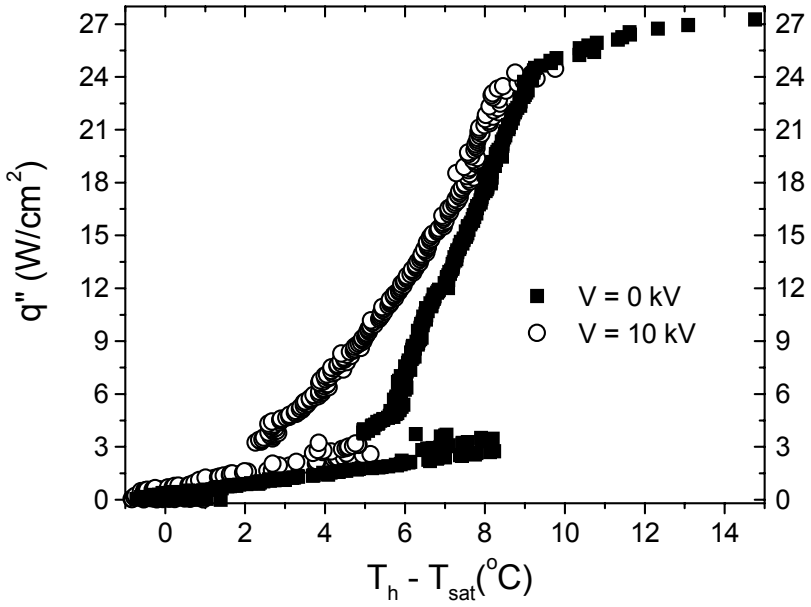

Figura 3.9: Curvas de ebullición en saturación para un calefactor de 1.7 mm de radio.

La aplicación de un campo eléctrico además aumenta el coeficiente de transferencia de calor en convección como puede verse en la Figura 3.10. Este comportamiento es el mismo que el observado con geometría plana y también con fuerzas dielectroforéticas favorables.

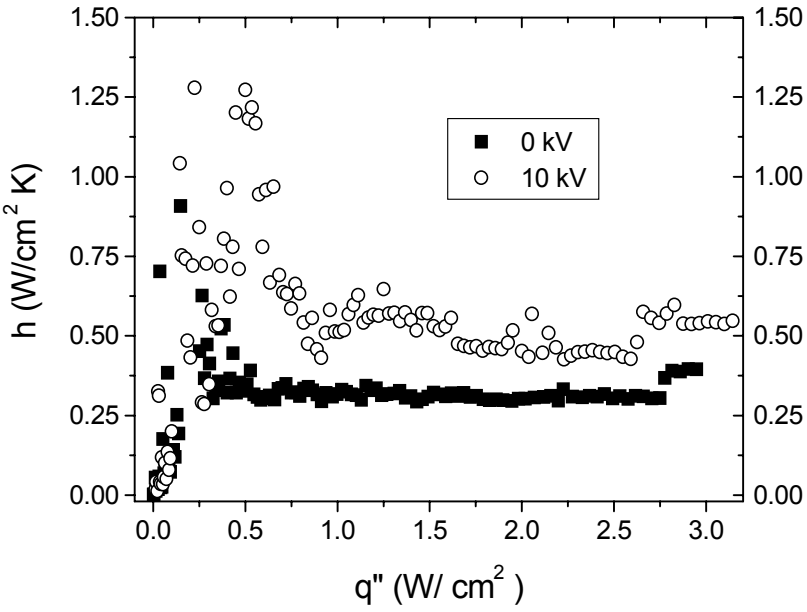

Figura 3.10: Coeficiente de transferencia de calor en convección para dos voltajes diferentes, temperatura de saturación y un calefactor de 1.7 mm de radio

La transferencia de calor en ebullición nucleada también se ve favorecida con la aplicación de un campo eléctrico, como puede desprenderse de la Figura 3.11. La caída en la transferencia de calor se debe a la zona plana que se produce en la región cercana al FCC (ver Figura 3.9), en la que hay un aumento de temperatura del calefactor pero el flujo de calor se mantiene esencialmente constante.

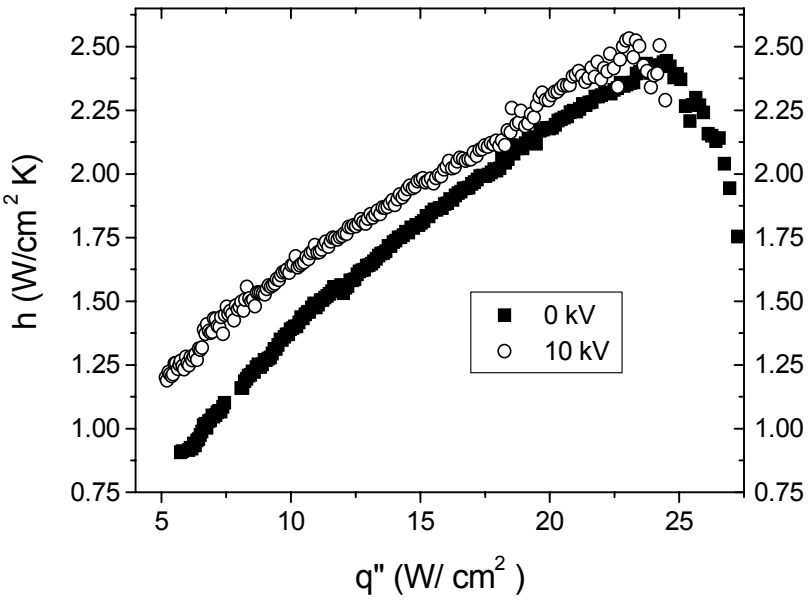

Figura 3.11: Coeficiente de transferencia de calor en ebullición nucleada para dos voltajes diferentes, temperatura de saturación y un calefactor de 1.7 mm de radio

En la Figura 3.12 pueden verse las curvas de ebullición para 0 y 10 kV de voltaje aplicado y un subenfriamiento ΔT_{sub} = 20 ^{o}C (donde se define $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T$). Hay dos características salientes en este caso: 1) la notable reducción del FCC con el voltaje y su aumento respecto al caso de saturación y 2) la supresión de la histéresis con el voltaje aplicado, fenómeno que sí se presenta cuando el líquido está en saturación. El aumento del FCC respecto al caso en saturación también se ha observado en el caso de campos eléctricos favorables [9] lo que indicaría que la causa no está asociada al gradiente del campo eléctrico. Posiblemente este aumento se deba al fenómeno de electroconvección, que depende únicamente del módulo del campo eléctrico. Otra posible explicación es que las burbujas son más pequeñas con el subenfriamiento (hecho en el que posiblemente la condensación de vapor en la superficie de la burbuja juegue algún papel) y por lo tanto la formación de una capa de vapor se vea retrasada. La reducción del FCC con el voltaje, no puede explicarse mediante la teoría hidrodinámica (Ec. 3.2), la cual predice un aumento del FCC sin importar el gradiente del campo eléctrico. La teoría de coalescencia de burbujas por otra parte da una explicación más satisfactoria al fenómeno (ver página I.13), dado que la fuerza dielectroforética retrasa el desprendimiento de burbujas facilitando que estas coalescan en la superficie calefactora, impidiendo entonces la renovación de líquido.

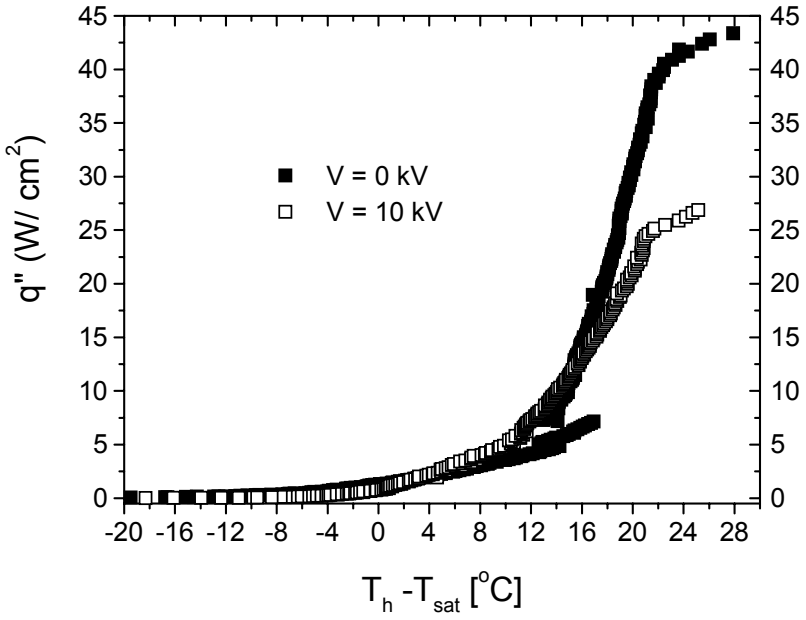

Figura 3.12: Curvas de ebullición con un subenfriamiento de 20 ^{o}C para un calefactor de 1.7 mm de radio.

El coeficiente de transferencia de calor en régimen de convección natural y con subenfriamiento no varía apreciablemente con el voltaje (ver Figura 3.13). A diferencia de los casos en saturación (donde la curva del coeficiente de calor no presentaba una dependencia fuerte con el flujo de calor), el coeficiente de transferencia de calor aumenta con el flujo de calor. Estos resultados, sin embargo, son solo indicativos ya que los experimentos fueron realizados para obtener datos en el FCC y no del coeficiente de transferencia de calor. Dado que el cálculo de este coeficiente involucra la medición de temperaturas y es en estas mediciones donde el error experimental es más importante (ver Apéndice), las curvas indican tendencias en el comportamiento pero no cifras definitivas.

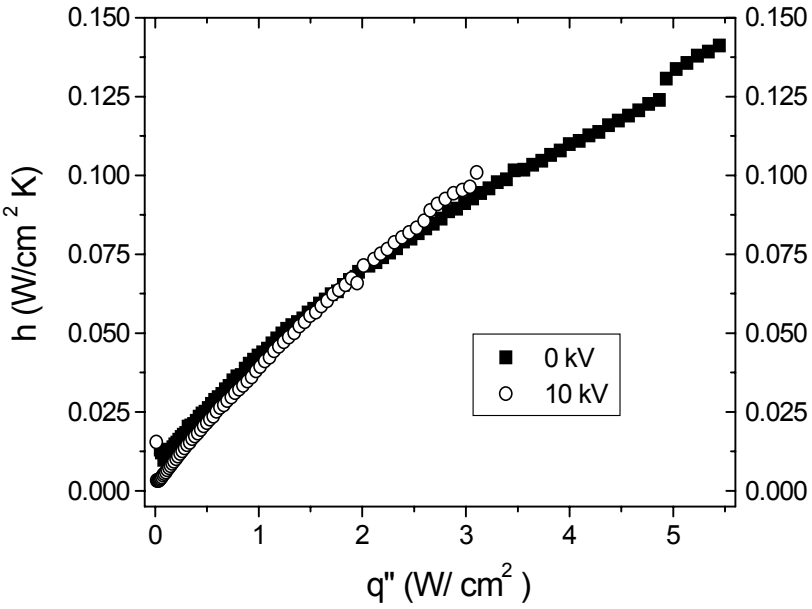

Figura 3.13: Coeficiente de transferencia de calor en convección para dos voltajes diferentes, 20 ^{o}C de subenfriamiento y un calefactor de 1.7 mm de radio.

La transferencia de calor en ebullición nucleada tampoco presenta variaciones apreciables con la aplicación de un campo eléctrico (ver Figura 3.14). Cercano al FCC hay cierta disminución del coeficiente de transferencia de calor respecto a 0 kV, pero que no representa una diferencia sustancial. Esto es similar a lo observado en campos eléctricos favorables [3, 4, 5].

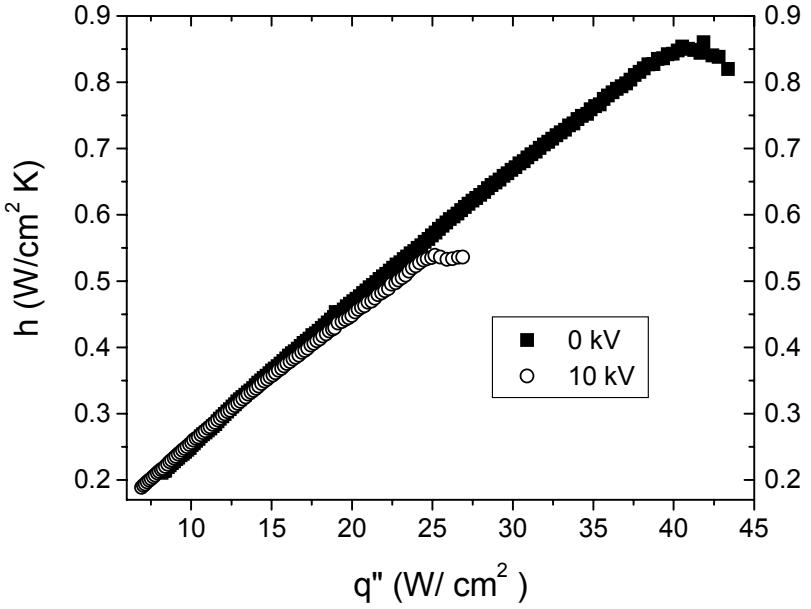

Figura 3.14: Coeficiente de transferencia de calor en ebullición nucleada para dos voltajes diferentes, 20 ^{o}C de subenfriamiento y un calefactor de 1.7 mm de radio

La Figura 3.15 muestra las curvas de ebullición obtenidas con un voltaje de 2.5 kV y tres subenfriamientos diferentes. El FCC crece con el subenfriamiento, en este caso el crecimiento es de alrededor del 35 % desde 0 a 20 ^{o}C de subenfriamiento. Esto lleva a concluir que sin importar la intensidad del gradiente de campo eléctrico, el subenfriamiento predomina sobre el efecto del campo eléctrico.

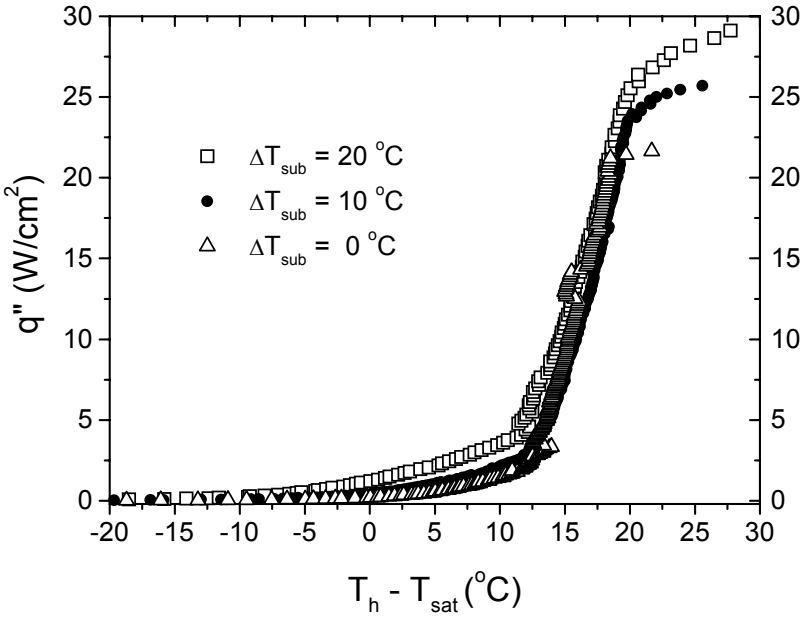

Figura 3.15: Curvas de ebullición a 20, 10 y 0 ^{o}C de subenfriamiento de líquido y un voltaje aplicado de 2.5 kV.

En la Figura 3.16 puede apreciarse el aumento en el punto de FCC con el subenfriamiento y su disminución con el voltaje aplicado. Puede verse que el sistema se torna más sensible al efecto del campo eléctrico cuando esta subenfriado. Para 20 ^{o}C de subenfriamiento la disminución del FCC entre 0 y 10 kV es cercana al 50 %. Esto es aproximadamente cuatro veces el decremento que ocurre en la temperatura de saturación. También se aprecia una saturación en el efecto del campo eléctrico que se produce para voltajes superiores a 5 kV en el caso de 20 ^{o}C de subenfriamiento y para voltajes mayores a 2 kV en el caso de ebullición en saturación. Este comportamiento también fue observado cuando no hay voltaje aplicado y cuando la geometría del campo eléctrico es favorable al desprendimiento de burbujas [8]. Los resultados para el calefactor de 4 mm de radio indican cambios muy pequeños en el valor del FCC. Una vez mas la causa de este comportamiento puede deberse a que la distancia calefactor-electrodo sea demasiado grande y la fuerza dielectroforética que actúa sobre las burbujas sea demasiado débil, ya que en esta geometría es proporcional a la distancia entre electrodos al cubo (ver ecuación 3.1).

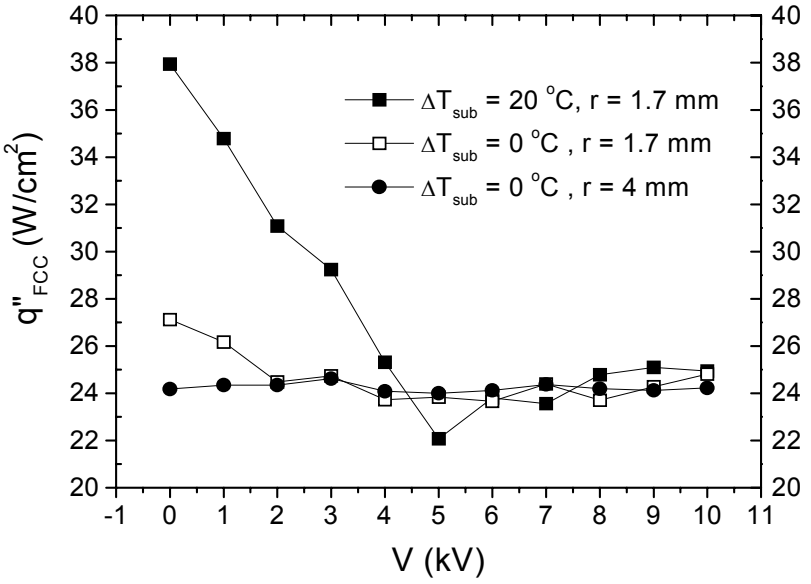

Figura 3.16: Flujo crítico de calor como función del voltaje aplicado para los dos calefactores cilíndricos utilizados.

3.4. CONCLUSIONES

Se realizó un estudio experimental sobre el efecto de un campo eléctrico externo en el flujo crítico de calor para un calefactor sumergido en un líquido dieléctrico en ebullición. Se utilizaron geometrías en las cuales el campo eléctrico aplicado resulta en fuerzas dielectroforéticas adversas, es decir aquellas que atraen a las burbujas hacia el calefactor. También se estudiaron los efectos del subenfriamiento del líquido refrigerante en la transferencia de calor y en particular en el FCC.

La transferencia de calor en la región de convección natural mejora con el voltaje aplicado y en temperatura de saturación, tanto para geometría plana como cilíndrica. Este comportamiento puede ser causado por las fuerzas de electroconvección que no dependen del gradiente de campo eléctrico sino de su intensidad. Un hecho curioso es que el aumento del coeficiente de transferencia de calor, relativo al caso sin voltaje, resultó más grande en la geometría plana que el obtenido con geometría cilíndrica: mientras que en el primer caso el aumento es de 3 veces, en el segundo es de 1.6 veces aproximadamente. Esto resulta contrario a lo que predice la teoría, dado que la geometría cilíndrica provoca mayor intensidad de campo eléctrico que la plana por lo que es de esperar una mayor electroconvección en el primer caso. Este comportamiento quizá pueda ser provocado por la configuración del sistema calefactor–electrodo que, en el caso cilíndrico, entorpece la renovación de líquido debido a su forma cóncava. Para el caso de ebullición subenfriada, la transferencia de calor en convección no exhibe una diferencia apreciable con la aplicación de un campo eléctrico, excepto en la zona cercana al comienzo de la ebullición nucleada.

La región de ebullición nucleada muestra un aumento del coeficiente de transferencia

de calor con voltaje aplicado en el caso de temperatura del líquido en saturación. Esta mejora es del orden de 16% para el calefactor de 1.7 mm de radio y del 20 % para calefactor plano. Para el caso de líquido subenfriado no se observan diferencias apreciables a excepción de la zona cercana al FCC con voltaje aplicado (en el que *h* disminuye cuando hay un campo eléctrico aplicado) y a los mayores valores del coeficiente de transferencia de calor y de flujo de calor que se obtienen sin voltaje aplicado (consecuencia posiblemente del deterioro en el valor del FCC que causan las fuerzas dielectroforéticas adversas).

Los resultados muestran una significativa reducción del FCC para la geometría cilíndrica y el calefactor de 1.7 mm de radio. Esta disminución es del orden del 40% para 10 kV y 20 ^{o}C de subenfriamiento y del 10 % para el caso de temperatura de saturación a igual voltaje. Para un voltaje fijo el FCC aumenta con el subenfriamiento, comportamiento que también se observa con fuerzas dielectroforéticas favorables y sin campos eléctricos.

Para el caso del calefactor con geometría plana no se encontró un efecto apreciable de los campos eléctricos en el FCC en el rango de distancias calefactor-electrodo usadas en el experimento (de 0.5 a 2.3 mm).

REFERENCIAS

[1] Masson, V. and Carrica, P. M., "Geometries for electric field induced Critical Heat Flux reduction in pool boiling", 2nd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Pisa, Italia (1999).

[2] V. Masson & P. Carrica, "Critical Heat Flux in Pool Boiling under the Effect of Adverse Dielectrophoretic Forces", *International Communications on Heat and Mass Transfer*, (1998).

[3] Di Marco, P.and Grassi, W., "Satured pool boiling enhancement by means of an electric field", J. Enhanced Heat Transfer, 1, No. 1, 99-114 (1993).

[4] Jones, T.B., "Electrohydrodynamically enhanced heat transfer in liquids - A review", Advances in Heat Transfer, 14, 107-148 (1978).

[5] Carrica, P.M., Di Marco, P. and Grassi, W., "Nucleate pool boiling in the presence of an electric field: Effects of subcooling and heat-up rate", Exp. Thermal Fluid Sci., 15, 213-219 (1997).

[6] Jones, T.B. and Schaeffer, R.C., "Electrohydrodynamically coupled minimum film boiling in dielectric liquids", AIAA J., 14, 1759 (1976).

[7] Jones, T. B. and Hallock, K. R., "Surface wave model of electrohydrodynamically coupled minimum film boiling", J. of Electrostatics, 5, 273 (1978)

[8] Carrica, P.M., Di Marco, P. and Grassi, W., "Effect of an electric field on nucleate pool boiling and critical heat flux: Overview of the results of an experimental study", Proc. of IV ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, Maui, Hi, USA (1995).

[9] Masson, V. and Carrica, P. M., "Effects of an externally imposed electric field on

subcooled boiling critical heat flux", Int. Comm. Heat Mass Transfer, 22, 483-492 (1995).

[10] Markels, M. and Durfee, R.L., "Studies of boiling heat transfer with electrical fields", AIChE J., 11, 716-721 (1965).

NOMENCLATURA

I	Corriente	A
E	Campo eléctrico	V/m
El^*	Número de influencia eléctrica	1
FCC	Flujo crítico de calor	1
$\vec{F}_d$	Fuerza dielectroforética	N
g	Aceleración de la gravedad	m/s^2
q"	Flujo de calor	W/ cm^2
r	Radio de la burbuja	m
R	Radio, resistencia	m, Ω
T	Temperatura	^oC
V	Voltaje	kV
z	Distancia del calefactor al electrodo	mm

Símbolos griegos

Δ	Variación	-
ε	Permitividad	1
ρ	Densidad	kg/m^3
σ	Tensión superficial	kg/s^2

Subíndices

FCC	flujo crítico de calor	h	calefactor
e	electrodo	l	líquido
eq	equivalente	o	valor de referencia
g	gas	sub	subenfriamiento

Capítulo 4

EBULLICION DE TRANSICIÓN Y PELICULAR CON CAMPOS ELECTRICOS ADVERSOS

4.1. INTRODUCCIÓN

Como continuación natural de los experimentos presentados en el Capítulo 3, se presentará un estudio sobre el efecto que produce el campo eléctrico en la ebullición de transición y la ebullición pelicular, cuando la geometría del sistema es desfavorable, es decir, produce una fuerza dielectroforética que empuja a las burbujas sobre el calefactor.

Debido a que la ebullición pelicular en calefactores planos demanda potencias demasiado grandes para el equipamiento disponible y, principalmente, a causa de los problemas que provoca la alta temperatura en la aislación térmica, se optó por realizar este experimento mediante la técnica de *quenching* (enfriamiento), que consiste en sumergir la sección de prueba donde se desea medir la transferencia de calor en un líquido a mucho menor temperatura. En estas condiciones se adquiere la temperatura de la pieza a medida que se enfría, y se relaciona la velocidad de variación de la misma con la transferencia de calor.

Los experimentos se realizaron en una superficie hemisférica cóncava colocada hacia arriba y sumergida en nitrógeno líquido. El campo eléctrico se generó con un *pin* conectado a alta tensión y centrado en la semiesfera de manera de obtener una geometría adversa.

4.1.1. Trabajos relacionados

La ebullición en régimen de transición sin campos eléctricos ha sido tema de investigación de innumerables autores. Se ha utilizado una gran variedad de técnicas para medir la curva de ebullición completa, tanto con métodos en estado estacionario como no estacionario. Los métodos de control de temperatura están dentro de la primera categoría y, a su vez, pueden subdividirse en dos: control de temperatura con una realimentación externa y estabilización de temperatura por medio de un fluido a temperatura aproximadamente constante (por ejemplo vapor) que es el que fija la temperatura del calefactor.

Los experimentos de *quenching* o enfriamiento pertenecen a la categoría de métodos no estacionarios y consisten en el enfriamiento de una superficie calefactora mediante su inmersión en un líquido a menor temperatura, que en este trabajo es nitrógeno. Los primeros trabajos en ebullición en transición fueron realizados por Westwater y Santangelo (visualización) y Berenson (ver [1] pp. 21 y 615 respectivamente) quienes usaron la condensación de un vapor para controlar la temperatura de la superficie calefactora. Investigaciones mas recientes [2, 3], sugieren que este método no permite el acceso a la curva completa en la región de transición debido principalmente a la naturaleza no estacionaria de esta región. Bradfield en 1967 realizó experimentos de *quenching* (ver página 22 de la

referencia [1]) y mostró que los puntos de flujo crítico de calor y punto de mínimo flujo de calor pueden asociarse mediante una relación lineal.

Otra razón importante para el estudio de la ebullición en transición es por su importancia en seguridad nuclear y, en especial, en reactores avanzados de agua liviana. En este campo se han realizado últimamente numerosos experimentos de quenching con superficies orientadas hacia abajo tanto con geometrías planas [4] como geometrías curvas ([5, 6, 7]).

En cuanto a los estudios del régimen de transición con campos eléctricos, son muy pocos los trabajos reportados en el tema. Uno de los primeros y más completos estudios los realizó Choi [8] quien utilizó un arreglo experimental como el descripto en el Capítulo 2 encontrando mejoras en la transferencia de calor en ebullición pelicular y un aumento en el punto de flujo mínimo de calor. Markels y Durfee [9, 10] usaron tubos calentados con vapor (en flujo forzado con un calefactor vertical y agua destilada y en ebullición en pileta con alcohol isopropanol) en el régimen de transición, punto de flujo mínimo de calor (FMC) y ebullición pelicular. Los resultados mostraron una disminución de la región de transición, aumento de la transferencia de calor en ebullición pelicular y aumento del FMC. Además midiendo el área relativa de mojado del calefactor (con mediciones de resistencia) llegaron a la conclusión que el campo eléctrico mejora el mojado, lo cual podría ser otra de las causas del aumento de la transferencia de calor. Los experimentos que realizaron estos investigadores con una geometría adversa ya mencionados en el capítulo I y en el Capítulo III no incluyeron mediciones en régimen de transición y ebullición pelicular. Baboi *et al*. [11] observaron supresión del régimen de transición cuando se aplican campos eléctricos fuertes y una disminución de la longitud de onda de la capa de vapor con el aumento del campo eléctrico. Utilizando diferentes geometrías y líquidos, Zhorzoliani y Shekriladze [12] encontraron además de este efecto un aumento del FMC, al igual que Jones y Hallock [13] y Jones y Schaeffer [14].

Mas recientemente Carrica *et al*. [15] realizaron experimentos en los que incluyeron enfriamiento de alambres con geometrías favorables como la descripta en el Capítulo 2. Encontraron un mejoramiento de la transferencia de calor en ebullición pelicular a sobrecalentamientos menores a 500 ^{o}C y la transición entre regímenes de ebullición pelicular ya observada en ebullición en pileta. Dada la pequeña inercia térmica del calefactor no obtuvieron mediciones del régimen de transición. La transición entre regímenes de ebullición pelicular fue verificada recientemente por Cipriani *et al*. [16] utilizando refrigerante FC-72.

4.2. EQUIPO EXPERIMENTAL Y PROCEDIMIENTO

4.2.1. Diseño y construcción del equipo experimental

Para el diseño del dispositivo experimental se debieron tener en cuenta dos factores que compiten entre sí en el diseño a saber:

- la velocidad de enfriamiento de la pieza debe ser menor que la velocidad de cambios del fenómeno, de forma tal que la medición sea realizada en un cuasi-estacionario. Además debe ser consistente con la velocidad de adquisición de la PC. Esto requiere que la masa a enfriar sea la suficientemente grande como para asegurar un tiempo de enfriamiento también grande

y la obtención de una curva de ebullición con la cantidad necesaria de puntos experimentales;

- la sección de prueba debe ser pequeña para que el efecto del campo eléctrico sea apreciable sin aplicar grandes voltajes pero no tan pequeña como para superar la tensión de ruptura. Para ello hay que considerar que la fuerza dielectroforética que actúa sobre las burbujas en geometría de calefactor esférica varía como $1/r^3$ mientras que la tensión de ruptura varía con r, lo que implica que los efectos serán más evidentes con calefactores de radio pequeño.

Estas dos condiciones llevaron a diseñar una sección de prueba como la mostrada en la Figura 4.1, donde pueden apreciarse una zona superior pequeña de geometría semiesférica, una sección cónica y un cilindro inferior que es el que aporta la inercia térmica necesaria como para que el tiempo de enfriamiento sea largo. Para asegurar la uniformidad en la temperatura de la pieza se utilizó cobre como el material para construirla ya que posee una alta conductividad térmica, además de una alta capacidad calorífica. Esto trajo algunos problemas para la construcción de la sección de prueba en el bloque, ya que el cobre no es un material de maquinado simple. Finalmente se optó por utilizar una bolilla de rulemán para marcar la semiesfera de la sección de prueba en un cilindro de cobre y luego se maquinó el resto de la pieza.

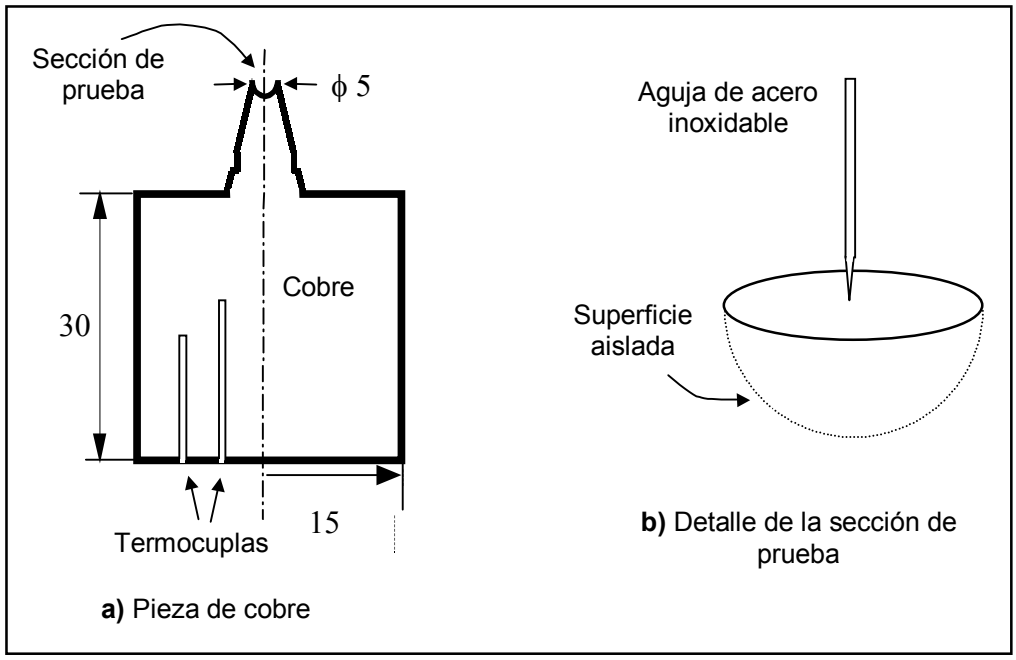

Figura 4.1: Pieza de cobre y detalle de la sección de prueba. Las medidas están dadas en mm.

El objetivo del experimento es medir la transferencia de calor debido solo a la parte semiesférica del dispositivo (ver Figura 4.1.b). En esa superficie es donde se estudiarán los efectos del gradiente de campo eléctrico adverso midiendo la variación de la temperatura en función del tiempo. Por lo tanto es necesario aislar térmicamente el resto de la pieza de cobre del nitrógeno líquido. Debido a la baja temperatura del nitrógeno el aislamiento no puede hacerse con materiales plásticos aislantes estándar, ya que los plásticos y otros aislantes clásicos se tornan frágiles a baja temperatura. Por otra parte el pequeño espesor de la pared en la parte superior de la sección de prueba no permite una soldadura que asegure estanqueidad cerca de ella ni tampoco es conveniente porque resultaría en pérdidas de calor no deseadas.

Estas limitaciones llevaron a realizar el aislamiento térmico por dos medios diferentes en la parte inferior y superior de la pieza de cobre (ver Figura 4.2).

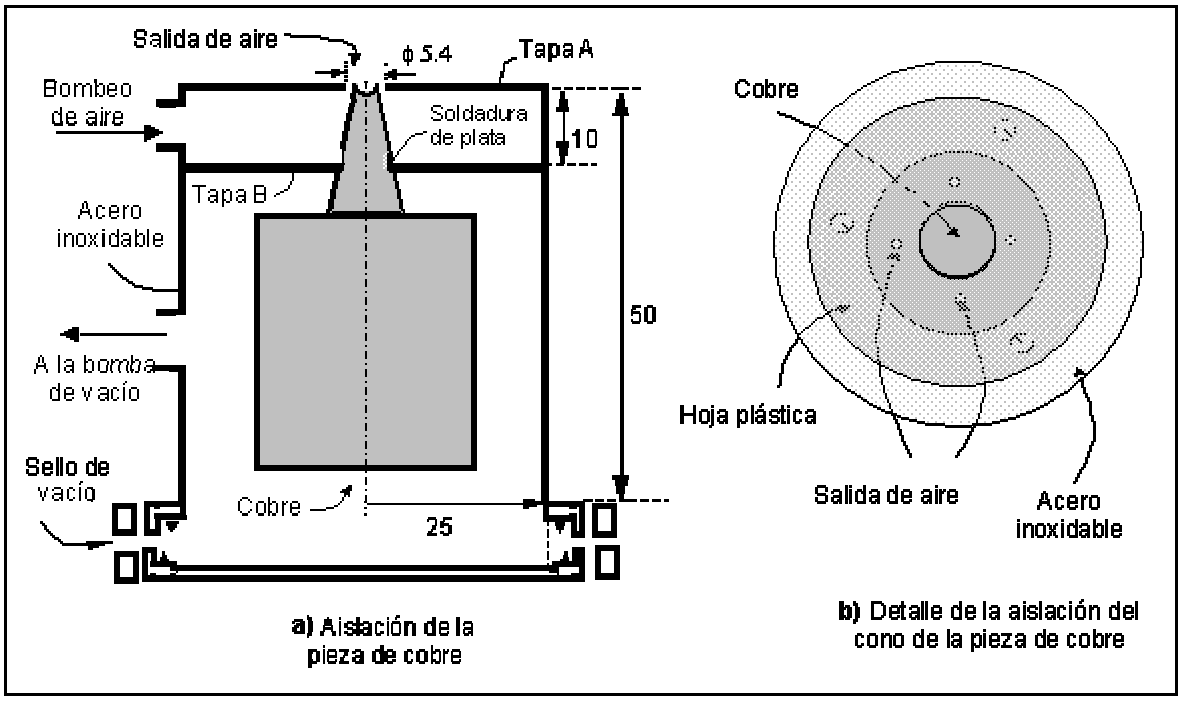

Figura 4.2: Aislamiento de la sección de prueba. Medidas en mm.

La parte inferior fue aislada haciendo vacío para minimizar la conducción de estas paredes quedando únicamente en contacto térmico la tapa B soldada a la carcasa de acero inoxidable. El vacío se obtuvo con una bomba mecánica tipo JR 20 con capacidad de bombeo de 20 l/min y capacidad máxima de vacío de 0.005 mm Hg. La presión típica obtenida, medida con un manómetro analógico fue de 10^{-4} atm lo que aseguró una pérdida de calor despreciable a través del aire remanente entre la carcasa y la pieza de cobre. La estructura fue construida en acero inoxidable debido a su baja conductividad y sus excelentes características mecánicas lo que permite un maquinado y soldado preciso. Para disminuir la conducción térmica, la tapa B se torneó en la zona media, lejos de las soldaduras, para que tuviera menor espesor. La parte superior (el cono de cobre) es aislado del nitrógeno líquido por medio de un flujo de aire proveniente de una línea de aire comprimido que disminuye la transferencia de calor no permitiendo que se introduzca nitrógeno por esa zona. En la parte central de la tapa A fue maquinado un agujero de diámetro superior al de la sección de prueba de forma que quede un intersticio por donde circula el aire. El caudal utilizado fue de aproximadamente 1 litro/min. Con esta configuración se realizaron mediciones preliminares pero se detectó que se producía mucho ruido en los datos, causado posiblemente por entrada de nitrógeno líquido en el cono. Para evitar esta entrada de líquido se semi selló parcialmente el intersticio con una hoja plástica delgada la cual fue perforada en tres puntos. Estas perforaciones permitían la salida del aire pero no la entrada de líquido (Figura 4.2.b). La hoja se fijó a presión sobre el cono de cobre y con tornillos a la tapa A. Ambas tapas fueron soldadas a la carcasa de acero inoxidable con soldaduras de tipo TIG, mientras que el cono de cobre fue fijado a la tapa B con una soldadura de plata. Estas soldaduras fueron realizadas con especial cuidado para conseguir un buen nivel de vacío, que en pruebas preliminares fue difícil de conseguir y

requirió el rearmado de la sección de prueba varias veces hasta que se consiguieron niveles de estanqueidad satisfactorios.

Para medir la temperatura fueron utilizadas dos termocuplas tipo K (cromel - alumel) que se fijaron a la pieza de cobre con soldaduras de estaño, mientras que la salida al exterior fue sellada a la carcasa de acero inoxidable con soldadura de plata. Las termocuplas se conectaron a una tarjeta de adquisición de 16 bits con unión de punta fría electrónica, ya utilizada en la medición de temperatura para los experimentos de ebullición nucleada (ver Capítulo 3). Los datos fueron almacenados en una computadora PC tipo XT. Las dos termocuplas también sirvieron para chequear la uniformidad de la temperatura en la pieza de cobre, la cual resultó no tener diferencias de temperatura mayores a un grado. Esta uniformidad está asegurada porque el número de Biot del bloque de cobre definido como:

$$Bi = \frac{hL}{k} \qquad (4.\ 1)$$

es suficientemente pequeño. Aquí h es el coeficiente de transferencia de calor, L una longitud característica y k la conductividad térmica del cobre. El coeficiente de transferencia de calor no se conoce a priori, por lo que posteriormente hay que corroborar la hipótesis de que el número de Biot es pequeño. Esta suposición permite tomar la temperatura medida por la termocupla (en la parte inferior de la pieza) como la temperatura del calefactor (en la parte superior de la pieza). Tomando k = 401 W/m·K, L = 30 mm y sabiendo que h ≅ 0.5 W/m^2·K (tomados de las mediciones) tenemos in valor del Bi ≅ 4x10^{-5} en la dirección longitudinal. En la región del cono, sin embargo, el número de Biot no es tan pequeño y la caída de temperatura puede alcanzar los 2 ^{o}C.

Los experimentos se realizaron sumergiendo el dispositivo en un recipiente con nitrógeno líquido a presión atmosférica (temperatura –190 ^{o}C). El recipiente utilizado fue un termo de vidrio plateado de 8.5 cm de radio interno con dos ventanas sin platear para visualización del fenómeno. Estas ventanas permitieron confirmar que la única sección en ebullición es el calefactor, con lo que no existen pérdidas grandes en otras regiones. La sección de prueba se sumerge de forma tal que al finalizar las mediciones queden sobre ella aproximadamente 10 cm de nitrógeno.

El electrodo consiste en una aguja de acero inoxidable centrada en la superficie hemisférica (Figura 4.1b) la cual conectada a alta tensión provoca un campo eléctrico de geometría aproximadamente radial esférica. Esta geometría es desfavorable para el desprendimiento de burbujas, debido a que la fuerza dielectroforética que actúa sobre las mismas apunta hacia el calefactor, reteniéndolas sobre el mismo. El voltaje fue suministrado con una fuente de alta tensión Spellman R10/PN con rango de 0 – 10 kV. Para evitar daños causados por la alta tensión se realizó una prueba de ruptura dentro del nitrógeno con todo el equipamiento electrónico desconectado, la cual dio resultados negativos hasta los 10 kV. Para obtener un mayor efecto del campo eléctrico se decidió realizar las mediciones con 10 kV de voltaje aplicado, sin mediciones en voltajes intermedios.

En las primeras mediciones se observó que la no repetitividad de los experimentos era mayor que el eventual efecto de la aplicación de un campo eléctrico, por lo que se decidió realizar mediciones variando el voltaje con pulsos de cierta duración en cada corrida experimental.

El control del voltaje aplicado se realizó con un programa simple que envía una señal (1 ó

0) al puerto paralelo de la PC y se conecta a la fuente de alto voltaje. Con este programa se cambió la intensidad del voltaje cuando la variación de la temperatura ΔT alcanzaba un valor predeterminado. Para determinar este ΔT se tuvo en cuenta:

- El tiempo que transcurre para que el bloque se enfríe un ΔT de 1 ^{o}C depende de la región de la curva de ebullición y varía entre 10 segundos (cerca del punto de Leidenfrost) y dos segundos (en zonas de ebullición pelicular o transición).

- El retardo de la fuente de tensión en alcanzar 10 kV es de aproximadamente 10 segundos, por lo que la zona de transición puede medirse mejor para ΔT mayores a 1 ^{o}C.

- La región de transición tiene un rango de 25 ^{o}C entre el FMC (flujo mínimo de calor) y el FCC (flujo crítico de calor).

Estos factores limitan el tiempo máximo y mínimo de duración del escalón de voltaje, ya que si bien cuanto mayor es el tiempo que se de deje prendida la fuente las condiciones son mas cercanas al estacionario, la duración de las regiones a estudiar son pequeñas y por lo tanto se obtendrían pocos escalones de tensión en cada región. Por ello se realizaron mediciones con pasos de temperatura de 2 ^{o}C y de 4 ^{o}C, siendo los valores mínimo y máximo los adecuados para tomar en cuenta la inercia del sistema y para observar el efecto de los escalones de voltaje en la zona de transición.

4.2.2. Procesamiento

Para obtener las curvas de ebullición se procesaron los datos para obtener el flujo de calor. El flujo de calor está relacionada con la derivada de la temperatura respecto al tiempo mediante la fórmula:

$$q'' = -\frac{mc_p}{A}\frac{dT_w}{dt} \qquad (4.2)$$

donde c_p es la capacidad calorífica del cobre (dependiente de la temperatura), m la masa de la pieza, T_w la temperatura de la pared, A el área de transferencia de calor (superficie hemisférica) y t el tiempo. La pieza de cobre utilizada pesa aproximadamente 180 *gr*, mientras que c_p = 385 $J/\,kg\cdot K$. A pesar del aparente bajo nivel de ruido de la medición (ver Figura 4.3) este produce una gran variación en el cálculo de la derivada de la Ec. 4.2 por lo que las lecturas de temperatura se promediaron y suavizaron usando un promediado de 51 puntos. La derivada de la temperatura se calculó usando diferencias centradas con puntos alejados al menos 1 segundo entre sí, lo cual permitió obtener curvas suaves. En este trabajo se despreciaron la variación de la capacidad calorífica y la densidad del cobre con la temperatura.

El sistema tiene al menos dos componentes significativos de inercia: el retardo de la fuente en llegar a los 10 kV y el tiempo que tarda la información de la temperatura en llegar de la superficie del calefactor a las termocuplas. El retardo de la fuente fue calculado en alrededor de 10 segundos. El tiempo que tarda la información en llegar a las termocuplas puede calcularse utilizando el número de Fourier:

$$Fo = \frac{\alpha\tau}{L^2} \qquad (4.3)$$

que es el cociente entre la velocidad de conducción de calor y la capacidad de almacenar energía que tiene el sólido. También puede interpretarse como un tiempo adimensional. Haciendo este número igual a uno, se obtiene un tiempo característico que nos da idea de la inercia del sistema. En nuestro caso este tiempo es de aproximadamente 2 segundos por lo que el tiempo dominante en el sistema es el del retardo de la fuente.

Las mayores pérdidas de calor fuera del calefactor en sí, estuvieron dadas por la conducción de calor en la tapa B (ver Fig. 4.2). Se estimó que estas pérdidas variaban con la temperatura como:

$$\dot{q}_{per} = \frac{T - T_{sat}}{12.8} Watt/^{o}C \qquad (4.4)$$

por lo que se esperan mayores pérdidas en la región de ebullición pelicular. Los valores de flujo de calor mostrados en la siguiente sección están corregidas teniendo en cuenta este factor.

Las pérdidas de calor debidas al paso de aire resultaron más de un orden de magnitud menor que los valores de flujo de calor obtenidos en el experimento por lo que no fueron tenidas en cuenta.

4.3. MEDICIONES

Todos los experimentos se realizaron a la presión atmosférica estándar de Bariloche: 0.92 bar (a 800 m sobre el nivel del mar). La duración de los experimentos fue típicamente de 20 a 25 minutos obteniéndose aproximadamente 10000 lecturas de temperatura en cada uno. El tiempo total de duración de los experimentos fue medido con un cronómetro digital, cortándose la medición simultáneamente con la medición del tiempo. Con estos datos se realizaron curvas de temperatura en función del tiempo, que fueron derivadas numéricamente. Cabe destacar que para la confección de las curvas de ebullición hubo que poner especial atención en el retardo de 10 segundos en la fuente de tensión para alcanzar los 10 kV, ya que este retardo corresponde en ciertas regiones a un grado y medio de caída de temperatura, desfasando los resultados.

La Figura 4.3 muestra la variación de la temperatura con el tiempo. La temperatura disminuye en forma monótona hasta un punto donde la curva tiene una inflexión, la cual marca el punto de flujo crítico de calor. A partir de este punto el sistema entra en ebullición de transición. La segunda inflexión indica el comienzo de la ebullición nucleada. Cabe destacar que estas curvas se realizaron a partir de los datos tomados de las lecturas de las dos termocuplas y el promedio entre ellas, sin ningún procesamiento posterior. En la ampliación, donde se tomó un rango de temperatura de un grado y un rango temporal de 12 segundos, puede apreciarse que la dispersión de los datos no supera el 0.1 %.

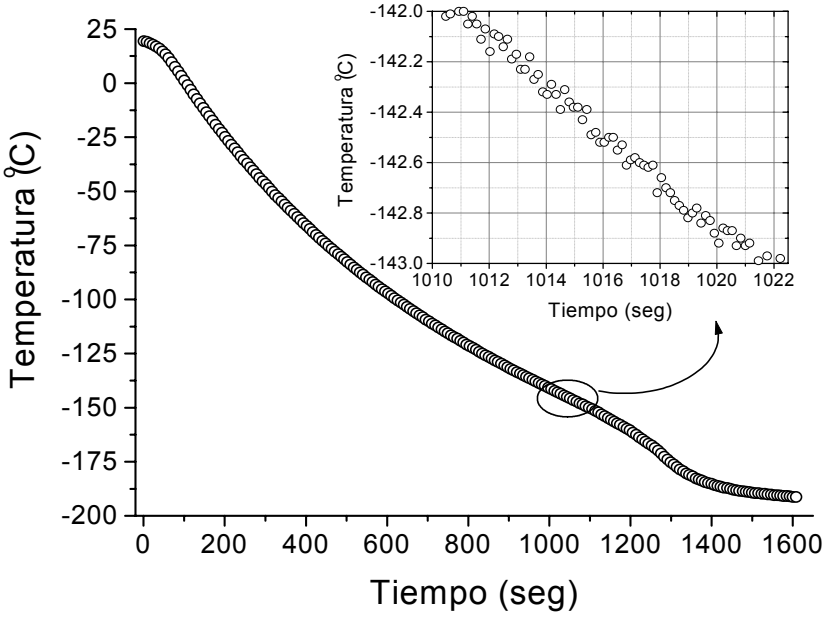

Figura 4.3: Evolución de la temperatura con el tiempo para $\Delta T = 4\ ^{o}C$.

En la Figura 4.4 se muestran las curvas experimentales de temperatura y flujo de calor en función del tiempo variando el voltaje aplicado entre 0 y 10 kV cada 4 ^{o}C de caída de temperatura en el calefactor. Puede observarse en los primeros segundos una subida en el flujo de calor que es conocido como ebullición pelicular "de choque" la cual fue detectada en varios experimentos. Recientemente se propuso una relación entre este flujo crítico y el que separa la ebullición nucleada de la pelicular para determinar la capacidad de enfriamiento de los líquidos [17]. El sistema pasa posteriormente a ebullición pelicular plena que se prolonga hasta los 1100 segundos aproximadamente. En este régimen no se aprecia un efecto evidente del voltaje ni tampoco una transición entre regímenes de ebullición pelicular, como la observada en alambres y configuraciones favorables de campo eléctrico (ver referencias [15] y [16]). Este comportamiento concuerda con el modelo mecanístico de Carrica *et al*. [18] que explica el fenómeno de transición entre regímenes de ebullición pelicular en un alambre y predice que en el caso de un sistema sometido a gradientes desfavorables de campo eléctrico o gradientes favorables pero débiles, no se observa esta transición.

La región de transición se produce entre los 1100 y los 1300 segundos, observándose unos picos que corresponden al prendido de la fuente de voltaje. Después del FCC, que ocurre aproximadamente a los 1300 segundos, se entra finalmente en la zona de ebullición nucleada y la región de convección natural. El punto de flujo crítico de calor (21 W/cm^2) resulta considerablemente mayor que el medido por Guido Lavalle *et al.* [19] para una esfera (13.8 W/cm^2). Esta discrepancia puede explicarse en parte por la diferente geometría principalmente a causa de que la esfera de Guido Lavalle *et al.* tiene una superficie grande orientada hacia abajo que permite la acumulación de burbujas y puede causar el mantenimiento de la esfera en ebullición pelicular a flujos de calor menores. Es posible también que el procesamiento realizado por Guido Lavalle *et al.* hay promediado por un tiempo mayor un sistema que tiene una inercia térmica menor, lo que podría haber suavizado considerablemente el pico de flujo de calor. El flujo mínimo de calor resultó ser de aproximadamente 2.6 W/cm^2, que es un valor mayor que el obtenido por Guido Lavalle *et al.*

[19] que fue de 1.7 W/cm^2. En este caso también atribuimos el incremento a la geometría por idénticas razones a las expresadas anteriormente.

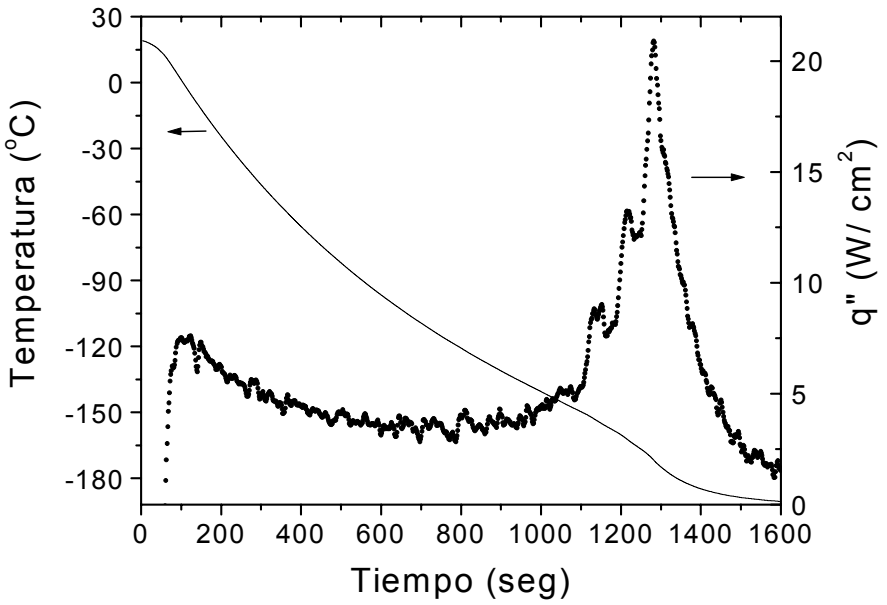

Figura 4.4: Variación de la temperatura y el flujo de calor con el tiempo accionando la fuente de voltaje cada 4 °C.

La Figura 4.5 muestra la curva de ebullición obtenida accionando la fuente de voltaje cada 4 °C de caída de temperatura en el calefactor; también se incluye una función cuadrada representando el prendido y apagado de la fuente de tensión. Se observa una fuerte correlación entre prendido y apagado de la fuente con la transferencia de calor, especialmente en la zona de transición cercana al punto de Leidenfrost. Los valores de flujo de calor en esta zona aumentan apreciablemente cuando la fuente está prendida mientras que cuando la fuente está apagada la transferencia de calor empeora. En la región de ebullición pelicular se aprecia un efecto muy pequeño, pero por estar enmascarado por el ruido no puede darse una deducción concluyente.

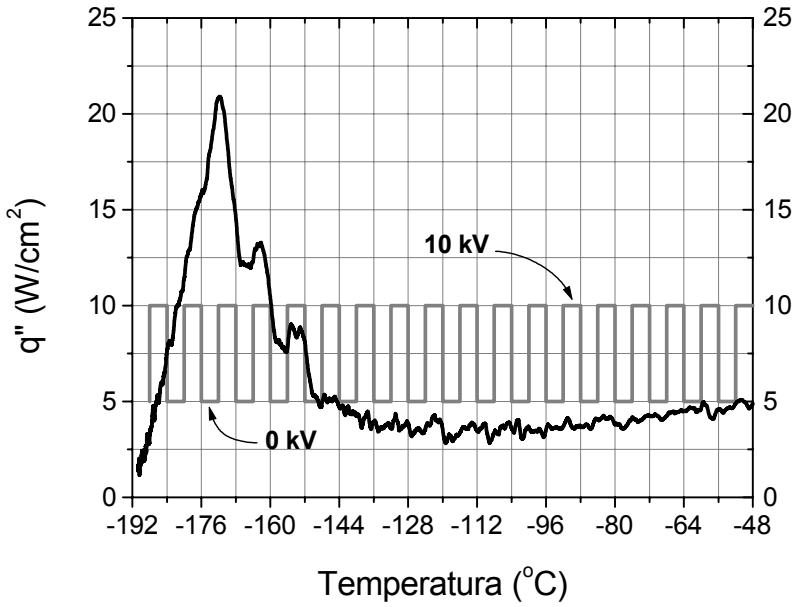

Figura 4.5: Curva de ebullición accionando la fuente de tensión cada cuatro grados. La función cuadrada indica fuente prendida en su valor más alto y apagada en el valor más bajo.

La Figura 4.6 muestra la curva de ebullición en la región de ebullición nucleada y de transición para un corte de la fuente de voltaje cada 2 ^{o}C. El comportamiento es similar al de las curvas de ebullición anteriores, observándose también en este caso una fuerte correlación entre el prendido de la fuente y el aumento del flujo de calor cada vez que la fuente está prendida. Dada la inercia de la fuente y probablemente del sistema en sí mismo, la amplitud de las variaciones en el flujo de calor con voltaje y sin voltaje, no son tan grandes como las observadas para 4 ^{o}C.

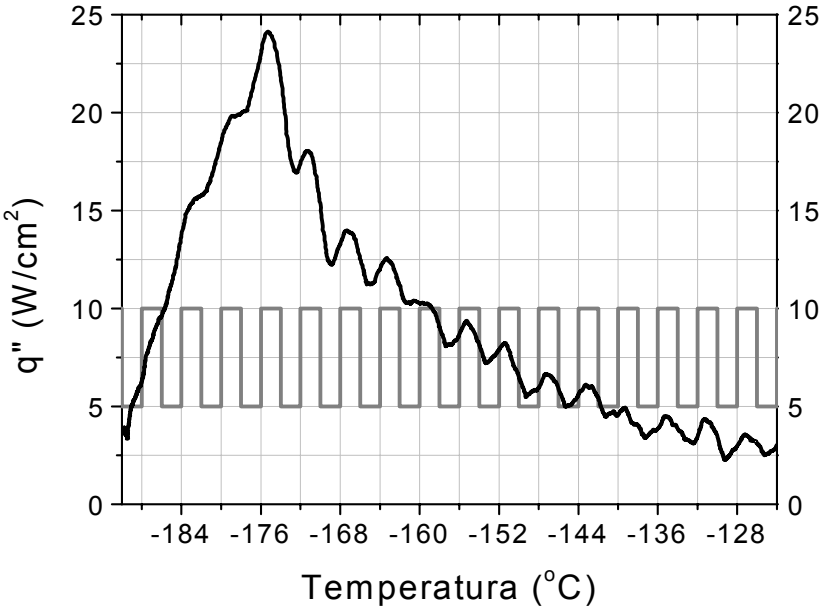

Figura 4.6: Curva de ebullición en régimen nucleado y régimen de transición para un corte de fuente de 2 ^{o}C.

Los resultados expuestos parecen estar de acuerdo con la interpretación de Markels y Durfee [10] acerca de que la aplicación de un campo eléctrico incrementa el área del calefactor que está en ebullición nucleada. Sin embargo esta mejora en la transferencia de calor se contrapone a los resultados que se obtienen para el FCC, en el que una configuración de gradiente adverso disminuye el punto de FCC [20] y una configuración favorable lo aumenta [8, 21].

El mojado de la superficie en la ebullición en transición depende principalmente de dos mecanismos: a) la dinámica de las burbujas y b) la estabilidad de la película interfacial. El primero de los mecanismos tiende a empeorar la transferencia de calor, ya que el gradiente adverso tiende a retener a las burbujas sobre el calefactor, las que coalescen y, por lo tanto, aumentan su tamaño antes de desprenderse del calefactor. Este fenómeno es el que explicaría la reducción del FCC con fuerzas dielectroforéticas adversas. El segundo mecanismo compite con éste porque la longitud de onda de la oscilación de la película de vapor se reduce con la aplicación de un campo eléctrico y, a primer orden, no depende de su gradiente [13, 21]. Entonces estos experimentos parecieran indicar que la estabilidad de la película de vapor es el mecanismo dominante en la transferencia de calor en ebullición en transición.

4.4. CONCLUSIONES

En este capítulo se estudiaron los efectos de la aplicación de un campo eléctrico con una geometría adversa en la transferencia de calor en regímenes de ebullición nucleada, de transición y pelicular usando una técnica de enfriamiento o *quenching*.

Los resultados en ebullición pelicular no muestran una tendencia clara por lo que no es posible sacar ninguna conclusión.

En la ebullición de transición tanto las mediciones con el prendido - apagado de la fuente cada 4 grados como las de dos grados muestran una fuerte relación entre el voltaje y la transferencia de calor. En ambos casos se observa una mejora de la transferencia con el voltaje aplicado apoyando la teoría de que es la longitud de onda de la película de vapor la que maneja el proceso de transición.

La ebullición nucleada no muestra efectos evidentes de la aplicación del campo eléctrico, aunque si los hubiera sería muy difícil medirlos debido a la corta duración del proceso (8 segundos contra aproximadamente 12 de transición) y al procedimiento de promediado de datos.

Si el proceso de transición depende del lado de la curva de ebullición del que se acceda (como plantean Witte y Lienhard [3]), es razonable pensar que el proceso de transición es dominado por el mismo que el film si se accede con enfriamiento y sería dominado por la dinámica de burbujas si se accede con ebullición en pileta. Esto podría confirmarse si se realizara un experimento de ebullición en pileta accediendo a la transición y que el efecto sea el contrario al encontrado en este trabajo, con lo cual se vería que al acceder por el lado de ebullición nucleada el proceso dominante es el de dinámica de burbujas.

REFERENCIAS

[1] Van Stralen and Cole, "Boiling phenomena", Hemisphere Publishing C., vol. 1 and vol. 2, 1979.

[2] Ramilison, J.M, Lienhard, J.H, "Transition boiling heat transfer and the film transition regime", Trans. of the ASME, 109, 746 (1987).

[3] Witte, L.C., Lienhard, J.H, "Transition boiling heat transfer and the film transition regime", Int. J. Heat Mass Transfer, 25, No. 6, 771 (1982).

[4] El-Genk, M.S, "A review of pool boiling from inclined and downward-facing flat surfaces", Heat Technol., 14, No. 2, 95 (1995).

[5] El-Genk, M.S, Gao, C., "Experiments on pool boiling of water from downward-facing hemispheres", Nuclear Technol., 125, 52, Jan. 1999).

[6] El-Genk, M.S, Gao, C., "Transient pool boiling from downward-facing curved surface", Int. J. Heat Mass Transfer, 38, No. 12, 2209 (1995).

[7] Haddad, K.H., Liu, Y.C., Cheung, F.B., "Spatial variation of critical heat flux on a downward-facing hemispherical surface", Proc. 30th National Heat Transfer Conference, HTD-, 316, No. 14, 23 (1995).

[8] Choi, L., "Electrohydrodynamic boiling heat transfer", Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA. (1962).

[9] Markels, M.and Durfee, R. L., "Studies of boiling beat transfer with electrical fields", AIChE J., 11, 716-721 (1965).

[10] Markels, M.and Durfee, R. L., "The effect of applied voltage on boiling heat transfer", AIChE J., 10, 106-110 (1964).

[11] Baboi, N. F., Bologa, M. K. & Klyukanov, A. A., "Some features of ebullition in an electric field", *Appl. Electr. Phenom.* 2, 57 (1968).

[12] Zhorzholiani, A. G. and Shekriladze, I.G., "Study of the effect of an electrostatic field on heat transfer with boiling dielectric fluids", Heat Transfer - Soviet Research, 4, No. 4, 81-98 (1972).

[13] Jones, T. B. & Hallock, K. R., "Surface wave model of electrohydrodynamically coupled minimum film boiling", *J. Electrostat.* **5**, 273 (1978).

[14] Jones, T. B. & Schaeffer, R. C., "Coupled minimum film boiling in dielectric liquids", *AIAA J.* 14, 1759 (1976).

[15] Carrica, Di Marco & Grassi, "Electric fields effects on film boiling on a wire", Journal of Experimental Heat Transfer, 9, 11-27 (1996).

[16] Cipriani, M., Di Marco, P. & Grassi, W., "Effect of an externally applied electric field on pool film boiling in FC-72", *XVIII UIT Italian Congress in Heat Transfer*, Cernobbio, (June 2000).

[17] Kobasko, N.I., Moskalenko, A.A., Totten, G.E. y Webster, G.M., "Experimetnal determination of the first and second critical heat flux densities and quench process characterization", Journal of Materials Engineering and Performance, 6, No. 1, 93-101 (1991).

[18] Carrica, P. M., Masson, V. & Clausse, A., "A Model of film boiling in the presence of electric fields", *Proceedings NURETH-7*, NUREG/CP-0142 Vol. 4, 3218 (1995).

[19] Guido Lavalle, G., Carrica, P.M., Garea, V. y Jaime, M., "A boiling heat transfer paradox", Am. J. Phys., 60, 593 (1992).

[20] Masson, V. and Carrica, P.M., "Critical heat flux the effect of adverse dielectrophoretic forces", Int. Comm. Heat Mass Transfer, 26, 23 (1999).

[21] Di Marco, P. & Grassi, W., "Satured pool boiling enhancement by means of an electric field", J. Enhanced Heat Transfer, 1, No. 1, 99-114 (1993).

NOMENCLATURA

A	área de transferencia de calor del calefactor	m^2
Bi	número de Biot (ec. 4.1)	1
c_p	calor específico	J/ kg. K
FCC	flujo crítico de calor	W/cm^2
FMC	flujo mínimo de calor	W/cm^2
Fo	número de Fourier	1
h	coeficiente de transferencia de calor	$W/(cm^2\ ^oC)$
k	conductividad térmica	$W/(cm\ ^oC)$
L	longitud característica	cm
m	masa	kg
q"	flujo de calor	W/cm^2
T	temperatura	^oC
t	tiempo	seg
V	voltaje	V

Símbolos griegos

α	difusividad térmica	m^2/seg
τ	tiempo característico	seg

Subíndices

w	pared

CONCLUSIONES

En este trabajo se estudiaron los efectos de la aplicación de un campo eléctrico en la ebullición del freón R113. Se realizaron experimentos con diferentes geometrías:

- *con geometría favorable al desprendimiento de burbujas*: se estudió la influencia de la aplicación de un voltaje sobre la fracción de vacío y la frecuencia de impacto, parámetros característicos del flujo de dos fases. Se investigó la dependencia de la fracción de vacío y la frecuencia de impacto con la potencia y el voltaje aplicados y la distancia al calefactor. También se procesaron datos para obtener información acerca de distribuciones de tiempo de tránsito de burbujas y entre burbujas. Mientras que éstos experimentos se realizaron en condiciones cuasi-estacionarias, se confeccionaron también mapas bidimensionales de fracción de vacío y frecuencia de impacto en función de la distancia al calefactor con mediciones estacionarias al 65 % del FCC.

- *con geometría desfavorable al desprendimiento de burbujas*: se midieron parámetros de la transferencia de calor en régimen de ebullición nucleada, de transición y pelicular. Se realizaron curvas de ebullición nucleada y se estudió el FCC en condiciones de líquido en saturación y subenfriado para distintos voltajes y con dos geometrías diferentes: plana y semi-cilíndrica. También con geometría desfavorable, pero con una técnica de enfriamiento, se midió la transferencia de calor en ebullición de transición y pelicular en un calefactor con forma hemisférica, aplicando pulsos de voltaje de distinta duración.

A continuación se resumirán las principales conclusiones del efecto de los distintos parámetros estudiados en la ebullición y en el flujo de dos fases.

Flujo de dos fases

Efecto de la aplicación de un campo eléctrico con geometría favorable

La fracción de vacío disminuye cuando el voltaje aplicado aumenta. Este comportamiento tiene varias causas posibles:

1. las fuerzas dielectroforéticas que actúan sobre la burbuja causan que éstas tengan una mayor velocidad, por lo que el tiempo de residencia de gas en la sonda sería menor.
2. a partir de observación visual directa se puede determinar una disminución en el tamaño de desprendimiento de la burbuja lo que también tendría como resultado una disminución en el valor de la fracción de vacío.

3. la electroconvección, presente cuando hay campos eléctricos, favorece la renovación de líquido en el calefactor y aumenta la transferencia de calor por este mecanismo, baja la temperatura del mismo y disminuye la transferencia de calor por cambio de fase. Esto es consistente con el hecho de que la diferencia entre la fracción de vacío con y sin campo eléctrico aplicado es más pronunciada para distancias cercanas al calefactor.

Con el tipo de sonda utilizado no es posible determinar si la opción 1 o la 2 es la más preponderante, pero posiblemente alguna de ellas o una combinación de ambas explique la caída de fracción de vacío con la aplicación de un campo eléctrico.

El comportamiento de la frecuencia de impacto con el voltaje aplicado está muy ligado al flujo de calor. Para flujos de calor bajos y flujos de calor cercanos al FCC, la frecuencia de impacto disminuye, respecto al caso de 0 kV, al aplicar un campo eléctrico. Si los flujos de calor son moderados (siempre relativos al FCC) la tendencia se revierte, encontrándose que la frecuencia de impacto es mayor para mayores voltajes. Esta especie de "inversión " en el comportamiento es más importante cerca del calefactor. Una posible explicación es que cuando no hay voltaje aplicado el efecto de la coalescencia de burbujas se hace más importante a flujos de calor menos intensos que cuando hay un campo eléctrico. Este último además de reducir el tamaño de desprendimiento de las burbujas, disminuiría su número por efecto de la electroconvección efectos que, sumados, llevarían a tener menos coalescencia.

En cuanto a la distribución de burbujas, puede decirse que con campo eléctrico aplicado hay mayor cantidad de burbujas de corta duración en comparación con 0 kV. Este comportamiento es consistente con las curvas de tiempo promedio de burbujas y con la observación directa a partir de la que puede afirmarse que el voltaje aplicado provoca un desprendimiento más temprano de las burbujas, con la consecuente disminución en tamaño de las mismas.

Efecto de la distancia al calefactor

Tanto la fracción de vacío como la frecuencia de impacto disminuyen de forma aproximadamente exponencial con la distancia al calefactor. Dado que las fuerzas dielectroforéticas son proporcionales a $1/r^3$, el efecto del campo eléctrico es menos intenso a distancias grandes del calefactor, provocando entonces que los valores de fracción de vacío y frecuencia de impacto se equiparen con los valores obtenidos a 0 kV.

Efecto del flujo de calor

En general para flujos de calor moderados, hasta aproximadamente 0.6 del FCC, tanto la fracción de vacío como la frecuencia de impacto aumentan con el flujo de calor. A partir de estos valores los comportamientos divergen dependiendo del voltaje aplicado y la distancia al calefactor:

- la fracción de vacío a 0 kV sigue la tendencia a aumentar con el flujo de calor, mientras que para 5 kV comienza a disminuir. Una posible explicación de este último fenómeno es que a mayores flujos de calor el tamaño de las burbujas también es más grande y, por lo tanto, tienen una mayor velocidad; esto, a su vez, causa una mayor dispersión de la pluma debido a la acción de las fuerzas dielectroforéticas y menor fracción de vacío;

- la frecuencia de impacto a 5 kV tiene un pico a flujos de calor moderados, la cual es consistente con la hipótesis de una mayor dispersión de la pluma a flujos de calor altos. A 0 kV también se observa un pico pero para distancias cercanas al calefactor, mientras que para mayores distancias la frecuencia de impacto siempre crece con el flujo de calor.

Para flujos de calor altos y 0 kV la mayor coalescencia se produce mas lejos del calefactor que a bajos flujos de calor, mientras que para 5 kV se ubica en regiones más cercanas al mismo comparando con menores flujos de calor. Este comportamiento está reforzado con las curvas de tiempo promedio de burbujas en las que se observa un aumento pronunciado para el caso de 5 kV a flujos de calor cercanos al FCC.

Transferencia de calor con campos eléctricos adversos

Coeficiente de transferencia de calor en convección

El coeficiente de transferencia de calor en convección siempre aumenta con el voltaje cuando el calefactor esta sumergido en el freón R-113 en temperatura de saturación. Este comportamiento se observó tanto para geometría cilíndrica como para geometría plana. En esta última el aumento del coeficiente de transferencia de calor es de 3 veces al obtenido a 0 kV, mientras que en geometría cilíndrica este aumento es de 1.6 veces.

En el caso de subenfriamiento, el coeficiente de transferencia de calo no varía en forma considerable. Sin embargo puede apreciarse que con voltaje aplicado el coeficiente es menor para bajos flujos de calor y mayor para altos flujos de calor, siempre respecto al caso de 0 kV aplicados. Esta tendencia es distinta a la obtenida con geometría favorable y subenfriamiento (ver Fig. 1.9), donde el coeficiente de transferencia de calor siempre aumenta con el voltaje y el flujo de calor.

Coeficiente de transferencia de calor en ebullición nucleada

En este régimen y en temperatura de saturación el coeficiente de transferencia de calor también aumenta con el voltaje aplicado y en casi todo el rango de flujos de calor, excepto en la zona cercana al FCC. Este aumento es mayor en la geometría plana (20 % respecto a 0 kV) que en la cilíndrica (16 % respecto a 0 kV). Para la región cercana al FCC, se observa una pequeña reducción del coeficiente de transferencia de calor causado posiblemente por la formación de una capa de vapor que impide la renovación de líquido.

Con subenfriamiento no hay una variación importante en los valores del coeficiente de transferencia de calor para flujos de calor bajos a moderados, pero puede afirmarse que es menor con voltaje aplicado y cerca del FCC (siempre comparando en la misma situación para 0 kV). Además, dado que se obtienen mayores valores de flujo de calor sin voltaje, se alcanzan mayores valores del coeficiente de transferencia de calor.

Flujo crítico de calor

Los resultados más significativos en este aspecto se obtuvieron con el calefactor de geometría cilíndrica. Con 10 kV y en temperatura de saturación se obtuvo una disminución del FCC del 10 %, mientras que para el mismo voltaje pero para un subenfriamiento de 20 ^{o}C, la reducción fue del 40 %. Esta reducción sumada a la reducción del coeficiente de

transferencia de calor en regiones cercanas al FCC hace presumir que la dinámica de burbujas es responsable del mecanismo de FCC.

Ebullición pelicular y transición

La aplicación de un campo eléctrico adverso mejora la transferencia de calor en ebullición en transición según pudo comprobarse en los experimentos de enfriamiento que se presentaron en el Capítulo 4. Esta mejora parece indicar que el mecanismo responsable de la transferencia de calor en la región de transición estaría dominado por la longitud de onda de la película de vapor y no la dinámica de burbujas.

Trabajos a futuro

- Desarrollar una sonda doble que permita medir el tamaño de las burbujas para determinar así fehacientemente los mecanismos que intervienen en la ebullición nucleada y, en particular, en el FCC. Esta tarea sin embargo no es simple dado los pequeños tamaños de burbujas involucrados. Otra posibilidad sería utilizar un método de láser Dóppler o *PIV (particle image velocimetry)* que tiene la ventaja adicional de poder determinar también la velocidad inducida en el líquido.

- Realizar experimentos con campos eléctricos adversos controlando la temperatura, por ejemplo con vapor, para acceder a la región de ebullición de transición por la rama de ebullición nucleada. Para estos experimentos se necesitaría una fuente para obtener voltajes mayores a 10 kV para obtener efectos significativos.

ESTIMACIÓN DE ERRORES EXPERIMENTALES

CÁLCULO DE ERRORES EN LAS MEDICIONES

Si se calcula una cantidad B a partir de N experimentos independientes, x_i, siendo esta cantidad dependiente de M variables Dj, el error relativo en la medición puede calcularse como:

$$\varepsilon_B^2 = \sum_{i=1}^{N} C_i^2 \varepsilon_{D_{j,i}}^2 \qquad \text{(A.1)}$$

donde $\varepsilon_{Dj,_i}$ es el error relativo de la variable D_j en el experimento x_i y C_i está dado por:

$$C_i = \sum_{j=1}^{M} \frac{D_{j,i}}{B} \frac{\partial B}{\partial D_{j,i}} \qquad \text{(A.2)}$$

Aquí $D_{j,i}$ representa a la variable D_j en el experimento i.

En el caso que las variables D_j sean independientes entre sí, el error en B se calcula como las contribuciones individuales sumadas al cuadrado, es decir:

$$\varepsilon_B^2 = \sum_{i=1}^{N} \varepsilon_{D_{j,i}}^2 \qquad \text{(A.3)}$$

Cálculo de la potencia disipada en el calefactor

La potencia disipada en el calefactor en los experimentos de ebullición en pileta se calculó midiendo la caída de tensión en una resistencia *shunt* y el voltaje en los sensores soldados al calefactor (Ver Figura 2.12.b en el Capítulo 2 y la Figura 3.3 en el Capítulo 3). Se utilizó la relación:

$$q'' = \left(\frac{V_{sh}}{R_{sh}} \right) \frac{V_{cal}}{A} \qquad \text{(A.4)}$$

donde V_{sh} y V_{cal} corresponden a la caída de tensión en la resistencia *shunt* y en el calefactor respectivamente, R_{sh} es el valor de la resistencia *shunt* y A es el área de transferencia de calor del calefactor.

Dado que las variables son independientes entre sí, el error en el cálculo del flujo de calor se obtiene sumando los errores individuales de cada medición, entonces:

$$\varepsilon_{q''}^2 = \varepsilon_{V_{sh}}^2 + \varepsilon_{R_{sh}}^2 + \varepsilon_{V_{cal}}^2 + \varepsilon_A^2 \qquad \text{(A.5)}$$

en este caso el mayor error se produce en la determinación del área de transferencia de calor del calefactor debido a sus pequeñas dimensiones.

Cálculo de la temperatura en el calefactor

Como se mencionó en el Capítulo 2 la temperatura del calefactor se calcula con la relación:

$$R = R_0\left(1 + \beta\Delta T - \gamma\Delta T^2\right) \qquad \text{(A.6)}$$

donde R_0 es una resistencia de referencia tomada a temperatura de saturación (del orden de 0.2 mΩ), $\Delta T = T - T_{sat}$ es el sobrecalentamiento, T_{sat} es la temperatura de saturación del líquido, $\beta = 3.908\text{x}10^{-3}$ K^{-1} y $\gamma = 5.802\text{x}10^{-7}$ K^{-2}. Despejando el ΔT de esta ecuación se obtiene:

$$\Delta T = \frac{\beta - \sqrt{\beta^2 + 4\gamma(1 - (V_{cal}R_{sh}/(V_{sh}R_0)}}{2\gamma} \qquad \text{(A.7)}$$

en la que la resistencia R reemplazó por su valor calculado como el cociente entre la caída de tensión en el calefactor y la corriente en la resistencia *shunt*.

Partiendo de la relación A.7 se puede calcular el error relativo en la medición de temperatura utilizando la ecuación A.1

$$\varepsilon_{\Delta T}^2 = C_{V_{cal}}^2\varepsilon_{V_{cal}}^2 + C_{R_{sh}}^2\varepsilon_{R_{sh}}^2 + C_{V_{sh}}^2\varepsilon_{V_{sh}}^2 + C_{R_0}^2\varepsilon_{R_0}^2 \qquad \text{(A.8)}$$

donde se despreciaron los errores relativos provenientes de los coeficientes de temperatura (β y γ) por considerarlos muy pequeños. Los coeficientes C_i de la ecuación A.2 resultan:

$$C \equiv C_{V_{cal}} = C_{R_{sh}} = -C_{V_{sh}} = -C_{R_0} = \frac{V_{cal}R_{sh}}{V_{sh}R_0\beta_T\Delta T} \qquad \text{(A.9)}$$

donde $\beta_T = \sqrt{\beta^2 + 4\gamma(1 - V_{cal}R_{sh}/(V_{sh}R_0))} = \beta - 2\gamma\Delta T$. Cabe acotar que tanto los errores relativos ε_i como los coeficientes C_i son función del punto de la curva de ebullición en la que se quiere calcular el error. Se puede entonces hacer una estimación de máximo error para las curvas en ebullición nucleada y para las de ebullición pelicular. Dado que en este trabajo se

utilizaron diversas geometrías y se midieron diferentes regiones de la curva de ebullición en cada una de ellas se distinguirán los errores para cada caso.

Errores en las mediciones del Capítulo 2.

Las principales fuentes de error en esta parte del trabajo están dadas por:

1) Valores de temperatura y flujo de calor. En este Capítulo se realizaron mediciones en régimen de ebullición nucleada con un calefactor filiforme. En la Tabla A.1 se brindan los valores estimados de los parámetros independientes y finalmente la estimación del error en el cálculo de temperatura y flujo de calor obtenidos a partir de las ecuaciones A.5 y A.8. Los valores de flujo de calor y sobrecalentamiento utilizados corresponden al 65% del FCC a 5 kV, punto en el que la máxima corriente medida fue de 6.5 A.

2) Error en la estimación de los tiempos cordales. El tiempo de respuesta de la electrónica y el tiempo de mojado y secado de la punta de la sonda provocan errores en la estimación de los tiempos de líquido y gas. El tiempo de respuesta del circuito utilizado es de acerca de 50 μs y los tiempos de caída y subida de la señal fueron menores a 110 y 190 μs respectivamente. Otros factores que también influyen son: el tamaño finito de la sonda que lleva a una determinación incorrecta de los tiempos cordales y rebotes de luz externa. Como se mencionó en el Capítulo 2, los errores relativos en la medición de la fracción de vacío son del orden de 10 % para la mayoría de los casos y la estimación del error relativo en la frecuencia de impacto es más complicada dado que no hay métodos absolutos para calibrar las sondas.

3) Error por nivel de histéresis y comparación. Los umbrales de histéresis y comparación fueron fijados en niveles donde la frecuencia de impacto y la fracción de vacío son muy poco sensibles cuando se cambia el nivel del umbral (ver [1]). Tal como se dijo en el Capítulo 2 el nivel de comparación en estos experimentos se fijó en 50 % lo que provoca errores relativos del orden del 15 % [2], aunque los errores dependen fuertemente del tiempo de tránsito de las burbujas, cae rápidamente cuando las burbujas son grandes y lentas y con baja fracción de vacío.

3) Error estadístico en el cálculo de fracción de vacío y frecuencia de impacto. El error en este caso se controló realizando mediciones hasta obtener un error relativo menor al 1 %. Estos errores pueden calcularse como [3]:

$$\varepsilon_{\alpha} = \frac{\sqrt{\sum_{j=1}^{N} \alpha_j^2 - N\alpha^2}}{N} \qquad \text{(A.10)}$$

y la frecuencia de impacto:

$$\varepsilon_{\dot{N}} = \frac{\sqrt{\sum_{j=1}^{N} \dot{N}_j^2 - N\dot{N}^2}}{N} \qquad \text{(A.11)}$$

Calefactor filiforme	
Valor de referencia	**ε_i**
V_{cal} = 1.3 V	$\varepsilon_{V\,cal} \cong 0.01$
R_0 = 200 mΩ	$\varepsilon_{R\,0} \cong 0.008$
R_{sh} = 8.12 mΩ	$\varepsilon_{R\,sh} \cong 0.001$
V_{sh} = 53 mV	$\varepsilon_{V\,sh} \cong 0.003$
A = 0.00132 cm^2	$\varepsilon_{A} \cong 0.05$
ΔT = 30 ^oC	$\varepsilon_{\Delta T} \cong 0.094$
q" = 33 W/cm^2	$\varepsilon_{q"} \cong 0.051$

Tabla A.1: Estimación de los errores en el cálculo de temperatura y flujo de calor para las mediciones del Capítulo 2.

Errores en las mediciones del Capítulo 3.

Los experimentos realizados en este Capítulo involucran la medición de flujos de calor y temperaturas en el régimen de ebullición nucleada. En el caso de la medición de corriente se repite el valor dado en el Capítulo 2, ya que se utilizó el mismo sistema de detección de FCC y por lo tanto la misma resistencia *shunt*. La medición del área de los calefactores tuvo más error que en el capítulo anterior ya que el ancho de los mismos no resultó uniforme.

En la Tabla A.2 se presentan los valores de errores estimados en el calefactor plano y el calefactor semicilíndrico de 1.7 mm de radio. Los valores de referencia fueron los calculados con la corriente obtenida en el FCC. El error en la medición de temperatura y en el flujo de calor fueron calculados en base a la corriente máxima que circulaba por el calefactor en el punto de FCC, la que en el caso del calefactor plano fue de 23.4 A y en el calefactor semicilíndrico fue de 30 A.

Calefactor plano		Calefactor semicilíndrico	
Valor de referencia	**ε_i**	**Valor de referencia**	**ε_i**
V_{cal} = 0.38 V	$\varepsilon_{V\,cal} \cong 0.05$	V_{cal} = 0.34 V	$\varepsilon_{V\,cal} \cong 0.05$
R_{sh} = 8.12 mΩ	$\varepsilon_{R\,sh} \cong 0.001$	R_{sh} = 8.12 mΩ	$\varepsilon_{R\,sh} \cong 0.001$
V_{sh} = 0.19 V	$\varepsilon_{V\,sh} \cong 0.003$	V_{sh} = 0.24 V	$\varepsilon_{V\,sh} \cong 0.003$
R_0 = 16.2 mΩ	$\varepsilon_{R\,0} \cong 0.001$	R_0 = 11.4 mΩ	$\varepsilon_{R\,0} \cong 0.001$
A = 0.58 cm^2	$\varepsilon_A \cong 0.1$	A = 0.76 cm^2	$\varepsilon_A \cong 0.1$
ΔT = 15 ^oC	$\varepsilon_{\Delta T} \cong 0.09$	ΔT = 15 ^oC	$\varepsilon_{\Delta T} \cong 0.09$
q" = 20 W/cm^2	$\varepsilon_{q"} \cong 0.012$	q" = 25 W/cm^2	$\varepsilon_{q"} \cong 0.11$

Tabla A.2: Estimación de los errores en el cálculo de temperatura y flujo de calor para las mediciones del Capítulo 3.

Errores en las mediciones del Capítulo 4.

En este Capítulo se midieron curvas de enfriamiento de una superficie calefactora sumergida en nitrógeno líquido y bajo la acción de campos eléctricos adversos. Las principales fuentes de error son:

1) pérdidas de calor fuera de la superficie calefactora;
2) no-uniformidad de la temperatura de la pieza;
3) error en lectura de temperatura;
4) error por procesamiento (promedio y cálculo de la derivada de la temperatura);
5) considerar ρ y c_P constantes con la temperatura;

Las mayores pérdidas de calor fuera del calefactor en sí, estuvieron dadas por la conducción de calor en la tapa B (ver Fig. 4.2). Se calculó que estas pérdidas variaban con la temperatura como:

$$\dot{q}_{per} = \frac{T - T_{sat}}{12.8} Watt/^oC \qquad \text{(A. 12)}$$

por lo que se esperan mayores pérdidas en la región de ebullición pelicular. Los valores de flujo de calor mostrados en las figuras del Capítulo 4 están corregidas teniendo en cuenta este factor. Además las perdidas de calor debidas al paso del aire se calcularon en mas de un orden de magnitud mas bajo que los valores de flujo de calor, por lo que no fueron tenidas en cuenta en el procesamiento de los datos.

Los errores debido a la no uniformidad de la pieza pueden estimarse teniendo en cuenta el número de Biot dado por:

$$Bi = \frac{hL}{k} \qquad \text{(A. 13)}$$

Como se dijo oportunamente el valor del Biot en la dirección longitudinal (L = 30 mm) calculado a partir de las mediciones es de aproximadamente $1 \cdot 10^{-5}$ por lo que el error en el cálculo de temperatura debido a la no uniformidad de la pieza es pequeño en esta región Los errores aleatorios en la medición de la temperatura no superan el 0.1 % como puede desprenderse de la Fig. 4.3.

Los errores causados por el procesamiento son debidos al promediado de tiempo y de temperaturas tomando 50 puntos en el promediado de temperatura y luego calculando la derivada centrada de la temperatura respecto al tiempo tomando nuevamente 50 puntos. En la Tabla A.3 se dan las estimaciones del error en los ΔT y los Δt (variaciones de temperatura y tiempo).

La capacidad calorífica c_P del cobre varía con la temperatura de 385 a 252 J/kg·K a 100 K lo que representa aproximadamente un 65 % del valor calculado.

El flujo de calor se calculó como:

$$q'' = -\frac{mc_p}{A}\frac{\Delta T}{\Delta t} \qquad \text{(A.14)}$$

por lo que el error en el flujo de calor puede estimarse a partir de las Ec. A.1 y A.2 como:

$$\varepsilon_{q''}^2 = \varepsilon_m^2 + \varepsilon_{c_p}^2 + \varepsilon_A^2 + \varepsilon_{\Delta T}^2 + \varepsilon_{\Delta t}^2 \qquad \text{(A.15)}$$

donde la derivada se calculó como cociente entre variación de temperatura e intervalo de tiempo.

En la Tabla A.3 se muestran los errores estimados al calcular el flujo de calor.

Calefactor hemisférico	
Valor de referencia	**ε_i**
ΔT = 0.95 °C	$\varepsilon_T \cong 0.008$
Δt = 7.7 seg	$\varepsilon_t \cong 0.01$
m = 180 gr	$\varepsilon_m \cong 0.01$
C_P = 385 J/kg·K	$\varepsilon_{c_p} \cong 0.65$
A = 0.55 cm^2	$\varepsilon_A \cong 0.06$
q" = 25 W/cm^2	$\varepsilon_{q''} \cong 0.8$

Tabla A.3: Estimación de los errores en el cálculo de flujo de calor para las mediciones del Capítulo 4.

Por último hay que destacar que en este experimento se obtuvieron resultados cualitativos ya que para tener mediciones que puedan utilizarse en términos cuantitativos se

debería modificar el aparato experimental de forma de reducir pérdidas y otros factores que producen errores no estadísticos y que, por lo tanto, pueden corregirse.

REFERENCIAS

[1] Carrica, P., Masson, V. and Di Marco, P., "Application of a low-cost true- monofiber local phase detection probe to void fraction measurements in pool boiling", Proc. 4th World Conf. on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Brussels (1997).

[2] Moraga, F., "Transporte de calor en ebullición en función de magnitudes características de un flujo de dos fases", Trabajo Especial de Ingeniería Nuclear presentado ante el Instituto Balseiro, Argentina, (1992).

[3] Carrica, P. M., Leonardi, S.. and Clausse, A., "Experimental study of the two-phase flow dynamics in nucleate and film boiling", Int. J. Multiphase Flow, 21, 405-418 (1995).

[4] Incropera and DeWitt, "Fundamentals of heat and mass transfer", John Wiley and Sons Inc., pp.827 (1990).

NOMENCLATURA

A	área de intercambio del calefactor	m^2
Bi	número de Biot (Ec. A.13)	
C	coeficiente para el cálculo de error (Ec. A.2)	-
c_P	calor específico	J/ kg. K
D	variables de la medición (I, V)	
h	coeficiente de transferencia de calor	$W/(cm^2\ ^oC)$
k	conductividad térmica	$W/(cm\ ^oC)$
I	corriente	A
L	longitud característica	m
m	masa	kg
q"	flujo de calor	W/cm^2
$\dot{q}$	potencia	W
R	resistencia	Ω
t	tiempo	seg
T	temperatura	^oC
V	voltaje	V

Símbolos griegos

β	coeficiente lineal de temperatura	K^{-1}
Δ	variación	
ε	error relativo	--
γ	coeficiente cuadrático de temperatura	K^{-2}

Subíndices

0	valor de referencia
cal	calefactor
sat	saturación
sh	shunt (resistencia)
w	pared