

### 3. METODOLOGÍA

#### 3.1 Construcción del tubo de calor

En la construcción del tubo de calor se debe tener precaución para evitar o minimizar la existencia de contaminantes e impurezas que puedan afectar el desempeño o acortar la vida útil del dispositivo. Se debe empezar por utilizar los materiales más puros y limpios disponibles para el contenedor y el capilar, y se debe optar por un fluido de trabajo de muy alta pureza. La existencia de impurezas, aún en cantidades muy pequeñas, puede traer consecuencias negativas, sobre todo si se opera a condiciones muy severas de temperatura. Por ejemplo, en tubos de calor de metales líquidos y que operan a altas temperaturas, si la concentración de oxígeno dentro del tubo es sólo algunas partes por millón superior a la recomendada, se presentará corrosión excesiva, disminuyendo la vida operativa del tubo. Las prácticas comunes para su construcción consisten en: la limpieza profunda del contenedor, seguida de la introducción y aseguramiento (mediante soldadura o presión) del material del capilar dentro del tubo contenedor. Inmediatamente después de fijar o soldar el capilar con las paredes internas del tubo, se procede a una limpieza y desengrasado profundo del dispositivo, y se remueve todo rastro de agentes limpiadores y solventes. En algunos casos, el tubo de calor se somete a vacío y calor para volatilizar cualquier remanente de grasa o solvente. En seguida, se elimina el gas incondensable existente en el interior, para lo cual se puede haber instalado una válvula u orificio de purga en el extremo del condensador, se calienta el tubo, lo que ocasionará que el gas incondensable viaje hasta el condensador, se le

permita salir abriendo la válvula o el orificio, y una vez que se tiene la certeza que se ha eliminado por completo al gas, la válvula u orificio se sella con soldadura. Después de estas operaciones, el fluido de trabajo se alimenta al tubo, para lo cual existen tres métodos: si el tubo operará con metales líquidos, estos se deben introducir después del desgasificado en forma de *pellets* en fase sólida. Si se introducirá un líquido, se puede introducir directamente al tubo una cantidad previamente medida de fluido de trabajo, o bien, se puede destilar a vacío el fluido de trabajo y hacerlo circular al interior del tubo de calor, que debe estar frío, para que el fluido pueda condensarse en su interior. Después de la carga del fluido de trabajo, el tubo de calor es sellado a alto vacío, casi siempre soldándolo. A continuación el tubo se somete durante varias horas a una temperatura elevada, para que el fluido de trabajo moje todas las superficies internas y el capilar, llenando sus poros. Debe de tenerse en cuenta la diferencia de densidades del líquido para las condiciones de fabricación y las de operación, ya que la densidad del fluido de trabajo líquido puede ser hasta un 30% menor en las condiciones de operación.

### **3.2 Transporte de fluidos**

El transporte de fluidos en el tubo de calor es un fenómeno complejo, ya que se tienen dos fases fluyendo en sentido opuesto, y el flujo de fluidos es bidimensional. Se pueden realizar cálculos detallados que describan con gran precisión el comportamiento de los fluidos en el interior del tubo, aunque también se pueden permitir algunas simplificaciones que faciliten la labor de diseño sin incurrir en un error considerable. En el tubo de calor, el vapor fluye desde el evaporador hacia el condensador, su velocidad y

flujo másico cambian a lo largo de todo el tubo de calor. Lo mismo sucede con el líquido pero éste circula en dirección inversa. Para describir y analizar el comportamiento de flujo de ambas fases Al circular estas fases por el interior del tubo, experimentan fricción, lo que origina una caída de presión, mientras que se experimentan otras caídas de presión, debidas al cambio de momentum, a causa de cambios en flujo másico en el vapor (el cambio de momentum es generalmente despreciable para el líquido, debido a su baja velocidad). La presión también puede verse afectada por factores externos, como aceleración o campos gravitacionales; estos cambios dependen en gran medida de la densidad, por lo que casi siempre se desprecian para la fase vapor.

El cambio de presión en el líquido debido a su flujo a través del capilar puede analizarse como la caída de presión unidimensional de un fluido incompresible, ya que el cambio de momentum es tan pequeño que puede ignorarse. El flujo de líquido es constante en la sección adiabática del tubo, mientras que es variable en el evaporador y condensador, debido a la acumulación o salida de líquido vaporizado. Debido a las características de flujo este es laminar en la gran mayoría de los casos. En el caso del vapor, su flujo puede describirse de manera simplificada como incompresible y laminar, con flujo másico variable en el evaporador y condensador, considerando los cambios de presión debidos a cambios en momentum.

### **3.3 Caídas de presión**

#### **3.3.1 Caída de presión de vapor**

Para el análisis del flujo de vapor a lo largo del tubo de calor, se debe definir el *número de Reynolds radial*, que describe el régimen de flujo en dos dimensiones y se define como:

$$\text{Re}_r = \frac{\rho V_r r_v}{\mu_v} \quad (11)$$

Donde  $\rho_v$  es la densidad del vapor,  $\mu_v$  es la viscosidad del vapor,  $r_v$  es el radio del espacio de vapor y  $V_r$  es la velocidad radial promedio en el pasaje de vapor. Para un uso más práctico en las aplicaciones referentes al tubo de calor, el número de Reynolds radial puede expresarse también en términos del flux de calor radial  $q_r$  en el pasaje de vapor, lo que, a partir de las ecuaciones:

$$q_r = \frac{Q}{A_{lv}} \quad (12)$$

$$Q = W\kappa = \rho_v V_r A_{lv} \kappa \quad (13)$$

Y la ecuación 11, se obtiene:

$$\text{Re}_r = \frac{q_r r_v}{\kappa \mu_v} \quad (14)$$

El número de Reynolds radial indica la fuerzas dominantes en el flujo de vapor en cuestión; un  $\text{Re}_r \gg 1$  indica que las fuerzas inerciales dominan sobre las fuerzas viscosas - calculándose para este caso la caída de presión únicamente en función del cambio de momentum del vapor - mientras que un  $\text{Re}_r \ll 1$  representa el dominio de las fuerzas viscosas sobre las inerciales, por lo que la caída de presión se puede representar únicamente como la caída de presión de un fluido incompresible fluyendo en régimen

laminar. En la mayoría de las aplicaciones y casos estudiados, el número de Reynolds radial es mayor a la unidad, por lo que las fuerzas inerciales tienen una influencia notoria.

### 3.3.2 Caída de presión del vapor en el evaporador

Bankston y Smith obtuvieron soluciones numéricas al flujo bidimensional de un fluido incompresible en régimen laminar, en un intervalo de  $0.01 < Re_r < 1000$ . Sus estudios concluyeron que la caída de presión en el evaporador puede representarse como la suma de las caídas de presión inercial y friccional. Para el cálculo de estas caídas de presión, se utilizan los factores  $f$  (factor de fricción) y  $\Omega$  (factor de momentum). Estos factores tienen una relación univalente con el  $Re_r$  y se determinan a partir de la distribución de velocidades en el vapor, y para el caso de  $Re_r \leq 0.1$ , el flujo es idéntico al flujo laminar de un fluido incompresible dentro de un tubo, también conocido como *flujo de Poiseuille*, y entonces estos factores toman valores constantes de  $f_{po} = 64$  y  $\Omega_{po} = 4/3$ . (El subíndice “<sub>po</sub>” indica condiciones de flujo de Poiseuille). La distribución de velocidades en el flujo de Poiseuille es parabólica, una característica del flujo laminar. Si el número de Reynolds radial es superior a la unidad, el perfil de velocidades comienza a achatarearse, y los factores  $f$  y  $\Omega$  comienzan a ser funciones de  $Re_r$ . Para  $Re_r \geq 100$ , los factores antes mencionados vuelven a tener un valor constante. Una aproximación ampliamente utilizada, cuyo error no excede el 6%, es considerar los valores siguientes:

$$f_{po} = 64$$

$$\Omega = 1.234$$

### 3.3.3 Caída de presión de vapor en el condensador

Debido a que el flujo de vapor no es constante en la longitud del condensador debido a la condensación de material, existe una caída de momentum en el evaporador y esta caída de momentum incrementa la presión. A diferencia de lo que ocurre en el evaporador, en el condensador el perfil radial de velocidades puede cambiar drásticamente con respecto a la longitud del tubo, mientras que el perfil radial de presión es más pronunciado y estos efectos deben considerarse, por lo que el flujo debe modelarse de una manera distinta a la que se utiliza en el evaporador. Para obtener una aproximación de la caída total de presión en el vapor se puede optar por suponer condiciones de flujo de Poiseuille, teniendo en consideración que esta suposición sólo es aceptable cuando se opera con un  $Re_r < 1$  en el condensador y para cualquier valor del número de Reynolds radial en el evaporador. Sin embargo, estas condiciones rara vez ocurren, por lo que asumir estas simplificaciones acarrearía un error considerable si se utilizan fuera de los intervalos antes mencionados.

El régimen de flujo en el sentido axial determina la estabilidad del flujo de vapor en dirección axial, y éste se representa mediante el *número de Reynolds axial* (Ecuación 15) para un fluido de densidad  $\rho$ , viscosidad  $\mu$ , velocidad promedio  $V$  y diámetro del pasaje de flujo  $D$ .

$$Re_a = \frac{\rho VD}{\mu} \quad (15)$$

Para números de Reynolds axiales menores a 2,000 se presenta flujo laminar, mientras que para valores mayores a 4,000 el flujo es turbulento. En condiciones de

operación de altas tasas de transferencia de calor, se ha observado que el régimen es casi siempre turbulento.

#### 3.3.4 Expresiones para la caída de presión

Para la determinación de una ecuación para el cálculo de la caída de presión de vapor y de líquido se requiere suponer al flujo de vapor como un flujo de vapor incompresible; esta suposición es correcta para la mayoría de los casos de diseño de un tubo de calor, ya que se desea que la caída de presión a lo largo del tubo sea mínima. Esto significa que la densidad del vapor permanece casi constante a lo largo del tubo de calor. Esta suposición será válida mientras la caída de presión de vapor no exceda el 10%. A continuación se describen los modelos con los cuales se calcularán las caídas de presión tanto de líquido como de vapor.

##### *Caída de presión de vapor*

1. Densidad constante
2. Se toman en cuenta efectos de fricción y momentum
3. Para flujo laminar se utilizan condiciones de flujo de Poiseuille
4. Para flujo turbulento se determina un factor de fricción  $f$  especial para este caso

##### *Caída de presión de líquido*

1. Densidad constante
2. Se toman en cuenta efectos de fricción, efectos gravitatorios y de aceleración

3. Se supone flujo laminar a través de un medio poroso
4. La caída de presión se define mediante la ley de Darcy

A continuación se desarrollan las ecuaciones que permiten el cálculo de las caídas de presión, utilizando los modelos descritos anteriormente.

Para esto, es necesario aplicar la ley de la conservación de masa y momentum y modelar el caso de un fluido incompresible de densidad  $\rho$ , fluyendo por un tubo de sección circular con diámetro  $D$  y longitud  $dx$ , con un ángulo de inclinación con respecto a la horizontal  $\theta$ , y sometido a una aceleración externa de  $n$  veces la aceleración gravitacional, dirigida a un ángulo  $\phi$  con respecto al eje del tubo con un flujo másico de entrada  $W$ , velocidad promedio  $V$  y presión  $P$ . Además, se introduce radialmente líquido al pasaje del tubo con una velocidad  $V_r$ . El fluido sale del tubo con una velocidad  $V + dV$ , presión  $P + dP$  y flujo másico  $W + dW$ . Dentro del segmento considerado, también existe un esfuerzo de corte  $\tau_s$  que actúa en la pared del tubo en sentido contrario al flujo. Todo esto puede analizarse de manera gráfica en la Figura 9 para su mejor comprensión.



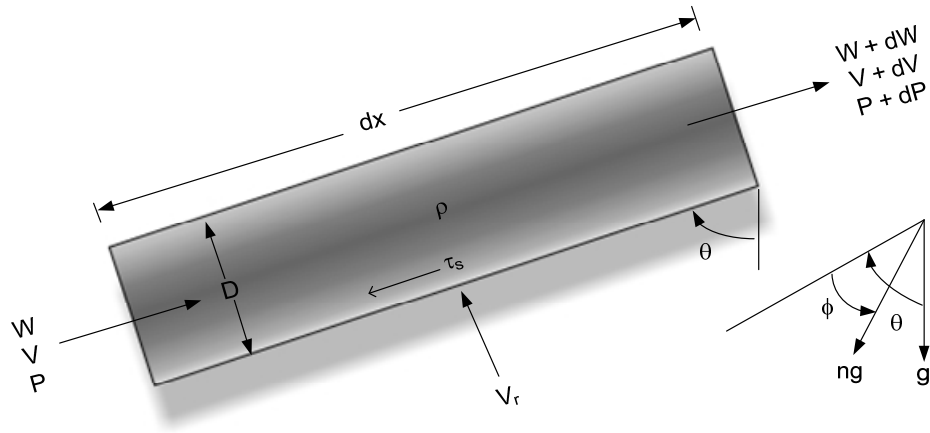


Figura 1. Modelo de flujo de un tubo de calor.

Al aplicar la ley de la conservación de masa, se requiere que el flujo másico  $W + dW$  sea igual a la suma de los flujos radial y axial que entran al tubo. Dado que el flujo másico se calcula como el producto de densidad, velocidad promedio y área de flujo normal a la velocidad, se puede establecer la igualdad:

$$\frac{\pi\rho VD^2}{4} + \pi\rho V_r D dx = \rho(V + dV)\left(\frac{\pi}{4}\right)D^2 \quad (16)$$

Una ecuación que relaciona el cambio en la velocidad axial con la velocidad radial de entrada es:

$$dV = \left(\frac{4V_r}{D}\right)dx \quad (17)$$

Al aplicar el balance de momento, se necesita que la razón de flujo de momentum axial que sale del segmento de tubo sea igual a la suma de la razón de flujo de momentum axial entrante y la fuerza axial neta que actúa sobre el segmento. La razón de flujo de momentum se define como el producto del flujo másico, velocidad y el factor de

momentum  $\Omega$ . Este factor de momentum es un factor de corrección a la razón de flujo de momentum calculada de manera unidimensional, y es equivalente a la relación entre la razón total de flujo de momentum sobre el área de flujo del tubo y la razón de flujo de momentum calculada a partir de la velocidad promedio. A partir de estas consideraciones es posible plantear el balance de momentum y fuerza descrito en la ecuación 18:

$$\Omega(W + dW)(V + dV) = \Omega WV + \frac{\pi}{4} D^2 P - \frac{\pi}{4} D^2 (P - dP) - \tau_s \pi D dx + \frac{\pi}{4} D^2 (\rho g \cos \theta dx + \rho n g \cos \phi dx) \quad (18)$$

El cual toma en cuenta los efectos de aceleración gravitacionales y de una aceleración externa. Suponiendo que  $dW dV = 0$  e integrando la ecuación resultante sobre la longitud del tubo, y suponiendo que  $\Omega$  es constante:

$$\Delta P = \int_0^L \frac{4}{D} \tau_s dx + \Omega \rho (V_o^2 - V_i^2) + (\cos \theta - n \cos \phi) \rho g L \quad (19)$$

De esta forma se observa que cada término es la aportación de los tres fenómenos que causan la caída de presión; el primer término es el término de fuerza de corte friccionante, el segundo es el término de momentum y el tercero es el gravitacional y de aceleración. La fuerza de corte que actúa sobre la pared del tubo puede representarse como la diferencial de la caída de presión actuando sobre la sección transversal del tubo, como se muestra en la ecuación 20:

$$\pi D \tau_s dx = \frac{\pi}{4} D^2 dP_f \quad (20)$$

Donde  $dP_f$  es la diferencial de la caída de presión por fricción, que es proporcional al producto de la relación longitud-diámetro ( $dx/D$ ) y la presión dinámica  $\rho V^2/2$ , cuyo factor de proporcionalidad  $f$  es el factor de fricción, mostrado en la ecuación 21:

$$dP_f = f \frac{dx}{D} \rho \frac{V^2}{2} \quad (21)$$

Si se sustituye la ecuación 21 en la ecuación 20 se obtiene:

$$\tau_s = \frac{f}{4} \left( \rho \frac{V^2}{2} \right) \quad (22)$$

Entonces, al expresar el término friccionante de la ecuación 19 en función de la diferencial de la caída de presión se obtiene:

$$\Delta P_f = \int_0^L \frac{4}{D} \tau_s dx = \int_0^L f \rho \frac{V^2}{2} \frac{dx}{D} \quad (23)$$

Donde el factor de fricción  $f$  es:

$$f = \frac{8\tau_s}{\rho V^2} \quad (24)$$

Para integrar la ecuación 23 es necesario conocer el factor de fricción  $f$ , así como la relación entre la velocidad axial promedio  $V$  y la distancia axial  $x$ .

El factor de fricción  $f$  se calcula de diferentes formas para condiciones de flujo laminar y turbulento. Para flujo laminar, el factor de fricción se encuentra como función explícita del número de Reynolds axial en condiciones de flujo de Poiseuille, dado que el esfuerzo de corte que actúa sobre la pared se encuentra definido como:

$$\tau_s = \mu \left( \frac{dV_a}{dy} \right)_{y=0} \quad (25)$$

Donde  $y$  es la distancia radial desde la pared,  $V_a$  es la velocidad de flujo axial en la distancia  $y$  y  $\mu$  es la viscosidad del fluido. Debido a que en flujo laminar la distribución de velocidades axiales es parabólica, se puede determinar la velocidad de flujo axial a la distancia  $y$  mediante la siguiente relación, donde  $V_{max}$  es la velocidad de flujo sobre el eje y  $r_0$  es el radio del tubo:

$$V_a = V_{max} \left[ 1 - \left( \frac{r_0 - y}{r_0} \right)^2 \right] \quad (26)$$

Para este caso, la velocidad promedio  $V$  es igual a la velocidad máxima  $V_{max}/2$ . Al sustituir la ecuación 26 en la ecuación 25 el esfuerzo de corte  $\tau_s$  se puede expresar mediante la igualdad:

$$\tau_s = \frac{8\mu V}{D} \quad (27)$$

Por lo que al sustituir  $\tau_s$  de la ecuación 27 en la ecuación 24 y la definición del número de Reynolds axial se obtiene que, para flujo laminar:

$$f = \frac{64\mu}{\rho V D} = \frac{64}{Re_a} \quad (28)$$

Para el caso de flujo turbulento, el factor de fricción es función tanto del número de Reynolds axial como de la rugosidad relativa de la pared. La rugosidad relativa de una pared simple puede determinarse fácilmente o consultarse en la literatura, sin embargo, el efecto que tiene el material capilar sobre la rugosidad de la pared es considerable, por lo

que, para obtener un valor preciso de la rugosidad relativa, definida como la relación entre el promedio de la longitud de las irregularidades en la superficie entre el diámetro del tubo, debe conocerse con precisión el material del cual está compuesto el material, así como la configuración del mismo. Esto se vuelve aún más complicado al tener un capilar no homogéneo, como un capilar de doble capa. Además de esto, el efecto de la curvatura de la interfase líquido-vapor entre fibras adjuntas del capilar modifica notablemente la rugosidad relativa del material. Esta curvatura no es constante a lo largo del tubo de calor, lo que nuevamente complica la determinación de la rugosidad relativa. Mediante la experiencia adquirida en las diversas aplicaciones del tubo de calor, Silverstein (1992) sugiere un valor empírico conservador para el factor de fricción en flujo turbulento. El valor recomendado de  $f = 0.04$  es considerado un factor adecuado para la mayoría de los casos de diseño.

En cuanto a la relación entre la velocidad axial promedio  $V$  y la distancia  $x$ , la ecuación 30 aplica si se define al flux másico de superficie  $w$  como el flujo másico que entra por la pared del tubo por unidad de área (Ecuación 29):

$$w = \rho V_r \quad (29)$$

$$V = V_i + \frac{4}{\rho D} \int_0^x w dx \quad (30)$$

Donde  $V_i$  es la velocidad axial promedio al inicio del tubo ( $x = 0$ ). Para determinar  $V$  se puede suponer un flux másico superficial  $w$  constante, lo que modifica a la ecuación 23 y resulta en:

$$V - V_i = \frac{4wx}{\rho D} \quad (31)$$

Para el final del tubo, donde  $x = L$  y la velocidad axial promedio es  $V_0$ , y al sustituir la ecuación resultante en la ecuación 31 se obtiene:

$$V = V_i + (V_0 - V_i) \left( \frac{x}{L} \right) \quad (32)$$

Y al integrar  $V$  sobre la longitud total de flujo  $L$  y dividir entre  $L$  se obtiene la velocidad promedio axial sobre la longitud de flujo  $V_{aa}$ :

$$V_{aa} = \frac{(V_i + V_0)}{2} \quad (33)$$

A partir de las ecuaciones anteriores se puede desarrollar una expresión para la caída de presión por fricción para flujo laminar, sustituyendo la ecuación 28 en la ecuación 23 y obteniendo:

$$\Delta P_{fl} = \frac{32\mu}{D} \int_0^L V dx \quad (34)$$

Esta ecuación es válida para condiciones de flujo laminar y para cualquier distribución de flux másico de superficie. Si se desea obtener una ecuación para flux másico de superficie constante, se sustituye la ecuación 32 en la ecuación 34, tomando en cuenta la ecuación 33, y se obtiene:

$$\Delta P_{fl} = 16\mu L \frac{(V_i + V_0)}{D^2} \quad (35)$$

Para flujo turbulento, debido a que se asume un valor  $f = 0.04$ , la caída de presión  $\Delta P_{ft}$  se calcula mediante la ecuación:

$$\Delta P_{ft} = \frac{f \rho L V_0^2}{6D} \left[ 1 + \frac{V_i}{V_0} + \left( \frac{V_i}{V_0} \right)^2 \right] \quad (36)$$

En la sección adiabática del tubo de calor, y debido a que en esta sección los flujos de vapor y líquido son constantes, ya que no se condensa ni evapora fluido de trabajo, las caídas de presión para flujo laminar  $\Delta P_{fl}$  y turbulento  $\Delta P_{ft}$  se calculan con las ecuaciones 37 y 38 respectivamente:

$$\Delta P_{fl} = 32 \mu L \frac{V_i}{D^2} \quad (37)$$

$$\Delta P_{ft} = f \rho L \frac{V_i^2}{2D} \quad (38)$$

Para el cálculo de la caída de presión por el flujo a través de un cuerpo poroso, en este caso el material del capilar del tubo de calor, se aplica la ley de Darcy, que describe el gradiente de presión que se genera en un fluido que atraviesa un medio poroso, en régimen laminar, representada en la ecuación 39:

$$\frac{dP_{fp}}{dx} = K \left( \frac{\mu}{\rho} \right) \left( \frac{W}{A_{cs}} \right) \quad (39)$$

Donde  $A_{cs}$  es el área de sección transversal del pasaje de flujo,  $W$  es el flujo másico,  $\mu$  es la viscosidad del fluido,  $\rho$  es la densidad del fluido,  $K$  es el factor de fricción del medio poroso y  $dP_{fp}$  es la caída de presión por fricción que ocurre a través del diferencial de longitud  $dx$ . Si se sustituyen las ecuaciones 21 y 28 y se hace la suposición de que el flujo ocurre por un canal abierto, para facilitar el análisis, se obtiene entonces:

$$\frac{dP_{fl}}{dx} = \left( \frac{32}{Dh^2} \right) \left( \frac{\mu}{\rho} \right) \left( \frac{W}{A_{cs}} \right) \quad (40)$$

Posteriormente, se define a  $\varepsilon_{po}$  como la relación entre la caída de presión en un canal poroso y la caída de presión en un canal abierto con la misma área de flujo, como se muestra a continuación:

$$\varepsilon_{po} = \frac{dP_{fp}}{dP_{fl}} = \frac{KD_h^2}{32} \quad (41)$$

Donde  $D_h$  es el diámetro hidráulico del canal de flujo. Esta relación permite que el cálculo de la caída de presión a través de un material poroso sea muy sencilla, ya que sólo debe conocerse la caída de presión originada en un canal abierto de diámetro equivalente, el factor de fricción  $K$  y el diámetro hidráulico. Al conocer la caída de presión en un canal abierto, debe aplicarse el factor de corrección  $\varepsilon_{po}$  para así determinar la caída de presión que se genera en un medio poroso.

### 3.3.5 Cálculo de la caída de presión por fricción

Para calcular el límite de bombeo capilar es necesario expresar las caídas de presión en términos de la tasa de transferencia de calor. Partiendo de la ecuación 28, el número de Reynolds axial puede expresarse en términos de la tasa de transferencia de calor.

$$Q = \kappa W = \kappa \rho V A_{cs} \quad (42)$$

Dado que la suposición inicial para el cálculo de la caída de presión de vapor asume un flujo laminar, el número de Reynolds axial máximo para condiciones de flujo laminar debe conocerse, para poder calcular la caída de presión de manera adecuada al régimen de flujo. Este valor crítico de  $Re_a$  puede conocerse si se asume que el flujo es turbulento



cuando el valor de  $Re_a$  es superior al valor de  $Re_a$  para el cual los factores de fricción  $f$  laminar y turbulento son iguales. Esto se logra mediante la ecuación 43:

$$\frac{64}{Re_a} = 0.04 \quad (43)$$

$$Re_a = 1600$$

Entonces, el valor crítico para  $Re_a$  permite establecer un límite para determinar si el flujo se presenta en régimen laminar o turbulento. A partir de las ecuaciones anteriores, puede expresarse el número de Reynolds axial máximo para condiciones de flujo laminar para líquido  $Q_{ll}$  y vapor  $Q_{vl}$  respectivamente, como se muestra en las ecuaciones 44 y 45:

$$Q_{vl} = \frac{1600 \kappa \mu_v A_v}{D_{hv}} \quad (44)$$

$$Q_{ll} = \frac{1600 \kappa \mu_l A_l}{D_{hl}} \quad (45)$$

Donde  $\kappa$  es el calor de vaporización del fluido,  $\mu$  es la viscosidad,  $A$  es el área de flujo y  $D_h$  es el diámetro hidráulico. Los subíndices  $v$  y  $l$  representan al líquido y vapor respectivamente. Para simplificar el cálculo, pueden definirse las siguientes variables:

$$\gamma_v = \frac{Q_{vl}}{Q}$$

$$\gamma_l = \frac{Q_{ll}}{Q}$$

$$\alpha = \frac{A_v}{A_l}$$

$$\xi = \frac{Q}{A_v}$$

Y a partir de éstas, las ecuaciones 44 y 45 pueden reescribirse como:

$$\gamma_v = \frac{1600 \kappa \mu_v}{D_{hv} \xi} \quad (46)$$

$$\gamma_l = \frac{1600 \kappa \mu_l}{D_{hl} \xi} \quad (47)$$

Mediante estas expresiones es posible establecer un criterio para determinar el régimen de flujo en el tubo de calor, considerando que si:

*$\gamma \geq 1$  entonces el flujo es laminar en su totalidad*

*$\gamma < 1$  entonces el flujo es en parte laminar y en parte turbulento.*

Ambos casos considerados para líquido o vapor según los subíndices que tome  $\gamma$ .

Conociendo el valor de  $\gamma_v$  puede elegirse la expresión correcta con la que se calculará la

caída de presión, obtenidas según Silverstein (1992), las cuales son:

Para  $\gamma_v \geq 1$ :

$$\Delta P_{vf} = \frac{16\mu_v(L_p - L_a)\xi}{\kappa \rho_v D_{hv}^2} \left( 1 + \frac{2L_a}{L_p - L_a} \right) \quad (48)$$

Para  $\gamma_v < 1$ :

$$\Delta P_{vf} = \frac{16\mu_v(L_p - L_a)\gamma_v^2 \xi}{\kappa \rho_v D_{hv}^2} + \frac{f_t(L_p - L_a)\xi^2}{6\kappa^2 \rho_v D_{hv}} \left[ g(\gamma_v) + \frac{3L_a}{L_p - L_a} \right] \quad (49)$$

Para  $\gamma_l < 1$ :

$$\Delta P_{lf} = \frac{16\mu_l(L_p - L_a)\gamma_l^2 \alpha \xi}{\kappa \rho_l D_{hl}^2} + \frac{f_t(L_p - L_a)\alpha^2 \xi^2}{6\kappa^2 \rho_l D_{hl}} \left[ g(\gamma_l) + \frac{3L_a}{L_p - L_a} \right] \quad (50)$$

Para  $\gamma_i \geq 1$ :

$$\Delta P_{fj} = \frac{16\mu_l(L_p - L_a)\varepsilon_{po}\alpha\xi}{\kappa\rho_l D_{hl}^2} \left(1 + \frac{2L_a}{L_p - L_a}\right) \quad (51)$$

### 3.3.6 Cálculo de la caída de presión por momentum

El cálculo de la caída de presión por momentum sólo se efectúa para el vapor, ya que, debido a la baja velocidad de flujo del líquido, el cambio de momentum es tan pequeño que puede despreciarse. De acuerdo con la ecuación 19, la contribución del cambio de momentum a la caída de presión del vapor se define mediante la expresión:

$$\Delta P_{vm} = \Omega\rho_v(V_o^2 - V_i^2) \quad (52)$$

Donde  $V_i$  es la velocidad media axial en la entrada y  $V_o$  es la velocidad media axial a la salida, ambas del vapor. El factor de momentum  $\Omega$  es la relación entre la integral del flujo de momentum sobre el área de flujo y el flujo de momentum basado en la velocidad promedio. Según Cotter (1965), para condiciones de números de Reynolds radiales altos, los siguientes valores para los factores de momentum del evaporador y condensador  $\Omega_e$  y  $\Omega_c$  pueden utilizarse para fines de diseño:

$$\Omega_e = \pi^2/8$$

$$\Omega_c = 1/2$$

Al expresar la caída de presión por momentum total como la suma de las caídas de presión por momentum en el evaporador y en el condensador se obtiene la expresión:

$$\Delta P_{vm} = 0.734\rho_v V_{v\max}^2 \quad (53)$$

### 3.3.7 Caída de presión por aceleración y gravedad

La caída de presión por aceleración y gravedad sólo se toma en cuenta para el líquido, ya que en el gas, debido a su baja densidad, estos efectos son muy pequeños. La ecuación para el cálculo de la caída de presión se describe a continuación:

$$\Delta P_{la} = (\cos \alpha_b - n \cos \beta_b) \rho_l g L_b \quad (54)$$

Donde  $g$  es la aceleración gravitacional,  $n$  es la aceleración externa expresada en  $g$ 's,  $\rho_l$  es la densidad del líquido,  $L_b$  es la distancia en línea recta entre el punto más bajo y el punto más alto del tubo,  $\alpha_b$  es el ángulo que existe entre la aceleración gravitacional y  $L_b$  y  $\beta_b$  es el ángulo existente entre la aceleración externa y  $L_b$ . Para mejor referencia la geometría se describe en la figura 9.

## 3.4 Transferencia de calor

### 3.4.1 Cálculo de los límites a la transferencia de calor

El cálculo de los límites a la transferencia de calor es una etapa trascendente en el diseño de un tubo de calor. Los límites a la transferencia de calor, discutidos en la sección 2.3, permiten conocer la máxima tasa de transferencia de calor para un determinado diseño del tubo. Sin embargo, el cálculo de los límites requiere de cálculos avanzados, procesos iterativos y una gran cantidad de información acerca de las propiedades del fluido de trabajo y del capilar, y en algunos los casos, estos datos no están disponibles en la literatura y tienen que obtenerse experimentalmente. Además, el cálculo de los límites a

la transferencia de calor no garantiza que se obtengan resultados satisfactorios, ya que según Silverstein (1992), al generar expresiones simples que permitan calcular los límites se incurre en un cierto error, el cual aumenta proporcionalmente a la capacidad de transporte de calor del tubo y, al diseñar y obtener valores para las variables de importancia como sobrecalentamiento en el capilar y caídas de presión basándose en los límites, se parte de condiciones hipotéticas, de las cuales no existe garantía de precisión.

Silverstein recomienda obtener un parámetro clave de diseño basado en la capacidad de transporte de calor real del tubo de calor, y comparar este valor con el calculado a partir de los límites, para verificar si el diseño es adecuado. En caso de que la capacidad de transporte de calor sea superior a alguno de los límites, se debe modificar un parámetro de diseño, por ejemplo, el tipo de capilar, hasta que no se exceda ninguno de los límites y la capacidad de transporte de calor sea aproximadamente un 30% del límite sónico, para asegurar la operación isotérmica del aparato. A continuación se detallarán los procesos de cálculo necesarios para determinar los límites a la transferencia de calor. Estos cálculos tienen como objetivo auxiliar en el diseño de un tubo de calor, para determinar características importantes de diseño, así como analizar la influencia de estas características en el desempeño del tubo.

#### 3.4.2 Cálculo del límite de bombeo capilar

A continuación se presenta el algoritmo de Silverstein (1992) para el cálculo del límite de bombeo capilar. Antes de realizar el proceso de cálculo y para simplificar el mismo, se debe definir un conjunto de nuevas variables, denominadas *coeficientes de*

*fluido*, dependientes de las propiedades termofísicas del mismo, las cuales se definen como:

$$a_f = 4\sigma$$

$$b_f = \frac{16\mu_v}{\kappa\rho_v}$$

$$c_f = \frac{0.734}{\kappa^2\rho_v}$$

$$d_f = \frac{16\mu_l}{\kappa\rho_l}$$

$$e_f = \frac{f_t}{6\kappa^2\rho_v}$$

$$f_f = \frac{f_t}{6\kappa^2\rho_l}$$

$$i_f = 1600\kappa\mu_v$$

$$j_f = 1600\kappa\mu_l$$

Además, se requiere de la siguiente información de entrada:

1. Fluido de trabajo
2. Temperatura de vapor  $T_v$
3. Presión de vapor  $P_v$
4. Tasa de transferencia de calor  $Q$
5. Geometría del tubo de calor
6. Tipo de capilar
7. Factor de fricción  $K$  del capilar
8. Orientación del tubo de calor  $\alpha_b$
9. Aceleración externa ( $n$  y  $\beta_b$ )

En la figura 10 se presenta el algoritmo para el cálculo del límite de bombeo capilar.

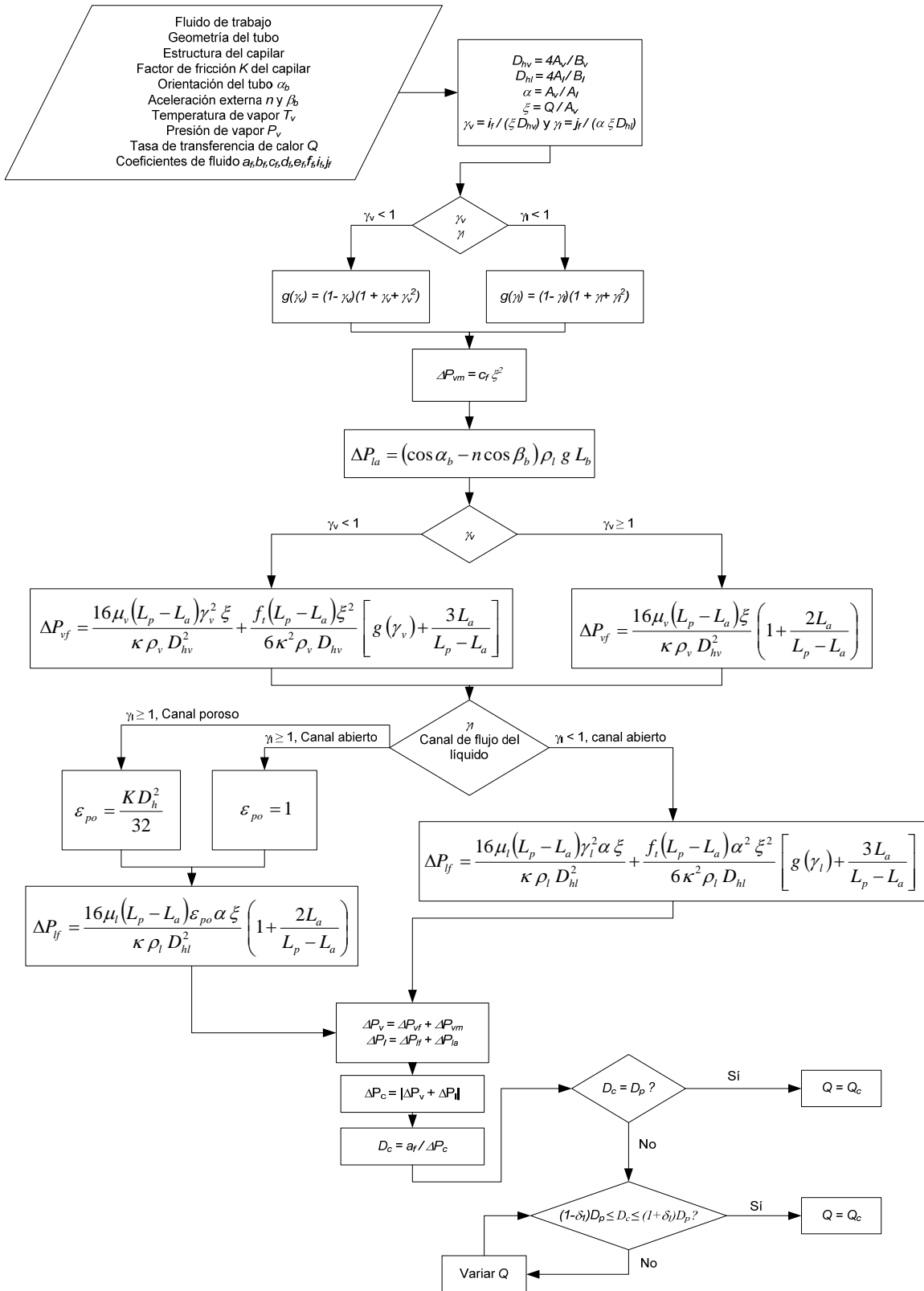


Figura 2. Algoritmo para el cálculo del límite de bombeo capilar.



### 3.4.3 Cálculo del límite sónico

El límite sónico se alcanza cuando el vapor que fluye en el interior del tubo de calor alcanza la velocidad del sonido. Cuando esto ocurre, el flujo de vapor no puede incrementarse, lo que trae como consecuencia que el flujo de calor asociado al vapor tampoco puede incrementarse y se llega a un límite. Para el cálculo de este límite es necesario expresar la tasa de transferencia de calor como:

$$Q = \rho_{ve} V_{ve} A_{ve} \kappa_m \quad (55)$$

Donde  $\rho_{ve}$  es la densidad del vapor promedio a la salida del evaporador,  $V_{ve}$  es la velocidad promedio a la salida del evaporador,  $A_{ve}$  es el área de flujo del vapor y  $\kappa_m$  es el calor de vaporización promedio sobre la longitud del evaporador. El *número de Mach* se define como la relación entre la velocidad del vapor y la velocidad del sonido. Si se expresa la ecuación anterior en términos del número de Mach, se obtiene:

$$Q = \rho_{ve} Ma_e V_{se} A_{ve} \kappa_m \quad (56)$$

Y para la condición de velocidad sónica ( $Ma_e = 1$ ) se obtiene la expresión:

$$Q_s = \rho_{vs} V_{se} A_{ve} \kappa_m \quad (57)$$

Donde  $Q_s$  es la tasa de transferencia de calor en el límite sónico y el subíndice “s” indica la condición de límite sónico.

Levy (1968) obtuvo una expresión para el cálculo del flux de calor axial en condiciones de límite sónico -sin considerar los efectos de la fricción- la cual fue modificada por Silverstein (1992) para generar una expresión en función de la presión de vapor máxima y la temperatura en el inicio evaporador. Esta expresión (Ecuación 58) es útil para propósitos de diseño, ya que los factores que requiere se conocen con frecuencia antes de realizar el diseño detallado del tubo de calor.

$$\xi_s = \frac{P_{vi} \kappa}{1 + (1 + FM)k_s} \sqrt{\frac{k_s (1 + k_s)}{2R_g T_{vi}}} \quad (58)$$

Donde  $P_{vi}$  es la presión de vapor inicial,  $\kappa$  es el calor de vaporización del fluido,  $FM$  es un factor de corrección por fricción (para descartar los efectos de fricción éste toma un valor de cero),  $k_s$  es la relación de capacidades caloríficas a presión y volumen constantes,  $R_g$  es la constante universal de los gases y  $T_{vi}$  es la temperatura inicial del vapor. Esta ecuación proviene de la suposición de que el vapor se comporta como gas ideal. El factor de corrección por fricción puede omitirse si la relación  $L_e/D_v$  es pequeña o si la presión de vapor es mayor a  $1 \text{ psia}$  ( $6895 \text{ N/m}^2$ ). En caso contrario, es importante calcular, según el método de Silverstein (1992) el factor de corrección por fricción  $FM$ . Sin embargo, debido a que en un gran número de casos se opera a presiones mayores a los  $6895 \text{ N/m}^2$ , puede optarse por no incluir el factor  $FM$ , y el cálculo del límite sónico sin fricción será generalmente adecuado para propósitos de diseño.

#### 3.4.4 Cálculo del límite de acarreamiento

El límite de acarreamiento es el máximo flux de calor axial que puede desarrollarse en un tubo de calor sin que ocurra el fenómeno de arrastre de diminutas partículas de líquido hacia el condensador. Estas partículas son arrastradas por el vapor, que viaja a gran velocidad en sentido contrario al flujo de líquido. Si entre los poros del capilar y el líquido no existe la suficiente tensión, las gotas de líquido serán arrastradas por el vapor. El límite de acarreamiento es un tema controversial, ya que no se ha podido demostrar que los límites detectados experimentalmente se deban exclusivamente al fenómeno de acarreamiento. El criterio más aceptado por los

investigadores (Cotter, Grover, Kemme) es el *criterio de acarreamiento del número de Weber*. El número de Weber indica la relación entre la fuerza inercial del vapor sobre la superficie interna de un tubo y la fuerza de tensión superficial que ocurre en la circunferencia del área de flujo del vapor. El número de Weber o  $We$  se calcula mediante la ecuación 59:

$$We = \frac{\rho_v V_v^2 \left(\frac{\pi}{4}\right) D_v^2}{\sigma \pi D_v} = \frac{\rho_v V_v^2 D_v}{4\sigma} \quad (59)$$

Debido a la geometría del espacio que forma el líquido en contacto con el capilar, no es una dimensión directamente adquirible, y generalmente se obtiene por correlaciones empíricas, según el material y estructura de capilar, se denota a  $D_v$  como  $\lambda_w$ .

Según las observaciones de Cotter (1967) la superficie líquida comienza a distorsionarse y a presentar ondulaciones a números  $We > 1$ , por lo que este valor se considera como el límite en el cual la interfase líquido-vapor comienza a presentar acarreamiento. El término de momentum en la ecuación del número de Weber debe ajustarse mediante el factor de momentum en el evaporador,  $\Omega_e$ , para que los cálculos reflejen con mayor exactitud el fenómeno que ocurre. Debido a esto, y al hecho que a la salida del evaporador se cuenta con el máximo flujo de momentum (a causa de que se tiene el máximo flujo de vapor) el número de Weber debe evaluarse en este lugar, por lo que dadas estas condiciones, se puede reescribir el criterio para el límite de acarreamiento como se indica en la ecuación 60:

$$We = \frac{\Omega_e \rho_{ve} V_{ve}^2 \lambda_w}{2 \pi \sigma} = 1 \quad (60)$$

El diámetro efectivo  $D_p$  que corresponde a la máxima presión capilar en una malla cuadrada se representa por la ecuación 61, según Ernst (1967) y Kemme (1975):

$$D_p = D_s + D_w \quad (61)$$

Donde  $D_s$  es el espacio entre los alambres de la malla y  $D_w$  es el diámetro de alambre, y Kemme determinó que la dimensión característica  $\lambda_w$  puede igualarse a la ecuación anterior. Para generar una expresión para el límite de acarreamiento a partir de las ecuaciones anteriores, se despeja la ecuación 60 para el término de velocidad (Ecuación 62):

$$V_{ve} = \sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\Omega_e \rho_{ve} \lambda_w}} \quad (62)$$

Y al sustituir la ecuación que define a la tasa de transferencia de calor  $Q$  como el producto (Ecuación 63):

$$Q = \kappa \rho_{ve} V_{ve} A_v \quad (63)$$

Donde el subíndice  $e$  indica la salida del evaporador. Al sustituir  $V_{ve}$  de la ecuación 62 y haciendo que  $Q=Q_e$  se obtiene:

$$Q_e = \kappa A_v \sqrt{\frac{\rho_{ve}}{\Omega_e} \left( \frac{2\pi\sigma}{\lambda_w} \right)} \quad (64)$$

Si se denomina al flux axial de calor en el límite de acarreamiento como  $\xi_e$ , y se introduce un factor para tener en cuenta la presión hidrostática y una aceleración externa de  $n$  g's se obtiene la *ecuación para el cálculo del límite de acarreamiento*  $\xi_e$  (Ecuación 65):

$$\xi_e = \kappa \sqrt{\frac{2 \pi \rho_{ve} \sigma}{\Omega_e \lambda_w} (1 + z_e)} \quad (65)$$

Donde  $z_e$ :

$$z_e = \frac{\lambda_w (n + \cos \theta) \rho_l g D_v}{2 \pi \sigma} \quad (66)$$

### 3.4.5 Cálculo del límite de ebullición

En la operación del tubo de calor, es práctica común evitar la ebullición del líquido en el capilar, debido a varias razones: la existencia de burbujas ofrece resistencia a la transferencia de calor y al flujo del líquido que viene desde el condensador, y en algunas ocasiones la ruptura de la ebullición puede tener un carácter explosivo cuando se opera con tubos de calor de metales líquidos. Si estas burbujas coalescen, pueden impedir en gran medida la transferencia de calor a través del capilar, lo que ocasionará un sobrecalentamiento en el evaporador. Asimismo, el régimen de ebullición en piscina debe evitarse, ya que la formación de una capa de vapor estática y aislante terminaría con el correcto funcionamiento del tubo de calor. El límite de ebullición es el flux máximo de calor posible antes de que el líquido en el capilar comience su ebullición *incipiente*. Debido a la complejidad de los mecanismos de ebullición y a que en las etapas de diseño se desconocen algunos parámetros importantes como el radio de los sitios de nucleación, el proceso para el cálculo del límite de ebullición considera algunas simplificaciones y valores empíricos para que su determinación sea factible. Las suposiciones más importantes para el cálculo de este límite son:

1. La resistencia a la transferencia de calor en la interfase líquido-vapor  $h_i$  es nula.
2. El radio de los sitios de nucleación  $r_n$  tiene un valor de 3 micrones.

Los factores que determinan la presencia de la ebullición son: el sobrecalentamiento existente entre la superficie del capilar  $T_w$  y el vapor  $T_s$ , el diámetro de curvatura  $D_c$  y el radio de los sitios de nucleación  $r_n$ . Mediante la ecuación 67 es posible determinar el sobrecalentamiento entre el capilar y el vapor, debido a que esta ecuación se define como:

$$q_b = \frac{C_{g1} \left( \frac{k_w}{t_{wick}} \right) (T_w - T_s)}{1 + C_{g1} C_{g2} \left[ \frac{k_w}{h_i t_{wick}} \right]} \quad (67)$$

Donde  $k_w$  es la conductividad térmica media del capilar,  $t_{wick}$  es el espesor del capilar,  $C_{g1}$  y  $C_{g2}$  son factores de corrección para el sistema de coordenadas que se utiliza, y tienen el valor de la unidad para coordenadas rectangulares. Posteriormente puede calcularse el diámetro de curvatura para el cual existirá ebullición mediante las ecuaciones 68 y 69:

$$r_{ne} = \frac{r_n}{1 - \frac{r_n}{r_c}} \quad (68)$$

$$T_w - T_s = \left[ 1 + C_{g1} C_{g2} \left( \frac{k_w}{h_i t_{wick}} \right) \right] \left( \frac{2\beta}{r_{ne}} \right) \quad (69)$$

Donde  $\beta$  es el parámetro del límite de ebullición y se calcula como una función de ley de potencias de la presión de vapor, con las constantes  $A_b$  y  $\alpha_b$  que se reportan en la literatura. Dicha función tiene la forma (ecuación 70):

$$\beta = \left( \frac{A_b}{1.8} \right) \left( \frac{P_v}{6895} \right)^{\alpha_b} \quad (70)$$

Con la información anterior, y debido a que para que no exista ebullición incipiente el diámetro de curvatura  $D_c$  no puede ser menor al diámetro de poro  $D_p$ , si el diámetro de poro  $D_p$  es mayor al diámetro de curvatura para ebullición  $D_{cb}$  ésta no ocurrirá. En caso contrario, es de esperarse que ocurra la ebullición, y se debe modificar el diseño del tubo para evitarla. Esto puede lograrse utilizando un tamaño de poro más fino en el capilar (en la sección del evaporador, donde se puede generar la ebullición).

### 3.5 Diseño de un tubo de calor

#### 3.5.1 Consideraciones iniciales

Al conocer los fenómenos físicos que rigen la operación del tubo de calor y haber analizado las expresiones que permiten el cálculo aproximado de estos fenómenos, es posible comenzar con una serie de pasos lógicos que tienen como fin el diseño de un tubo de calor, dadas las condiciones en las cuales dicho dispositivo operará. Es importante destacar que el proceso de diseño de un tubo de calor, debido a la gran cantidad de variables que definen su comportamiento, es un proceso en el que intervienen métodos de prueba y error. Esto se debe también a que un gran número de variables no pueden determinarse analíticamente, y su determinación por la vía

experimental requiere de equipo especializado, tiempo y dinero. Parámetros tales como el coeficiente de transferencia de calor en la interfase líquido-vapor  $h_i$  y el radio de los sitios de nucleación  $r_n$  pueden suponerse, de acuerdo con ciertas recomendaciones. A continuación se presenta un algoritmo basado en el algoritmo de Silverstein (1992) para el diseño de un tubo de calor. Este algoritmo es capaz de generar el diseño interno de un tubo de calor para condiciones de operación en *estado estable*. El algoritmo se representa mediante un diagrama de flujo, en la figura 11.



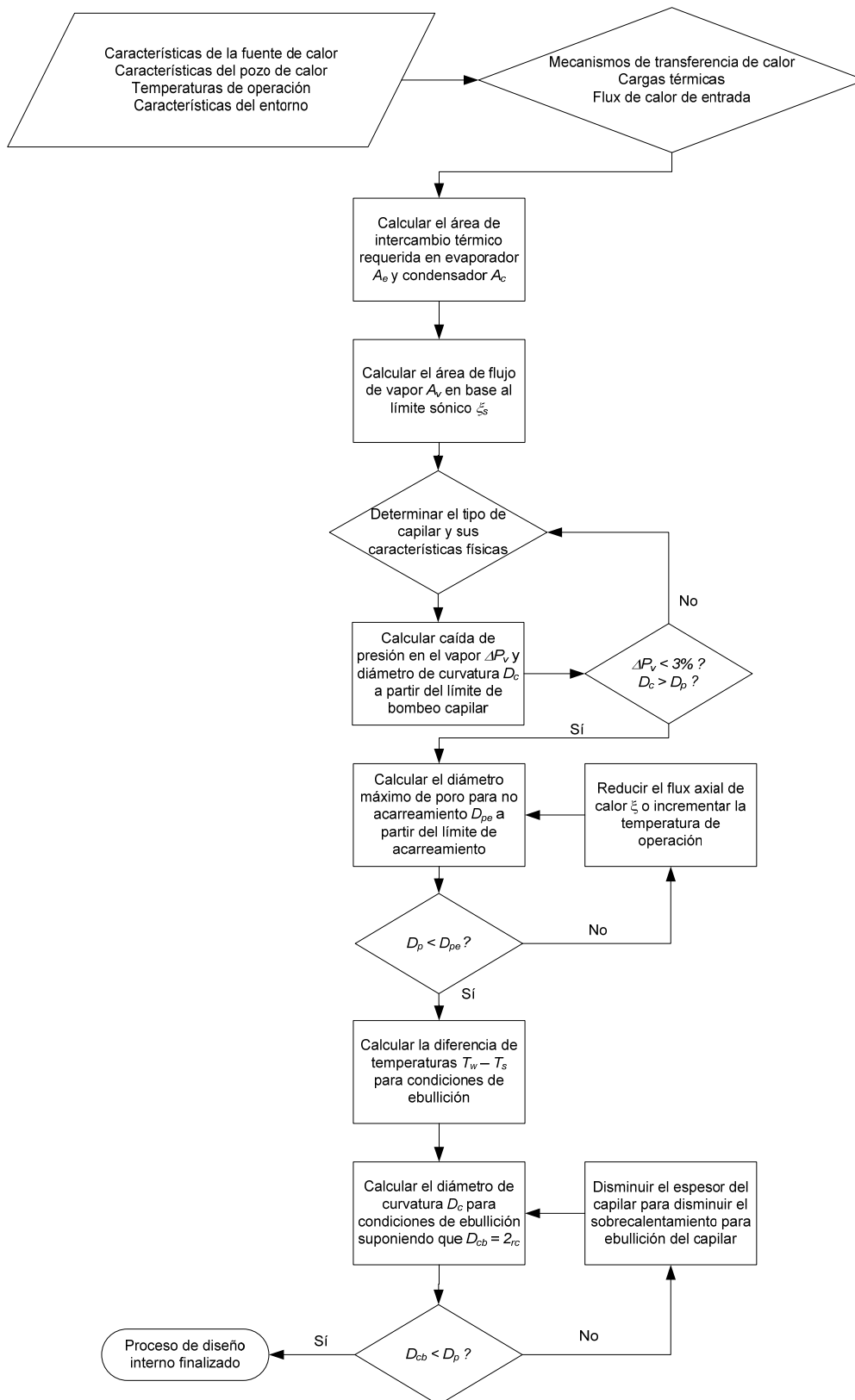


Figura 3. Algoritmo de diseño de tubo de calor en estado estable.

Es importante subrayar que este algoritmo sólo aplica para estado estable, y otros criterios de diseño tienen que tenerse en cuenta para la etapa transiente de

operación del tubo, que generalmente se presenta en el arranque y puesta en marcha del mismo. Los factores limitantes a la transferencia de calor se calculan de manera distinta para el estado transiente.

### 3.5.2 Características de la fuente y pozo de calor

Debido a que el calor se transfiere mediante tres fenómenos distintos, antes de proceder a cualquier cálculo es necesario identificar cuáles de estos fenómenos de transporte de calor es el de mayor importancia para la fuente de calor y el pozo de calor. Si la fuente de calor está en contacto directo sólido-pared del tubo de calor, lo más probable es que el mecanismo predominante de transferencia de calor sea la conducción. Si el calor a transportar se encuentra contenido en una corriente líquida o gaseosa o se desea transportarlo hacia una corriente del mismo tipo, el mecanismo predominante será la convección. Cabe destacar que para el caso de la convección y según McCabe, et al (2001) una tubería caliente pierde por radiación una parte casi igual del calor que pierde por convección. Para fines de diseño, los efectos de la radiación sólo se toman en cuenta cuando la diferencia de temperaturas entre el sistema y el entorno son muy grandes. En algunas aplicaciones del tubo de calor, la diferencia de temperaturas es elevada y los efectos de la radiación deben ser tomados en cuenta. Otro caso en el que se supone a la radiación como mecanismo predominante es en la transferencia de calor en el vacío. La fuente y pozo pueden tener mecanismos de transferencia de calor distintos. Las características de la fuente y pozo de calor permiten determinar el área de transferencia de calor necesaria en el evaporador  $A_e$  y en el condensador  $A_c$ . El equipo experimental, que consta de dos tanques de acero inoxidable, se utiliza para medir la cantidad de calor que el tubo de

calor es capaz de desplazar. En este caso, tanto la fuente como el pozo de calor son líquidos, por lo que el mecanismo predominante es la convección. En particular, se trata de convección forzada, ya que para el transporte de fluidos se utilizan bombas centrífugas.