

Introducción

La transmisión de calor entre fluidos y sólidos en los casos de flujo bifásico ha adquirido gran importancia ya que en él se basa el diseño de las calderas de vapor, de las calderas en rectificación y evaporación, de los reactores nucleares, etc.

Supongamos una superficie interfacial, líquido puro– vapor saturado puro, plana, a temperatura T_l el primero y a temperatura T_g y presión p_g , el segundo.

La transferencia de materia a través de esta superficie interfacial puede expresarse como flujo neto, n , diferencia entre los flujos correspondientes a las moléculas que llegan a la misma procedentes de la fase vapor n_g y a las moléculas líquidas que la abandonan n_l :

$$n = n_g - n_l \quad (1)$$

En el equilibrio $n_g = n_l$, hay condensación si $n_g > n_l$ y hay evaporación si $n_l > n_g$.

Por la teoría cinética elemental sabemos que, en cualquier gas a temperatura absoluta T y presión p constantes el valor del flujo molecular en unidades másicas es:

$$n = [M / (2 R)]^{1/2} \cdot p / T^{1/2} \quad (2)$$

Ya que durante la evaporación o condensación, las condiciones en la superficie interfacial no son de equilibrio, no debería utilizarse la expresión anterior para representar los flujos de moléculas frías y calientes, pero dada la dificultad para estudiar el problema con mayor rigor se supondrá que las condiciones dinámicas son próximas al equilibrio. Por lo tanto de las dos ecuaciones anteriores se deduce:

$$n = [M / (2 R)]^{1/2} \cdot (p_g / T_g^{1/2} - p_l / T_l^{1/2}) \quad (3)$$

Esta ecuación presenta otros dos errores importantes aparte del que ya supone la aproximación ya mencionada:

" No todas las moléculas de vapor que inciden sobre la superficie interfacial condensan. Lo hacen solamente una fracción α_g , pues las restantes, por incidir demasiado oblicuamente sobre aquella retornan a la fase vapor.

" No todas las moléculas de líquido que emergen de la superficie interfacial la abandonan definitivamente, debido a sus choques con las moléculas de vapor incidentes. La fracción de moléculas de líquido que realmente escapan es α_l .

Para corregir estos errores se introdujeron una serie de factores correctivos que llevaron a la siguiente ecuación, suponiendo $\alpha_g = \alpha_l = 1$:

$$n = 2 / (2 - \gamma) [M / (2 R)]^{1/2} \cdot (p_g / T_g^{1/2} - p_l / T_l^{1/2}) \quad (4)$$

A pequeñas diferencias de presión y temperatura puede expresarse:

$$n = 2 / (2 - \gamma) [M / (2 R T)]^{1/2} \cdot p (p/p - T/T) \quad (5)$$

Donde p es la presión de saturación del vapor a la temperatura $T_l = T$, presión que se considera es la del líquido.

Si se desprecia la caída de temperatura en la superficie interfacial, la ecuación quedaría:

$$n = \frac{2}{(2 - \gamma)} \left[\frac{M}{(2 RT)} \right]^{1/2} p \quad (6)$$

Para que haya condensación debe cumplirse la condición $p_g > p_l$. En la siguiente figura se muestran las variaciones de los flujos n_g y n_l con la temperatura. Como vemos el flujo n_l aumenta con la temperatura, mientras que, a una presión dada, el flujo n_g disminuye con la temperatura. La temperatura de saturación es siempre la que corresponde a la intersección de las dos curvas representativas de los flujos indicados:

Si manteniendo la temperatura constante la presión del vapor se incrementa en p , el flujo neto de condensación se expresará por la última ecuación mencionada. La temperatura de saturación que corresponde a la nueva presión $p + p$ es $T_s + T$. Otra forma de interpretar este fenómeno de condensación es que el líquido debe subenfriarse T por debajo de la temperatura de saturación $T_s + T$ que corresponde a un vapor a presión $p + p$, para que la condensación tenga lugar. Por ello, aunque se desprecie la caída de temperatura en la superficie interfacial, el subenfriamiento T permite definir un **coeficiente de transmisión de calor interfacial, h_i** , como cociente entre el flujo energético debido a la condensación y la indicada diferencia de temperaturas:

$$h_i = n / T \quad (7)$$

Usando las ecuaciones 5 y 7 tenemos que:

$$\begin{aligned} h_i &= \left\{ \frac{2}{(2 - \gamma)} \left[\frac{M}{(2 RT)} \right]^{1/2} - \left(\frac{p}{T} - \frac{p}{2T} \right) \right\} = \\ &= \frac{2}{(2 - \gamma)} \left[\frac{M}{(2 RT)} \right]^{1/2} - \frac{p}{T} \left(1 - \frac{p}{2T} \right) \end{aligned}$$

Teniendo en cuenta que el último factor es muy próximo a la unidad:

$$h_i \approx \frac{2}{(2 - \gamma)} \left[\frac{M}{(2 RT)} \right]^{1/2} - \frac{p}{T} = \frac{2}{(2 - \gamma)} \left[\frac{M}{(2 RT)} \right]^{1/2} - \frac{pM}{RT^2}$$

Cambiando de tercio diremos también que hay factores que afectan la resistencia interfacial tales como la presencia de gases no condensables. El gas no condensable es arrastrado por el vapor hacia la superficie interfacial donde se acumula, produciéndose en ella un aumento de su presión parcial por encima de la correspondiente al seno de la mezcla gaseosa, estableciéndose una fuerza impulsora que motiva su difusión desde la superficie interfacial al seno del gas. Esta difusión es exactamente contrarrestada por el desplazamiento del vapor hacia la superficie indicada. Como la presión total permanece constante, la presión parcial del vapor en la superficie interfacial es inferior a la que tiene en el seno del gas, estableciéndose la fuerza impulsora para la difusión indicada.

El flujo de vapor en su difusión a través del gas inerte, insoluble en el líquido tiene por expresión:

$$n = \frac{D_g}{(RT)} \frac{p}{(p - p_g)} \frac{ml}{l} (p_g - p_{gi}) \quad (8)$$

representando D_g el coeficiente de difusión del vapor en la mezcla y l el espesor de la subcapa laminar a través de la que tiene lugar la difusión.

Si tenemos en cuenta que el término entre corchetes representa el coeficiente de transferencia del vapor:

$$k_g = \frac{D_g}{(RT)} \frac{p}{(p - p_g)}$$

Llegamos finalmente a que:

$$n = kg(p_g - p_{gi}) \quad (9)$$

La transmisión de calor desde el seno del gas a la superficie interfacial implica dos contribuciones: el calor sensible del gas y el calor latente liberado por el vapor al condensar en la interfase:

$$q = h(T - T_i) + kgMg(p_g - p_{gi}) \quad (10)$$

Si tenemos el gas en reposo sólo se considera el segundo término del segundo miembro de esta ecuación.

El cálculo del coeficiente de transferencia de materia kg mediante la ecuación dada, considerando sólo la difusión como mecanismo de transferencia del vapor, conduce a un valor de q inferior al real para un gradiente de temperatura dado.

Si la mezcla gaseosa circula paralelamente a la interfase, el coeficiente de transmisión de calor, h , de la ecuación 10 se calcula mediante la correlación que corresponda al régimen de flujo de que se trate, bien sea éste interno o externo.

Si el flujo de vapor, n , hacia la superficie interfacial es grande el valor del coeficiente de transmisión de calor h , calculado del modo indicado, puede quedar afectado por aquél, en este caso deberá corregirse.

Normalmente se desconocerán las condiciones de la interfase y deberá recurrirse a un cálculo por tanteos para poder aplicar la ecuación 10. También debemos tener en cuenta que dicha ecuación deberá aplicarse a los distintos puntos de la interfase, pues los coeficientes de transporte tienen valores puntuales.

Ebullición de Líquidos

Se entiende por **ebullición** la generación de vapor por calefacción de un líquido, descartándose su posible formación por mera descompresión súbita del mismo a temperatura conveniente. Se distinguirá según que la ebullición vaya acompañada de convección natural o forzada.

Convección natural

Para poder estudiar este fenómeno nos ayudamos de las denominadas curvas de ebullición.

La ebullición acompañada de convección natural tiene lugar con la superficie de calefacción inmersa en el líquido. Excepto en las proximidades de la superficie, las velocidades del líquido provocadas por la transmisión de calor son muy pequeñas, este fenómeno que en principio tiene muy poco interés ha sido muy estudiado debido a su facilidad de estudio y a que la información obtenida puede ser utilizada para extrapolarla al caso de ebullición con convección forzada cuyo estudio es mucho más complejo.

En la ebullición con convección natural, el flujo de calor q , es función principal de la sobrecalentación de la superficie calefactora respecto a la de ebullición del líquido ($T_p - T_s$). Por ello, los resultados experimentales de este tipo de ebullición se representan de la forma q frente a ($T_p - T_s$) constituyendo las **curvas de ebullición**.

Consideremos primero un experimento en el que la fuente calorífica es un conductor metálico calentado eléctricamente situado en el seno del líquido, con lo que podrá variarse a voluntad el flujo de calor q . En la figura se muestra la curva de ebullición:

Par valores pequeños de q , el calor se transmite únicamente por convección, hasta alcanzarse el punto **A**, a partir del cual comienza la formación de burbujas superficiales. Cuando el líquido moja bien la superficie sólida, la sobrecalentación de ésta en el punto A, puede ser bastante elevada y al incrementar q puede

reducirse la misma, tramo **AB**, fenómeno conocido como *histéresis de la curva de ebullición*, que no se presenta en muchos casos en que el líquido no moje en igual grado al sólido, siendo entonces el tramo correspondiente de la curva de ebullición el **JB**.

El tramo **BC** de la curva corresponde a la llamada *ebullición nucleada*, debido a la repetida formación de burbujas en ciertos centros de nucleación de la superficie de calefacción. Para pequeños valores de q , sólo son activos algunos centros nucleadores distribuidos al azar que originan corrientes de burbujas bien diferenciadas; al crecer el valor de q , aumenta el número de tales centros con reducida elevación de la sobrecalentación ($T_p - T_s$), formándose por coalescencia de las burbujas, columnas de vapor irregulares que abandonan la superficie.

Al seguir aumentando q , y rebasar el punto C de la curva, se manifiesta un mayor incremento de la sobrecalentación ($T_p - T_s$) produciéndose un repentino cambio de régimen, al correspondiente al tramo **EF**, denominado *ebullición con película estable*. Esta transición **DE** se conoce también con otros nombres: *flujo de calor crítico*, *primera crisis de la ebullición*, *término de la ebullición nucleada* y *ebullición destructiva*, ya que la temperatura que alcanza la superficie del sólido en esta transición puede rebasar, en ocasiones, el punto de fusión de la misma. Si el líquido está subenfriado, esta transición puede producirse para valores de q más elevados.

En la ebullición con película estable, la superficie de calefacción se cubre totalmente con una película de vapor a cuyo través el calor debe ser transmitido por conducción y radiación, a fin de producir la evaporación en la superficie interfacial vapor-líquido, en forma de grandes burbujas bastante ordenadas. La ebullición con película, una vez alcanzada, es estable para valores de q , inferiores al crítico, por lo que si se reduce el valor de q , se recorre el tramo **FG** de la curva.

Posteriormente, el régimen de ebullición con película se hace inestable, **GH**, y pasa a la ebullición nucleada en el punto H. Esta segunda transición se denomina: *flujo de calor mínimo*, *segunda crisis de la ebullición* o *punto de Leidenfrost*.

Reduciendo aún más el valor de q , se recorre el tramo HBJ confundiendo finalmente la curva con la correspondiente al régimen de convección natural sin ebullición.

Consideramos ahora un experimento en el que la fuente calorífica es vapor de agua que condensa a presión conveniente en el interior de un tubo situado en el seno del líquido, con lo que podrá variarse a voluntad T_p . En la siguiente figura se muestra su curva de ebullición:

La principal diferencia con el experimento con q como variable independiente es la presencia del nuevo régimen de *transición o de ebullición con película inestable* correspondiente a un tramo de curva que conecte los puntos D y G de la primera figura, dando la curva de ebullición siguiente. Se trata de un régimen mixto con partes de la superficie de calefacción fluctuando entre la ebullición nucleada y la ebullición con película.

La curva de ebullición es ahora prácticamente la misma para temperatura de la superficie de calefacción creciente o decreciente.

Una vez que hemos visto la utilidad de las curvas de ebullición veremos el efecto de algunas variables sobre la ebullición.

Superficie de Calefacción. La naturaleza y condición de la superficie tiene gran influencia sobre el régimen de ebullición nucleada, mientras que apenas afecta al flujo de calor crítico y al régimen de ebullición con película.

En general cuanto más pulida sea una superficie, mayor deberá ser su temperatura para la ebullición nucleada.

Geometría del sistema. La ebullición nucleada no viene afectada por ésta, siempre que las dimensiones de la superficie de calefacción sean claramente superiores a las de las burbujas típicas y su situación tal que las burbujas puedan escapar de la misma.

Salvo en el caso de grandes superficies horizontales, la ebullición con película no se ve afectada por la geometría del sistema.

Presión. Para una cierta combinación, superficie de calefacción-líquido-flujo de calor, la sobrecalentación de la primera ($T_p - T_s$) disminuye al aumentar la presión del sistema y el flujo de calor crítico alcanza su valor máximo para una presión 30% de la crítica del líquido.

Temperatura de la superficie. Aunque la temperatura de la superficie de calefacción varíe aleatoriamente, la curva de ebullición característica no varía.

Gas disuelto. Si el líquido contiene apreciable cantidad de gas disuelto, pueden formarse burbujas sobre la superficie de calefacción, incluso para valores negativos de su sobrecalentación ($T_p - T_s$). En tal caso, dichas burbujas crecen mucho más lentamente por estar regido su crecimiento por la transferencia del gas disuelto, pero en cualquier caso mejora lógicamente la transmisión de calor. De adherirse a la superficie grandes burbujas, puede alterarse sensiblemente el régimen inicial de mera convección.

Pequeños espesores de líquido. Para espesores de líquido de menos de 1 cm el desarrollo de la ebullición es distinto.

Con espesores de agua de 2–5 mm. se observa la formación de burbujas de hasta 20 mm. de diámetro cuya vida era tanto mayor cuanto más pequeña fuera q . Para espesores inferiores ya no se formaban grandes burbujas, sino pequeñas, que desde los centros de nucleación de la superficie rompían a través de la película líquida. En todos los casos el flujo de calor crítico correspondía a la aparición de superficies secas, pudiendo producirse la ebullición destructiva para flujos de calor muy inferiores al crítico en el caso de formación de grandes burbujas.

Si se depositan pequeñas porciones de líquido sobre una superficie sólida muy sobrecalentada se produce un tipo peculiar de ebullición, es la denominada *ebullición esferoidal o de Leidenfrost*. Durante la misma las gotas quedan completamente soportadas sobre una película de vapor, evaporándose lentamente hasta que desciende la temperatura de la superficie y se inicia la ebullición nucleada.

Ahora analizaremos cada periodo por separado.

Periodo o régimen de convección sin ebullición.

Para este régimen la proporcionalidad encontrada fue la siguiente:

$$q \propto (T_p - T)^{5/4}$$

Periodo o régimen de ebullición nucleada.

Rohsenow propuso una correlación semiempírica para la ebullición nucleada:

$$cpl(T_p - T_s)/ = C [q/(1) \propto (/g(1 - g))]^{0.33}[cpl / k_{liq}]S \quad (11)$$

Donde: cpl ! calor específico del líquido.

! calor latente de vaporización.

μ ! viscosidad del líquido.

g ! aceleración de la gravedad.

σ ! tensión superficial.

ρ_l y ρ_v ! densidades del líquido y del vapor.

k_{liq} ! conductividad calorífica del líquido.

El exponente S se considera igual a 1.0 en el caso del agua y 1.7 para el resto de los líquidos. La constante C que depende de la combinación líquido–superficie, tiene los valores que se indican en la tabla:

Líquido	Superficie	C
Agua	Níquel	0.006
Agua	Platino	0.013
Agua	Cobre	0.013
Agua	Bronce	0.006
Tetracloruro de Carbono	Cobre	0.013
Benceno	Cromo	0.010
n–Pentano	Cromo	0.015
Etanol	Cromo	0.0027
Isopropanol	Cobre	0.0025
n–Butanol	Cobre	0.0030

El valor del flujo q obtenido de la ecuación 11 dividido por la diferencia de temperatura ($T_p - T$) conduce al valor del *coeficiente de transmisión de calor individual* h correspondiente a la ebullición nucleada.

Periodo o régimen de ebullición con película estable.

Bromley estudió la ebullición con película sobre cilindros horizontales. En estos casos el calor se transmite por conducción a través de la fina película de vapor y evapora el líquido que limita por su parte externa. La movilidad de la película de vapor dependerá del gradiente de presión estática y de las tensiones de rozamiento en cada punto, siendo inciertas las condiciones límite en la interfase vapor–líquido. Suponiendo que en ésta la velocidad y el rozamiento son nulos se llega a una expresión del coeficiente de transmisión de calor medio similar a la correspondiente al coeficiente para la condensación en película:

$$h = 0.62 \left[\frac{k_{gas} g (1 - g) g / (g (T_p - T_s) D)}{\right]^{1/4} \quad (12)$$

siendo k_{gas} y g , la conductividad calorífica y la viscosidad del vapor, respectivamente; D , el diámetro externo del tubo.

Esta ecuación reproduce los datos experimentales con una precisión de $\pm 10\%$, excepto para valores muy pequeños o muy grandes del diámetro D . En el primer caso el espesor de la película de vapor ya no resulta despreciable frente al mismo, y en el segundo, las condiciones límites supuestas para la interfase vapor–líquido ya no son adecuadas.

Para las superficies verticales no es válido el estudio realizado anteriormente, ya que pueden formarse ondulaciones o incluso alcanzar el vapor en la película el régimen turbulento de ser su longitud suficiente.

Para el caso de superficies horizontales debe considerarse la estabilidad de una película de vapor plana y de escasísima densidad bajo una capa de líquido más denso. Cualquier distorsión de la interfase se favorece por la fuerza gravitatoria y se frena por la tensión superficial. Taylor comprobó que la interfase es inestable para cualquier alteración con longitud de onda superior al siguiente valor crítico:

$$C = 2 \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/2} \quad (13)$$

Berenson supuso que en la ebullición con película horizontal, las burbujas se forman a distancias D , alimentadas por el vapor de una finísima película circundante a las que resulta aplicable la ecuación 12. Haciendo una simplificación encontramos que:

$$h = 0.42 \left\{ k_{\text{gas}} g(\rho_l - \rho_g) g / (\rho_g (T_p - T_s) \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/2}) \right\}^{1/4} \quad (14)$$

Flujo de calor crítico.

Justamente antes de alcanzarse el flujo de calor crítico, al término de la ebullición nucleada, aumenta la generación de vapor en la superficie caliente que debe ser continuamente recubierta de líquido estableciéndose un flujo en contracorriente desde y hacia la misma de las dos fases. Al parecer, la condición crítica se alcanza cuando se rompe el equilibrio entre ambos flujos por predominio del de vapor. Suponiendo iguales áreas de flujo para ambas fases se puede calcular ese flujo volumétrico crítico de vapor, que multiplicado por el calor latente conduce al deseado flujo crítico de calor:

$$q_{\text{crít}} = 0.18 g^{1/2} \left[(\rho_l - \rho_g) g \right]^{1/4} \left[\frac{\sigma}{\rho_l + \rho_g} \right]^{1/2} \quad (15)$$

Como ya sabemos el subenfriamiento del líquido sobre la superficie de calefacción eleva considerablemente $q_{\text{crít}}$.

Las ecuaciones anteriores desarrolladas para superficies horizontales pueden aplicarse también para superficies verticales cortas. En superficies verticales más extensas el problema pasa a ser de convección forzada.

Convección Forzada

La ebullición se desarrolla en un flujo bifásico forzado, externo o interno, constituido por un líquido y el vapor resultante de la propia ebullición.

La ebullición con convección forzada se distingue de la acompañada de convección natural en tres aspectos fundamentales:

" La transmisión de calor en el líquido frío modifica sensiblemente las condiciones de iniciación de la ebullición.

" El vapor generado, al iniciarse la ebullición en la superficie de la conducción, afecta considerablemente el flujo del líquido cuyo contenido en vapor en cada sección depende de las condiciones en todas las restantes.

" Por último, el flujo bifásico, líquido-vapor se desarrolla con elevados gradientes de presión y, por tanto, de temperaturas de saturación.

Por todo ello en este caso, los cálculos se realizan escalonadamente a lo largo de la conducción.

Consideramos un tubo cilíndrico vertical con su pared calentada por un flujo de calor uniforme, por cuya parte inferior penetra un líquido frío, tal como se muestra en la figura:

Entre las secciones A y B el calor se transmite solamente a un líquido que circula sin ebullición alguna, pues aunque la temperatura de la pared T_p supera a la temperatura de saturación T_S , no llega a alcanzar el valor requerido para que se inicie la nucleación de burbujas. Al llegar a la sección **B** se alcanza la sobrecalentación ($T_p - T_S$) necesaria para que se inicie dicha nucleación, muchas veces acompañada de un brusco descenso de la temperatura T_p , fenómeno de histéresis equivalente al que se produce en la ebullición con convección natural, alcanzándose una sobrecalentación prácticamente constante entre las secciones **B** y **D**.

En la sección B la masa principal del líquido permanece todavía a temperatura muy inferior a la de saturación, por lo que las burbujas de vapor originadas en las paredes se deslizan sobre las mismas al crecer y recondensar. En la sección C, la temperatura másica del líquido, sin llegar a la de saturación, ha aumentado lo suficiente para que las burbujas se extiendan a toda la masa líquida, creciendo forzosamente la concentración de vapor, en el flujo. Entre las secciones C y D, la temperatura másica del líquido llega a la de saturación, las burbujas ya no recondensan y el flujo bifásico alcanza primero el régimen de **burbujeo** entre las secciones C y D, después debido a la coalescencia de las burbujas, el de **pistón** entre las secciones D y E y, a continuación, el **anular** entre las secciones E y F con una fina película de líquido deslizándose sobre las paredes y un núcleo central de vapor que fluye a gran velocidad y arrastra gotas de líquido. Finalmente puede alcanzarse una sección como la F en la que la pared del tubo llegue a secarse por arrastre de la película líquida por el vapor, con la consiguiente elevación de su temperatura: **ebullición destructiva**.

Estudiaremos cada una de los tramos de este tipo de ebullición por separado.

Ebullición nucleada.

Antes de iniciarse la ebullición del líquido se aplicarán las ecuaciones habituales de transmisión de calor en régimen laminar o turbulento según proceda. Sin embargo, debe tenerse en cuenta que elevados flujos de calor a través de la pared de la conducción, combinados con velocidades no excesivas del líquido, pueden motivar apreciables efectos convectivos pudiendo alcanzarse antes de lo esperado la temperatura de la pared requerida para la iniciación de la ebullición.

Tras la sección de iniciación de la ebullición, la temperatura de la pared y con ella su sobrecalentación suele descender ligeramente. El descenso se atribuye a los pequeños ángulos de contacto de los líquidos bien desgasificados y sugiere que los centros de nucleación inestables se activan al ser barridos por las burbujas procedentes de los centros estables anteriores. Para flujos de calor en las paredes más pequeños disminuye la sobrecalentación de la pared en la región de ebullición superficial sin variar su sección de iniciación.

El modelo de nucleación que se considera explica, asimismo, la ausencia de nucleación durante el posterior régimen de flujo anular: la pequeña sobrecalentación ($T_p - T_S$) necesaria para la transmisión de calor desde la pared a través de la fina película líquida, sólo es efectiva para activar centros de nucleación o cavidades demasiado grandes para que las presente la pared.

Los datos experimentales de la ebullición nucleada en el caso de la convección forzada suelen presentarse como en el de la convección natural de la forma q frente a $(T_p - T_S)$. Para valores de q muy superiores a los de iniciación de la ebullición nucleada todos los puntos experimentales se alinean sobre una curva única, no importa la velocidad y temperatura del líquido a pesar de la gran influencia de ambas variables sobre las características del flujo. En convección forzada, la ebullición nucleada puede persistir para valores de q muy superiores a los de $q_{crít}$ correspondientes a convección natural con la misma superficie, pudiéndose considerar, en primera aproximación, que la curva para ebullición nucleada bien desarrollada de la convección forzada es prolongación de la correspondiente a la ebullición nucleada en convección natural. Experimentos pusieron de manifiesto que esta aproximación no era muy precisa; sin embargo, puede utilizarse a falta de datos experimentales, si se dispone de los de convección natural con la superficie de que se trate.

Hay una serie de ecuaciones dimensionales para representar el tramo de curva correspondiente a la ebullición

nucleada bien desarrollada:

Ecuación de Jens y Lottes:

$$T_p - T_S = 25q0.25 \exp(-p/62) \quad (15)$$

Ecuación de Thom y col.:

$$T_p - T_S = 22.65q0.5 \exp(-p/87) \quad (16)$$

Se ha sugerido que durante la convección forzada, las características de las superficies influyen mucho menos que durante la convección natural, debido a que los mayores valores de q y $(T_p - T_S)$ en el caso de la primera, activa los centros de nucleación más pequeños siempre abundantes en la mayoría de las superficies.

En la región de ebullición nucleada en desarrollo, transición entre la de convección exclusiva en el líquido y la de ebullición nucleada bien desarrollada, son importantes los mecanismos de transmisión de calor característicos de las dos últimas. Rohsenow sugirió que debían sumarse el flujo de calor por convección en el líquido q_c para cada diferencia local de temperaturas $T_p - T_S$ y el flujo de calor por ebullición nucleada q_n :

$$q = q_c + q_n$$

Bergles y Rohsenow propusieron el trazado de una curva para ebullición nucleada en desarrollo; la curva se divide en tres trozos. Un tramo representa la convección pura en el líquido y se representa por la ecuación:

$$q_c = hL (T_p - T)$$

Otro tramo representa la ebullición nucleada bien desarrollada y se caracteriza por ecuaciones del tipo 15 y 16. Por último el tramo intermedio es el que representa la ebullición nucleada en desarrollo, su ecuación característica es del tipo:

$$q = q_c \{1 + [q_n / q_c (1 - q_c/q_n)]^2\}^{1/2} \quad (17)$$

Por análisis dimensional y experimentación se han deducido algunas correlaciones para la ebullición nucleada en líquidos subenfriados:

$$L/hL = 78.5Pr^{1/4} T_0.50.46 [q/(gV)]^{0.67} / [cPl(T_S - T)]^{0.5} (g/l) \quad (18)$$

en la que: L es la longitud del tubo; $T_0.5 = (T_p + T)/2$, y V es la velocidad del fluido. La fiabilidad de la ecuación es de un 40% aproximadamente, teniendo el inconveniente de conducir a hL infinito en el caso de $T = T_S$.

Los análisis anteriores también son válidos para régimen de flujo en tubos horizontales y en otros sistemas de convección forzada utilizando el correspondiente diámetro equivalente.

Régimen anular.

Sin ebullición nucleada.

A concentraciones de vapor superiores a 5–10 %, el régimen de flujo en el tubo vertical se hace anular. A medida que aumenta la generación de vapor a lo alto del tubo lo hacen también su velocidad de flujo y el coeficiente de transmisión de calor. El efecto es tanto más pronunciado cuanto mayor es el caudal inicial del líquido. A elevados caudales máscicos, elevadas concentraciones de vapor y pequeños flujos de calor q , la capa

líquida sobre la pared puede ser suficientemente fina para que la temperatura de aquélla se mantenga inferior a la necesaria para la nucleación, no produciéndose ebullición alguna. El calor se transmite principalmente por conducción a través de la capa líquida, produciéndose la evaporación en la superficie interfacial líquido-vapor.

Las correlaciones empíricas del coeficiente de transmisión de calor individual en flujo turbulento interno de fluidos son del tipo:

$$Nu = (Re, Pr) \quad (19)$$

Se comprende que en el caso del flujo anular líquido-vapor a través de un tubo vertical, en cuanto a la capa líquida se refiere, podría utilizarse una correlación de este tipo siempre que se empleasen los números adimensionales apropiados. Como el número de Reynolds es el mismo, llene o no el líquido la conducción y otro tanto sucede con el número de Prandtl en el que sólo figuran las propiedades físicas del líquido, se comprende pues que según la función anterior los números de Nusselt del líquido circulando en forma de capa Nu o llenando el tubo Nu_{LL} deberán ser iguales.

El diámetro equivalente para el flujo del líquido en forma de capa de espesor e muy inferior al diámetro del tubo D , será:

$$De = 4 DE / (D) = 4e$$

Por consiguiente:

$$h_{4e}/k_{liq} = h_{LLD}/k_{liq}$$

$$h/h_{LL} = D/4e$$

representando h y h_{LL} los coeficientes de transmisión de calor a través del líquido fluyendo en forma de capa o llenando el tubo, respectivamente.

Por $(1 -)$ se entiende la fracción volumétrica de líquido, para un tubo de longitud L se tendrá:

$$1 - = DeL / (D^2 L / 4) = 4e/D$$

y, por tanto, las dos últimas relaciones conducen a lo siguiente:

$$h/h_{LL} = 1 / (1 -) \quad (20)$$

Sabemos que la fracción másica de vapor es función de la fracción volumétrica del líquido:

$$X = f(1 -)$$

Con lo que llegamos a lo siguiente:

$$h/h_{LL} = f(1/X) \quad (21)$$

Con ebullición nucleada.

Para elevados flujos de calor q en las paredes puede producirse nucleación en las mismas durante el régimen anular. Cuando el régimen anular está acompañado de la ebullición nucleada, su condición crítica de secado de la pared puede alcanzarse no sólo por barrido de la capa líquida sobre ella por la corriente de vapor central

con velocidad creciente, sino también por intensificarse la nucleación superficial simultáneamente a dicho efecto.

La mejor correlación encontrada es la siguiente:

$$q = h (T_p - T_S) = (h_{mic} + h_{mac}) (T_p - T_S) \quad (22)$$

siendo h_{mic} el coeficiente de transmisión de calor por microconvección que corresponde a la contribución de la ebullición nucleada; h_{mac} , el coeficiente de transmisión de calor por macroconvección que corresponde a la contribución de la conducción y de la convección a través del líquido. Las expresiones de estos coeficientes son:

$$h_{mac} = 0.023 [G(1-x)D/l]^{0.8} Pr^{0.4} k_l F_c / D$$

$$h_{mic} = 0.00122 [k_l \mu^{0.79} c_p^{0.45} l^{0.49} / (.5 l^{0.29} .24 g^{0.24})] (T_p - T_S)^{0.24} (p - p_S)^{0.75} Sc$$

siendo F_c y Sc dos factores cuyo significado y valores fue determinado a partir de numerosos datos experimentales y representados gráficamente.

Para llegar a los valores de h y $(T_p - T_S)$ que corresponden a un cierto flujo de calor q , para valores determinados de la velocidad másica total G y de la concentración de vapor x , se calculan ordenadamente los valores de h_{mac} y h_{mic} para una serie de valores $(T_p - T_S)$. Representando finalmente los valores de q que corresponden a cada uno de $(T_p - T_S)$ podrá interpolarse para poder encontrar los correspondientes al indicado valor de q .

Se han propuesto otros métodos empíricos basados en la ecuación 21 debidamente corregida para tener en cuenta la contribución de la ebullición nucleada, bien mediante factores de corrección bastante complejos o transformada en la siguiente:

$$h/h_{LL} = C_1 [Eb + C_2(1/X)^{n_1}]^{n_2}$$

siendo Eb el denominado número de ebullición, relación entre el flujo másico normal a la pared debido a la ebullición y el flujo másico total a través del tubo:

$$Eb = (q'')/G$$

Flujo de calor crítico: ebullición destructiva.

Aumentando progresivamente el flujo de calor q aplicado a una superficie en contacto con un líquido, se llega a un valor q_{crit} para el cual se pierde dicho contacto debido a la interposición de vapor entre una y otra, con la consiguiente crisis del fenómeno de ebullición. Al sobrevenir esta crisis, el coeficiente de transmisión de calor disminuye abruptamente debido a la pequeña conductividad calorífica del vapor interpuesto y de no reducirse dicho flujo q_{crit} , la temperatura de la pared se eleva rápidamente, aunque para grandes concentraciones de vapor puede no sobrevenir el deterioro físico de la superficie.

Puede llegarse al flujo de calor crítico por dos mecanismos. En el caso de la ebullición nucleada, tanto en el seno del líquido frío como saturado, puede desencadenarse la crisis por la formación y desarrollo de una película de vapor sobre la superficie caliente, pasándose a un régimen de *ebullición con película*. En el caso del régimen anular la crisis se atribuye a la desaparición de la capa líquida sobre la superficie caliente por arrastre y evaporación dando paso a un régimen de *superficie seca*. Caso de estar acompañado de ebullición nucleada el régimen anular, la crisis sobrevendrá por ambos mecanismos.

Entre los factores determinantes del flujo de calor crítico y la posible ebullición destructiva posterior los más importantes son los siguientes:

- " Propiedades del fluido de que se trate y flujo másico y entalpía de entrada del mismo.
- " Características de la superficie de las conducciones.
- " Distribución relativa de las dos fases, fuerzas centrífugas en codos y serpentines, secciones de paso complejas, etc.
- " Uniformidad o no del flujo de calor en la superficie.
- " Estabilidad de la corriente fluida, dispositivos para favorecer el mojado de la superficie, etc.

La predicción de las condiciones a las que se alcanza el flujo crítico, pudiendo sobrevenir la destrucción de las paredes de las conducciones, depende de la complejidad de la instalación y de los datos experimentales disponibles.

En el caso del agua y de conducciones verticales se posee gran cantidad de datos que han conducido a una serie de correlaciones empíricas. En el caso de que varíe la geometría, superficie, etc., se recurre a una serie de variaciones gracias a los ordenadores.

La importancia del flujo de calor crítico, cuyo valor es indispensable conocer, ha motivado el desarrollo de numerosas correlaciones. La correlación empírica más utilizada es la de Macbeth basada en la hipótesis de que dicho flujo crítico es función de la concentración de vapor al producirse la brusca sobrecalentación.

En esta correlación se divide el flujo crítico en dos regiones, que en el caso de conducciones verticales son las siguientes:

Región de pequeña velocidad másica.

$$q_{crit 10-6} = (G 10-6)0.5(1-xL)/135$$

Región de elevada velocidad másica.

$$q_{crit 10-6} = [A' - D(G 10-6) xL/4] / C'$$

siendo:

$$A' = Y_0 D Y_1 (G 10-6) Y_2 [1 + Y_3 D + Y_4 (G 10-6) + Y_5 D (G 10-6)]$$

$$C' = Y_6 D Y_7 (G 10-6) Y_8 [1 + Y_9 D + Y_{10} (G 10-6) + Y_{11} D (G 10-6)]$$

Donde de Y₀ a Y₁₁ son constantes función de la presión absoluta *p*.

Condensación de Vapores

La condensación de vapores puede producirse de distintos modos:

Película.

En gotas.

Homogénea. Se desarrolla en forma de niebla en el seno de un gas al disminuir la temperatura del vapor por debajo de la de condensación.

Por contacto directo. Cuando se produce sobre una superficie un líquido frío con el que se pone en contacto el vapor.

Bifásica. Si por tratarse de una mezcla de varios vapores, su condensación conduce a líquidos inmiscibles.

Desde el punto de vista industrial la que tiene mayor interés es la condensación en película.

Condensación en película.

Condensación sobre una superficie plana vertical.

El estudio que se lleva a cabo a continuación también es válido para tubos verticales cuyo diámetro sea muy superior al espesor de la película de condensado.

Partimos de las siguientes suposiciones:

- " Flujo laminar del condensado descendente.
- " Propiedades físicas del condensado prácticamente constantes, evaluadas a la temperatura de la película $(T_g + T_p)/2$.
- " Temperatura de la superficie T_p constante.
- " Vapor saturado con temperatura de saturación constante.
- " Distribución lineal de la temperatura en la película de condensado.
- " Efectos de inercia despreciables.
- " Ausencia de ondulaciones en la superficie de condensado.
- " Pequeña velocidad del vapor: rozamiento en la superficie líquido – vapor despreciable.

En la siguiente figura se muestra una superficie plana vertical sobre la que desciende una capa líquida procedente de la condensación de un vapor en contacto con ella.

Mediante una serie de operaciones, simplificaciones y demás, llegamos a la ecuación de la distribución de la velocidad v_z en la capa del condensado:

$$v_z = \frac{1}{2} (1 - g) / \rho g (E^2 - x^2)$$

El caudal másico de condensado por unidad de anchura se consigue integrando la velocidad entre los límites desde 0 hasta E, y multiplicándolo por la densidad del líquido:

$$= \frac{1}{3} \rho (1 - g) / \rho g E^3$$

La variación de este caudal por unidad de longitud nos dará el flujo másico de condensación G_c :

$$G_c = \rho (1 - g) / \rho g E^2 dE/dz \quad (23)$$

Puesto que el calor que se transmite a través de la película de condensado es el procedente de la condensación del vapor, y lo es por conducción, tendremos:

$$q = G_c = k_{liq} (T_s - T_p)/E \quad (24)$$

Sustituyendo G_c por su valor llegamos a la ecuación diferencial:

$$E^3 dE/dz = k_{liq} (T_s - T_p) / (1 - g) g$$

Integrando esta ecuación en las condiciones límites $z=0$ y $E=0$ llegamos a que:

$$E = \{ 4 k_{liq} (T_s - T_p) z / [1 - g] g \}^{1/4} \quad (25)$$

De las ecuaciones 24 y 25 se deduce que:

$$h = k_{liq} / E = \{ 1 - g \} g k_{liq}^3 / [4 l (T_s - T_p) z]^{1/4} \quad (26)$$

Esta es la expresión del coeficiente individual de transmisión de calor local, a través de este podemos llegar al coeficiente de transmisión de calor individual media para una superficie vertical de altura L , llegamos a este integrando:

$$h_m = 0.943 \{ 1 - g \} g k_{liq}^3 / [L l (T_s - T_p) z]^{1/4} \quad (27)$$

El caudal de condensado por unidad de anchura, en la base de la superficie, lo podemos poner en función de h_m , de la diferencia de temperaturas $(T_s - T_p)$ constante y del calor latente de condensación, nos encontraríamos con la siguiente expresión:

$$L = L h_m (T_s - T_p) / \quad (28)$$

Si despejamos el valor de $(T_s - T_p)$ de la ecuación anterior y lo sustituimos en la ecuación 27 obtenemos lo siguiente:

$$h_m = 1.47 \{ 1 - g \} g k_{liq}^3 / l^2 \}^{1/3} Re_L^{-1/3} \quad (29)$$

Donde Re_L es el número de Reynolds del condensado en la base de la superficie:

$$Re_L = 4 L / l$$

Al iniciar este análisis nos hemos basado en una serie de suposiciones, ahora vamos a ir introduciendo las correcciones para cada una de estas suposiciones.

Viscosidad variable.

Hemos considerado que todas las propiedades físicas del condensado se mantendrán constantes, en realidad la única propiedad que se desvía de este comportamiento es la viscosidad. Podemos aceptar que la variación de la viscosidad con la temperatura es de la siguiente forma:

$$1/\mu = a + bT$$

También consideramos que el descenso de la temperatura es lineal en la capa líquida. Sólo tendremos que evaluar la viscosidad a una temperatura media, $T_s - (3/4)(T_s - T_p)$, y de esta forma no se alterará el estudio anterior.

Temperatura de la superficie (Tp) variable.

La temperatura de la superficie sólida varía al hacerlo z . Existen dos casos extremos; en el primero se supone que prácticamente toda la resistencia térmica reside en la capa de condensado, por ser muy buena la transmisión de calor entre el refrigerante y la superficie, la temperatura T_p sería constante. El otro caso extremo es que prácticamente toda la resistencia térmica resida en el refrigerante, con un coeficiente de transmisión individual y temperatura del refrigerante constante puede alcanzarse un flujo de calor constante. En este caso se llega a la ecuación 29.

En los casos en que varíe la temperatura con z , suponiendo que dicha variación sea del tipo:

$$T_s - T_p \propto z^n$$

llegamos a la ecuación:

$$h_m = \frac{4}{(3-n)} \left(\frac{(n+1)}{4} \right)^{1/4} \left\{ \frac{1}{L} \left(1 - g \right) g^{k_{liq}^3} \right\}^{1/4} [L \lambda (T_s - T_p)]^{1/4} \quad (30)$$

Esta ecuación se simplifica para $n=0$.

Temperatura de saturación (Ts) variable.

Si se trata de vapor puro saturado, su T_s es constante si la resistencia interfacial líquido-vapor es despreciable. Si el vapor no es puro, sino que está diluido con gas permanente, T_s varía significativamente y el tratamiento anterior pierde toda su validez.

Vapor sobrecalentado ($T_g > T_s$).

En este caso, el flujo de calor vertical hacia la superficie sería:

$$q = G_{cpg} (T_g - T_s) + G_c = G_c (1 + \frac{c_p}{c_{pg}})$$

$$\text{donde } \frac{c_p}{c_{pg}} = \frac{c_p}{c_{pg}} (T_g - T_s) / \dots$$

Repitiendo el mismo tratamiento anterior pero variando el valor del flujo de calor, llegamos a otra expresión para h_m y para el caudal de condensado por unidad de anchura:

$$h_m = 0.943 \left\{ \frac{1}{L} \left(1 - g \right) g^{k_{liq}^3} \right\}^{1/4} (1 + \frac{c_p}{c_{pg}}) [L \lambda (T_s - T_p)]^{1/4} \quad (31)$$

$$L = \frac{L h_m (T_s - T_p)}{(1 + \frac{c_p}{c_{pg}})} \quad (32)$$

Descenso de temperaturas no lineal en la película de condensado.

En realidad, parte del calor de condensación es transportado por el propio condensado en su descenso, determinando un perfil de temperaturas no lineal en la capa del mismo y su subenfriamiento en la base de la superficie.

Se puede llegar a una solución aproximada introduciendo un factor adimensional:

$$= c_p (T_s - T_p) / \dots$$

Utilizando este factor llegamos a unas ecuaciones sustitutivas:

$$E = \{ 4 k_{liq} (T_s - T_p) z / [1 (1 - g) g] [1 + 11/40] - 1 \}^{1/4}$$

$$h = \{ 1 (1 - g) g k_{liq}^3 / [4 L (T_s - T_p) z] [1 + 27/40] \}^{1/4}$$

$$hm = 0.943 \{ 1 (1 - g) g k_{liq}^3 / [L L (T_s - T_p)] [1 + 27/40] \}^{1/4}$$

$$L = L_{hm} (T_s - T_p) / [1 + 3/8] - 1$$

La diferencia entre estos resultados y los obtenidos con el tratamiento anterior sólo son apreciables si lo es el valor del factor adimensional .

Efectos de inercia apreciables.

Se entienden por tales aceleraciones a que están sujetos el vapor y el condensado. El primero debe ser acelerado o decelerado hasta la velocidad de la superficie líquida antes de condensar. El segundo es acelerado en su descenso y decelerado en su desplazamiento hacia la superficie debido al componente v_x de su velocidad.

Las correcciones incluidas en el tratamiento anterior para solucionar esta aproximación es muy compleja.

Ondulaciones en la superficie de condensado.

Los coeficientes de transmisión de calor calculados mediante la ecuación propuesta en un principio y los encontrados experimentalmente difieren un tanto, esto se debe a las ondulaciones presentes en la superficie del condensado.

Elevada velocidad del vapor: rozamiento en la superficie interfacial apreciable.

Cuando el rozamiento es apreciable es necesario variar la ecuación de la distribución de la velocidad en la capa de condensado introduciendo un valor ficticio de la densidad del vapor e introducir el término de la tensión de rozamiento en la superficie interfacial líquido-vapor.

Al final obtenemos una serie de ecuaciones en función de los dos parámetros ya mencionados.

Turbulencia

Colburn aplicó el concepto de *factor de transmisión de calor j_H* , estableciendo la analogía entre los transportes de cantidad de movimiento y energía en flujo interno por tubos cilíndricos, al flujo de condensado en forma de capa por una superficie vertical. Para este último caso propuso la relación:

$$j_H = h Pr^{1/3} / (c_p G) = 0.027 Re^{0.2} = f/2 \quad (33)$$

También llegó a que cuando el rozamiento en la superficie interfacial es despreciable:

$$E = [(f/2) / (1 (1 - g) g)]^{1/3} = [0.027 Re^{0.2} / (1 (1 - g) g)]^{1/3} \quad (34)$$

De las dos últimas expresiones se deduce que:

$$h = 0.056 [1 (1 - g) g k_{liq}^3 / L^2]^{1/3} Pr^{1/3} Re^{0.2} \quad (35)$$

También se obtuvo la ecuación para el coeficiente de transmisión individual medio. Otros se dedicaron al estudio de este régimen cuando el rozamiento en la superficie interfacial era notable, se llegó a una serie de

gráficas.

Superficies planas inclinadas.

Si las superficies planas o los tubos cilíndricos a los que puede aplicarse el tratamiento de aquéllas, forman un ángulo distinto de cero con la horizontal, son válidas todas las ecuaciones deducidas sustituyendo el valor de la gravedad, g , siempre que aparezca en ellas por el producto ($g \sin \theta$).

Condensación sobre tubos horizontales.

En la figura siguiente se esquematizan los tres casos que vamos a estudiar: a) sobre el exterior de un solo tubo; b) sobre el exterior de una serie de tubos paralelos en un plano; c) en el interior de un sólo tubo.

Condensación sobre el exterior de un solo tubo horizontal.

El tratamiento es análogo al de superficies verticales y régimen laminar:

$$h_m = 0.725 \{ 1 (1 - g) g k_{liq}^3 / [D l (T_s - T_p)] \}^{1/4} \quad (36)$$

$$h_m = 1.51 \{ 1 (1 - g) g k_{liq}^3 / l \}^{1/3} \{ ' / l \}^{-1/3} \quad (37)$$

representando D el diámetro externo del tubo, y $'$ el caudal másico de condensado por unidad de longitud de tubo.

A estas ecuaciones se les pueden aplicar todas las correcciones anteriormente aplicadas a las superficies verticales.

Condensación sobre el exterior de una serie de tubos paralelos en un plano.

Como vemos en la figura los espesores de las capas de condensado sobre los tubos crecen progresivamente desde el tubo superior al inferior al caer aquél, de unos tubos a otros, por lo que los coeficientes de transmisión de calor individuales medios de los mismos disminuyen en igual sentido.

Suponiendo que el flujo descendente del condensado sobre los tubos constituye una capa líquida continua y laminar, si se representa en este caso por n' el caudal másico de condensado por unidad de longitud de tubo que abandona el inferior de una serie de N de ellos, tendremos:

$$Q = n' = hNm (N D) (T_s - T_p)$$

$$n' = hNm (N D) (T_s - T_p) / \quad (38)$$

Comparando las ecuaciones 36 y 38:

$$hNm = h_m / N^{1/4} \quad (39)$$

Como realmente el condensado no fluye formando una capa continua como se ha supuesto, sino que gotea de tubo a tubo, las gotas provocan turbulencia en las capas del condensado sobre las que inciden, con lo que el coeficiente de transmisión de calor medio para el bloque de los N tubos es siempre superior al calculable con la ecuación 39. Por ello se propuso disminuir de $1/4$ a $1/6$ el exponente a que está afectado N .

Condensación en el interior de un tubo horizontal.

Para velocidades de vapor reducidas, el flujo bifásico durante la condensación es estratificado, siendo despreciable el rozamiento en la superficie libre del condensado. En este caso distinguiremos entre la parte superior del tubo, con su pared recubierta por una película relativamente delgada de condensado como podemos observar en la figura, y la parte inferior donde este último se acumula. Representando por h_s y h_i los coeficientes de transmisión de calor individuales medios a que una y otra corresponden. Tendremos:

$$h_m = \frac{h_s}{\left(1 - \frac{h_i}{h_s}\right)^{2/3}} \quad (40)$$

Despreciamos h_i , ya que es de difícil estimación y muy inferior a h_s , y suponiendo que el ángulo es siempre $2/3$ ya que su determinación es muy compleja.

Utilizando el tratamiento que hasta ahora hemos ido viendo llegamos a que h_s tiene la expresión:

$$h_s = \left\{ \frac{1}{1 - g} \right\} \frac{g \cdot k_{liq}^3}{[D \cdot l (T_s - T_p)]^{1/4}}$$

$$= 0.84 \left\{ \frac{1}{1 - g} \right\} \frac{g \cdot k_{liq}^3}{[D \cdot l (T_s - T_p)]^{1/4}} \quad (41)$$

ya que es un parámetro función de g , cuyo valor para $g = 2/3$ es 0.84.

De las ecuaciones 40 y 41 llegamos a que:

$$h_m = 0.56 \left\{ \frac{1}{1 - g} \right\} \frac{g \cdot k_{liq}^3}{[D \cdot l (T_s - T_p)]^{1/4}} \quad (42)$$

Para velocidades de vapor elevadas el flujo bifásico llega a ser ondulante y compartimentado primero y finalmente anular.

En el primer caso, para tener en cuenta el rozamiento del vapor se modifica el factor numérico de la ecuación 42:

$$h_m = 0.31 \left(\frac{G \cdot D}{g} \right)^{0.12} \left\{ \frac{1}{1 - g} \right\} \frac{g \cdot k_{liq}^3}{[D \cdot l (T_s - T_p)]^{1/4}} \quad (43)$$

Condensación en gotas.

Habitualmente la condensación se inicia con la formación de pequeñas gotas sobre la superficie del condensador que aumentan en número continuamente y crecen tanto por condensación directa sobre ellas como por coalescencia con las vecinas. Normalmente, de este modo, llega a formarse una película continua de condensado sobre la superficie del condensador.

Sin embargo en determinadas ocasiones, una vez que las gotas alcanzan cierto tamaño, en vez de coalescer para formar una película continua, se desprenden de la superficie produciéndose la denominada **condensación en gotas**.

Al crecer el caudal de condensación, si la coalescencia es más rápida que su desprendimiento de la superficie puede pasarse de un tipo a otro de condensación.

La condensación en forma de gotas del vapor de agua puede producirse sobre superficies metálicas muy pulidas y no oxidadas. Durante la condensación de este tipo, la secuencia de su formación, crecimiento y desprendimiento de la superficie es tan rápido, que continuamente gran parte de ésta permanece limpia, sin condensado, por lo que los coeficientes de transmisión de calor llegan a ser hasta diez veces mayores que los correspondientes a la condensación en forma de película en las mismas circunstancias. Estas ventajas de este tipo de condensación no se ha podido aprovechar por los siguientes motivos:

" El inevitable ensuciamiento de las superficies de los condensadores hace muy difícil mantener sus características de *no mojabilidad* por los condensados.

" El flujo de vapor sobre las superficies favorece la formación de películas continuas de condensado.

" Las presiones elevadas de los vapores dificultan su condensación en forma de gotas.

" La información sobre los coeficientes de transmisión de calor para este tipo de condensación es ambigua, debido a la aleatoriedad del fenómeno.

Transmisión de Calor Cambio de fase