



Transferencia de cantidad de movimiento, calor y materia

C. O. Bennett
J. E. Myers



Editorial Reverté, S. A.

Transferencia de cantidad de movimiento, calor y materia

C. O. BENNETT

*Professor of Chemical Engineering
University of Connecticut
Storrs*

J. E. MYERS

*Professor of Chemical and
Nuclear Engineering
University of California
Santa Barbara*



EDITORIAL
REVERTÉ

Barcelona · Bogotá · Buenos Aires · México

Título de la obra original:

Momentum, Heat, and Mass Transfer, Second Edition

Edición original en lengua inglesa publicada por:

McGraw-Hill Book Company, New York, U.S.A.

Copyright © McGraw-Hill, Inc.

Versión española por:

Dr. Joaquín Casal Fábrega

Departamento de Ingeniería Química de la
Universidad Politécnica de Barcelona

Revisada por:

Profesor Dr. Fidel Mato Vázquez

Catedrático de Química Técnica de la
Universidad de Valladolid

Edición en papel:

© Editorial Reverté, S. A., 1979

ISBN 978-84-291-7052-8

Edición e-book (PDF):

© Editorial Reverté, S. A., 2021

ISBN 978-84-291-9259-9

Propiedad de:

EDITORIAL REVERTÉ, S. A.

Loreto, 13-15, Local B

08029 Barcelona

Tel: (34) 93 419 33 36

e-mail: reverte@reverte.com

Internet: <http://www.reverte.com>

Reservados todos los derechos. La reproducción total o parcial de esta obra, por cualquier medio o procedimiento, comprendidos la reprografía y el tratamiento informático, y la distribución de ejemplares de ella mediante alquiler o préstamo públicos, queda rigurosamente prohibida sin la autorización escrita de los titulares del copyright, bajo las sanciones establecidas por las leyes.

Transferencia de cantidad de movimiento, calor y materia

Ebullición y condensación

La transferencia de calor que acompaña a un cambio de fase se caracteriza a menudo por sus elevadas velocidades. En sistemas en ebullición se han obtenido densidades de flujo calorífico de hasta 135 millones de kcal/(hr)(m²). Este mecanismo de transmisión de calor ha adquirido importancia en la tecnología de cohetes y en el diseño de reactores nucleares, donde se producen grandes cantidades de calor en pequeños espacios. Aunque las velocidades de condensación no han alcanzado una magnitud similar, se han registrado coeficientes de transmisión de calor para la condensación de hasta 98 000 kcal/(hr)(m²)(°C). Los coeficientes de condensación del equipo comercial normal son generalmente más elevados que en aquellos sistemas en los que no tiene lugar un cambio de fase.

EBULLICIÓN

Mecanismos

Entre los distintos mecanismos de transferencia de calor, la ebullición es quizás el más complejo. Por ejemplo, al templar metales muy calientes en líquidos, a menudo la velocidad de transferencia de calor aumenta al dismi-

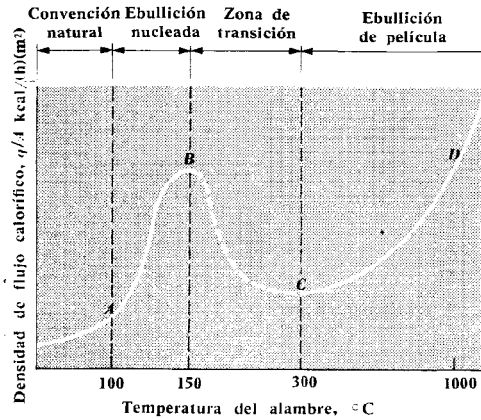


FIGURA 25-1

Regímenes de ebullición para agua a presión atmosférica.

nuir la diferencia de temperaturas entre el metal y el líquido. Algo parecido, conocido como fenómeno de *Leidenfrost*, se observa cuando gotas de líquido caen sobre una superficie muy caliente. Aunque las gotas rebotan vigorosamente sobre la superficie, pueden tardar varios segundos en evaporarse. Sin embargo, cuando las gotas caen sobre una superficie mucho más fría del mismo material, el rebote no tiene lugar. Por el contrario, las gotas mojan la superficie, se extienden, y se evaporan en un segundo o menos. La explicación del paradójico comportamiento en el temple y del fenómeno de Leidenfrost, se basa en el hecho de que la transferencia de calor por ebullición tiene lugar por medio de distintos mecanismos, siendo a menudo el mecanismo más importante en el establecimiento de la densidad de flujo de calor que la diferencia de temperaturas que constituye la fuerza impulsora.

Una primera investigación de estos mecanismos fue realizada por Nukiyama¹ en 1934, quien sumergió un alambre de platino en agua a 100°C , y lo calentó eléctricamente. La densidad de flujo calorífico desde el alambre se calculó a partir de la potencia suministrada, determinándose la temperatura del mismo a partir de la resistencia eléctrica. Sus resultados y los de investigadores posteriores tenían la forma mostrada en la Fig. 25-1.

¹ Shiro Nukiyama, Maximum and Minimum Values of Heat Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure, *J. Soc. Mech. Eng., Japan*, 37(206):367-374 (1934).

Nukiyama halló que al aumentar la temperatura del alambre por encima de 100°C , la velocidad de transmisión de calor aumentaba suavemente, hasta que a unos 150°C la temperatura del alambre subía repentinamente hasta aproximadamente 1000°C . Sin embargo, mayores aumentos de la potencia suministrada provocaban únicamente incrementos regulares en la temperatura del alambre. Una disminución en dicha potencia a partir de este punto hacía descender la temperatura del alambre, según pone de manifiesto la suave curva que baja de 1000 hasta 300°C , punto a partir del cual la temperatura descendía súbitamente hasta valores inferiores a 150°C . Por debajo de este punto, seguía la curva establecida previamente para el aumento de la densidad de flujo calorífico.

Nukiyama llegó a la conclusión de que existían al menos tres tipos de ebullición, habiendo comprobado en posteriores trabajos que su suposición era correcta. El primer mecanismo encontrado se conoce ahora como *ebullición nucleada*. A temperaturas de la superficie unos pocos grados por debajo de 100°C , se forman burbujas que ascienden en columnas desde distintos puntos de la superficie de calentamiento. Al aumentar la diferencia de temperaturas, aumenta el número de puntos de la superficie que producen burbujas, por lo que existen más columnas de las mismas eliminando calor desde la superficie. Si la diferencia de temperaturas llega a ser bastante elevada, la concentración de columnas de burbujas alcanza un máximo, indicado por el punto *B* de la Fig. 25-1, en el que el líquido ya no puede alcanzar la superficie de calefacción a la velocidad necesaria para formar la cantidad requerida de vapor. En este punto, el mecanismo cambia a lo que se conoce por *ebullición de película*, y la temperatura del alambre se eleva súbitamente (incluso aunque la densidad de flujo calorífico permanezca constante) hasta el valor correspondiente al punto *D*. El nombre de ebullición de película es apropiado porque la superficie calefactora está ahora en contacto únicamente con la fase vapor, que se encuentra formando una película entre el líquido y dicha superficie. La vaporización del líquido tiene lugar en la superficie de contacto líquido-vapor, provocando un aumento en el espesor de la película hasta que el vapor se separa de ésta en burbujas de forma irregular, desde puntos situados al azar. El alambre funde si el punto *D* se encuentra a una temperatura tan elevada, que sea superior al punto de fusión del metal. Nukiyama halló que esta fusión tenía lugar en los alambres de cobre, pero no en los de platino, cuyo punto de fusión es mucho más elevado.

La ebullición de película puede ser estable en puntos tanto por debajo como por encima de *D*. Sin embargo, si el flujo calorífico disminuye a partir

de *D*, la película se rompe en las proximidades del punto *C*. El mecanismo de la ebullición de nucleación se restablece entonces para la misma densidad de flujo calorífico, pero sobre el segmento de la curva comprendido entre *A* y *B*.

La zona de transición comprendida entre *B* y *C* no ha sido objeto de mucha atención. Debido a la dificultad de controlar la temperatura del alambre, los calentadores eléctricos son de poca utilidad para el trabajo experimental en esta región. En todos los calefactores la superficie está parcialmente cubierta de vapor en la zona de transición, pero el espesor del vapor varía mucho. Como resultado de la inestabilidad del funcionamiento en esta región, y debido a que un aumento en la fuerza impulsora provoca una disminución de la densidad del flujo calorífico, este mecanismo tiene poco interés actualmente en las operaciones industriales.

La parte de la curva situada a la izquierda del punto *A* en la Fig. 25-1, no representa una ebullición, sino calentamiento por convección natural. El fluido puede encontrarse a su temperatura de ebullición, pero si la superficie de calefacción está sólo unos pocos grados más caliente, no aparecen burbujas sobre ella. La porción de la curva cercana al punto *A* es una región en la que se han formado las primeras columnas de burbujas; el calor es distribuido entre los mecanismos de ebullición nucleada y convección natural.

Ebullición nucleada

Todavía no ha sido propuesto ningún mecanismo completamente satisfactorio para este tipo de ebullición. Los primeros trabajos experimentales fueron dedicados sobre todo a medir el rendimiento de la ebullición; los resultados se correlacionaron por medio de ecuaciones empíricas compuestas por grupos adimensionales. Sin embargo, las contradicciones en los resultados experimentales de los diversos investigadores han desacreditado a la mayoría de sus ecuaciones. Recientemente se han propuesto una serie de ecuaciones basadas en parte en conceptos mecanicistas, que se expondrán posteriormente. Muchos aspectos de la ebullición están aún por explicar, y las predicciones de coeficientes no referidas a datos experimentales pueden ocurrir fácilmente en errores del 100 por ciento.

Nucleación. Puede observarse en los laboratorios químicos que los líquidos situados en recipientes de vidrio a menudo no empiezan a hervir a la temperatura de saturación correspondiente a la presión atmosférica. En realidad,

puede obtenerse un sobrecalentamiento en exceso de 55°C si se toma la precaución de utilizar líquidos puros y recipientes de vidrio limpios. Sin embargo, este estado de sobresaturación puede acabarse rápidamente si se añaden impurezas al sistema, teniendo lugar una violenta ebullición de vapor.

Aunque el fenómeno del sobrecalentamiento se pone de manifiesto de una manera mucho más espectacular en el sistema inestable sin ebullición descrito en las líneas anteriores, ocurre también en todos los sistemas en ebullición. La temperatura de un líquido que hierve, medida a alguna distancia de la superficie calefactora, es a menudo hasta un grado más alta que la temperatura del vapor existente por encima del líquido; este vapor se encuentra a la temperatura de saturación. Junto a la superficie calentada el sobrecalentamiento del líquido puede ser de hasta 15 ó 28°C. Esta zona es extremadamente delgada; la mayor parte de la caída de temperatura tiene lugar normalmente a menos de 1 mm del calefactor.

La explicación de la presencia del sobrecalentamiento en los sistemas en ebullición consiste en que las temperaturas y presiones de saturación utilizadas normalmente por los ingenieros (por ejemplo, las que se encuentran en las tablas del vapor de agua) son válidas para el equilibrio en una superficie de contacto plana entre vapor y líquido. Sin embargo, si se realiza un balance de fuerzas en el ecuador de una burbuja de vapor esférico, de radio r , la presión interna p_g excede a la presión del líquido circundante p_l en una cantidad igual al efecto de la fuerza de superficie, que tiende a contraer a la burbuja. Así, escribimos

$$p_g (\pi r^2) = p_l (\pi r^2) + 2\pi r \sigma \quad (25-1)$$

de donde resulta

$$p_g - p_l = \frac{2\sigma}{r} \quad (25-2)$$

Para conseguir el exceso de presión $p_g - p_l$, que puede ser muy alto en burbujas pequeñas, el líquido que forma el núcleo de vapor debe estar a una temperatura mucho más elevada que la temperatura de saturación para la superficie plana. Si existen núcleos con un gran radio de curvatura, el exceso de presión necesario será menor y la ebullición empezará a un sobrecalentamiento más bajo. Un líquido perfectamente puro en contacto con una superficie plana calentada, en teoría requeriría una cantidad infinita de sobrecalentamiento. Un líquido, sin embargo, no es un medio continuo, y un grupo de moléculas podría servir de núcleo. Además, las condiciones de pureza y lla-

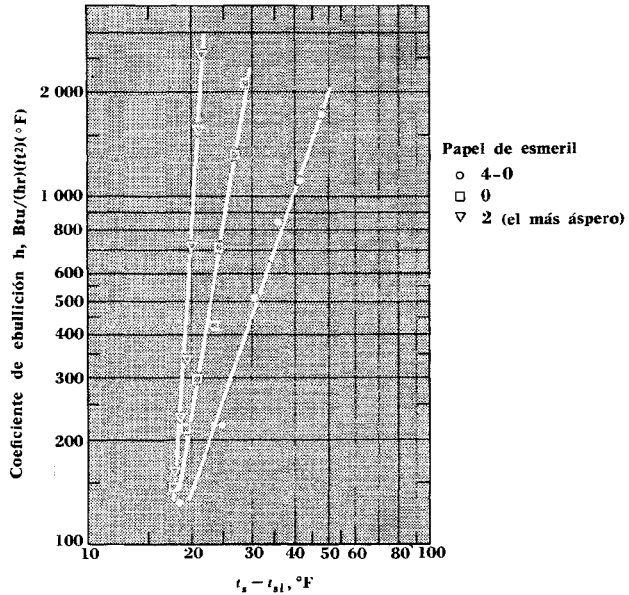


FIGURA 25-2

Coeficientes de transmisión de calor para *n*-hexano en ebullición sobre una lámina plana pulimentada con papel de esmeril de tres números distintos. [Tomada de H. Kurihara, *AIChE J.*, 6(1):83 (1960).]

nura perfectas no pueden obtenerse, por lo que los sobrecalentamientos más elevados registrados son del orden de 55 a 110°C. El efecto de las impurezas sólidas en la prevención de la ebullición súbita puede explicarse partiendo del gran radio de curvatura que probablemente proporcionan. Sin embargo, es probable que la ebullición no requiera la presencia de materia extraña, sino que pueda iniciarse sobre la superficie de calefacción. Numerosos experimentos han demostrado que las superficies metálicas pulimentadas con papel de lija tienen coeficientes de transmisión de calor superiores cuando se utiliza un papel basto que cuando se utiliza papel fino. En la Fig. 25-2 se muestran algunos resultados como ejemplo.

Una de las formas por las que se supone que las condiciones de la superficie afectan a la ebullición, es mediante el vapor atrapado en las cavidades de la superficie antes de que empiece dicha ebullición. Estas cavidades pueden contener aire cuando ésta empieza, pero al cabo de un corto tiempo todo el aire se ha eliminado y quedan únicamente moléculas de la sustancia que está

hirviendo. Si los huecos tienen el fondo redondeado, el líquido los llenará completamente cuando cese la ebullición, y no constituirán ya fuentes de burbujas cuando ésta continúe. Sin embargo, si los huecos tienen el fondo angular, y el sistema líquido-vapor tiene un ángulo de contacto suficientemente elevado, el líquido no los llenará completamente cuando cese la ebullición. La superficie de contacto líquido-vapor sufrirá un pandeo hacia el interior del hueco, pero en este caso las fuerzas de superficie actúan con la presión en el espacio del vapor para contrarrestar la presión del líquido. Éste avanza únicamente hasta que el radio de curvatura de la superficie de contacto, que ahora es negativo, es lo bastante pequeño para que $p_v - 2\sigma/r$ sea igual a p_l , manteniéndose una bolsa estable de gas. Calentando de nuevo, este punto vuelve a emitir burbujas.

Los experimentos han demostrado que el coeficiente de transmisión de calor es proporcional a una potencia de la concentración de los puntos productores de burbujas, que varía entre 0,25 y 0,46, aunque no se conocen las bases teóricas de esta correlación. El número de estos puntos en una superficie calefactora aumenta con el sobrecalentamiento, pero se conoce muy poco sobre esta relación aparte de que dependa probablemente de la rugosidad de la superficie y de las propiedades físicas del fluido que hierve. Puede que la predicción precisa de los coeficientes de ebullición sea posible cuando se conozcan estos dos mecanismos.

Comportamiento de las burbujas. La formación, crecimiento y liberación de las burbujas es una secuencia extremadamente rápida de sucesos. Los estudios fotográficos han demostrado que una secuencia típica¹ en un punto de nucleación implica un tiempo de crecimiento para la burbuja de quizá 0,01 seg; una vez ha partido la burbuja del hueco, transcurre un tiempo de 0,01 a 0,06 seg hasta que una nueva burbuja aparece y repite el ciclo de crecimiento. Además existe la complicación de que la producción activa de burbujas desde un punto puede continuar durante un largo período de tiempo o puede acabar después de la liberación de unas cuantas burbujas. Este comportamiento irregular podría ser debido a fluctuaciones de la temperatura de la superficie en la que tiene lugar la ebullición. Como ya se indicó anteriormente, esta superficie debe ser primero sobrecalentada con respecto a la temperatura de saturación del líquido, para que tenga lugar cualquier ebullición. Estudios recientes² han

¹ J. B. Roll, *AICh EJ.*, 10:530 (1964).

² T. Raad, *AICHE J.*, 17:1260 (1971).

puesto de relieve que en todos los puntos de la superficie de calefacción están teniendo lugar constantemente amplias fluctuaciones de temperatura. Por tanto, cuando los investigadores, al describir sus experimentos, especifican una "temperatura de superficie", se refieren a algún tipo de temperatura media, que tiene sentido únicamente en función de la forma en que se ha medido.

El concepto de temperatura fluctuante de superficie es consistente con el mecanismo de ebullición propuesto por Moore y Mesler¹, quienes hallaron que la temperatura de superficie por debajo de un punto generador de burbujas era inferior a las temperaturas de superficie adyacentes. Sugirieron que la vaporización de una delgada capa de líquido (una "microcapa") entre la burbuja en crecimiento y la superficie calefactora provocaba la eliminación de calor desde la superficie, disminuyendo así en aquel punto la temperatura de dicha superficie. Es de suponer que este mecanismo está complementado por la vaporización de líquido en el interior de la burbuja procedente de otras partes de la superficie de contacto vapor-líquido.

Correlaciones de coeficientes de transmisión de calor para la ebullición nucleada. Las correlaciones de Rohsenow² y de Forster y Zuber³ han tenido algunos buenos resultados en la predicción de coeficientes de ebullición. Ambas tienen una cierta base teórica, pero al final recurren a una combinación de grupos adimensionales sin ofrecer ninguna explicación mecanicista. Ambas ecuaciones tienen la forma

$$\text{Nu} = a \text{Re}^b \text{Pr}^c \quad (25-3)$$

La velocidad característica utilizada por Rohsenow en Re es fnV_b , donde f es la frecuencia de formación de burbujas en un punto (burbujas por segundo), n es el número de puntos activos por unidad de área, y V_b es el volumen de una burbuja. Como puede verse, el producto fnV_b tiene unidades de velocidad. La correlación de Forster y Zuber, por otra parte, utiliza la velocidad radial de la superficie de contacto de la burbuja en crecimiento. Estos investigadores hallaron que el producto de la velocidad radial por el radio de la burbuja es independiente del tiempo; por tanto, el número de Reynolds, que contiene este producto, es también independiente del tiempo y puede calcularse a partir de las propiedades del sistema.

¹ F. D. Moore y R. B. Mesler, *AIChE J.*, 7:620 (1961).

² W. M. Rohsenow, *Trans. Am. Soc. Mech. Eng.*, 74:969 (1952).

³ H. K. Forster y N. Zuber, *AIChE J.*, 1:531 (1955).

Aunque parece que las dos ecuaciones discutidas en las líneas anteriores tienen unas bases más firmes que todas las correlaciones completamente empíricas que las precedieron, no constituyen métodos totalmente fidedignos para predecir coeficientes de ebullición. Una dificultad consiste en que no se conocen los efectos de ninguna de las variables individuales. En la ebullición desde alambres eléctricamente calentados, parece que el diámetro del alambre es una variable. En la ebullición desde tubos horizontales, el coeficiente medio de ebullición varía con el tamaño del tubo, mientras que el coeficiente local de ebullición puede variar hasta un 100 por cien desde el fondo hasta la parte superior del tubo, como muestra la Fig. 25-3.

El efecto de la tensión superficial sobre los coeficientes de ebullición es desconocido. Westwater,¹ en un compendio muy completo del estado de los conocimientos sobre ebullición, pone de manifiesto que si el efecto de la tensión superficial sobre el coeficiente de ebullición estuviera representado por la ecuación.

$$h = \text{const } \sigma^n \quad (25-4)$$

los valores previstos por distintos investigadores, a partir de datos experimentales, para el exponente n oscilarían entre $-2,5$ y $1,275$.

El efecto de grado de sobrecalentamiento sobre el coeficiente de ebullición es variable. Muchas superficies comerciales proporcionan datos que pueden ser aproximadamente representados por la ecuación²

$$h = \text{const } (\Delta t)^{2,5} \quad (25-5)$$

Sin embargo, para tubos de cobre se han registrado valores tan bajos como 1,4, mientras que las superficies planas pulimentadas con papel de lija grueso pueden dar valores de hasta 25.

La conclusión que debe sacarse de los conocimientos actuales sobre la ebullición nucleada es que, aunque tenemos una cierta comprensión de la ebullición, no estamos capacitados para predecir valores fidedignos de los coeficientes de transmisión de calor por ebullición en el momento actual. En estas circunstancias, el ingeniero no tiene otra alternativa que buscar datos experimentales.

¹ J. W. Westwater, "Advances in Chemical Engineering", vol. 1, Cap. 1, Academic Press, Inc., New York, 1956.

² La diferencia de temperaturas que constituye la fuerza impulsora, es definida por algunos autores como la temperatura de la superficie calefactora menos la temperatura media de líquido. Otros utilizan la temperatura de la superficie calefactora menos la temperatura de saturación del líquido. Esta última definición da valores ligeramente mayores de Δt que la primera, y parece ser de uso más general.

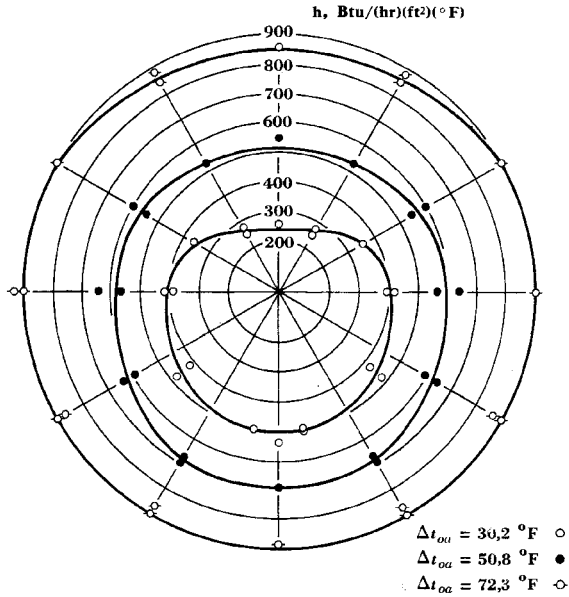


FIGURA 25-3

Coefficiente de ebullición para metanol alrededor de un tubo horizontal de cobre de $1\frac{1}{4}$ in; Δt_{oa} = valor medio de la diferencia global de temperaturas que constituye la fuerza impulsora. [Tomada de R. Lance, *AIChE J.*, 4:75 (1958).]

Densidad de flujo de calor máxima

Al aumentar el sobrecalentamiento de un líquido en ebullición, aumenta la concentración de centros activos sobre la superficie de calefacción, así como la densidad de flujo calorífico. La velocidad másica del vapor que se eleva desde la superficie debe ser igual, en estado estacionario, a la del líquido que llega a la superficie. Al aumentar la velocidad de ebullición, la velocidad de llegada de líquido debe aumentar; como el área disponible para el flujo de líquido disminuye al aumentar el número de columnas de burbujas, la velocidad del líquido debe aumentar de forma muy pronunciada. Se alcanzan unas condiciones límite debido a que el rozamiento que cada fase ejerce sobre la otra impide un aumento indefinido de la velocidad. En estas condiciones límite, el flujo de líquido hacia la superficie calentada no puede aumentar, y ésta pasa a estar cubierta en gran parte por el vapor. Si el suministro de calor a la superficie se mantiene constante (por ejemplo con calefacción eléctrica), la

temperatura de la misma aumentará rápidamente a un valor mucho más elevado, en el que se transmitirá calor al fluido mediante el mecanismo de ebullición de película. Si el suministro de calor es variable y la temperatura de la superficie aumenta lentamente (como en el caso de ebullición sobre tubos de calefacción por vapor), el mecanismo de ebullición entra en la zona de transición entre la ebullición nucleada y la de película.

La densidad de flujo calorífico máxima para la que tiene lugar la ebullición nucleada es de considerable importancia en operaciones industriales. La ebullición de película tiene pocas ventajas; el sobrecalentamiento al que tiene lugar la densidad de flujo máxima en la ebullición nucleada se toma normalmente como una condición limitadora de funcionamiento.

Ebullición de película

Este tipo de ebullición tiene lugar cuando el sobrecalentamiento es lo bastante elevado para mantener la superficie calefactora completamente recubierta de vapor. El calor se transmite a través de la película gaseosa por conducción, convección y radiación. Con la ebullición de película a altas temperaturas de superficie se obtienen a menudo elevadas densidades de flujo de calor, debido a la contribución de la radiación. Además, también se obtienen densidades de flujo de calor elevadas si el vapor de la película es turbulento, como por ejemplo en la ebullición de película desde una larga superficie vertical.

La ebullición de película es importante en la tecnología de cohetes, cuando se utilizan gases licuados como hidrógeno y oxígeno para refrigeración. En estos sistemas tienen lugar sobrecalentamientos extremadamente altos, haciendo que el calor se transfiera por ebullición de película. Bromley¹ ha proporcionado una correlación para la predicción de coeficientes de transmisión de calor por este mecanismo.

CONDENSACIÓN

Mecanismos

La transferencia de calor por condensación de vapores sobre una superficie fría es un proceso industrial común. La condensación tiene lugar normalmente

¹ L. A. Bromley, *Chem. Eng. Progr.*, **46**:221 (1950).

sobre las superficies exteriores de los tubos en un cambiador de calor de carcasa y tubos, y en la mayoría de condensadores el líquido del interior de los tubos es agua.

El vapor que condensa puede consistir en una sustancia única, como en el caso de vapor de agua que condensa en una planta de energía, o puede ser una mezcla de sustancias. En este caso, algunas de estas sustancias pueden ser condensables y otras no, como en la condensación de humedad del aire en un deshumidificador. Finalmente, la mezcla puede consistir en sustancias que sean todas condensables a la temperatura de la superficie fría, como en el caso del vapor de una columna de destilación. En este capítulo consideraremos ante todo el problema de la condensación de una sustancia pura.

El equilibrio vapor-líquido está influenciado por la presión y por la temperatura, por lo que en un sistema en condensación es una variable importante. Como en los grandes condensadores el líquido refrigerante es normalmente agua a temperatura cercana a la atmosférica, la temperatura aproximada de la superficie del condensador se fija normalmente dentro de una zona bastante estrecha. La condensación de los vapores se consigue luego mediante la elección de una presión de funcionamiento adecuada. Ésta es la forma por la que se determina dicha presión por muchas separaciones industriales.

La condensación sobre superficies sólidas tiene lugar por dos mecanismos. Uno se conoce por condensación en *película*. Si el condensado moja fácilmente la superficie, se forma una película de líquido sobre la que se realiza la subsiguiente condensación. El calor latente de condensación se transfiere a través de la película del líquido hasta la superficie. Cuando un vapor constituido por un solo componente condensa de esta forma, casi toda la resistencia a la transferencia de calor desde el vapor a la superficie se encuentra en la película de líquido. El segundo tipo de condensación, conocido como condensación en *gotas*, tiene lugar cuando el líquido moja la superficie de una manera parcial, de manera que el condensado se aglutina formando gotas discontinuas adheridas a la superficie. Estas gotas crecen gracias a la posterior condensación sobre su superficie, uniéndose a las gotas adyacentes. Si la superficie sólida no es horizontal, las gotas crecen hasta tener un tamaño suficiente para hacerlas descender a lo largo de la misma, desprendiéndose al llegar al punto más bajo. Al fluir hacia abajo, las gotas barren su recorrido, por lo que una porción importante de la superficie está siempre libre de condensado. Esta superficie no mojada no ofrece resistencia a la transferencia de calor, y ésta es la razón por la que los coeficientes para la condensación en gotas alcanzan valores extre-

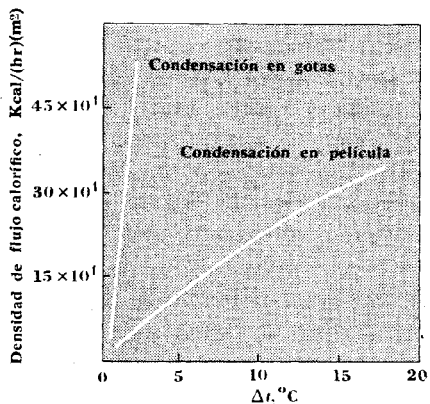


FIGURA 25-4

Comparación de la condensación en gotas y en película sobre una superficie vertical. [Tomada de D. W. Tanner, C. J. Potter, D. Pope y D. West, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 8:419(1965).]

madamente elevados. McAdams¹ registra valores de h_m medidos por distintos investigadores, comprendidos entre 19 500 y 370 000 kcal/(hr)(m²)(°C). Desgraciadamente, parece que la condensación en gotas es posible únicamente cuando la superficie está cubierta por un “promotor”, por ejemplo bencil-mercapano, que evita que se moje la superficie.

En la Fig. 25-4 se muestra una comparación de las curvas de operación, determinadas experimentalmente, para la condensación en gotas y en película. La curva de la condensación en gotas y en película. La curva de la condensación en película se obtuvo con vapor condensando sobre una superficie pulimentada, de 3/4 in, de cobre. Los resultados para la condensación en gotas se obtuvieron utilizando la misma superficie recubierta con una cera constituida por una mezcla de ácidos grasos de cadena larga e hidrocarburos parafínicos.

Los condensadores tratados con los distintos promotores presentan condensación en gotas normalmente sólo durante un corto espacio de tiempo, ya que el promotor se elimina. Por esta razón, los condensadores industriales se diseñan basándose en la suposición de que únicamente tiene lugar la condensación en película, y en el resto de este capítulo solamente tendremos en cuenta este mecanismo.

¹ W. H. McAdams, “Heat Transmission”, 3.^a ed., Cap. 13, McGraw-Hill Book Company, New York, 1954.

El coeficiente local de transmisión de calor por condensación varía normalmente con la posición; varía sobre la longitud de un tubo vertical y alrededor del perímetro de un tubo horizontal. En el próximo apartado deduciremos un coeficiente de condensación medio con una diferencia de temperaturas constante. Esta diferencia de temperaturas, como ya se mencionó en el Cap. 21, sirve en parte para definir el coeficiente de transmisión de calor. En la condensación, se toma la temperatura en la superficie de contacto vapor-líquido menos la temperatura en la superficie de contacto líquido-sólido. Si el vapor es una sustancia pura, su temperatura de saturación será la temperatura de la superficie de contacto vapor-líquido. Si el vapor es recalentado o es una mezcla, esto no se cumplirá. Sin embargo, la diferencia entre la temperatura de la superficie de contacto vapor-líquido y la de la líquido-sólido, es la fuerza impulsora utilizada para definir los coeficientes de condensación.

Condensación sobre tubos verticales

En 1916, Nusselt¹ presentó relaciones teóricas para el coeficiente medio de transmisión de calor, para un vapor puro saturado condensado sobre tubos verticales y horizontales. En ambos casos se suponía que el flujo de líquido era enteramente viscoso, que existía un rozamiento despreciable en la superficie de contacto vapor-líquido, y que la contribución de las fuerzas de inercia al flujo descendente del líquido era despreciable. Se ha demostrado posteriormente que las dos últimas suposiciones son válidas normalmente, pero que en muchas situaciones el flujo del líquido es turbulento. Esto suele suceder en la condensación sobre un tubo largo vertical. Cerca del extremo superior del tubo el flujo es laminar, pero cuando la película de condensado alcanza un cierto espesor, el flujo se convierte en turbulento y la ecuación de Nusselt ya no es aplicable. El criterio para la transición entre los dos tipos de flujo es el valor del número de Reynolds Re_L . Para una película de espesor x_e que fluye hacia abajo por un tubo vertical de diámetro D , con una velocidad media u_b , el radio hidráulico resulta ser, según su acostumbrada definición, sencillamente x_e . Así, a una distancia cualquiera L del extremo superior del tubo, donde el espesor de la película sea x_e , tendremos

$$Re_L = \frac{4x_e u_b \rho}{\mu} \quad (25-6)$$

¹ W. Nusselt, *Z. dtsh. Ing.*, 60:541, 569 (1916).

El caudal másico es $x_c u_b \rho \pi D$, y el flujo de masa por unidad del tubo es $x_c u_b \rho$. Esta magnitud se representa por Γ y aumenta desde un valor de cero en el extremo superior del tubo hasta un máximo en el inferior. Utilizándola en el número de Reynolds, obtenemos

$$\text{Re}_L = \frac{4\Gamma}{\mu} \quad (25-7)$$

El flujo laminar tiene lugar cuando el número de Reynolds es menor que 2000, y el flujo turbulento cuando es mayor. Por tanto, esto es una limitación a la validez de la ecuación de Nusselt.

El diámetro del tubo es normalmente mayor que el espesor de la película, por lo que el sistema cilíndrico puede representarse aproximadamente por uno de coordenadas rectangulares. El origen está situado en la parte superior del tubo, con el eje x dirigido hacia el exterior, normal a la superficie del tubo, y el eje y dirigido hacia abajo.

La siguiente ecuación de Navier-Stokes es la base del análisis hidrodinámico, que, como es habitual, precede al análisis de transferencia de calor.

$$u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial \theta} = g_c Y - \frac{g_c}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \right) \quad (9-53)$$

El primer miembro de esta ecuación es cero, puesto que el flujo es estacionario, y u_x , u_z y $\partial u_y / \partial \theta$ se supone que son iguales a cero. En el segundo miembro, $\partial p / \partial y$ es cero, y la variación de u_y en las direcciones y y z se desprecia, de forma que la Ec. (9-53) se convierte en

$$\frac{d^2 u_y}{dx^2} = \frac{-g_c Y}{\nu} \quad (25-8)$$

La fuerza de campo Y se reduce a g/g_c , por ser el eje y vertical, adquiriendo la Ec. (25-8) la forma

$$\frac{d^2 u_y}{dx^2} = \frac{-g}{\nu} \quad (25-9)$$

Esta ecuación se integra dos veces para dar

$$u_y = \frac{-gx^2}{2\nu} + C_1 x + C_2 \quad (25-10)$$

Las dos constantes arbitrarias, se hallan por aplicación de las dos condiciones de contorno: $u_y = 0$ en $x = 0$, y $du_y/dx = 0$ en la superficie de contacto vapor-líquido, donde $x = x_e$. Esta última condición es cierta si el rozamiento en dicha superficie de contacto es despreciable. Utilizando estos valores se obtiene

$$u_y = \frac{g}{\nu} \left(x_e x - \frac{x^2}{2} \right) \quad (25-11)$$

La velocidad másica puede hallarse integrando sobre el espesor de la película. Despreciando el cambio del perímetro al aumentar x , obtenemos

$$w = \int_0^{x_e} \frac{g}{\nu} \left(x_e x - \frac{x^2}{2} \right) \rho \pi D dx = \frac{\rho \pi D g x_e^3}{\nu 3} \quad (25-12)$$

De esta expresión vemos que la velocidad de masa por unidad de perímetro del tubo, que designamos anteriormente por Γ , es

$$\Gamma = \frac{\rho g x_e^3}{3\nu} \quad (25-13)$$

Para hallar el coeficiente medio de transmisión de calor, se realiza un balance de calor para una longitud diferencial de tubo dy situada a una distancia y del extremo superior del mismo. La velocidad de flujo calorífico es

$$dq = h \pi D dy (t_{sv} - t_s) \quad (25-14)$$

Se supone que el gradiente de temperatura en la dirección y es despreciable, de manera que todo el calor de condensación cedido en la superficie de contacto vapor-líquido es conducido horizontalmente a la superficie del tubo. Si la película tiene un espesor x_e , podemos escribir

$$dq = k \pi D dy \frac{t_{sv} - t_s}{x_e} \quad (25-15)$$

Combinando las Ecs. (25-14) y (25-15), obtenemos

$$h = \frac{k}{x_e} \quad (25-16)$$

Por definición, el coeficiente local de transmisión de calor es

$$\begin{aligned} h &= \frac{dq}{dA(t_{sv} - t_s)} \\ &= \frac{\lambda dw}{dA(t_{sv} - t_s)} \end{aligned} \quad (25-17)$$

donde dw = velocidad de condensación, kg/hr, en la longitud diferencial, y λ = calor latente de vaporización. Sin embargo, la velocidad local de condensación también puede escribirse como

$$\frac{dw}{dA} = \frac{dw}{\pi D dy} = \frac{d\Gamma}{dy} \quad (25-18)$$

La combinación de las Ecs. (25-16) a (25-18) conduce a

$$h = \frac{k}{x_e} = \frac{\lambda}{t_{sv} - t_s} \frac{d\Gamma}{dy} \quad (25-19)$$

o

$$t_{sv} - t_s = \frac{x_e \lambda}{k} \frac{d\Gamma}{dy} \quad (25-20)$$

Para toda la longitud L del tubo, sobre la que existe flujo laminar, escribimos

$$q = h_m A (t_{sv} - t_s) = \lambda w_L \quad (25-21)$$

Separando en el primer miembro de esta ecuación la diferencia de temperaturas,

$$t_{sv} - t_s = \frac{\lambda w_L}{h_m A} = \frac{\lambda \Gamma_L}{h_m L} \quad (25-22)$$

Esta diferencia se sustituye en la Ec. (25-20), y se reordena para dar

$$dy = \frac{x_e h_m L}{k \Gamma_L} d\Gamma \quad (25-23)$$

De la Ec. (25-13), el espesor de la película es

$$x_e = \left(\frac{3\nu\Gamma}{\rho g} \right)^{1/3} \quad (25-24)$$

Este resultado es sustituido en la Ec. (25-23):

$$dy = \frac{h_m L}{k \Gamma_L} \left(\frac{3\nu}{\rho g} \right)^{1/3} \Gamma^{1/3} d\Gamma \quad (25-25)$$

Esta ecuación se integra desde $y = 0$ hasta $y = L$, y desde $\Gamma = 0$ hasta $\Gamma = \Gamma_L$, reordenándose para dar el coeficiente medio de transferencia de calor para toda la región laminar

$$\begin{aligned} h_m &= \frac{4}{3} k \left(\frac{\rho g}{3\nu\Gamma_L} \right)^{1/3} \\ &= 0,925 \left(\frac{k^3 \rho g}{\nu\Gamma_L} \right)^{1/3} \end{aligned} \quad (25-26)$$

Si se reordena la Ec. (25-22), la magnitud Γ_L puede expresarse como

$$\Gamma_L = \frac{h_m L (t_{sv} - t_s)}{\lambda} \quad (25-27)$$

Sustituyendo la Ec. (25-27) en la Ec. (25-26), obtenemos

$$h_m = 0,925 \left[\frac{k^3 \rho g \lambda}{\nu h_m L (t_{sv} - t_s)} \right]^{1/3} \quad (25-28)$$

El coeficiente medio de transmisión de calor puede obtenerse fácilmente elevando al cubo los dos miembros de la Ec. (25-28), y extrayendo la raíz cuarta para despejar h_m

$$h_m = 0,942 \left[\frac{k^3 \rho g \lambda}{\nu L (t_{sv} - t_s)} \right]^{1/4} \quad (25-29)$$

El coeficiente medio puede expresarse también en función de \mathbf{Re}_L , según se define en la Ec. (25-7). Para conseguir esto, reordenamos la Ec. (25-26) para dar

$$\begin{aligned} h_m \left(\frac{\nu^2}{k^3 g} \right)^{1/3} &= 1,47 \left(\frac{4\Gamma_L}{\mu} \right)^{-1/3} \\ &= 1,47 (\mathbf{Re}_L)^{-1/3} \end{aligned} \quad (25-30)$$

donde \mathbf{Re}_L es el número de Reynolds en la parte inferior de la región de flujo laminar sobre el tubo.

La Ec. (25-29) muestra una dependencia de h_m con respecto a la caída de temperatura en la película de condensado. En el funcionamiento de un condensador el fluido frío que circula por el interior del tubo experimenta un aumento en su temperatura, por lo que la suposición de que $t_{sv} - t_s$ es constante no es válida. Sin embargo, la caída de temperatura y h_m están relacionados únicamente por la potencia 1/4, por lo que la variación de h_m suele ser pequeña.

Las propiedades físicas del condensado varían con la temperatura, pero la única que es afectada de forma importante es la viscosidad. Se ha demostrado que la viscosidad debería calcularse a una temperatura igual a la del vapor saturado menos $3/4(t_{sv} - t_s)$. Las otras propiedades pueden también utilizarse a esta temperatura. Una corrección de poca importancia puede también efectuarse en el calor latente λ , debida a que la densidad de flujo calorífico total es en realidad la suma del calor latente más el calor sensible cedido

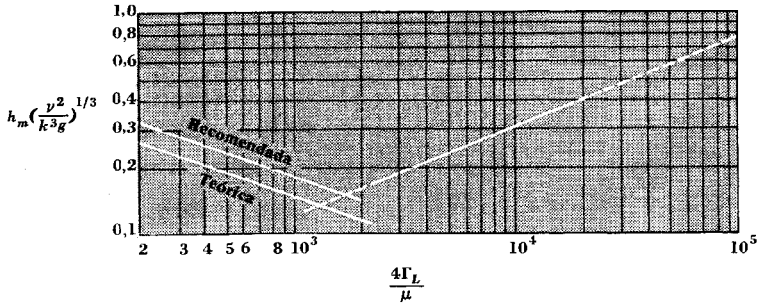


FIGURA 25-5

Coefficientes de condensación sobre un tubo vertical. (Tomada de W. H. McAdams, "Heat Transmission", 3.^a ed., p. 335, McGraw-Hill Book Company, New York, 1954.)

por el sobreenfriamiento del líquido en la película de condensado. Un procedimiento aceptado es el de multiplicar λ' por el factor $[1 + (0,4C_p(t_{sv} - t_s)/\lambda)]^2$ antes de utilizarlo en la Ec. (25-29).

La Ec. (25-29) ha sido comparada con datos experimentales, resultando ser generalmente demasiado conservadora. Se ha sugerido que esto es debido a que las ondas formadas en la superficie de la película de condensado proporcionan una cierta mezcla. Los valores experimentales de h_m son hasta un 50 por ciento mayores que los pronosticados por la Ec. (25-29). En consecuencia, el procedimiento recomendado es el de multiplicar los valores teóricos de h_m obtenidos mediante la Ec. (25-29) por un factor de 1,2. En la Fig. 25-5 se muestran las relaciones teóricas y las recomendadas.

Si el tubo es suficientemente largo, el espesor de la película aumenta y el flujo se convierte en turbulento. Para esta situación no se dispone de ninguna solución teórica. Sin embargo, el coeficiente medio ha sido medido experimentalmente en numerosas investigaciones. McAdams¹ recomienda la siguiente correlación empírica:

$$h_m \left(\frac{v^2}{k^3 g} \right)^{1/3} = 0,0077 \left(\frac{4\Gamma_L}{\mu} \right)^{0,4} \quad (25-31)$$

Esta relación, recomendada para valores del número de Reynolds mayores que 2000, se muestra en la Fig. 25-5, además de las curvas para flujo laminar.

¹ Loc. cit.

El coeficiente medio obtenido de la Ec. (25-31) es válido para todo el tubo, es decir, tanto para la zona laminar como para la turbulenta.

Condensación sobre tubos horizontales

El coeficiente local de transmisión de calor para un vapor que condensa sobre un tubo horizontal es función de la posición, al igual que para un tubo vertical. Sin embargo, para un tubo horizontal la variación tiene lugar alrededor de la periferia del tubo en vez de a lo largo del eje. El coeficiente más elevado corresponde al extremo superior del tubo, donde la película de condensado es más delgada, y el más bajo corresponde al extremo inferior.

La deducción de Nusselt para la condensación sobre un tubo horizontal es parecida a la de un tubo vertical, y no se verá aquí. Conduce a la siguiente ecuación del coeficiente medio de transmisión de calor:

$$h_m = 0,725 \left[\frac{k^3 \rho g \lambda}{v D (t_{sv} - t_s)} \right]^{1/4} \quad (25-32)$$

Esta expresión, similar a la Ec. (25-29) para el tubo vertical, puede reordenarse utilizando las sustituciones presentadas más abajo, para dar h_m en función de \mathbf{Re}_L .

$$h_m \left(\frac{v^2}{k^3 g} \right)^{1/3} = 1,20 (\mathbf{Re}_L)^{-1/3} \quad (25-33)$$

Al igual que antes, el número de Reynolds se expresa como

$$\mathbf{Re} = \frac{(4)(\text{radio hidráulico})(u_b \rho)}{\mu} \quad (25-34)$$

El radio hidráulico se halla por el procedimiento acostumbrado y es igual al espesor de la película x_e en un punto cualquiera. El producto $x_e u_b \rho$ es la velocidad másica de condensado por metro lineal de tubo para una cierta posición periférica sobre cada lado del tubo. La Ec. (25-34) puede escribirse como sigue:

$$\mathbf{Re} = \frac{4x_e u_b \rho}{\mu} \quad (25-35)$$

El número de Reynolds en la base del tubo, que escribiremos como \mathbf{Re}_L , es el que se utiliza para definir h_m en la Ec. (25-33). Puede escribirse en función de la velocidad másica total por metro de tubería,

$$\mathbf{Re}_L = \frac{4 \Gamma_L}{\mu} = \frac{2 \Gamma_L}{\mu} \quad (25-36)$$

donde Γ_L es la velocidad total de formación de condensado sobre el tubo por metro de longitud, y $\Gamma_L/2$, la velocidad para cada lado, es la velocidad de masa justo antes de que las corrientes de condensado se unan en el extremo inferior del tubo. La Ec. (25-36) define por tanto \mathbf{Re}_L en la forma utilizada para pasar de la Ec. (25-32) a la Ec. (25-33).

Si un cierto número de tubos horizontales están dispuestos en una fila vertical de manera que todo el condensado de cada tubo caiga sobre el tubo de abajo, los coeficientes medios de los tubos sucesivos disminuyen. La deducción que conduce a la Ec. (25-32) puede ampliarse teóricamente¹ para incluir el efecto de N tubos en una fila vertical, para dar un coeficiente medio de todo el haz de tubos,

$$(h_m)_N = 0,725 \left[\frac{k^3 \rho g \lambda}{v N D (t_{sv} - t_s)} \right]^{1/4} \quad (25-37)$$

Se ha comprobado que esta ecuación predice satisfactoriamente los coeficientes medios de haces de tubos, a condición de que la velocidad de flujo de masa de condensado sobre el tubo más bajo sea tal que $\mathbf{Re}_L < 2000$. Existirá siempre, claro está, un cierto grado de turbulencia sobre cada tubo situado por debajo del superior, debido al goteo de condensado desde el tubo de arriba. Esto tiene el efecto de aumentar $(h_m)_N$. Sobre un tubo horizontal aislado no es probable que la condensación tenga lugar a una velocidad suficiente para provocar flujo turbulento. Sin embargo, el flujo de calor sobre la película condensante puede causar ondas, con el resultado de que los coeficientes serán más elevados que los pronosticados por la Ec. (25-32).

Vapores sobrecalentados

Si el vapor que condensa posee un cierto sobrecalentamiento al entrar en el condensador, este recalentamiento debe ser eliminado, junto con el calor latente, por el fluido refrigerante que circula por el interior de los tubos. El mecanismo de la condensación se une a la eliminación del sobrecalentamiento, por lo que es de esperar que un análisis del proceso requerirá tener en cuenta ambas acciones. Sin embargo, se ha visto experimentalmente que la resistencia ofrecida por la eliminación del sobrecalentamiento es despreciable. Inclu-

¹ M. Jacob, "Heat Transfer", vol. 1, Cap. 30, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1949.

so con sobrecalentamiento, la temperatura del líquido en la superficie de contacto vapor-líquido es la temperatura de saturación, por lo que se utiliza el coeficiente normal de condensación con la fuerza impulsora $t_{s0} - t_s$, como en el caso de un vapor saturado. La resistencia extremadamente pequeña debida al sobrecalentamiento se comprenderá más fácilmente cuando hayamos visto la transferencia simultánea de calor y materia, en el Cap. 36.

Efecto de los gases no condensables

Este fenómeno es familiar en la forma de condensación de la humedad atmosférica para dar rocío. Tiene lugar también en los equipos industriales en donde entran en ebullición líquidos conteniendo aire disuelto, que son condensados después.

La condensación de un componente tendrá lugar únicamente si la presión parcial del mismo en el gas excede a su presión de vapor a la temperatura de la superficie fría. Si esta diferencia de presión parcial existe, los componentes condensables se difundirán a través de la fase gas hacia la superficie fría para condensar allí. Además del calor latente cedido por condensación en la superficie, se transferirá calor sensible, por conducción o convección, a la superficie de contacto desde la masa global de la fase gaseosa.

Esta situación, al igual que la condensación de un vapor recalentado, es un proceso doble. No obstante, en este caso el fenómeno de difusión no suele ser despreciable; en realidad, la velocidad de difusión puede ser tan baja que puede llegar a convertirse en el proceso controlante. El análisis de este proceso requiere la aplicación simultánea de ecuaciones de transferencia de calor y materia, y no se estudiará aquí.

En algunos procesos el gas contiene únicamente una pequeña porción de material condensable, y fluye a través del condensador continuamente. En otros, sin embargo, el gas que entra en el condensador es casi todo condensable. Estos condensadores totales deben estar equipados para poder purgar continua o periódicamente; de otra forma, los gases no condensables se acumularían y la capacidad del condensador disminuiría hasta cero.

Condensación de mezclas

Los condensadores que han de trabajar con mezclas pueden funcionar de diversas formas. Si todo el vapor que entra debe ser condensado, y existe la posibilidad de que se establezcan las condiciones de equilibrio, el conjunto de la fase de vapor del condensador en un instante cualquiera tendrá una

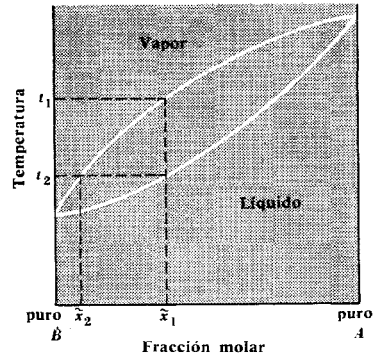


FIGURA 25-6

Diagrama de equilibrio vapor-líquido, ilustrando el equilibrio en la condensación de mezclas.

composición de equilibrio distinta a la del líquido. El líquido que sale debe tener necesariamente la misma composición que el vapor que entra, pero la masa global de la fase de vapor del condensador será más rica que cualquiera de estos dos en los componentes más volátiles. Esto se ilustra en la Fig. 25-6, que muestra el equilibrio líquido-vapor para un sistema binario de componentes A y B a presión constante. Un vapor saturado de composición x_1 entra en el condensador continuamente a la temperatura t_1 . El líquido que sale tiene la misma composición pero se supone que está a la temperatura de saturación del líquido t_2 . El conjunto del vapor en el interior del condensador se encuentra a la misma temperatura que el líquido t_2 , pero tiene una composición distinta x_2 .

La determinación de la carga calorífica de un condensador es bastante sencilla en estas condiciones. La temperatura de la superficie de contacto vapor-líquido es simplemente la temperatura de saturación t_2 del líquido a la presión del condensador. Las ecuaciones deducidas para la predicción de coeficientes de condensación para sustancias puras se utilizan con las propiedades físicas del líquido condensado. La diferencia de temperaturas es, como antes, la temperatura de la superficie de contacto vapor-líquido menos la temperatura de la superficie de contacto sólido-líquido.

Las suposiciones hechas en las líneas anteriores sobre el equilibrio entre el conjunto de la fase gaseosa y el líquido no siempre son válidas. Otra manera de analizar el problema sería suponer que la fase gaseosa del interior del condensador tiene la misma composición que el gas entrante. En estas con-

diciones, la temperatura de la superficie de contacto vapor-líquido y la composición de la superficie de contacto con el líquido se determinan por procedimientos de tanteo y son funciones de la temperatura de la superficie de contacto sólido-líquido.

PROBLEMAS

- 25-1 Un condensador de carcasa y tubos contiene cuatro filas de cuatro tubos de cobre cada uno, ordenados según un espaciado cuadrado. Los tubos son de $\frac{3}{4}$ in, n.º BWG 16, y su longitud es de 0,90 m. Por su interior fluye agua a una velocidad tal, que el coeficiente de transmisión de calor por convección para el agua es $h = 4900 \text{ kcal}/(\text{hr})(\text{m}^2)(^\circ\text{C})$. La temperatura del agua aumenta sólo ligeramente, y puede suponerse que se encuentra a una temperatura constante de 15°C . Por el lado de la carcasa condensa vapor de agua puro, saturado a la presión manométrica de $0,4 \text{ kg}/\text{cm}^2$. Determinése la capacidad del condensador en kcal/hr en estas condiciones cuando se encuentra (a) en posición vertical, y (b) en posición horizontal.
- 25-2 Un condensador contiene tubos de cobre horizontales, de $\frac{1}{2}$ in de diámetro exterior, a los que está unida una aleta en forma de espiral continua. Esta aleta tiene un diámetro global de $1\frac{1}{2}$ in, un espesor de 0,02 in, y un paso tal que da 16 veces la vuelta al tubo por cada pulgada de longitud del mismo. Calcúlese el coeficiente de condensación en el condensador, para el extremo superior del tubo, en $\text{Btu}/(\text{hr})(^\circ\text{F})(\text{ft}^2 \text{ de área total de condensación})$. Supóngase que la superficie metálica se encuentra a 140°F en todos sus puntos, y que el vapor condensante es vapor de agua saturado a 210°F . Puede considerarse que las aletas tienen una altura efectiva igual al área de la cara de una aleta dividida por el diámetro exterior de la aleta.
- 25-3 La condensación de un vapor sobrecalentado es un proceso conjunto de eliminación del sobrecalentamiento y condensación. Si no hay condensación, el proceso de eliminación del sobrecalentamiento tiene una resistencia a la transferencia de calor que puede ser 100 veces mayor que la ofrecida cuando existe condensación. Sin embargo, cuando se combinan la eliminación del sobrecalentamiento y la condensación, la resistencia del primero de estos fenómenos es despreciable comparada con la resistencia de condensación. Explíquese esta paradoja.
- 25-4 Si las burbujas formadas en agua sobre una superficie concreta tienen un diámetro medio de 2μ , ¿cuál sería la temperatura aproximada del líquido hirviendo a la presión atmosférica? Tómese la tensión superficial igual a $58 \text{ dinas}/\text{cm}$.
- 25-5 Si el valor de h_m hallado en el Prob. 25-1a es de $4400 \text{ kcal}/(\text{hr})(\text{m}^2)(^\circ\text{C})$, ¿cuál sería el nuevo valor si la presión manométrica del vapor se cambiara a $1,4 \text{ kg}/\text{cm}^2$?