

Proyecto Fin de Carrera
Ingeniero Industrial

Estudio y diseño numérico de un evaporador de doble tubo con flujo bifásico utilizando mapas de flujo.

MEMORIA

Autor: Carlos Andrés Ribas
Director: Lluís Albert Bonals Muntada
Convocatoria: Enero 2004 (Plan 94)



Escola Tècnica Superior
d'Enginyeria Industrial de Barcelona



Resumen

El presente proyecto se centra en la simulación numérica de un intercambiador de doble tubo equicorriente que evapora agua con el fin de recuperar el calor residual de una instalación que utiliza gas-oil como combustible.

El fenómeno de la ebullición es uno de los procesos de transferencia de calor con cambio de fase más complejo. Normalmente para su estudio se realizan una serie de hipótesis que facilitan la labor, como pueda ser suponer el flujo de calor aportado constante o temperatura de pared constante, las cuales este proyecto evita realizar.

La ebullición en flujo implica además la circulación de una mezcla bifásica de composición no constante, ya que el líquido se evapora continuamente. Primeramente se presentan las ecuaciones gobernantes para el flujo bifásico. A continuación, con el objetivo de un correcto análisis del proceso de transferencia de calor, se efectúa un estudio detallado de los diferentes regímenes de flujo y su transición, a través del desarrollo de un mapa de flujo (flow-pattern).

En la región de flujo bifásico es necesario determinar el coeficiente de convección para un óptimo diseño del intercambiador. Más adelante se muestran algunas ecuaciones de coeficientes promedios, desarrolladas experimentalmente por sus autores, y se propone un modelo actual para la obtención de un coeficiente basado en el mapa de flujo.

De este modo se desarrolla un programa basado en la discretización del sistema, con la finalidad de abordar una simulación térmica de todo el cambiador y desarrollar un algoritmo que controle en cada punto de la geometría el estado del fluido a evaporar. El conocimiento de dicho estado gracias al diseño del mapa de flujo, la correcta aplicación de un coeficiente que se adapte al correspondiente régimen y el hecho de prescindir de hipótesis determinantes, establecen que la simulación realizada se adecue lo máximo a la realidad del proceso.





Sumario

RESUMEN	1
SUMARIO	3
1. GLOSARIO	5
2. INTRODUCCIÓN	8
2.1. Origen del proyecto. Motivación	8
2.2. Objetivos y alcance.....	9
3. PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA	10
3.1. Evaporador de doble tubo.....	10
3.2. Diferenciación entre regiones. Discretización del tubo.....	10
3.3. Algoritmo numérico de resolución. Metodología a seguir	12
4. ANÁLISIS DEL FLUJO BIFÁSICO	14
4.1. Fenómeno de evaporación	14
4.2. Análisis matemático	14
4.2.1. Ecuaciones gobernantes.....	14
4.3. Los modelos básicos.....	17
4.3.1. Notación.....	17
4.3.2. Las ecuaciones básicas para flujo bifásico.....	19
4.3.3. El modelo de flujo homogéneo.....	23
4.3.4. El modelo de flujo separado.....	26
5. MAPAS DE RÉGIMEN DE FLUJO.	27
5.1. Introducción.....	27
5.2. Clasificación de los regímenes de flujo.....	27
5.3. Algunos regímenes de flujo.	28
5.4. Evolución de los mapas de flujo.	31
5.5. Modelos usados.....	33
5.5.1. El modelo de flujo unificado.	34
5.5.2. El modelo KATTAN-THOME-FAVRAT.....	42
6. COEFICIENTES DE CONVECCIÓN.	49
6.1. Introducción.....	49
6.2. Algunos modelos para la determinación del coeficiente local.....	51
6.2.1. Método de Shah	51



6.2.2.	Método de Klimenko	52
6.2.3.	Método de Chen.....	54
6.3.	Desarrollo de un modelo actual de coeficiente basado en el mapa de flujo KTF.....	56
7.	APLICACIÓN A LA SIMULACIÓN	62
7.1.	Análisis de los volúmenes control.....	63
7.2.	Condiciones de frontera.....	66
7.2.1.	Fronteras entre regímenes de flujo.....	66
7.2.2.	Última frontera	67
7.2.3.	Diagrama del programa evapora	68
7.2.4.	Pérdidas de presión	69
8.	PRESUPUESTO	71
8.1.	Presupuesto inicial.....	71
8.2.	Ahorro.....	72
8.3.	Cálculo de la inversión	72
9.	RESULTADOS	74
9.1.	Mapas de régimen de flujo	74
9.2.	Coeficientes de convección	76
9.3.	Temperaturas.....	77
9.4.	Resultados del programa evapora	79
	CONCLUSIONES	81
	BIBLIOGRAFÍA	82
	Referencias bibliográficas	82
	Bibliografía complementaria	82
	ANEXO A: MANUAL DE EMPLEO DEL PROGRAMA “EVAPORA”	85
A.1.	Arranque del programa	85
A.2.	Confirmación de datos	86
A.3.	Pantalla de resultados.....	87
A.3.	Programa evapora	89
A.3.1	Algoritmo del programa	89



1. Glosario

A	área [m ²]
A_t	área total [m ²]
\vec{B}	fuerzas másicas por unidad de masa [m/s ²]
C	constante
C_f	coeficiente de fricción
C_p	calor específico a p cte. [J/kg K]
d	diámetro [m]
D	diámetro [m]
E	energía mecánica [J]
F	fuerza [N]
F	factor método de Chen
F_{sup}	fuerza superficial [N]
f	factor de fricción
G	flujo másico [kg/m ² s]
g	aceleración de la gravedad [m/s ²]
h	entalpía [J/kg]
h	altura del nivel de líquido
h_g	entalpía de vaporización [J/kg]
hc	coeficiente de convección [W/m ² K]
i	referencia a la discretización del tubo
L	longitud del tubo [m]
M	masa molecular [kg/kgmol]
\dot{m}	caudal másico [kg/s]
N	parámetro del coef de convección de Shah
n, m	factores exponenciales
n	número de nodos
P	perímetro [m]
p	presión [Pa]
p_{red}	presión reducida
\dot{Q}	calor [W]
Q	caudal volumétrico [m ³ /s]
q	calor [W]
\dot{q}	flujo de calor [W/m ²]
R	radio [m]
R_j	resistencias térmicas [K / W]
S	factor corrector
s	entropía [W/K]
T	temperatura [K]
\vec{T}	tensor de tensiones [N/m ²]
t	tiempo [s]
U	coeficiente global de transferencia de calor [W/m ² K]
u	velocidad [m/s]



V	volumen [m^3]
ν	viscosidad cinemática [m^2/s]
\dot{W}_s	trabajo, por unidad de tiempo, sobre un eje [W]
x, x_g	título o fracción de vapor
y	altura [m]
z	coordenada axial [m]
Bo	número de Boiling
Co	número de convección
Fr	número de Froude
Nu	número de Nusselt
Pr	número de Prandtl
Re	número de Reynolds
We	número de Weber
X_u	parámetro de Martinelli
β	fracción de caudal volumétrico
δ	grosor capa líquida [m]
$\varepsilon, \varepsilon_g$	fracción volumétrica de vapor
ϕ	factor de caída de presión
φ	factor usado en el mapa de flujo de Baker
γ	fracción de velocidad
κ	fracción dispersada
λ	factor usado en el mapa de flujo de Baker
λ	conductividad térmica [W/mK]
μ	viscosidad dinámica [Ns/m^2]
ν	volumen específico [m^3/kg]
θ	ángulo de inclinación
ρ	densidad [kg/m^3]
σ	tensión superficial [N/m]
ς	factor de fricción de Gmist
τ	tensión cortante [N/m^2]
u	energía interna específica [J/kg]
ξ	fracción burbujas dispersadas
ψ	parámetro del coef de convección de Shah

Subíndices

l	líquido
g	gas
w	pared
sat	saturación
$crit$	crítico
s	superficie
sc	superficie de control



v_c volumen de control
v vapor
sup superficial
 i referencia a la discretización del tubo
 $_i$ intermitente
TP bifásico (two-phase)



2. Introducción

2.1. Origen del proyecto. Motivación

La fenomenología de flujo bifásico (líquido-vapor) se encuentra en una gran variedad de aplicaciones industriales tales como: congeladores, deshumidificadores, calentadores, refrigeradores, aire acondicionado, etc., además de ser de gran importancia en campos como la ingeniería petrolífera, la industria química o la ingeniería nuclear.

Tradicionalmente los estudios para la predicción del flujo bifásico han sido aproximaciones experimentales, basadas en correlaciones empíricas y apoyados en datos prácticos. Este trabajo presenta las investigaciones más recientes para la obtención de la predicción del comportamiento del flujo, en las cuales los mecanismos matemáticos y su formulación han sido desarrollados.

El flujo bifásico es un tema complejo. Es difícil desarrollar un modelo a primeras, a no ser que se adapte a casos muy sencillos y específicos. La dificultad que aparece al intentar predecir y diseñar sistemas líquido-gas está ligada a la coexistencia de ambas fases. La relación entre líquido y gas puede aparecer en diversas configuraciones. Estas configuraciones son conocidas como flow-patterns (regímenes de flujo), y su estudio es un rasgo muy importante en los flujos bifásicos.

En intercambiadores de flujos monofásicos, el diseño de los parámetros, así como el cálculo de propiedades, pérdidas de presión, etc. pueden ser calculados de una forma relativamente sencilla. Sin embargo, la existencia de una segunda fase presenta un reto complicado en la comprensión y modelización de un sistema.

Diferentes modelos se han desarrollado, la mayoría a partir de trabajos experimentales, los cuales han jugado un papel muy importante. Sin embargo, este tipo de correlaciones quedan limitados a casos específicos, y la complejidad del sistema desborda muchas veces estos modelos.



2.2. Objetivos y alcance.

Los objetivos de este proyecto son:

- Aportar una visión general del flujo bifásico, sus principios y las ecuaciones que lo gobiernan.
- Mostrar una visión general del estado del estudio del flujo bifásico en la actualidad.
- Describir las características de los diferentes regímenes de flujo, así como un modelo actual para su clasificación y el estudio de su transición.
- Determinar un modelo de coeficiente de convección que además se adapte al régimen de flujo correspondiente.
- Implementar un programa informático con el uso de la herramienta Borland C++, que proporcione una solución factible a este tipo de sistemas.

El alcance de este proyecto se extiende a cualquier sistema igual o semejante al descrito.



3. Planteamiento del problema

3.1. Evaporador de doble tubo

La optimización de la eficiencia de los intercambiadores de calor y, por lo tanto, el consumo energético de los equipos térmicos donde están integrados, requiere de métodos precisos de predicción de su comportamiento térmico y fluido-dinámico. Esto es particularmente aplicable a situaciones con flujo bifásico en el interior de tubos y canales, como son los intercambiadores tubulares concéntricos (doble tubo).

La dificultad del diseño de los intercambiadores de calor en aspectos tales como geometrías complejas y estructuras de flujo, hace que las posibilidades de obtener resultados analíticos sin asumir grandes hipótesis restrictivas sean muy limitadas. La utilización de métodos numéricos permite la solución de las ecuaciones gobernantes y, por lo tanto, la simulación de estos equipos, con un grado considerablemente menor de restricciones.

Debido a la gran variedad de evaporadores existentes y al amplio campo que abarcan en el mundo de la industria, la simulación se ha limitado a un evaporador de doble tubo equicorriente con aletas longitudinales, siendo el líquido a evaporar el que circula por el conducto interior, y por el exterior circula el fluido que aporta el calor necesario, en este caso gases de escape que provienen de una combustión de gas-oil.

Se ha de señalar que, a pesar de que el sistema puede parecer a priori sencillo, el hecho de querer realizar un estudio detallado del flujo bifásico y de querer controlar el estado del líquido a evaporar en todo momento, dificulta seriamente el análisis del mismo.

3.2. Diferenciación entre regiones. Discretización del tubo.

Es importante para la simulación de sistemas que involucren flujo bifásico el poder determinar en qué zona o estado se encuentra el flujo, para de esta manera poder aplicar las correlaciones adecuadas en cada caso. Existe una diferenciación clara entre las 3 regiones más importantes en los procesos de evaporación que es obtenida a partir de la entalpía, presión y fracción másica de vapor o título. Estas condiciones son :



- **Región de líquido subenfriado:**

cuando $h(p) \leq h_{l,sat}(p)$, entonces $x_g = 0$.

- **Región de flujo bifásico:**

cuando $h_{l,sat}(p) < h(p) < h_{g,sat}(p)$, entonces $0 < x_g < 1$.

- **Región de vapor sobrecalentado:**

cuando $h(p) \geq h_{g,sat}(p)$, entonces $x_g = 1$.

donde $h_{l,sat}(p)$ y $h_{g,sat}(p)$ representan la entalpía de saturación de líquido y gas respectivamente para una presión dada.

El fenómeno de la evaporación, además de dividirse en estas 3 regiones principales, cuenta con regiones más características:

- **Región de evaporación subenfriada:**

Esta zona se caracteriza porque aún cuando las condiciones medias del fluido son previas a las de saturación, se comienzan a formar las primeras burbujas en las paredes del conducto, lo que provoca un cambio importante en la transferencia de calor y la cantidad de movimiento. Esta región se extiende hasta que el fluido alcanza las condiciones de saturación. Su inicio se detecta empíricamente a partir de la diferencia entre la temperatura del fluido y la de saturación del fluido.

- **Región de evaporación nucleada y anular:**

Estas regiones son las más características dentro de las diferentes estructuras de flujo, que dependen de las condiciones del fluido y las del contorno, y podrían considerarse como una clasificación muy general; la primera se identifica por la formación de burbujas que comienzan a colapsarse entre sí, y la segunda por la formación de un anillo de vapor rodeado por líquido. Estas zonas presentan entre sí cambios importantes en relación con la transferencia de calor y la cantidad de movimiento.

Abarca desde el punto donde se presenta las condiciones de saturación ($x_g = 0$) hasta el punto donde aparece el denominado dry-out ($x_g = x_{g_dryout}$). El punto de dryout aparece cuando la pared se seca y el líquido remanente viaja por el centro de la tubería en pequeñas gotas (mencionado posteriormente como mist flow).



- Región de post-dryout:

Esta zona se caracteriza porque el vapor lleva en suspensión gotas de líquido que van evaporándose hasta que el flujo alcanza la condición de vapor saturado. Debido al contacto de gas con la pared, los coeficientes de transferencia de calor se reducen drásticamente respecto de las regiones anteriores.

La diferenciación entre las 3 regiones principales es básica para efectuar un buen estudio del fluido y para emplear las correlaciones adecuadas a cada momento. Este estudio se basa en una evaluación de acuerdo a un esquema numérico implícito. El dominio es dividido en volúmenes de control los cuales se evalúan paso a paso en la dirección del flujo. Obviamente la región en la que coexisten los estados líquido-vapor es la más compleja y por ello la memoria centra más su análisis en esa zona.

3.3. Algoritmo numérico de resolución. Metodología a seguir

El algoritmo numérico de resolución del sistema primeramente divide el intercambiador en un número entero de volúmenes de control. Para cada volumen de control se obtiene un conjunto de ecuaciones algebraicas a partir de las ecuaciones gobernantes.

En cada volumen de control, las variables de flujo en la sección de salida de dicho volumen son obtenidas resolviendo de manera iterativa el conjunto de ecuaciones algebraicas conseguidas en la sección anterior, a partir de los valores conocidos de las variables en la sección entrada y las condiciones de contorno. Una vez que el conjunto de variables a la salida convergen, éstas se toman como condiciones de entrada para el siguiente volumen de control.

Las variables en la sección entrada son los valores que se introducen como dato en el inicio del programa. Una vez conocida la geometría del evaporador, las condiciones de entrada son: el caudal másico (\dot{m}), la presión (P) y la temperatura (T). Cuando el algoritmo avanza a través del tubo y llega a la zona del flujo bifásico las condiciones pasan a ser la fracción másica de vapor (x_g) y la temperatura o presión de saturación (T_{sat}).

Las condiciones de contorno para el flujo a evaporar vendrán dadas principalmente por el flujo de calor, que se obtiene de los gases de escape, y por la temperatura de pared del tubo, que para cada volumen de control será diferente.

Utilizando los criterios de diferenciación entre regiones mencionados anteriormente se detecta el volumen de control donde ocurre la transición de una región a otra. Para evaluar



la posición del punto de transición se evalúan los valores a la salida del volumen de control (existen otro tipo de transiciones). En el capítulo 7 se analiza más profundamente la simulación numérica del intercambiador.

El criterio de transición es muy importante debido a los cambios tanto en el coeficiente de convección de transferencia de calor como en el factor de fricción entre regiones. Dependiendo de las correlaciones utilizadas, estos coeficientes pueden incrementarse o disminuirse por factores de 10 ó más.



4. Análisis del flujo bifásico

4.1. Fenómeno de evaporación

La evaporación se define como la adición de calor a un líquido de manera que se produce una generación de vapor. En dicho proceso, las fases de líquido y vapor se orientan y coexisten de diferentes formas, conformando una de las más importantes características del flujo bifásico. Esto es llamado régimen de flujo ó estructura de flujo.

Cuando existe una mezcla entre líquido y vapor dentro de un tubo, se van alternando un cierto número de regímenes de flujo, los cuales dependen principalmente de la fracción másica de vapor, de las propiedades del fluido para cada fase y de la velocidad del flujo. En evaporadores la fracción másica de gas crece a lo largo de la longitud del tubo dando lugar a una serie de cambios en dicho régimen. Si el fluido entra como líquido subenfriado la primera indicación de la generación de vapor son pequeñas burbujas en la pared del tubo cuya temperatura es superior a la temperatura de saturación del líquido (nucleación), dando posteriormente paso a los siguientes regímenes de flujo; régimen en burbujas, estratificado intermitente o anular son algunas de las diferentes estructuras que pueden aparecer.

4.2. Análisis matemático

En este apartado se presentan las ecuaciones gobernantes que rigen el comportamiento de un fluido (ecuación de continuidad, cantidad de movimiento y energía) así como los modelos básicos propuestos para el análisis sobre volúmenes finitos que delimitan espacios físicos correspondientes a zonas parciales o globales de la unidad térmica.

4.2.1. Ecuaciones gobernantes

Los métodos usados para analizar un flujo bifásico son extensiones de las ya usadas para analizar los flujos monofásicos. El punto de partida es el mismo: las ecuaciones gobernantes, que en su forma general se escriben como sigue:

Ecuación de continuidad

$$0 = \int_{sc} \rho \vec{u} \cdot d\vec{A} + \frac{\delta}{\delta t} \int_{vc} \rho dV \quad (\text{Ec. 4.1})$$



Ecuación de la cantidad de movimiento

$$\overline{F}_{\text{sup}} + \int_{vc} \overline{B}(\rho dV) = \int_{sc} \overline{u}(\rho \overline{u} \cdot d\overline{A}) + \frac{\delta}{\delta t} \int_{vc} \overline{u}(\rho dV) \quad (\text{Ec. 4.2})$$

Ecuación de la energía

$$\dot{Q} - \int_{sc} \overline{u}(\overline{T} \cdot d\overline{A}) = \int_{sc} \left(v + \frac{u^2}{2} + gy \right) (\rho \overline{u} \cdot d\overline{A}) + \frac{\delta}{\delta t} \int_{vc} \left(v + \frac{u^2}{2} + gy \right) (\rho dV) \quad (\text{Ec. 4.3})$$

Ecuación de la generación de entropía

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \int_{sc} s(\rho \overline{u} \cdot d\overline{A}) + \frac{\delta}{\delta t} \int_{vc} s(\rho dV) - \int_{sc} \frac{d\dot{Q}}{T} \geq 0 \quad (\text{Ec. 4.4})$$

En estas ecuaciones las acciones exteriores efectuadas sobre el VC se han representado por :

\overline{B} fuerzas másicas por unidad de masa (normalmente se considera el campo gravitatorio $\overline{B} = \overline{g}$).

$\overline{F}_{\text{sup}}$ vector resultante de las fuerzas superficiales aplicadas sobre las superficies exteriores del VC.

\dot{Q} calor neto que entra, por unidad de tiempo, a través de la superficie que limita el VC y el generado internamente (focos internos).

\overline{T} tensor de tensiones.

En la ecuación de la energía es usual separar el trabajo del flujo ($\int_{sc} \overline{u}(p \cdot d\overline{A})$) del trabajo total realizado. En este caso la ecuación de la energía queda en términos de la entalpía de la siguiente forma:



$$\dot{Q} - \dot{W}_s = \int_{sc} \left(h + \frac{u^2}{2} + gy \right) (\rho \vec{v} \cdot d\vec{A}) + \frac{\delta}{\delta t} \int_{vc} \left(h + \frac{u^2}{2} + gy - \frac{p}{\rho} \right) (\rho dV) \quad (\text{Ec. 4.5})$$

donde \dot{W}_s es el trabajo total menos el de flujo.

En su forma más desarrollada, aunque son la base del estudio de un fluido, estas ecuaciones tienen una utilidad práctica casi nula. A continuación se adaptan dentro de un volumen de control característico de un conducto, de sección transversal constante, donde “i” y “i+1” representan las secciones transversales de entrada y salida respectivamente.

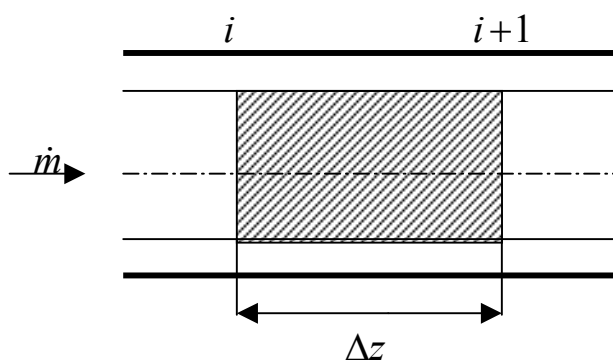


Fig. 4.1. Caudal a través de un volumen de control de un tubo

Se asumen las siguientes hipótesis:

- Flujo unidimensional.
- Volúmenes de control fijos.
- Fluido newtoniano
- Se desprecian los flujos de calor en la dirección axial del flujo.
- Se desprecia la transferencia de calor por la radiación.
- Estado estacionario.



4.3. Los modelos básicos.

Hasta ahora las ecuaciones gobernantes han aparecido de forma poco útil, ya que su manejo resulta complicado. A continuación se presentan 3 modelos básicos[1], que representan los 3 tipos de análisis que se realizan y las suposiciones a partir de las ecuaciones gobernantes:

- **El modelo de flujo homogéneo**

En éste, el más sencillo de los modelos, el flujo bifásico se supone como un flujo monofásico, mezcla de ambos dos, con unas propiedades calculadas para un flujo individual.

- **El modelo de flujo separado**

Este método considera las dos fases del flujo bifásico artificialmente segregadas. Dos tipos de ecuaciones básicas pueden ser ahora descritas, una para cada fase. Alternativamente las ecuaciones pueden combinarse. En este caso, se deben conocer diferentes datos, como la sección del tubo ocupada por cada fase, las pérdidas por fricción con la pared del tubo y las interacciones entre la superficie entre ambas fases.

- **Los modelos de “flow-pattern”**

Es el método más sofisticado que se conoce hasta ahora. Se considera que los dos flujos se ordenan en tres ó cuatro determinadas geometrías. Estas geometrías se basan en varias configuraciones que se dan durante la coexistencia de líquido y gas. Las ecuaciones básicas se adaptan a cada tipo de configuración, aunque antes de aplicar este tipo de modelos hay que saber cuál se puede adaptar a cada caso y si es posible predecir la transición entre cada configuración.

Seguidamente se analizarán los modelos homogéneo y separado, dejando para el capítulo siguiente los modelos de “flow-pattern”.

4.3.1. Notación

Antes de iniciar las ecuaciones básicas, se introducen unas primeras variables y una serie de relaciones entre ellas para el caso del flujo unidimensional.

Para distinguir entre las fases de líquido y gas se utilizan los índices “l” y “g” respectivamente. Se considera un tubo en el que ambas fases coexisten. El flujo es constante y unidireccional.



Si definimos la sección del tubo como la variable 'A' la sección ocupada por el gas será A_g y la sección ocupada por el líquido será A_l .

La fracción volumétrica de gas se define como $\varepsilon_g = \frac{A_g}{A}$; estas secciones son atravesadas por el caudal másico total \dot{m} . El flujo másico se representa por el símbolo G y el caudal volumétrico por el símbolo Q . Además, tanto en los procesos de evaporación, como de condensación es muy conveniente definir la variable título x :

$$x = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_l} \quad (1-x) = \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g + \dot{m}_l} \quad (\text{Ec. 4.6})$$

Así, algunas relaciones importantes son:

$$\begin{aligned} G &= \frac{\dot{m}}{A} = \rho u = \frac{u}{v} & \dot{m}_l &= GA(1-x) \\ \dot{m}_g &= GAx & u_l &= \frac{\dot{m}_l}{\rho_l A_l} \\ u_g &= \frac{\dot{m}_g}{\rho_g A_g} & u_l &= \frac{Q_l}{A_l} \\ u_g &= \frac{Q_g}{A_g} & u_l &= \frac{G(1-x)}{\rho_l(1-\varepsilon_g)} \\ u_g &= \frac{Gx}{\rho_g \varepsilon_g} \end{aligned} \quad (\text{Ec. 4.7})$$

Por otro lado se define también la relación volumétrica β , para conocer la fracción respecto al caudal volumétrico total:

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad (1-\beta) = \frac{Q_l}{Q_g + Q_l} \quad (\text{Ec. 4.8})$$

El caudal volumétrico dividido entre el área total recibe el nombre de velocidad superficial, representado por u_s . Así:

$$u_s = \frac{Q}{A} \quad u_{gs} = \frac{Q_g}{A} \quad u_{ls} = \frac{Q_l}{A} \quad (\text{Ec. 4.9})$$



4.3.2. Las ecuaciones básicas para flujo bifásico

Un simplificado análisis unidireccional de las ecuaciones gobernantes se realiza considerando la figura mostrada :

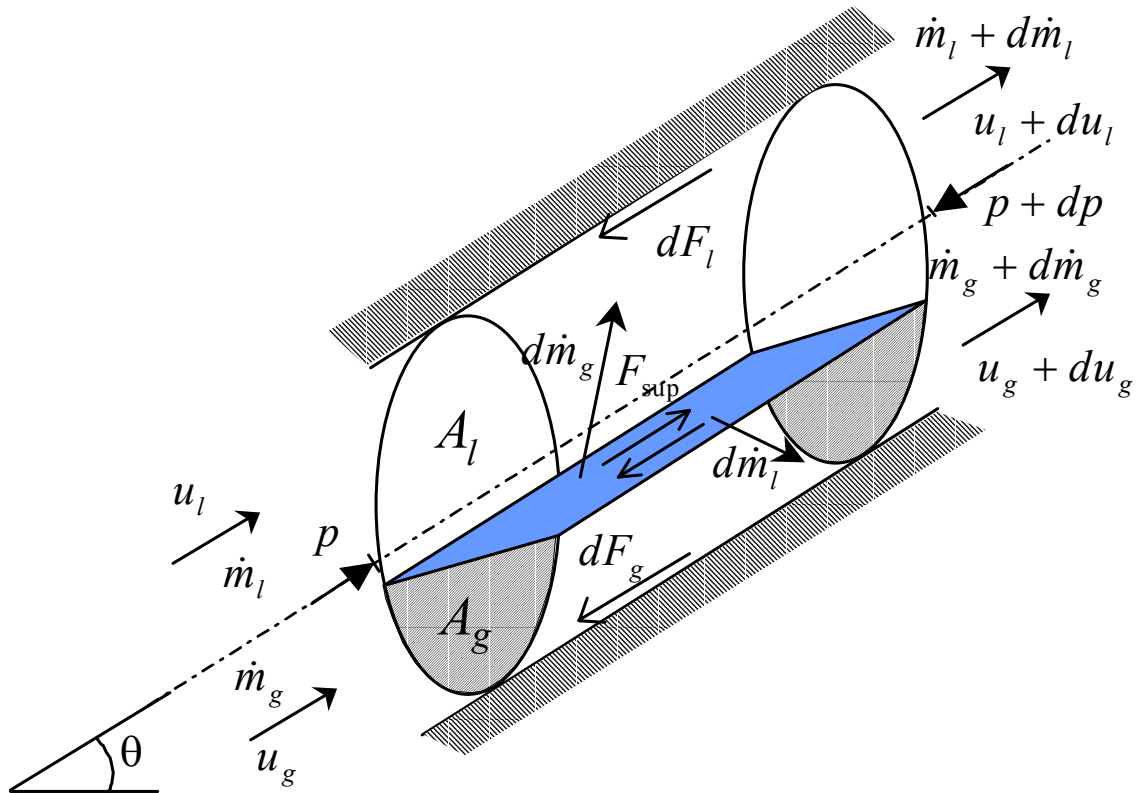


Fig. 4.2. Modelo simplificado para flujo bifásico

Ecuación de continuidad

Las ecuaciones que expresan la conservación de la masa en el interior del tubo en ausencia de adición o sustracción de masa a través de las paredes del tubo son las siguientes:

$$\dot{m}_g + \dot{m}_l = \dot{m} ; \text{ (el caudal mássico se conserva)} \quad (\text{Ec. 4.10})$$

$$d\dot{m}_g = -d\dot{m}_l \quad (\text{Ec. 4.11})$$

(el caudal que evapora y pasa a estado gas es el mismo que pierde el líquido)



Estas ecuaciones se pueden escribir de diversas maneras utilizando la relaciones del apartado anterior.

$$\begin{aligned}
 \dot{m}_g &= A_g \rho_g u_g = \dot{m} \cdot x \\
 \dot{m}_l &= A_l \rho_l u_l = \dot{m} \cdot (1-x) \\
 \frac{d}{dz} (A_g \rho_g u_g) &= \dot{m} \frac{dx}{dz} = \frac{d\dot{m}_g}{dz} \\
 \frac{d}{dz} (A_l \rho_l u_l) &= -\dot{m} \frac{dx}{dz} = \frac{d\dot{m}_l}{dz}
 \end{aligned}
 \tag{Ec. 4.12}$$

Ecuación de la cantidad de movimiento

Las fuerzas que actúan sobre cada fase pueden ser descritas mediante la ecuación de la cantidad de movimiento. Estas fuerzas se igualan a la variación de la cantidad de movimiento de cada fase. Así para la fase vapor:

$$\begin{aligned}
 pA_g - (p + dp)A_g - dF_g - F_{\text{sup}} - A_g dz \rho_g g \sin\theta &= \\
 = \left[(\dot{m}_g + d\dot{m}_g)(u_g + du_g) - \dot{m}_g u_g - d\dot{m}_g u_l \right]
 \end{aligned}
 \tag{Ec. 4.13}$$

donde dF_g es la fuerza ejercida por la fase vapor para superar la resistencia de fricción que aparece en la pared del tubo que está en contacto directo con el vapor, y F_{sup} es una fuerza de las mismas características con respecto a la superficie entre las fases líquido y gas. En la segunda parte de la igualdad, los tres términos que aparecen representan la cantidad de movimiento que sale, la que entra, y la última parte $d\dot{m}_g u_l$ representa la cantidad que se transforma, pero todavía con la velocidad de líquido.

Si se simplifica la ecuación y se eliminan los productos de segundo orden queda de la siguiente manera:

$$-A_g dp - dF_g - F_{\text{sup}} - A_g dz \rho_g g \sin\theta = \dot{m}_g du_g + d\dot{m}_g u_g - d\dot{m}_g u_l
 \tag{Ec. 4.14}$$



Para la fase líquida podemos encontrar una ecuación similar, considerando que F_{sup} es ahora una fuerza sobre el líquido :

$$-A_l dp - dF_l + F_{\text{sup}} - A_l dz \rho_l g \sin\theta = \dot{m}_l du_l \quad (\text{Ec. 4.15})$$

Uniendo las dos ecuaciones anteriores y usando la relación vista en la ecuación de continuidad, $d\dot{m}_g = -d\dot{m}_l$:

$$-A dp - dF_g - dF_l - g \sin\theta dz [A_l \rho_l + A_g \rho_g] = d(\dot{m}_g u_g + \dot{m}_l u_l) \quad (\text{Ec. 4.16})$$

Lo que busca la ecuación de la conservación de movimiento es $\frac{dp}{dz}$.

A partir de la ecuación anterior, se dividen ambas igualdades por la sección A y el diferencial dz

$$\begin{aligned} -A dp \cdot \frac{1}{Adz} - (dF_g + dF_l) \cdot \frac{1}{Adz} - g \sin\theta dz [A_l \rho_l + A_g \rho_g] \cdot \frac{1}{Adz} &= d(\dot{m}_g u_g + \dot{m}_l u_l) \cdot \frac{1}{Adz} ; \\ \frac{dp}{dz} - \frac{(dF_g + dF_l)}{Adz} - \frac{g \sin\theta [A_l \rho_l + A_g \rho_g]}{A} &= \frac{d(\dot{m}_g u_g + \dot{m}_l u_l)}{Adz} \end{aligned} \quad (\text{Ec. 4.17})$$

En la primera parte de la igualdad, el primer término es el término de variación de presión total que se busca, el siguiente término es la pérdida de presión debida a la fricción, y el siguiente es la pérdida de presión debida al campo gravitatorio. La segunda parte de la igualdad corresponde a la pérdida de presión debida a la variación de la cantidad de movimiento de la masa.

$$\frac{(dF_g + dF_l)}{Adz} = \frac{dp}{dz} F \quad (\text{Ec. 4.18})$$

$$\frac{g \sin\theta [A_l \rho_l + A_g \rho_g]}{A} = \frac{dp}{dz} a \quad (\text{Ec. 4.19})$$



$$-\frac{d(\dot{m}_g u_g + \dot{m}_l u_l)}{A dz} = \frac{dp}{dz} z \quad (\text{Ec. 4.20})$$

Por lo que el término de la variación de presión total es la suma de tres términos bien diferenciados:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{dp}{dz} F + \frac{dp}{dz} a + \frac{dp}{dz} z \quad (\text{Ec. 4.21})$$

Ecuación de la conservación de la energía

Las ecuación que describe la conservación total de la energía para la consideración de la unión de ambas fases es:

$$\dot{m}(\delta q - \delta w) = \dot{m} dh + d \left[\frac{\dot{m}_g u_g^2}{2} + \frac{\dot{m}_l u_l^2}{2} \right] + \dot{m} g \sin \theta dz \quad (\text{Ec. 4.22})$$

Donde δq es el calor absorbido del entorno por unidad de masa y δw es el trabajo neto realizado por el fluido en el entorno por unidad de masa.

Los términos de la parte izquierda de la igualdad representan la variación de la entalpía, la variación de la energía cinética y la variación de la energía potencial. La variación en la entalpía dh es dada por la siguiente relación:

$$dh = \delta q + dE + \frac{dp}{\dot{m}} [\dot{m}_g v_g + \dot{m}_l v_l] \quad (\text{Ec. 4.23})$$

donde dE es la disipación de la energía mecánica convertida en calor por unidad de masa. Substituyendo la definición de variación de entalpía en al ecuación principal y para el caso en

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right) [\dot{m}_g v_g + \dot{m}_l v_l] = \dot{m} \frac{dE}{dz} + \frac{d}{dz} \left[\frac{\dot{m}_g u_g^2}{2} + \frac{\dot{m}_l u_l^2}{2} \right] + \dot{m} g \sin \theta \quad (\text{Ec. 4.24})$$

que $\delta w = 0$:



Usando las relaciones del apartado Notación, la ecuación puede escribirse de la siguiente forma:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right) [xv_g + (1-x)v_l] = \frac{dE}{dz} + \frac{G^2}{2} \frac{d}{dz} \left[\frac{x^3 v_g^2}{\epsilon_g^2} + \frac{(1-x)^3 v_l^2}{(1-\epsilon_g)^2} \right] + g \sin \theta \quad (\text{Ec. 4.25})$$

De nuevo parece ser que el término de la variación de presión total puede ser expresada en términos de la pérdida de presión debida a la fricción, de la pérdida de presión debida al campo gravitatorio. Y de la pérdida de presión debida a la variación de la cantidad de movimiento de la masa.

Es posible utilizar la ecuación de la cantidad de movimiento y la de la conservación de la energía como punto de partida para la evaluación de la variación de la presión en el flujo bifásico, pero su uso no es práctico, ya que debe estar acompañado por datos experimentales, requiriendo información sobre la fracción volumétrica y otros datos. De todas maneras, los beneficios de haber desarrollado las ecuaciones básicas aparece en el siguiente apartado, ya que se trabaja a partir de ellas.

4.3.3. El modelo de flujo homogéneo

El modelo de flujo homogéneo considera que las dos fases del fluido se comportan como uno solo, con unas propiedades características medias. Este modelo ha estado en uso durante un tiempo considerable en varias formas en campos como la generación de vapor, petróleo y la industria de la refrigeración.

Las premisas básicas en las que se basa el modelo son:

- a) velocidades iguales para el vapor y el líquido.
- b) Se consigue el equilibrio entre ambas fases.
- c) El uso de un factor de fricción monofásico convenientemente definido para flujo bifásico.

Para un flujo homogéneo constante las ecuaciones básicas se reducen de la forma siguiente:

$$\text{Continuidad} \quad \dot{m} = A \bar{\rho} \bar{u} \quad (\text{Ec. 4.26})$$



$$\text{Cantidad de movimiento} \quad -Adp - d\bar{F} - A\bar{\rho}g \sin\theta dz = m d\bar{u} \quad (\text{Ec. 4.27})$$

$$\text{Energía} \quad \delta q - \delta w = dh + d\left(\frac{\bar{u}^2}{2}\right) + g \sin\theta dz \quad (\text{Ec. 4.28})$$

$$\text{donde } dh = \delta a + dE + \bar{v} dp$$

En las ecuaciones anteriores $\bar{\rho}$, \bar{v} y \bar{u} representan la densidad, el volumen específico y la velocidad medias del fluido homogéneo. $d\bar{F}$ la fuerza de fricción total con la pared del tubo. El volumen específico del flujo homogéneo se define de la siguiente manera:

$$\bar{v} = \frac{Q}{\dot{m}} = [xv_g + (1-x)v_l] = [xv_{lg} + v_l] = \frac{1}{\bar{\rho}} \quad (\text{Ec. 4.29})$$

De la hipótesis a) se sabe que $u_l = u_g = \bar{u}$; por lo tanto se puede concluir que:

$$\bar{u} = G\bar{v} = u_s \quad (\text{Ec. 4.30})$$

y además:

$$\varepsilon_g = \frac{xv_g}{\bar{v}} = \beta \quad ; \quad (1 - \varepsilon_g) = \frac{(1-x)v_l}{\bar{v}} = (1 - \beta) \quad (\text{Ec. 4.31})$$

El término $d\bar{F}$ puede expresarse en función de la tensión de pared τ_w , que a su vez se expresa en función del factor de fricción Cf_{TP} :

$$d\bar{F} = \tau_w P dz \quad ; \quad \tau_w = Cf_{TP} \left(\frac{\bar{\rho} \bar{u}^2}{2} \right) \quad (\text{Ec. 4.32})$$



Otra vez se puede obtener una expresión para la pérdida de presión total, dividida en tres términos diferenciados, $\left(\frac{dp}{dz} F\right)$, $\left(\frac{dp}{dz} a\right)$, y $\left(\frac{dp}{dz} z\right)$, que para el flujo homogéneo son:

$$-\left(\frac{dp}{dz} F\right) = \frac{1}{A} \frac{d\bar{F}}{dz} = \frac{\tau_w P}{A} = \frac{Cf_{TP} P}{A} \left(\frac{\bar{\rho} \bar{u}^2}{2}\right) \quad (\text{Ec. 4.33})$$

$$-\left(\frac{dp}{dz} a\right) = G \frac{d(\bar{u})}{dz} = G^2 \frac{d(\bar{v})}{dz}; \quad (\text{Ec. 4.34})$$

que puede quedar más detallada despreciando la compresibilidad de la fase líquida, de la forma:

$$\frac{d(\bar{v})}{dz} = v_{lg} \frac{dx}{dz} + \frac{dv_g}{dp} \left(\frac{dp}{dz}\right) \quad (\text{Ec. 4.35})$$

y el último término es:

$$-\left(\frac{dp}{dz} z\right) = \bar{\rho} g \sin\theta = \frac{g \sin\theta}{\bar{v}} \quad (\text{Ec. 4.36})$$

Por lo tanto el modelo homogéneo puede servir para calcular la pérdida de presión total de una forma más detallada, para el caso de un tubo de diámetro circular, a partir de la ecuación:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right) = \frac{2 \frac{Cf_{TP} G^2 v_l}{D} \left[1 + x \left(\frac{v_{lg}}{v_l}\right)\right] + G^2 v_l \left(\frac{v_{lg}}{v_l}\right) \left(\frac{dx}{dz}\right) + \frac{g \sin\theta}{v_l \left[1 + x \left(\frac{v_{lg}}{v_l}\right)\right]}}{1 + G^2 x \left(\frac{dv_g}{dp}\right)} \quad (\text{Ec. 4.37})$$

Todos los términos de la última ecuación están definidos excepto uno, el factor de fricción para flujo bifásico Cf_{TP} . Para usar el modelo homogéneo es necesario definirlo, pero para ello son necesarios tablas y datos experimentales. Por lo tanto el modelo homogéneo no deja de ser una buena aproximación teórica como base a un estudio de mayores proporciones. Con ayuda de tablas, es útil para resolver problemas de pequeña envergadura y calcular caídas de presión según dicho modelo, pero no parece ser aplicable a casos generales.



4.3.4. El modelo de flujo separado

El modelo de flujo separado considera las fases ficticiamente aisladas en dos corrientes: una de líquido y otra de vapor. En su modelo más simple se supone que cada corriente viaja a una velocidad media. Para el caso en que estas velocidades medias sean iguales para ambas fases, las ecuaciones se reducen a las utilizadas por el flujo homogéneo.

Las hipótesis básicas en las que se basa el modelo son:

- a) velocidades constantes pero no necesariamente iguales para las fases de líquido y vapor.
- b) Se consigue el equilibrio entre ambas fases.
- c) El uso de correlaciones empíricas y simplificaciones para poder relacionar el factor para la caída de presión en flujo bifásico ϕ^2 y la fracción volumétrica ε_g con las variables independientes del flujo.

El factor para la caída de presión en flujo bifásico ϕ^2 es una variable que relaciona $C_{f_{TP}}$ con el volumen específico v , y la viscosidad dinámica μ tanto para el estado líquido, como vapor o mezcla de ambos.

El modelo de flujo separado ha sido más desarrollado que el flujo homogéneo, gracias en parte a los estudios de Lockhart y Martinelli [2]; aunque su finalidad es la misma, ya que ambos sirven para calcular pérdidas de presión. Se evita en este apartado describir el desarrollo para el cálculo de la ecuación de la pérdida de presión total, que siempre se puede consultar en la referencia bibliográfica [1]. La aplicación del modelo de flujo separado requiere además de un mayor número de tablas y datos experimentales que el anterior, lo que siempre limita el intento de buscar un modelo generalizado.



5. Mapas de régimen de flujo.

5.1. Introducción.

La coexistencia de las fases líquido y gas en el interior de tubos y conductos es normalmente un fenómeno muy complejo. Como resultado, se encuentran importantes dificultades a la hora de realizar cálculos de ingeniería. Así, en oposición al flujo monofásico, donde, por ejemplo, la predicción de la caída de presión es bastante precisa y sencilla, por lo menos para aplicaciones en ingeniería, el cálculo equivalente para el flujo bifásico es todavía impreciso y va asociado a un grado considerable de incertidumbre.

Debido a la complejidad del flujo, los primeros intentos de proveer métodos de cálculo, se basaban estrechamente en datos experimentales o en modelos de flujo que estaban bastante alejados de los procesos reales. En estos modelos, la estructura del flujo era prácticamente indiferente. Entre éstos, los modelos más conocidos son los comentados en el apartado anterior, el modelo homogéneo y el modelo de flujo separado. La simplicidad de estos modelos requería unos estrechos ajustes con datos experimentales, y su extrapolación a otras condiciones diferentes de las que se usaban conducía a resultados inciertos.

Es a partir de la década de los 70-80 cuando se determina que para ser capaz de mejorar en la predicción de la caída de presión, la transferencia de calor, así como de otros parámetros hidrodinámicos, se necesita conocer la estructura detallada de las configuraciones del flujo, y que los parámetros hidrodinámicos se han de estudiar de forma diferente dependiendo de la configuración en que se encuentren. Estas configuraciones que describen la distribución de los dos estados en un conducto es lo que se conoce como regímenes de flujo.

5.2. Clasificación de los regímenes de flujo.

A pesar de haber establecido que para realizar un buen estudio del flujo bifásico se ha de conocer su configuración, llevar a la práctica esta idea no es tarea fácil. El trabajo de identificar los diferentes regímenes de flujo de forma sencilla y útil no es trivial, y además, no existe una única manera.

El flujo bifásico que circula por el interior de tubos puede aparecer en numerosas configuraciones, muchas de ellas caóticas y de difícil clasificación. La tarea de definir los tipos de flujo y agruparlos juntos en varias clases que sean diferentes unas de otras, puede ser una labor que dependa mayoritariamente en la actitud y estudio del científico en particular. Habrá unos que prefieran una clasificación muy detallada con un gran número de



tipos de flujo. Otros preferirán una clasificación menos particularizada. En los últimos años se ha buscado minimizar el número de regímenes de flujo con el objetivo de alcanzar un modelo estándar que pueda ser aplicado en un amplio número de casos.

5.3. Algunos regímenes de flujo.

Existen diferentes regímenes de flujo, ya que cada autor puede realizar una clasificación dependiendo de sus intereses y objetivos. Otro factor muy importante que puede diferenciar un modelo de otro es la inclinación del tubo. Existen mapas explícitos para tubos en posición horizontal y otros para posición vertical, y en general para cualquiera que sea el grado de inclinación del tubo. Aún así también hay mapas que se adaptan a cualquier tipo de inclinación, ya que muchos regímenes de flujo coinciden entre diferentes posiciones.

Como el objetivo del proyecto es simular un intercambiador horizontal, a continuación se muestra un ejemplo de clasificación para dar a conocer algunos de los principales tipos de flujo y sus características. En este caso, se realiza una división del flujo bifásico en 8 categorías (algunos de los nombres son traducidos, pero todos se presentan en su versión original, ya que es de uso común referirse a ellos con esos nombres:

1. Flujo en burbujas (*Bubble flow*)

En este caso, pequeñas burbujas se distribuyen en un flujo continuo de líquido. En tubos horizontales tienden a concentrarse en la parte superior del tubo. A medida que la proporción de vapor aumenta, la distribución de las burbujas es menos uniforme.

2. Flujo tapón (*Plug flow*)

Burbujas de gran tamaño ocupan la parte superior del tubo, mientras el resto del tubo está ocupado por líquido.

3. Flujo estratificado (*Stratified flow*) (*layered, separated*)

En el flujo estratificado el líquido fluye por la parte inferior del tubo, mientras que el gas circula por la parte superior. Este régimen se suele dividir en dos. *Stratified smooth* que ocurre normalmente a velocidades pequeñas, y en el cual la superficie que se encuentra entre ambas fases aparece lisa; y *Stratified Wavy* que en que la superficie intermedia aparece ondulante.



4. Flujo ondulado (*Wavy flow*) (*ripple flow, cresting*)

El flujo ondulado es una característica que puede aparecer en diferentes configuraciones de flujo, como en el flujo estratificado o como en el flujo anular. Las altas velocidades del flujo hacen que la fase líquida forme unas “olas” que viajan en la dirección del flujo y alteran el equilibrio entre ambas fases.

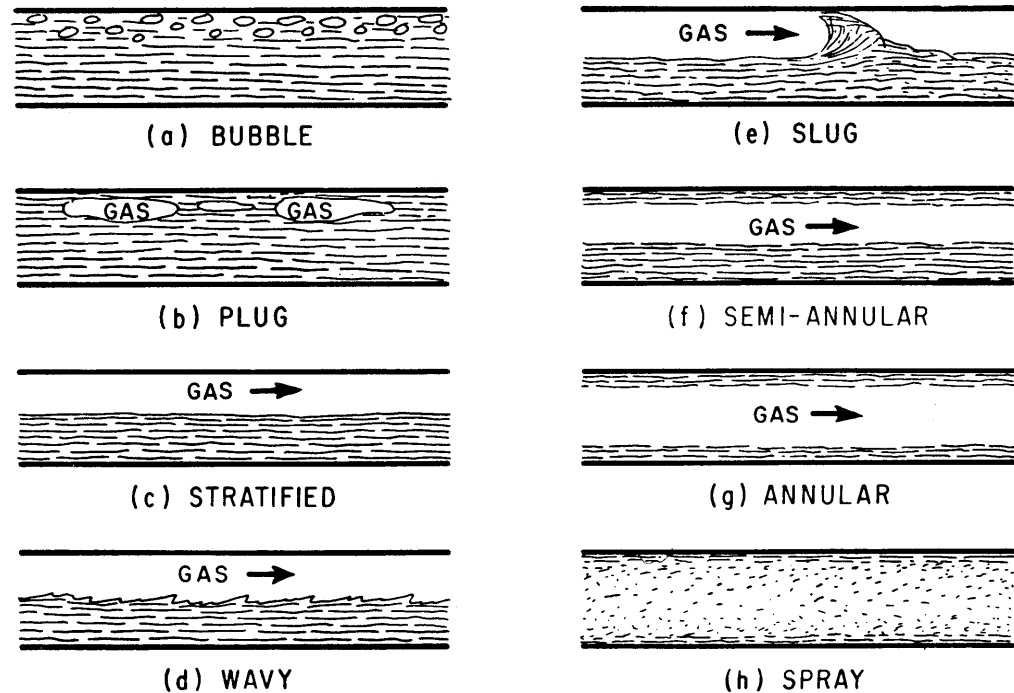


Fig. 5.1. Diferentes configuraciones de regímenes de flujo

5. Flujo slug (*Slug flow*)

El líquido se distribuye de tal manera que forma una especie de bolsas de líquido en forma de babosas (slug), que llenan el tubo y que son separadas por zonas de gas que forman unas burbujas alargadas, las cuales contienen una fina capa de líquido estratificado, que moja la superficie del tubo.



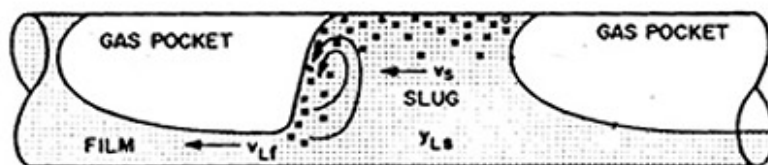


Fig. 5.2. Régimen de flujo *slug* para tubo horizontal

6. Flujo anular (*Annular flow*) (*ringed*)

Como resultado de un incremento de la velocidad del vapor, se forma en el centro del tubo un núcleo de gas, que es rodeado por una capa de líquido que ocupa la periferia del tubo.

7. Flujo semi-anular (*Semi-annular flow*)

Es una variante del tipo anular, concretamente cuando el núcleo en el interior del tubo es más pequeño, porque empieza a formarse.

8. Flujo neblina (*Spray flow*) (*mist, froth, dispersed*)

Cuando la proporción de fase gas es ya muy superior a la de la fase líquido, el gas ocupa toda la sección del tubo, y el líquido viaja en forma de pequeñas gotas que se distribuyen axialmente a lo largo del tubo.

Los diferentes regímenes de flujo que puede utilizar cada uno de los autores para su uso propio, generalmente se pueden clasificar en 3 grupos principales comunes a todos ellos, que son el tipo estratificado, el tipo intermitente y el tipo anular.



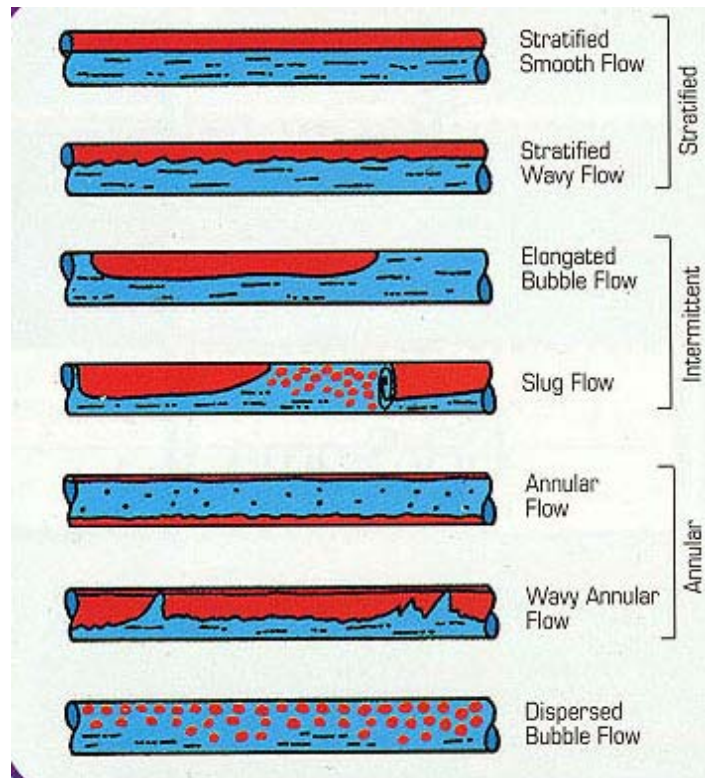


Fig. 5.3. Agrupación de diferentes configuraciones en principales regímenes de flujo.

5.4. Evolución de los mapas de flujo.

Predecir un mapa de flujo es una labor complicada, debido principalmente a la complejidad del flujo bifásico y a la incapacidad de encontrar un método riguroso que funcione adecuadamente. En principio el flujo bifásico es gobernado por las ecuaciones hidrodinámicas, es decir por la ecuación de Navier-Stokes (para fluidos newtonianos) y la solución debe ser “sencillamente” un proceso matemático que resuelva dicha ecuación para las fases líquido y gas y sus condiciones de contorno. Sin embargo esta solución es, a día de hoy y para un futuro cercano, inviable.

El principal problema es la incapacidad de los métodos existentes para predecir la distribución de las fases, que está gobernada por una multitud de factores, como la gravedad, la geometría del tubo, los caudales máxicos o las propiedades del fluido.



Ante esta situación, se han adoptado dos posturas:

1. Evitar las dificultades matemáticas a través de métodos experimentales que ayuden a desarrollar correlaciones útiles. Este método intenta trabajar con variables adimensionales, pero el flujo bifásico necesita de 8 parámetros adimensionales para ser descrito correctamente, haciendo el método impracticable. De estas variables se eligen las más importantes según el autor, por lo que el método pierde generalización.
2. La segunda alternativa, que en los últimos años ha ido ganando reconocimiento es usar un modelo físico, un modelo simplificado que permita predicciones matemáticas. Su objetivo es identificar los mecanismos más importantes que causan la transición de un régimen a otro.

El primero que reconoció la importancia de definir los regímenes de flujo como punto de partida para sus cálculos fue Baker en 1954. Publicó el primer mapa de regímenes de flujo para flujo horizontal, que aparece en la Fig 5.4. Baker usó G/λ y $L\lambda\varphi/G$ como coordenada. En este mapa una coordenada es adimensional mientras que la otra es dimensional. Así, este mapa no puede ser de carácter general, aunque fue el primer intento del autor. Remarcar que λ y φ son parámetros adimensionales que deben tener en cuenta la variación de las propiedades del fluido.

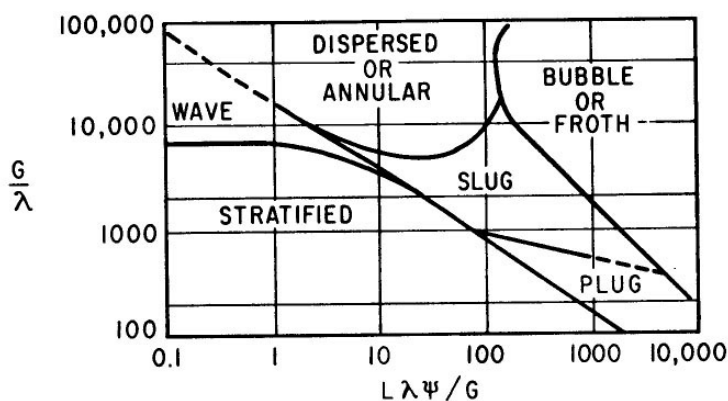


Fig. 5.4. Mapa de régimen de flujo de Baker (1954)



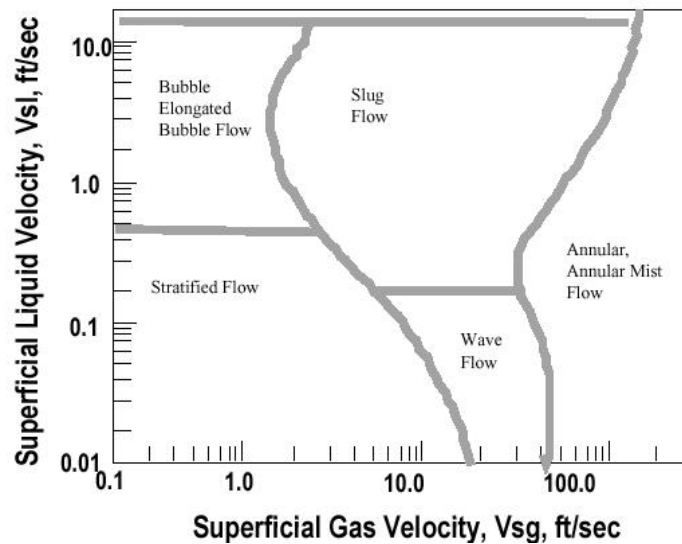


Fig. 5.5. Mapa de régimen de flujo de Mandhane, Gregory y Aziz (1974)

Un conocido mapa para el flujo bifásico horizontal presentado en la Fig. 5.5 es el propuesto por Mandhane et al. (1974). Este mapa se basa en una amplia base de datos y se dibuja utilizando u_{gs} y u_{ls} como coordenadas. Eligiendo las velocidades superficiales como coordenadas no se puede generalizar su uso, a pesar de ser un mapa bastante útil.

Taitel y Dukler diseñaron un mapa de flujo para tubos horizontales y para tubos ligeramente inclinados, basado solidamente en un modelo matemático. Se trata de un mapa de carácter general que utiliza variables adimensionales y que además es capaz de relacionarlas en las fases de transición.

Más adelante algunos autores trataron de centrarse en la evolución de las características del fluido en las transiciones entre regímenes. Así se destacan las publicaciones de Weisman et al. (1979), Weisman & Kang (1981) y Crawford et al. (1985).

Otros muchos autores buscaron además graficar un mapa que pudiese servir para cualquier configuración del tubo, es decir, desde su posición horizontal a la vertical. Entre ellos se destaca a Sternling (1965), Wallis (1969) [4], o Govier y Aziz (1972) que utilizaron las velocidades superficiales como coordenadas. Hewitt (1969) [5], y Barnea et al (1985) son otros autores destacados, la mayoría de ellos basados en datos experimentales.

5.5. Modelos usados.

Algunas de las obras de los autores mencionados en el apartado anterior se han consultado y se ha estudiado la posibilidad de realizar un mapa de flujo a partir de la información obtenida. Sin embargo, algunas dificultades han ido apareciendo en su elaboración: falta de información,



que el caso a estudiar no se adaptaba a las condiciones previas de ejecución, o sencillamente que los resultados obtenidos no eran satisfactorios.

Ante esta situación, se ha determinado elegir dos modelos, que se han implementado en el algoritmo matemático que simula el evaporador, y que son el modelo de flujo unificado de Taitel (1990) [6] y el modelo de Kattan, Thome y Favrat (2003) [7].

5.5.1. El modelo de flujo unificado.

El modelo de flujo unificado para la predicción de las transiciones de flujo para todo tipo de inclinación del tubo es un modelo adiabático propuesto por Barnea y desarrollado por Taitel y Dukler. Primeramente identifica los mecanismos de transición que aparecen entre cada tipo de régimen (es decir, define las fronteras entre diferentes regímenes) y luego realiza un procedimiento lógico para determinar en que situación se encuentra el fluido.

1. Identificación de las fronteras

- **La transición entre flujo estratificado y no estratificado**

En tuberías el líquido tiende a situarse en la parte inferior del tubo, mientras que el gas ocupa el resto del tubo, como se comenta en el apartado 5.3. Así se asume que el flujo estratificado permanece en equilibrio hasta que la superficie entre fases se inestabiliza porque las ondas empiezan a crecer exponencialmente. Esto es conocido como la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz.

El primer paso es resolver el equilibrio para el nivel de líquido en la tubería. Para ello se considera el balance de las ecuaciones de momento para líquido y gas:

$$\begin{aligned}
 -A_l \frac{dp}{dz} - \tau_l P_l + \tau_i P_i - \rho_l A_l g \sin \theta &= 0 \\
 -A_g \frac{dp}{dz} - \tau_g P_g - \tau_i P_i - \rho_g A_g g \sin \theta &= 0
 \end{aligned}
 \tag{Ec. 5.1}$$

Eliminando el gradiente de presión se obtiene una única ecuación:



$$-\frac{\tau_l P_l}{A_l} + \frac{\tau_g P_g}{A_g} + \tau_i P_i \left(\frac{1}{A_l} + \frac{1}{A_g} \right) - (\rho_l - \rho_g) g \sin \theta = 0 \quad (\text{Ec. 5.2})$$

Las tensiones τ_l, τ_g y τ_i se definen como:

$$\tau_l = Cf_l \left(\frac{\rho_l u_l^2}{2} \right); \quad \tau_g = Cf_g \left(\frac{\rho_g u_g^2}{2} \right); \quad \tau_i = Cf_i \left(\frac{\rho_g (u_g - u_l)^2}{2} \right); \quad (\text{Ec. 5.3})$$

Para resolver la ecuación 5.2 se necesitan valores empíricos de los coeficientes de fricción Cf_l, Cf_g, Cf_i . Taitel y Dukler (1976) proponen usar las correlaciones de Blasius para tubos lisos:

$$Cf_l = C_l \left[\frac{4A_l u_l}{P_l \nu_l} \right]^{-n}; \quad Cf_g = C_g \left[\frac{4A_g u_g}{(P_g + P_i) \nu_g} \right]^{-m}; \quad Cf_i = Cf_g \quad (\text{Ec. 5.4})$$

A partir de datos experimentales Taitel determinó que los valores fueran $C_l = C_g = 0.046, n = m = 0.2$ para flujo turbulento y $C_l = C_g = 16$ y $n = m = 1$ para flujo laminar.

Ahora se estudia la estabilidad del flujo estratificado a partir de la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz. Una versión simplificada de esta teoría para tubos de sección circular, asume una onda estacionaria y única en la superficie intermedia, sobre la cual actúan dos fuerzas: la gravedad, que tiende a doblar la onda y mantiene la estabilidad de la superficie; por otro lado la fuerza de Bernoulli, que es consecuencia del incremento de la velocidad del gas, y que tiende a incrementar la amplitud de la onda.



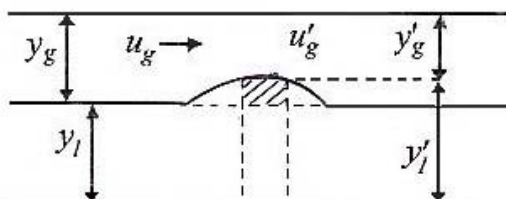


Fig. 5.6. Mapa de régimen de flujo de Mandhane, Gregory y Aziz (1974)

La ecuación de equilibrio es :

$$(y_g - y'_g)(\rho_l - \rho_g)g \cos\theta > \frac{1}{2} \rho_g (u_g'^2 - u_g^2) \quad (\text{Ec. 5.5})$$

Escrita en función de la velocidad de gas queda:

$$u_g < C \left[\frac{(\rho_l - \rho_g)g \cos\theta A_g}{\rho_g (dA_l / dy_l)} \right]^{1/2} \quad (\text{Ec. 5.6})$$

$$\text{donde } C^2 = 2 \frac{(A_g' / A_g)^2}{1 + A_g' / A_g}$$

Para pequeñas perturbaciones $A_g' \approx A_g$ y $C=1$. En el otro extremo, cuando el nivel de líquido es muy elevado, muy cercano a la parte superior del tubo, $C=0$. Para otro tipo de niveles de líquido, se aproxima el valor mediante la relación lineal :



$$C = 1 - \frac{y_l}{D} \quad (\text{Ec. 5.7})$$

La forma adimensional de la ecuación 5.6 se escribe de la siguiente forma :

$$Fr_u^2 \left[\frac{1}{C^2} \frac{(u_g / u_{gs})^2 D dA_l / dy_l}{A_g} \right] < 1 \quad (\text{Ec. 5.8})$$

donde Fr_u es el numero de Froude modificado:

$$Fr_u = \left(\frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} \right)^{1/2} \frac{u_{gs}}{\sqrt{Dg \cos \theta}} \quad (\text{Ec. 5.9})$$

- **La transición desde el flujo anular**

La transición desde el flujo anular hacia otro tipo de flujo es debida a dos razones:

- 1) La obstrucción del núcleo de gas como resultado de una elevada fracción de vapor en el flujo anular.
- 2) La inestabilidad de la capa de líquido que rodea el núcleo de gas debido a la disminución de esta capa cerca de la pared.

Como en el caso de flujo estratificado, se considera el balance de las ecuaciones de momento para líquido y gas, y luego se juntan en única ecuación, aunque esta se ha de determinar el grosor de la capa de líquido que rodea el núcleo de gas en la configuración anular:

$$-\frac{\tau_l P_l}{A_l} + \frac{\tau_g P_g}{A_g} + \tau_i P_i \left(\frac{1}{A_l} + \frac{1}{A_g} \right) - (\rho_l - \rho_g) g \sin \theta = 0 \quad (\text{Ec. 5.10})$$



otra vez hay que determinar los valores empíricos de los factores de fricción Cf_l , Cf_g , Cf_i , que se obtienen otra vez de las correlaciones de Blasius, excepto para el factor de fricción entre superficies, que se utiliza el factor de Wallis (1969)

$$Cf_i = Cf_g \left(1 + 300 \frac{\delta}{D} \right) \quad (\text{Ec. 5.11})$$

donde Cf_g es el factor de fricción en ausencia de la capa de líquido :

$$Cf_g = C_g \left(\frac{u_{gs} D}{v_g} \right)^{-m} \quad (\text{Ec. 5.12})$$

Despreciando la velocidad de la capa de líquido :

$$\tau_i = \frac{1}{2} Cf_i \rho_g \frac{u_{gs}^2}{(1 - 2\delta / D)^4} \quad (\text{Ec. 5.13})$$

Para comprobar las condiciones de estabilidad comentadas anteriormente, realizamos los siguientes cálculos:

1) La fracción de vapor está limitada por la siguiente ecuación:

$$\frac{\varepsilon_l}{R_{\max}} = \frac{A_l}{AR_{\max}} > 0.5 \quad (\text{Ec. 5.14})$$

donde R_{\max} es el valor máximo de obstrucción permitido según Barnea y Brauner, y su valor se estima en 0.48.

2) La segunda condición viene determinada por determinar la tensión de la superficie intermedia a partir de la ecuación 4.10.

$$\tau_i = g(\rho_l - \rho_g) D \sin \theta \left[\delta / D - (\delta / D)^2 \right] \left[1 - 2(\delta / D) \right] + \frac{1}{32} C_l \rho_l \left(\frac{D}{v_l} \right)^{-n} u_{ls}^{2-n} \left[\frac{1 - 2\delta / D}{(\delta / D - (\delta / D)^2)^2} \right] \quad (\text{Ec. 5.15})$$



Esta tensión se interpreta como la necesaria para obstruir la capa de líquido δ . Cuando la solución de la ecuación 4.15 coincide con la de la ecuación 4.13, el régimen de fluido cambia. Dicha igualdad se puede escribir en una sola ecuación que define la frontera de la estabilidad del flujo anular:

$$g(\rho_l - \rho_g)D \sin\theta \left[(1 - 2\delta/D)^2 - 2(\delta/D - (\delta/D)^2) \right] - \frac{1}{16} C_l \rho_l \left(\frac{D}{v_l} \right)^{-n} u_{ls}^{2-n} \left[\frac{(\delta/D - (\delta/D)^2) + (1 - 2\delta/D)^2}{(\delta/D - (\delta/D)^2)^3} \right] = 0 \quad (\text{Ec. 5.16})$$

La transición desde flujo estratificado hacia régimen anular también se tiene en cuenta. Tan pronto como el régimen anular se asume, la acción de la corriente de gas empuja al líquido a ocupar el perímetro del tubo. Esta transición viene determinada por la velocidad del líquido a partir de la siguiente ecuación:

$$u_l^2 > \frac{gD \left(1 - \frac{y_l}{D} \right) \cos\theta}{C_f^l} \quad (\text{Ec. 5.17})$$

- **La transición del flujo en burbujas.**

Existen bastantes mecanismos que determinan si el régimen en burbujas aparece en el interior del tubo.

- 1) Fuerzas acopladoras que resultan de la tendencia de las burbujas a aglomerarse y colisionar.
- 2) Fuerzas disipadoras causadas por la fluctuación turbulenta en el interior del tubo que tiende a romper las burbujas grandes y dispersarlas uniformemente por el tubo.
- 3) Fuerzas gravitatorias que hacen que las burbujas caigan y se concentren en la parte inferior del tubo y vayan formando burbujas más grandes y alargadas.

La predicción del régimen de burbujas viene condicionado por el crecimiento y el tamaño de la burbuja, un problema clásico en la ingeniería química, que debido a su complejidad normalmente va acompañado de correlaciones empíricas. En el modelo de flujo unificado, se limita el diámetro de la burbuja con otro tipo de diámetros fronterizos para delimitar las transiciones. Primeramente se halla del diámetro máximo de las burbujas dispersadas, cuando son suficientemente pequeñas y mantienen aproximadamente su forma esférica:



$$d_c = (0.725 + 4.15\xi^{1/2}) \left(\frac{\sigma}{\rho_l} \right)^{3/5} \kappa^{-2/5} \quad (\text{Ec. 5.18})$$

donde ξ es la fracción de burbujas dispersadas ($\xi \approx u_{gs} / u_{ms}$) y κ es la fracción de energía disipada por unidad de masa:

$$\kappa = \frac{2Cf_{ms}}{D} u_{ms}^3 \quad (\text{Ec. 5.19})$$

u_{ms} es la velocidad media superficial ($u_{ms} = u_{ls} + u_{gs}$) y Cf_{ms} es el factor de fricción basada en dicha velocidad.

A partir de aquí hay que controlar el proceso que lleva a la unión entre las burbujas y a su deformación. Este diámetro viene dado por:

$$d_{cd} = 2 \left[\frac{0.4\sigma}{(\rho_l - \rho_g)g} \right]^{1/3} \quad (\text{Ec. 5.20})$$

Sin embargo la condición de que el diámetro de las burbujas sea menor que éste, no es suficiente para asegurar que nuestro fluido se encuentran en régimen en burbujas. También hay que controlar las fuerzas comentadas anteriormente. Para que estas fuerzas mantengan el equilibrio del crecimiento de la burbuja se ha de cumplir la siguiente condición:

$$d > d_{cb} = \frac{3}{8} \frac{\rho_l}{(\rho_l - \rho_g)} \frac{Cf_{ms} u_{ms}^2}{g \cos\theta} \quad (\text{Ec. 5.21})$$

Predicción del mapa de flujo según el modelo unificado

Una vez se han introducido los diversos mecanismos que determinan las transiciones entre los diferentes regímenes de flujo, el proceso requiere de una secuencia lógica para determinar el estado del fluido en un momento dado, ya que si hace así, se puede llegar a un resultado conflictivo.



A continuación se sugiere los pasos a seguir para determinar las características del fluido:

El primer paso es determinar si el fluido es tipo burbujas:

El fluido se encuentra en burbujas dispersas cuando:

1) d_c dada por la ecuación 4.18 satisface que $d_c < d_{cd}$ y que $d_c < d_{cb}$ y

2) ε_l es menor que 0.52

Si 1) y 2) no se cumplen, puede ser que el fluido esté en burbujas, pero en fase de crecimiento. Eso ocurre cuando se cumplen cada una de las siguientes condiciones:

- La fracción de vapor es inferior a 0.25;
- El régimen de flujo es no anular;
- El diámetro del tubo cumple la siguiente condición:

$$D > \frac{2.34 \sin^2 \theta}{(0.35 \sin \theta + 0.54 \cos \theta)^2} \left[\frac{(\rho_l - \rho_g) \sigma}{g \rho_l^2} \right]^{1/2} \quad (\text{Ec. 5.22})$$

Si el flujo no está en régimen de burbujas se comprueba si es tipo estratificado. Para ello se han de cumplir cada una de las siguientes condiciones:

- El flujo estratificado cumple la condición de estabilidad de Kelvin-Helmholtz (ver ecuación 5.8).
- La ecuación 5.17 no se cumple.

Si el flujo no ha cumplido las condiciones de régimen en burbujas ni las de régimen estratificado, entonces se comprueba si es tipo anular, cumpliendo las dos condiciones de estabilidad vistas en el apartado de flujo anular (ecuaciones 5.14 y 5.15).

Si el flujo no se clasifica en ninguno de los regímenes anteriores entonces está en régimen intermitente. El flujo intermitente se clasifica a su vez en 3 subregiones, a partir de la siguiente ecuación:



$$\varepsilon_{g_i} = 0.058 \left[d_c \left(\frac{2Cf_{ms}}{D} u_{ms}^3 \right)^{2/5} \left(\frac{\rho_l}{\sigma} \right)^{3/5} - 0.725 \right]^2 \quad (\text{Ec. 5.23})$$

donde d_c es el valor más pequeño de entre los valores d_{cb} y d_{cd} de las ecuaciones 5.20 y 5.21 respectivamente. La clasificación de las subregiones es:

$\varepsilon_{g_i} = 0$; flujo en burbujas alargadas.

$0 < \varepsilon_{g_i} < 0.52$; flujo "slug".

$0.52 < \varepsilon_{g_i}$ flujo plug.

Esta secuencia de condiciones determina una única clasificación para el estado del flujo, dentro de los diferentes regímenes elegidos por el autor [6].

5.5.2. El modelo KATTAN-THOME-FAVRAT.

Introducción

El modelo Kattan-Thome-Favrat (KTF) es una novedad en el desarrollo de los mapas de flujo. Sus autores afirman que para un mejor estudio de la evaporación es necesario que el mapa de flujo deje de ser adiabático, posibilitando diferentes flujos de calor dependiendo del tramo del tubo horizontal a estudiar.

Este modelo está basado en el mapa de flujo de Steiner (1993), y fue publicado en 1998. Desde entonces ha sido mejorado, publicando en Mayo de 2003 sus últimas novedades. El modelo ha sido aplicado con éxito en 15 tipos de refrigerantes y el posible uso del modelo para este proyecto fue corroborado desde Suiza vía e-mail por el profesor John R. Thome.

Kattan, Thome y Favrat han propuesto un modelo de régimen de flujo y un modelo de coeficientes de convección basado en dicho mapa, que será comentado más adelante, lo que supone un verdadero avance en el estudio del fenómeno de la evaporación en evaporadores de doble tubo.



La Fracción de vapor

La fracción de vapor es el parámetro más importante para los cálculos de las transiciones de un mapa de flujo y para la predicción de un coeficiente de transferencia de calor. La fracción de vapor, la cual por comodidad también se nombra como ε se definía como :

$$\varepsilon_g = \frac{A_g}{A};$$

Métodos para determinar el valor de la fracción de vapor hay muchos, algunos de ellos se presentan en el anexo. La fórmula empleada para este modelo es:

$$\varepsilon = \frac{x}{\rho_g} \left[\left(1 + 0.12(1-x) \right) \left(\frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \right) + \frac{1.18(1-x) \left[g\sigma (\rho_l - \rho_g) \right]^{0.25}}{G\rho_l^{0.5}} \right]^{-1} \quad (\text{Ec. 5.24})$$

Este modelo, que es una versión de Steiner (1993) de la fórmula de Rouhani y Axelsson (1970) es elegida porque, además de presentar la influencia del título x y de la relación de densidades ρ_g / ρ_l , incluye los efectos del flujo másico G , la tensión superficial σ y la gravedad g .

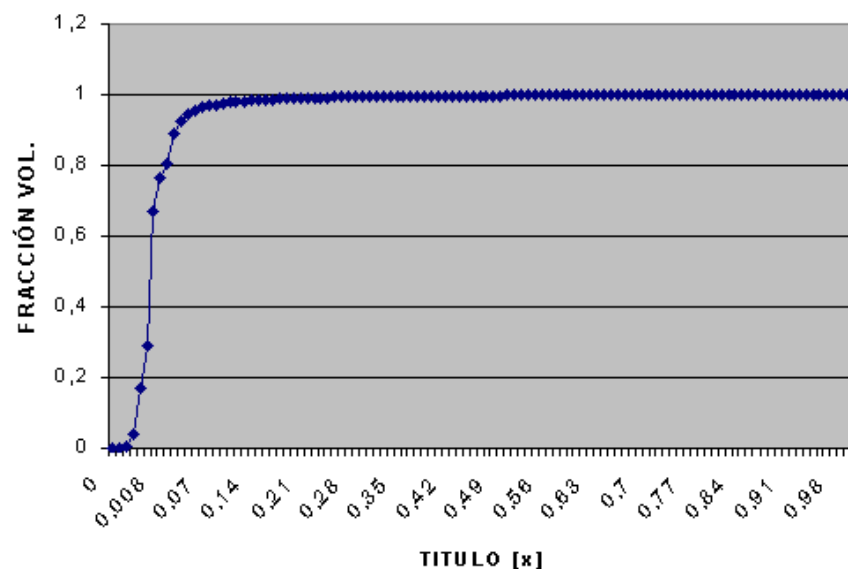


Fig. 5.7. Evolución de la fracción volumétrica según la ecuación 5.24. para el caso del agua



Los valores de la fracción de vapor varían desde $\varepsilon = 0$ cuando $x = 0$ hasta $\varepsilon = 1$ cuando $x = 1$. Generalmente ε crece rápidamente para valores pequeños de título, y luego se progresa manteniéndose cerca de la unidad hasta llegar a ella, aunque no todos los modelos de fracción de vapor consiguen llegar a la unidad en su límite superior. Así, hay importantes diferencias en el valor de ε dependiendo del método elegido para valores pequeños de título, aunque apenas hay diferencias una vez se estabiliza en los valores altos.

Es importante mencionar la diferencia entre la fracción volumétrica de vapor y la fracción de vapor en el volumen de control. Así como la primera es una relación de áreas en una sección de control, la fracción de control es la relación de volúmenes dentro de un volumen de control, y su valor puede ser encontrado mediante métodos físicos dentro de un experimento con evaporadores. Estas dos fracciones coinciden cuando las velocidades de las fases vapor y líquida son la misma, es decir, en el modelo homogéneo. La relación entre ambas fracciones es la siguiente:

(Ec. 5.25)

donde ε es la fracción de velocidad, y resulta de dividir la velocidad media de la fase vapor entre la velocidad media de la fase líquida. Si se usa la fracción de vapor en el volumen de control en vez de la fracción volumétrica, cuando ε supera la unidad, los valores obtenidos son mayores, por lo que los resultados obtenidos son erróneos.

El mapa de flujo y los criterios de transición

Para mejorar la identificación de los tipos de flujo durante el proceso de evaporación a diferentes caudales máscicos y para hacer el mapa más útil, el modelo KTF tomando como base el modelo de Steiner, cambia las variables de las coordenadas, que pasan a ser el flujo máscico G y el título de la mezcla x .

De esta manera, los regímenes observados en este modelo son: flujo en burbujas (B), flujo estratificado-ondulado (SW), flujo estratificado (S), flujo intermitente (I), flujo anular (A) y flujo neblina (MF). Por lo tanto, para dibujar el mapa debemos delimitar los diferentes tipos de flujo a través de las transiciones. Por ejemplo, la transición entre flujo intermitente y flujo anular se designa como "I/A".

Por lo que se refiere a las ecuaciones de las transiciones entre tipos de flujos, es necesario definir 6 parámetros geométricos adimensionales, que van referidos a la geometría del



régimen de flujo estratificado, y que sirven como base para la elaboración de las mapas de flujo.

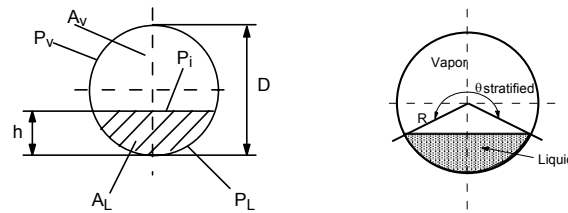


Fig. 5.8. Parámetros geométricos para flujo bifásico en tubos circulares.

La figura 4.8 define las dimensiones del flujo estratificado, donde P_L es el perímetro mojado del tubo, P_v es el perímetro seco en contacto únicamente con la fase vapor, h es la altura de la capa de líquido, P_i es la distancia que ocupa la superficie extendida y A_l y A_g son las correspondientes secciones de líquido y gas. Los dos primeros parámetros adimensionales se obtienen dividiendo por el diámetro del tubo D :

$$h_{iD} = \frac{h}{D}, \quad P_{iD} = \frac{P_i}{D} \quad (\text{Ec. 5.26})$$

El resto se obtiene a partir de relaciones de áreas:

$$A_l = A(1 - \varepsilon), \quad A_g = A\varepsilon$$

$$A_{lD} = \frac{A_l}{D^2}, \quad A_{gD} = \frac{A_g}{D^2} \quad (\text{Ec. 5.27})$$

En el modelo KTF anterior (1998) los parámetros adimensionales debían calcularse mediante una serie de iteraciones, a partir de la fracción volumétrica de vapor ε , para determinar el nivel de referencia de la fase líquida h_{iD} . A pesar de que los parámetros geométricos están perfectamente definidos, su relación matemática no es trivial. El nuevo modelo evita las iteraciones encontrando una expresión que relaciona el ángulo θ_{strat} con la fracción volumétrica ε :



$$\theta_{strat} = 2\pi - 2 \left\{ \begin{array}{l} \pi(1-\varepsilon) + \left(\frac{3\pi}{2}\right)^{1/3} \left[1 - 2(1-\varepsilon) + (1-\varepsilon)^{1/3} - \varepsilon^{1/3} \right] \\ -\frac{1}{200}(1-\varepsilon)\varepsilon \left[1 - 2(1-\varepsilon) \right] \left[1 + 4 \left((1-\varepsilon)^2 + \varepsilon^2 \right) \right] \end{array} \right\} \quad (\text{Ec. 5.28})$$

A partir del valor de θ_{strat} podemos encontrar los diferentes parámetros adimensionales:

$$h_{iD} = 0.5 \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi - \theta_{strat}}{2} \right) \right) \quad (\text{Ec. 5.29})$$

$$A_{iD} = \frac{1}{8} \left[(2\pi - \theta_{strat}) - \sin(2\pi - \theta_{strat}) \right] \quad (\text{Ec. 5.30})$$

$$P_{iD} = \sin \left(\frac{2\pi - \theta_{strat}}{2} \right) \quad (\text{Ec. 5.31})$$

A partir de dichos parámetros podemos obtener las ecuaciones de las curvas que limitan las regiones de regímenes de flujo. Así, la curva que limita la zona de flujo en burbujas es:

$$G_{bubbly} = \left[\frac{256 A_{gD}^3 A_{iD}^2 D^{1.25} \rho_l (\rho_l - \rho_g) g}{0.3164 (1-x)^{1.75} \pi^2 P_{iD} \mu_l^{0.25}} \right]^{1/1.75} \quad (\text{Ec. 5.32})$$

La siguiente curva limita la transición entre el flujo estratificado-ondulado y los flujos intermitente y anular:

$$G_{wavy} = \left\{ \frac{16 A_{gD}^3 g D \rho_l \rho_g}{x^2 \pi^2 (1 - (2h_{iD} - 1)^2)^{0.5}} \left[\frac{\pi^2}{25 h_{iD}^2} (1-x)^{-F_1(q)} \left(\frac{We}{Fr} \right)_l^{-F_2(q)} + 1 \right] \right\}^{0.5} \quad (\text{Ec. 5.33})$$

$$+ 50 - 75 \exp \left[-\frac{(x^2 - 0.97)^2}{x(1-x)} \right]$$



Los parámetros adimensionales $F_1(q)$ y $F_2(q)$ tienen la función de incluir el efecto del flujo de calor cuando en la fase anular se inicia el dry-out, esto es, cuando la pared del tubo se empieza a secar y su temperatura se eleva notablemente. Este proceso aparece con valores elevados de flujo de calor y valores elevados de título. Los valores de estos exponentes que han sido determinados empíricamente son:

$$F_1(q) = 646.0 \left(\frac{q/2}{q_{crit}} \right)^2 + 64.8 \left(\frac{q/2}{q_{crit}} \right) \quad (\text{Ec. 5.34})$$

$$F_2(q) = 18.8 \left(\frac{q/2}{q_{crit}} \right) + 1.023 \quad (\text{Ec. 5.35})$$

donde el flujo de calor crítico q_{crit} se usa para normalizar el flujo de calor local, y es función la entalpía de vapor:

$$q_{crit} = 0.131 \rho_g^{1/2} h_{lg} \left[g (\rho_l - \rho_g) \sigma \right]^{1/4} \quad (\text{Ec. 5.36})$$

Similamente la curva de transición entre flujo estratificado–ondulado y flujo estratificado se define como:

$$G_{strat} = \left[\frac{226.3^2 A_{ID} A_{gD}^2 D^{1.25} \rho_g (\rho_l - \rho_g) \mu_l g}{x^2 (1-x) \pi^3} \right]^{1/3} + 20x \quad (\text{Ec. 5.37})$$

La transición entre el flujo intermitente y el flujo anular viene dado por una línea vertical X_{IA} , el cual se determina a partir del parámetro de Martinelli X_H igual a 0.34 :

$$x_{IA} = \left\{ \left[0.2914 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-1/1.75} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{-1/7} \right] + 1 \right\}^{-1} \quad (\text{Ec. 5.38})$$



Esta recta está limitado inferiormente por su intersección con la curva de G_{wavy} , y también está limitada superiormente por la intersección con la curva de G_{mist} . La curva G_{mist} es la que indica la transición entre el flujo anular y el flujo intermitente con el flujo neblina:

$$G_{mist} = \left\{ \frac{7680 A_{gD}^2 g D \rho_g \rho_l}{x^2 \pi^2 \zeta} \left(\frac{Fr}{We} \right)_l \right\}^{0.5} \quad (\text{Ec. 5.39})$$

donde ζ es el factor de fricción cuya expresión es:

$$\zeta = \left[1.138 + 2 \log \left(\frac{\pi}{1.5 A_{ID}} \right) \right]^{-2} \quad (\text{Ec. 5.40})$$

Para determinar la expresión correcta de G_{mist} primeramente se ha de evaluar para todos los valores de x , para encontrar el valor mínimo de G_{mist} , lo que nos da un valor G_{min} , resultado de una x_{min} . Entonces para los valores de título x que cumplan $x_{min} \leq x \leq 1$, $G_{mist} = G_{min}$.

En alguna de las ecuaciones aparece la relación entre el número de Weber líquido y el número de Froude para líquido. Esta relación se obtiene a partir de la siguiente ecuación:

$$\left(\frac{We}{Fr} \right)_l = \frac{g D^2 \rho_l}{\sigma} \quad (\text{Ec. 5.41})$$

De esta manera quedan explicadas todas las ecuaciones necesarias para dibujar el mapa de flujo. Las 5 ecuaciones principales se dibujan en función del título, en el mismo gráfico. Así quedan limitadas las zonas que representan los diferentes regímenes de flujo.

Se debe destacar la importancia de las coordenadas utilizadas en el modelo KTF, que son el flujo másico G y el título x . Conocido el flujo másico que atraviesa el evaporador a estudiar, se puede conocer la evolución del flujo bifásico desde $x = 0$ hasta $x = 1$, y saber que regímenes de flujo va a experimentar el fluido a lo largo del proceso.



6. Coeficientes de convección.

6.1. Introducción.

Para el análisis de la potencia transferida en un intercambiador de calor [8] es básico establecer el concepto de coeficiente global de transferencia de calor U , así como establecer el $\Delta T_{efectiva}$ o salto térmico entre el fluido caliente y el fluido frío, de forma que la potencia total transferida entre ambos fluidos pueda expresarse por la siguiente fórmula:

$$\dot{q} = UA_t \Delta T_{efectiva} \quad (\text{Ec. 6.1})$$

siendo A_t el área total de transferencia térmica.

Generalmente los métodos empleados para la transferencia de calor de los intercambiadores son los conocidos como método MLDT y método PRN, y son los que se emplean como base teórica para el cálculo de la simulación numérica. Ambos métodos se basan en la obtención del coeficiente global de transmisión de calor U , que como se sabe, se obtiene a partir de la suma de resistencias térmicas:

$$\frac{1}{A_t U_i} = \sum R_j \quad (\text{Ec. 6.2})$$

Para un caso general de evaporador de doble tubo las resistencias térmicas pueden ser:

$$\frac{1}{A_{int} hc_{int}} \quad \text{resistencia térmica debida a la convección-ebullición o convección interior,}$$

siendo A_{int} el área interior del tubo.

$$\frac{\ln\left(\frac{D_2}{D_1}\right)}{P_{int} \lambda_t} \quad \text{resistencia de la pared metálica del tubo, siendo } P_{int} \text{ el perímetro interior del}$$

tubo y λ_t la conductividad de la pared metálica.

$$\frac{1}{A_{int} hc_{s-int}} \quad \text{resistencia debida a la suciedad de la pared interior del tubo.}$$



$\frac{1}{A'_{ext}hc_{ext}}$ resistencia térmica debida a la convección exterior, donde A'_{ext} depende de la existencia de aletas .

Las resistencias que hacen referencia a procesos térmicos de convección dependen de sus correspondientes coeficientes. Para flujo en una sola fase su cálculo es relativamente sencillo y se emplea la correlación propuesta por Gnielinski, recomendado para los valores $0.5 < Pr < 2000$ y $2300 < Re < 5 \cdot 10^6$, determinando el número de Nusselt de la siguiente manera:

$$Re \geq 2300 \quad Nu = \frac{Cf(Re-1000)Pr \left[1 + \left(\frac{D}{L} \right)^{2/3} \right] \phi^n}{2 + 17.96Cf^{0.5} (Pr^{2/3} - 1)}; \quad \text{donde}$$

$$Cf = \frac{1}{[1.58 \ln(Re) - 3.28]^2}$$

En el numerador de la ecuación de Gnielinski aparece el término $\left[1 + \left(\frac{D}{L} \right)^{2/3} \right]$, que sirve para corregir el efecto de entrada de la capa límite térmica. El factor ϕ^n depende del estado del fluido con el que se trabaja y del proceso a realizar, según la siguiente tabla:

Fluido	ϕ	Proceso	p	n
Gases	(T/T _o)	Calentados	0.52	0.47
		Enfriados	0.38	0.36
Líquidos	(μ_m/μ_o)	Calentados	-0.33	0.11
		Enfriados	-0.24	0.25

Tabla 6.1. Parámetros y coeficientes para determinar el coeficiente de convección y la pérdida de presión



$$Re < 2300 \quad Nu = 3.66$$

Despejando a partir de la expresión $Nu = \frac{hcD}{\lambda}$ se obtiene el coeficiente de transferencia de calor requerido.

Sin embargo, calcular los coeficientes para flujos en estado bifásico es más complicado. Así como los coeficientes para una sola fase se pueden calcular para toda la longitud del tubo, los de flujo bifásico han de calcularse de forma local. Lo ideal es que el coeficiente de convección se adapte al tipo de régimen en que se encuentra el flujo, pero eso no es trivial. Muchos autores, ante la dificultad de dicho proceso, han decidido otras vías de resolver el problema : calcular el coeficiente local en distintos puntos del evaporador y tomar el valor medio o bien calcular directamente el coeficiente local en $x = 0.5$ como valor representativo.

Estos métodos han sido desarrollados empíricamente y dependiendo de la elección se observan importantes diferencias entre uno y otro. Sus resultados son aproximaciones suficientes para un cálculo general, y si no se busca un resultado óptimo puede ser una buena elección, aunque su campo de aplicación a veces se encuentra bastante limitado.

6.2. Algunos modelos para la determinación del coeficiente local.

6.2.1. Método de Shah

El método de Shah precisa calcular en primer lugar los números adimensionales, de Convección Co , de Boiling Bo , y de Froude Fr :

$$Co = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.8} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5}$$

$$Bo = \frac{q_i}{Gh_{lg}} \quad (\text{Ec. 6.3})$$

$$Fr = \frac{G^2}{\rho_l^2 gD}$$



El coeficiente de transmisión de calor correspondiente a la ebullición y flujo bifásico se calcula a partir de la expresión:

$$hc_{BF} = \psi hc_l \quad (\text{Ec. 6.4})$$

donde ψ es un valor que debe escogerse entre diferentes posibilidades. Primero se calcula el parámetro N y la función ψ_{cb} :

$$N = 0.38Fr^{-0.3}Co \quad (\text{Ec. 6.5})$$

$$\psi_{cb} = \frac{1.8}{N^{0.8}} \quad (\text{Ec. 6.6})$$

A continuación se calcula la función ψ_{nb} según diversas expresiones en función del parámetro N y del número de Boiling:

$$\text{Si } N > 1 \text{ y } Bo > 3.0 \times 10^{-5} \quad \psi_{nb} = 230Bo^{0.5}$$

$$\text{Si } N > 1 \text{ y } Bo < 3.0 \times 10^{-5} \quad \psi_{nb} = 1 + 45Bo^{0.5}$$

$$\text{Si } 0.1 < N < 1.0 \quad \psi_{nb} = EBo^{0.5} e^{2.74N^{-0.1}}$$

$$\text{Si } N \leq 1.0 \quad \psi_{nb} = EBo^{0.5} e^{2.74N^{-0.15}} \quad (\text{Ec. 6.7})$$

El parámetro E que aparece en las dos últimas ecuaciones se determina de la forma siguiente, si $Bo \geq 11 \times 10^{-4}$, $E = 14.7$, si $Bo < 11 \times 10^{-4}$, $E = 15.43$.

El valor de ψ es el mayor de ψ_{nb} ó ψ_{cb} .

6.2.2. Método de Klimenko

Klimenko establece una forma sencilla para determinar si el régimen es con predominio de formación de burbujas o de la forma anular. Lo hace a partir de la función:

$$\phi = \frac{Gh_{lg}}{q_i} \left[1 + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) \right] \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/3} \quad (\text{Ec. 6.8})$$



El método de Klimenko utiliza dos ecuaciones diferentes según el valor de la función ϕ para determinar el número de Nusselt ;

$$\text{Para } \phi < 16000 : \quad Nu = Cq_i'^{0.6} p'^{0.5} \text{Pr}^{-1/3} \left(\frac{\lambda_w}{\lambda_l} \right)^{0.15} ; \quad (\text{Ec. 6.9})$$

Donde C es un coeficiente que toma distintos valores para diferentes grupos de fluidos. Si se trata de refrigerantes (los freones y el amoníaco) C vale 7.6×10^{-3} , en el caso del agua 4.9×10^{-3} .

Los parámetros q' y p' se definen a partir de:

$$q_i' = \frac{q_i L_c}{h_g \rho_g \mathfrak{D}_l}$$

$$p' = \frac{P_s L_c}{\sigma} \quad (\text{Ec. 6.10})$$

donde \mathfrak{D}_l es la difusibilidad del líquido, P_s es la presión de saturación y λ_w y λ_l son las conductividades de la pared y del líquido respectivamente. La variable L_c se calcula como:

$$L_c = \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)} \right)^{1/2} \quad (\text{Ec. 6.11})$$

Para $\phi > 16000$, la expresión del Nusselt vale:

$$Nu = 0.087 \text{Re}'^{0.6} \text{Pr}^{1/6} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.2} \left(\frac{\lambda_w}{\lambda_l} \right)^{0.09} \quad (\text{Ec. 6.12})$$

donde la expresión de Re' vale :

$$\text{Re}' = \frac{L_c G}{\mu_l} \left[1 + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) \right] \quad (\text{Ec. 6.13})$$

Según la función ϕ se calculará el Nu a partir de las ecuaciones anteriores. Sin embargo, existe una zona algo indeterminada, en la que esta clasificación no acaba de clasificar el tipo de régimen en que se encuentra. Se trata de la zona comprendida entre 1.2×10^4 y



2.0×10^4 . Dentro de esta franja Klimenko aconseja calcular los dos coeficientes según las expresiones independientemente de ϕ y elegir el mayor.

Una vez determinado el número de Un , se obtiene el coeficiente de transmisión local del flujo bifásico:

$$hc_{BF} = \frac{Nu\lambda_l}{D} \quad (\text{Ec. 6.14})$$

Debe calcularse también el coeficiente de convección de la fase de líquida a partir de:

$$hc_l = 0.019 Re_l^{0.8} Pr_l^{0.4} \frac{\lambda_l}{D} \quad (\text{Ec. 6.15})$$

donde el número de Reynolds de la fase líquida es:

$$Re_l = \frac{G(1-x)D}{\mu_l} \quad (\text{Ec. 6.16})$$

Klimenko aconseja calcular un valor medio entre el coeficiente hc_{BF} y hc_l , mediante la siguiente ecuación promedio:

$$hc = \left(hc_{BF}^3 + hc_l^3 \right)^{1/3} \quad (\text{Ec. 6.17})$$

6.2.3. Método de Chen.

El método de Chen, junto al de Klimenko, es uno de los más valorados para determinar el coeficiente local. Determina el coeficiente de transmisión de calor correspondiente al flujo bifásico, a partir de:

$$hc_{BF} = hc_l + hc_{nb} \quad (\text{Ec. 6.18})$$

El coeficiente hc_l se determina a partir del siguiente número de Nusselt:

$$Nu = 0.023 Re_l^{0.8} Pr_l^{0.4} F \quad (\text{Ec. 6.19})$$

F es un factor que depende del parámetro de Martinelli X_u :

$$\text{Si } 1/X_u < 0.10: \quad F = 1$$



$$\text{Si } 1/X_{II} > 0.10: \quad F = 2.35(1/X_{II} + 0.213)^{0.736} \quad (\text{Ec. 6.20})$$

El coeficiente α_{nb} se determina a partir de:

$$hc_{nb} = 0.00122 \frac{\lambda_l^{0.79} C_{p_l}^{0.45} \rho_l^{0.49} \Delta T^{0.24} \Delta P^{0.75} S}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} h_{lg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \quad (\text{Ec. 6.21})$$

donde $\Delta T = T_w - T_s$ siendo T_w la temperatura de pared y T_s la temperatura de saturación, ΔP es la variación de presión de saturación correspondiente a la variación de temperatura anterior, y S es un factor corrector que se obtiene a partir del número de Reynolds siguiente:

$$\text{Re}' = \frac{G(1-x)DF^{1.25} \times 10^{-4}}{\mu_l} \quad (\text{Ec. 6.22})$$

$$\text{Si } \text{Re}' < 32.5 \quad S = \frac{1}{1 + 0.12 \text{Re}'^{1.14}}$$

$$\text{Si } 32.5 < \text{Re}' < 70 \quad S = \frac{1}{1 + 0.42 \text{Re}'^{0.78}}$$

$$\text{Si } \text{Re}' > 70 \quad S = 0.1 \quad (\text{Ec. 6.23})$$

Si se desconoce el valor de ΔT , debe obtenerse por tanteo de la siguiente forma. Se supone un valor de ΔT y se calcula el coeficiente α_{nb} y el coeficiente bifásico α_{BF} . A continuación se comprueba el valor a partir de:

$$\Delta T = \frac{q_i}{hc_{BF}} \quad (\text{Ec. 6.24})$$

Si no hay coincidencia se reinicia el cálculo a partir del valor de ΔT calculado en el párrafo anterior.



6.3. Desarrollo de un modelo actual de coeficiente basado en el mapa de flujo KTF.

Kattan, Thome and Favrat proponen un modelo de coeficiente de convección que se adapte a los diferentes regímenes de flujo para la evaporación en tubos horizontales, ya que advirtieron en los modelos existentes una serie de deficiencias entre las que se destacan:

1. Las variaciones en la predicción del coeficiente de convección con respecto al título a un flujo másico dado generalmente no se adaptan a la realidad del fenómeno.
2. La caída brusca del coeficiente de convección para calidades altas de vapor no se refleja en los modelos existentes.
3. Muchas correlaciones no abarcan todo el campo de título, desde el coeficiente para el flujo monofásico hasta títulos del 100%.
4. Los efectos de la estratificación del flujo sobre el coeficiente de convección se han desarrollado principalmente a partir de análisis estadísticos basados en número de Froude para líquido Fr_l , criterio que ha sido probado y que no es efectivo para la predicción del inicio de la estratificación del flujo.
5. Muchas correlaciones no tienen en cuenta el régimen de flujo neblina ni el dryout parcial, usando erróneamente correlaciones de pared mojada para la evaporación en dichas condiciones.

Obviamente los modelos comentados en el apartado anterior generalmente no tienen en cuenta los regímenes de flujo, y apenas distinguen entre ebullición nucleada y flujo anular. El modelo KTF se inicia asumiendo unas geometrías simplificadas representativas de las tres regímenes más característicos del flujo bifásico, describiendo el flujo anular, el flujo estratificado-ondulado y el flujo estratificado. Estas geometrías se muestran en la siguiente figura:



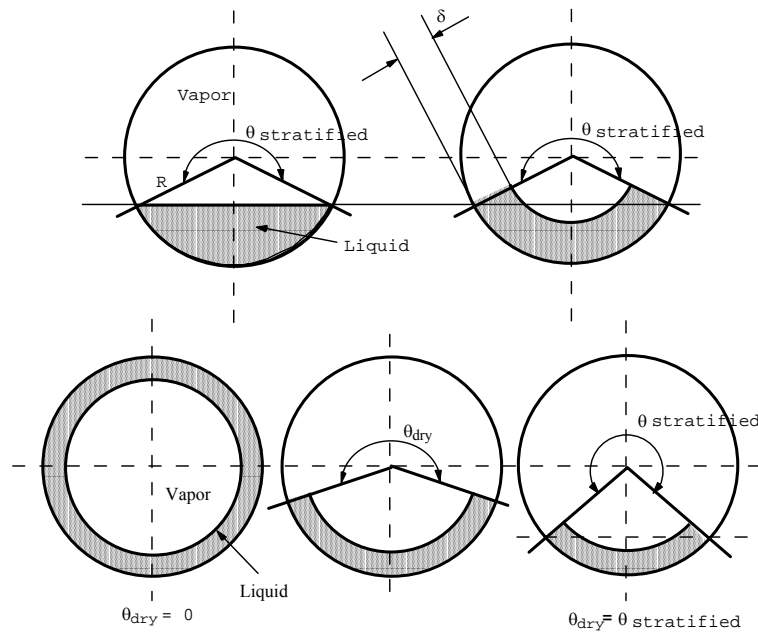


Fig. 6.2. Estructuras de flujo anular,estratificado-ondulado y estratificado (de izquierda a derecha en la inferior), y para flujo estratificado y su película de líquido en la parte superior.

El flujo anular con dryout parcial en la parte superior del tubo se ha considerado como flujo estratificado-ondulado y se adapta en concordancia. Los regímenes de flujo considerados como intermitente, flujo neblina y flujo en burbujas se adaptan a estas geometrías para clasificarlos en las correlaciones.

En la figura 6.1, para el flujo anular en el diagrama de la parte inferior derecha, la variación del grosor de la capa desde la parte superior hasta la parte inferior del tubo es ignorada, ya que se asume un grosor uniforme en el perímetro del tubo. Utilizando la ecuación de la fracción de vapor se determina el área ocupada por la fase vapor, y a partir de eso se determina también el área ocupada por la fase líquida, así que de esta manera se determina el grosor de la película de líquido. Conociendo el flujo total de líquido y el de vapor, el título, el flujo másico y la densidad, se puede determinar la velocidad media de la fase líquida en el grosor de la película. Así, el coeficiente de convección puede ser determinado a partir de la velocidad media del líquido y del grosor de la película.

La geometría para el flujo estratificada se muestra en la geometría de la parte superior izquierda de la figura 6.1 (sin burbujas originadas por la ebullición nucleada), mientras que en su geometría equivalente se asume un anillo anular truncado como aparece en las figuras de la parte superior e inferior izquierda. El ángulo estratificado θ_{strat} se calcula a partir de la



sección ocupada por el líquido (como aparece en el diagrama de la parte superior izquierda), y esto se usa para conocer el perímetro mojado del tubo, donde por simplicidad se asume un grosor de película uniforme.

Para flujo estratificado-ondulado, las ondas de la fase líquida son de pequeña amplitud y no llegan a alcanzar la parte superior del tubo. De esta manera el perímetro de la parte superior del tubo está continuamente seco, similar al flujo estratificado. Para simplificar la geometría, se asume de nuevo que el líquido se distribuye uniformemente en anillo anular truncado como aparece en el diagrama de en medio de la parte inferior de la figura 6.1. El ángulo de la parte seca θ_{dry} varía entre el valor máximo de θ_{strat} en el límite del flujo estratificado y el valor mínimo de cero en el umbral del flujo anular donde la pared está siempre totalmente mojada.

Así, estas tres sencillas geometrías exponen una transición suave entre un régimen de flujo y otro y además permiten modelos de coeficientes basados en las velocidades medias de las fases líquida y vapor. El coeficiente de convección para el fenómeno de la evaporación se aplica a perímetros mojados mientras que un coeficiente exclusivo para la fase vapor se calcula para un perímetro seco. Así, las geometrías descritas se adaptan a los principales regímenes. El flujo anular con dryout parcial en la parte superior del perímetro del tubo se ajusta como flujo estratificado-ondulado debido a su similitud con esta estructura simplificada.

Estas geometrías de flujo simplificadas fueron descritas de forma que se pudiese elaborar una transición continua entre un régimen y otro y así evitar introducir un cambio brusco de coeficiente de convección al pasar por una frontera entre regímenes. Por lo tanto el modelo KTF tiene una expresión general para calcular el coeficiente de convección hc_{ip} para un evaporador horizontal con radio interno R que es:

$$hc_{ip} = \frac{R\theta_{dry}hc_v + R(2\pi - \theta_{dry})hc_{wet}}{2\pi R} \quad (\text{Ec. 6.25})$$

El coeficiente de convección hc_{wet} va referido al perímetro de tubo mojado $R(2\pi - \theta_{dry})$ y se obtiene mediante la combinación del coeficiente de convección referido a la ebullición en burbujas hc_{nb} , y el coeficiente de convección referido al flujo anular hc_{cb} :



$$hc_{wet} = (hc_{nb}^3 + hc_{cb}^3)^{1/3} \quad (\text{Ec. 6.26})$$

donde hc_{nb} se determina mediante la correlación de Cooper (1984):

$$hc_{nb} = 55 P_r^{0.12} (-\log_{10} P_r)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67} \quad (\text{Ec. 6.28})$$

mientras que hc_{cb} depende del grosor de la capa de líquido en el régimen de flujo anular:

$$hc_{cb} = 0.0133 \left(\frac{4G(1-x)\delta}{(1-\varepsilon)\mu_l} \right)^{0.69} \text{Pr}_l^{0.4} \frac{\lambda_l}{\delta} \quad (\text{Ec. 6.27})$$

Esta ecuación incluye en ella el número de Reynolds para líquido, basado en la velocidad media del líquido en la película anular, el cual es función del título de vapor, del grosor de la película y de la fracción volumétrica:

$$\text{Re}_l = \frac{4G(1-x)\delta}{(1-\varepsilon)\mu_l} \quad (\text{Ec. 6.29})$$

El otro coeficiente que aparece en la expresión general es el coeficiente de calor referido a la fase vapor, hc_v , que tiene en cuenta la influencia del vapor sobre el perímetro seco de la pared del tubo $R\theta_{dry}$:

$$hc_v = 0.023 \left(\frac{GxD}{\varepsilon\mu_v} \right)^{0.8} \left(\frac{Cp_v\mu_v}{\lambda_v} \right)^{0.4} \frac{\lambda_v}{D} \quad (\text{Ec. 6.30})$$



Conocidas las correlaciones de los coeficientes que aparecen en la expresión general, queda ahora definir las geometrías establecidas anteriormente:

Para el régimen de flujo estratificado mostrado en la parte superior izquierda en la figura 6.1, el ángulo estratificado θ_{strat} depende de la fracción volumétrica y del nivel de la fracción de líquido en la sección del tubo. Se obtiene a partir de la siguiente ecuación:

$$A_l = 0.5R^2 \left[(2\pi - \theta_{strat}) - \sin(2\pi - \theta_{strat}) \right] \quad (\text{Ec. 6.31})$$

Aunque para evitar la iteración se puede emplear la expresión 5.28.

El ángulo θ_{dry} es el ángulo radial de pared del tubo que se supone constantemente seca para los regímenes de flujo estratificado y los de flujo anular con dryout parcial. Para el régimen de flujo anular y los regímenes intermitentes θ_{dry} es igual a cero, siendo hc_{ip} igual a hc_{wet} . El ángulo θ_{dry} varía desde cero para flujo anular en su flujo G_{wavy} hasta su valor máximo igual a θ_{strat} para flujo estratificado en flujo G_{strat} . Así θ_{dry} es función del título y del flujo másico. Una correlación lineal basta para determinar la variación de θ_{dry} :

$$\theta_{dry} = \theta_{strat} \left(\frac{G_{wavy} - G}{G_{wavy} - G_{strat}} \right) \quad (\text{Ec. 6.32})$$

Como se puede ver en la figura 8.1 para elevados valores de título, la curva de transición G_{wavy} no aparece después de intersectar con la curva G_{mist} . Por lo tanto para esa zona del mapa de flujo la expresión anterior no es válida, por lo que se establece otra solución. Se determina el valor de título donde intersecan las fronteras anteriores x_{max} . Para valores superiores a este título se asume que el ángulo θ_{dry} es una función lineal del título que va desde θ_{strat} hasta el ángulo ocupado por la fase vapor al final, 2π :

$$\theta_{dry} = (2\pi - \theta_{strat}) \frac{(x - x_{max})}{(1 - x_{max})} + \theta_{strat} \quad (\text{Ec. 6.33})$$



El grosor de la película de líquido para el flujo anular se determina conocida la sección ocupada por la fase líquido y la fase vapor:

$$\delta = \frac{D}{2} - \frac{1}{2} \left[D^2 - \left(\frac{8A_l}{2\pi - \theta_{dry}} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{Ec. 6.34})$$

El uso de este modelo para la obtención del coeficiente de convección implica el uso anterior del modelo KTF para el dibujo del mapa de flujo, en el cual, primero se clasifica el fluido en su determinado régimen, se obtienen los parámetros geométricos necesarios y por último se determina el coeficiente de convección correspondiente.



7. Aplicación a la simulación

Una vez que ya han sido expuestos el problema a resolver y los métodos que se van a emplear para llegar a una solución, es el momento de concretar cómo se van a aplicar estas metodologías dentro del algoritmo. El algoritmo ha sido planteado para diseñar un evaporador de doble tubo circular con aletas longitudinales equicorriente. Por la parte exterior circulan los gases de escape de un motor de gasoil, mientras que por la parte interior circula agua que puede provenir de la red de abastecimiento. Conocidos los datos de entrada de los fluidos y la geometría del evaporador, es necesario tomar una serie de decisiones que atañen a cada uno de los pasos del algoritmo desde la codificación a la finalización del mismo.

Primero de todo se realiza la discretización del tubo, esto es, se reparte el tubo en un número definido de volúmenes de control, igual al número de nodos que se introduce como valor de entrada. También se inicializan los vectores que guardarán las variables correctas de entrada y salida de cada nodo. En principio la geometría está definida dentro del algoritmo, pero se puede redefinir entrando en el programa.

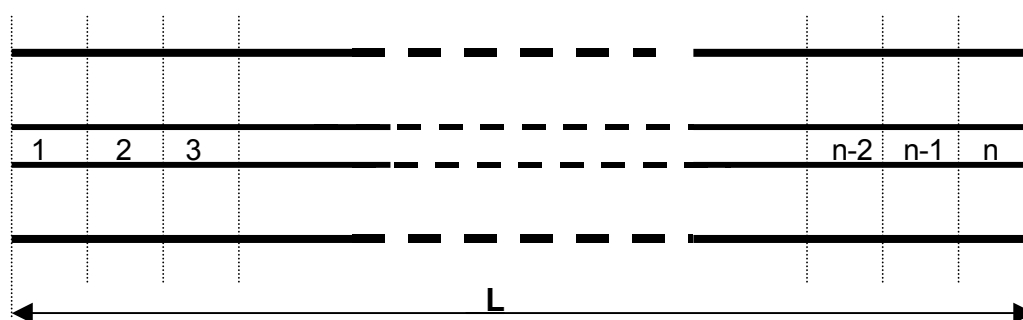


Fig. 7.1. Discretización del tubo

Introducidos los datos, el programa realiza el cálculo de las variables principales: las secciones de los tubos, los caudales, y los flujos másicos, así como los números de Reynolds y de Prandtl, y los presenta por pantalla para confirmar que los números introducidos son correctos.



7.1. Análisis de los volúmenes control

Tras la confirmación de los datos, el programa inicia el proceso de avance secuencial. Separa el primer volumen de control, del cual conoce las variables de entrada, tanto de los gases de escape como del agua, y a través de los métodos iterativos empleados en los intercambiadores de calor, se obtienen las variables de salida.

Los nodos siempre serán tratados de dos formas diferentes, dependiendo de si el flujo es monofásico o bifásico. El primer volumen de control siempre será tratado como flujo monofásico, ya que el programa no permite la entrada de datos en estado líquido-vapor. Las variables que participan en el estudio de un nodo monofásico aparecen en el siguiente dibujo:

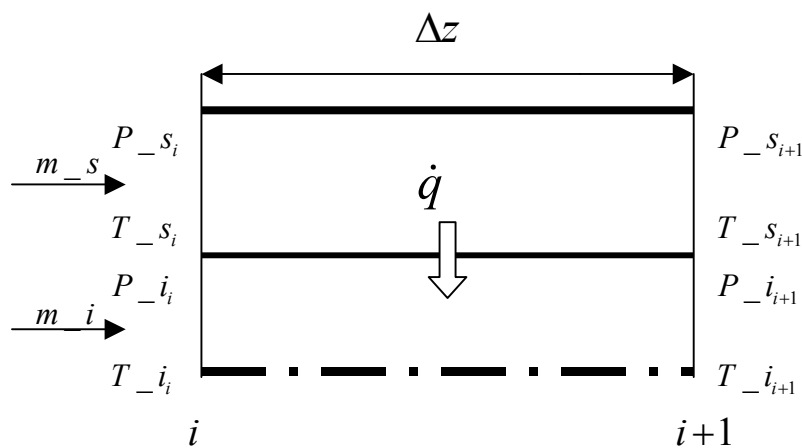


Fig. 7.2. Análisis de un nodo de flujo monofásico

En el primer volumen de control, el programa toma como variables conocidas las variables de entrada. Como las tablas de datos se han inicializado, toma como valor de referencia, el segundo valor del vector para iniciar la iteración. El proceso que se sigue en cada iteración es el siguiente:

- Cálculo de las propiedades medias de los gases y del agua.
- Cálculo de los coeficientes de convección para los gases y para el agua.
- Método PRN
- Asignación de resultados.
- Comprobar las condiciones de iteración.



El programa itera hasta que converge a un resultado óptimo. Dicho resultado se copia en la tabla como resultado correcto, y el programa avanza al siguiente nodo, tomando como valores de entrada los valores de salida obtenidos del volumen de control anterior.

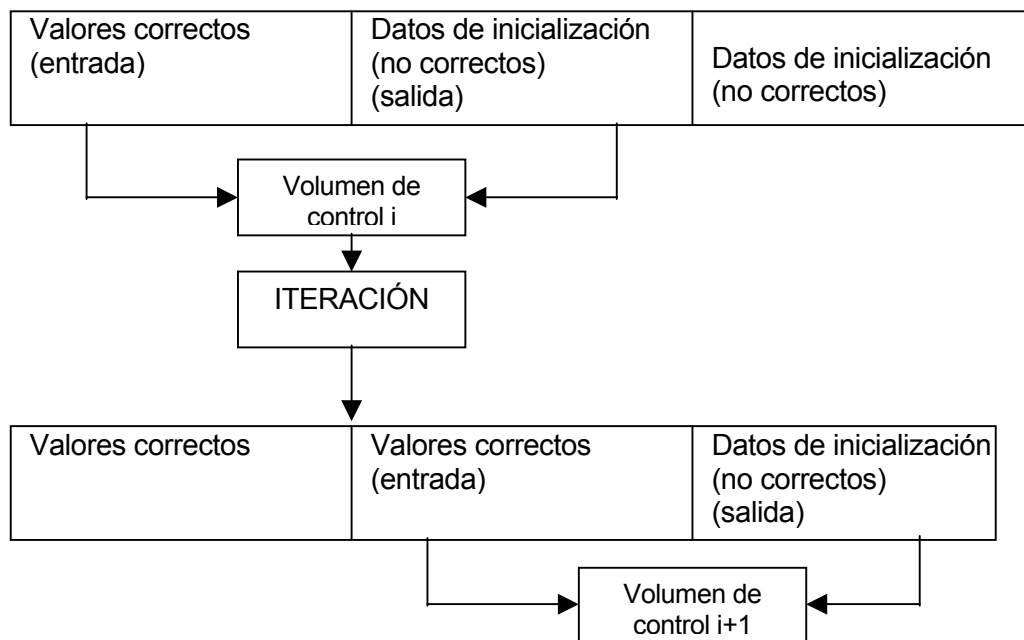


Fig. 7.3. Proceso de avance secuencial

El programa va avanzando y analizando los volúmenes de control de forma monofásica hasta que el flujo empieza a evaporar. Las condiciones Entonces el flujo pasa a ser bifásico y el análisis varía de la siguiente forma:



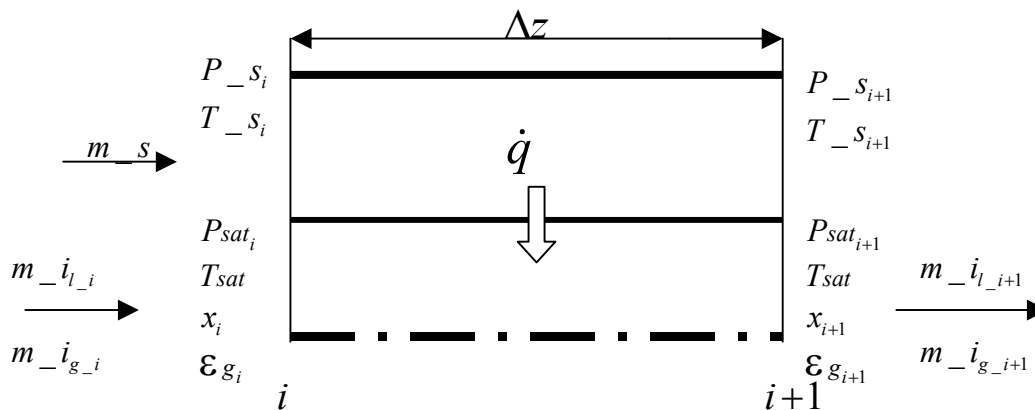


Fig. 7.4. Análisis de un nodo de flujo bifásico

Ahora el calor aportado por los gases es calor latente, está evaporando una cierta cantidad de líquido y transformándola en vapor. Esta transformación depende de la entalpía de vaporización, que depende a su vez de la presión y de la temperatura de saturación de líquido. El proceso a seguir es similar al del nodo de flujo monofásico, aunque ya se ha visto en los capítulos anteriores las dificultades que conlleva trabajar con flujo bifásico, sobre todo en el punto de cálculo de coeficientes de convección.

El programa sigue analizando los volúmenes de control uno a uno, hasta converger a los resultados correctos. En este caso, a medida que avanza el algoritmo, la fracción volumétrica y el título van aumentando. A partir de aquí, puede pasar que el flujo llegue a 100% vapor. La parte líquida ha evaporado completamente y el flujo vuelve otra vez a encontrarse en un estado monofásico, aunque esta vez el estado es vapor.

En este punto, el programa vuelve otra vez al caso de nodo monofásico. Obtiene el siguiente nodo y adapta el proceso para un intercambiador normal entre gases de escape y gas.



7.2. Condiciones de frontera

El programa debe conocer el momento en el cual debe aplicar los sistemas iterativos para nodo monofásico o nodo bifásico. Para ello se deben definir dentro del algoritmo las fronteras que limitan las regiones del apartado 3.2.

La primera frontera que puede aparecer en la simulación es la transición de estado líquido a estado bifásico (que es estado de saturación). El agua, a medida que avanza por el tubo, aumenta su temperatura, y disminuye su presión. A la salida de un volumen de control el algoritmo copia los resultados en una tabla de datos. Una vez copiados, calcula la temperatura de saturación a la presión dada. Si la temperatura de salida del volumen de control supera a la temperatura de saturación a la presión dada, el fluido está saturado.

El algoritmo retiene la temperatura de saturación y la mantiene durante todo el flujo bifásico. En principio la temperatura de saturación va a ir disminuyendo debido a la caída de presión, y a la salida de cada nodo se debería calcular la temperatura de saturación a la presión dada, pero esta disminución es despreciable. Sin embargo, la caída de presión se sigue calculando a una temperatura fija, ya que su consideración si que es importante.

De todas maneras, debido a temperaturas muy bajas de los gases o del agua, o a otro uso del programa, existe la posibilidad de que el fluido no llegue a estado de saturación. En este caso, el algoritmo funciona perfectamente como simulador de un intercambiador normal, y acaba el proceso secuencial cuando acaba el tubo.

7.2.1. Fronteras entre regímenes de flujo

Si el flujo llega a estado de saturación el programa dispone su análisis para volumen de control bifásico. Cuando el programa entra en esta fase, el avance secuencial progresa a través de las variables de fracción volumétrica y de título. Primeramente calcula el mapa de flujo por el método KTF, que tiene por defecto, esto es las fronteras vistas en el apartado 5.5.2.

Conocido el flujo másico y el título del fluido, se puede clasificar dentro de un régimen de flujo en el mapa KTF. Conocido el régimen de flujo, se puede calcular el coeficiente de convección correspondiente, gracias al método visto en el apartado 6.3.

Por lo tanto, dentro de cada volumen de control se clasifica el fluido dentro del mapa de flujo y se le asigna el régimen de flujo con su coeficiente de convección.



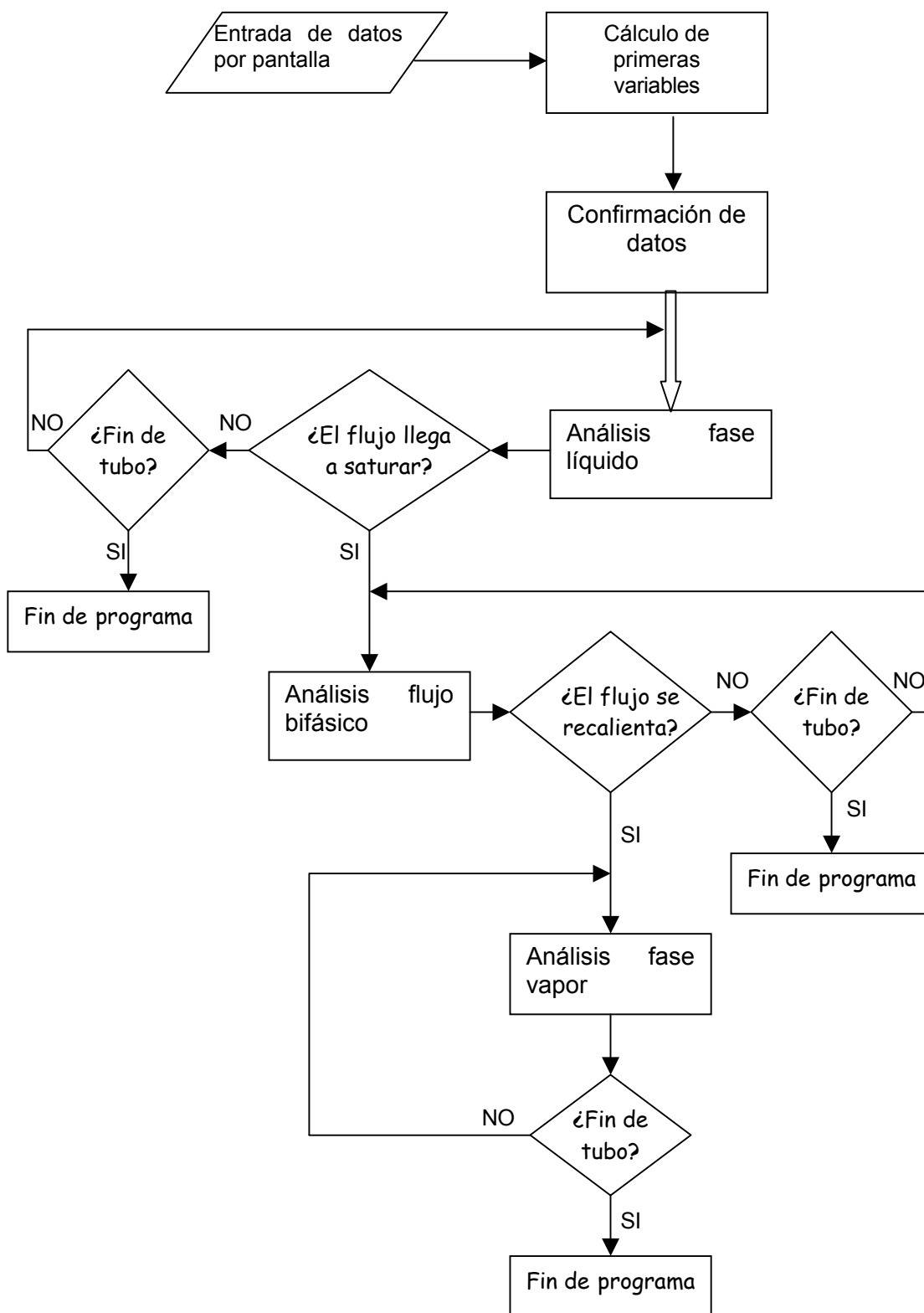
7.2.2. Última frontera

Si el flujo recibe suficiente potencia calorífica llegará a estado 100% gas. En el caso del agua, se necesita de una cantidad considerable de agua, ya que su entalpía de vaporización es bastante elevada [3]. El programa determina que el flujo es todo vapor evaluando la variable título. Cuando su valor llega a la unidad, el programa vuelve a disponer su análisis para volumen de control monofásico, pero sabiendo esta vez que tiene que tratar vapor, y adapta su formulación para ello.

Cuando el vapor es recalentado, el avance secuencial avanza aumenta la temperatura del vapor, hasta que se finaliza el tubo, dando por concluida la simulación.



7.2.3. Diagrama del programa evapora



7.2.4. Pérdidas de presión

A continuación se presentan la formulación empleada para el cálculo de la caída de presión para el interior y exterior del tubo, y para los tipos de flujo con los que se trabaja

- **Factor de fricción para flujo en una sola fase**

La pérdida de presión para la zona exterior donde circulan los gases y para la zona interior cuando circula un fluido monofásico (líquido o gas) se determina a partir de la fórmula de Filonenko para hallar Cf , que aparece en el apartado 6.1, y de los parámetros que aparecen en la tabla 6.1.

La fórmula para determinar la caída de presión es:

$$\Delta p = 2Cf\phi^p \frac{L}{D} \frac{G^2}{\rho} \quad (\text{Ec. 7.1})$$

- **Factor de fricción para flujo bifásico**

Correlación para el cálculo del esfuerzo cortante en la pared y por consiguiente encontrar la pérdida de carga en un fluido en dos fases obtenida por Friedel.

La correlación es la siguiente:

$$\phi_{lg} = \frac{\tau_w}{(\tau_w)_l} = E + \frac{3.23KH}{Fr_H^{0.045} We_H^{0.035}} \quad (\text{Ec. 7.2})$$

donde,

$$E = (1-x_g)^2 + x_g^2 \frac{\rho_l Cf_g}{\rho_g Cf_l}; \quad K = x_g^{0.78} (1-x_g)^{0.224};$$

$$H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.91} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0.91} \left(1 - \frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0.7} \quad (\text{Ec. 7.3})$$

Los números de Froude y Weber están modificados por ρ_H :

$$Fr_H = \frac{G^2}{\rho_H^2 g D}; \quad We_H = \frac{G^2 D}{\rho_H \sigma} \quad (\text{Ec. 7.4})$$



donde ρ_H se determina de la siguiente forma:

$$\rho_H = \frac{\rho_l \rho_g}{(\rho_l x_g + (1 - x_g) \rho_g)} \quad (\text{Ec. 7.5})$$



8. Presupuesto

A continuación se llevará a cabo un análisis económico, planteando el proyecto como una inversión, que requiere de un gasto inicial para su implementación, y que se verá compensado y superado con el tiempo por el ahorro que supondría la aplicación del proyecto para la empresa que se beneficiase del uso del programa evapora.

8.1. Presupuesto inicial

Los gastos iniciales que se estiman en todas las fases de desarrollo del proyecto están reflejadas en la siguiente tabla:

Concepto	Horas	Coste (€/h)	Precio total (€)
1. Definición del problema			
1.1 Búsqueda de información	200	30	6000
1.2 Definición de las especificaciones	50	30	1500
2. Diseño			
2.1 Diseño de los parámetros	100	30	3000
2.2 Diseño de la interface e implementación	80	30	2400
2.3 Depuración y Pruebas	140	30	4200
3. Interpretación v Datos	150	30	4500
4. Estudio de la actividad industrial	150	30	4500
5. Actividades administrativas auxiliares			600
6. Derechos Uso de instalación			
		TOTAL	24100

Tabla 8.1. Presupuesto inicial



8.2. Ahorro

Para cuantificar el ahorro que se produciría con la implementación y la aplicación del programa desarrollado, se lleva a cabo una comparación de resultados entre la solución que aporta realizar el diseño del evaporador calculando el coeficiente de convección mediante un método de coeficiente promedio (sin mapas de flujo) y la solución mediante la metodología propuesta.

Método	Coeficiente promedio	Mapas de flujo
Temperatura de salida del agua [°C]	102.46	102.47
Longitud del tubo. [m]	3.76	3.36

Tabla 8.2. Comparación de métodos

Suponiendo que el objetivo del evaporador consista únicamente en que el agua salga en estado vapor, el programa calcula la longitud del doble tubo.

En este caso el programa evapora supone un ahorro de 0.4 metros en la construcción del evaporador. Suponiendo que el coste de material es de 40 €/m y que la empresa que utiliza el programa factura 1000 tuberías/año, el ahorro anual que supondría la contratación del programa ascendería a 16000 €/año.

También se debe tener en cuenta, aunque no se pueda cuantificar económicamente, que se consigue un mejor control del fluido a evaporar, y por lo tanto un mayor conocimiento del estado de dicho fluido, por lo que se mejora considerablemente la calidad de todo el proceso global.

8.3. Cálculo de la inversión

Con este valor del ahorro se realiza el cálculo de la inversión con un horizonte de 4 años (Tabla 8.3):



	Año 0	Año 1	Año 2	Año 3	Año 4
Inversión (€)	-24100				
Reducción de costes (€)		16000	16000	16000	16000
Flujo de Caja Qt (€)	-24100	16000	16000	16000	16000
Flujo de Caja acumulado(€)	-24100	-8100	7900	23900	39900

Tabla 8.3. Cálculo de la inversión

Según estos valores, se pueden extraer los valores del VAN (Valor Actualizado Neto), el TIR (Tasa de Rentabilidad Interna) y el Periodo de Retorno (Pay-Back).

$$VAN = \sum_{t=0}^n \frac{Q_t}{(1+k)^t} = 28894€$$

$$VAN = \sum_{t=0}^n \frac{Q_t}{(1+r)^t} = 0 \Rightarrow TIR = r = 55\%$$

$$\sum_{t=0}^T Q_t = 0 \Rightarrow PR = T = 1.5 \text{ años}$$

donde:

Q_t = Flujo de Caja del período t.

n = Horizonte económico del proyecto.

k = Coste del capital = 8%.



9. Resultados

En este apartado se presentan algunos gráficos y resultados que sirven para interpretar y comparar los diferentes métodos propuestos a lo largo del trabajo.

9.1. Mapas de régimen de flujo

La figura 9.1 presenta un mapa de flujo realizado con las ecuaciones del método KTF para el caso del agua. El mapa de flujo se puede comparar con la figura 9.3, que es un mapa realizado por los autores del método.

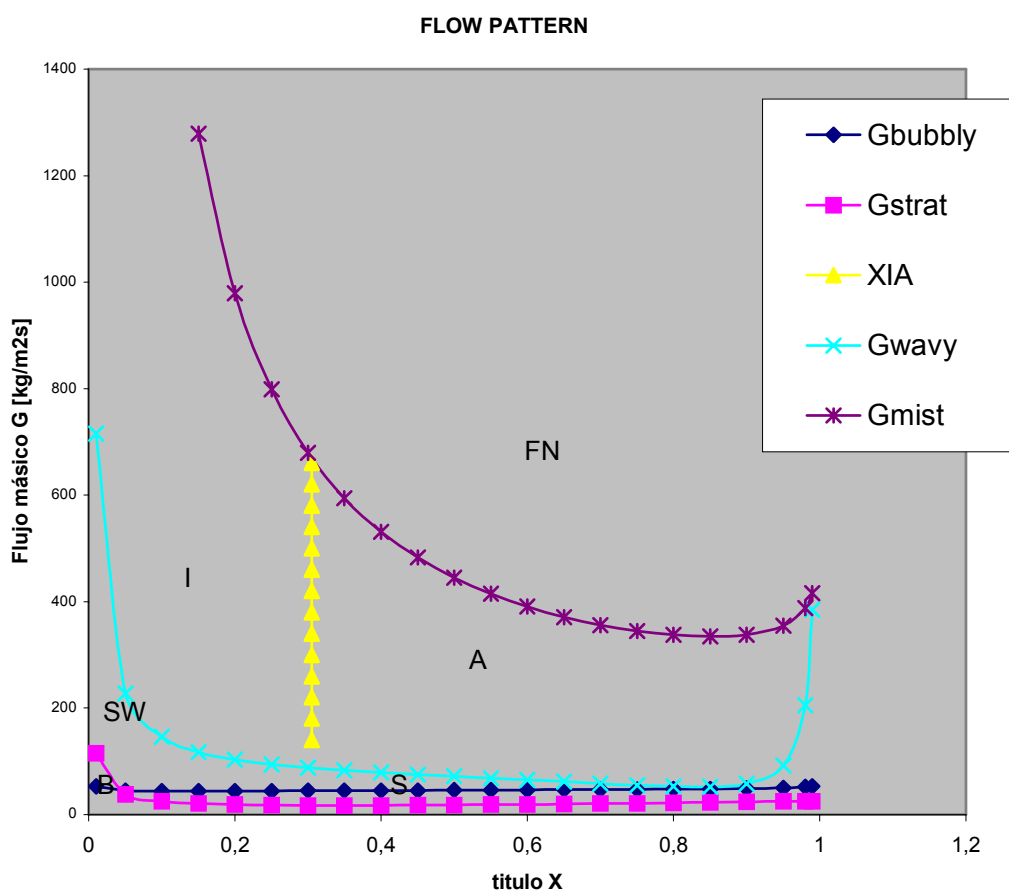


Fig. 9.1. Mapa de flujo bifásico ilustrando las curvas de transición (FN= Flujo Neblina, I=Intermitente, A= Anular, SW =estratificado-ondulado, S=estratificado, B=burbujas)



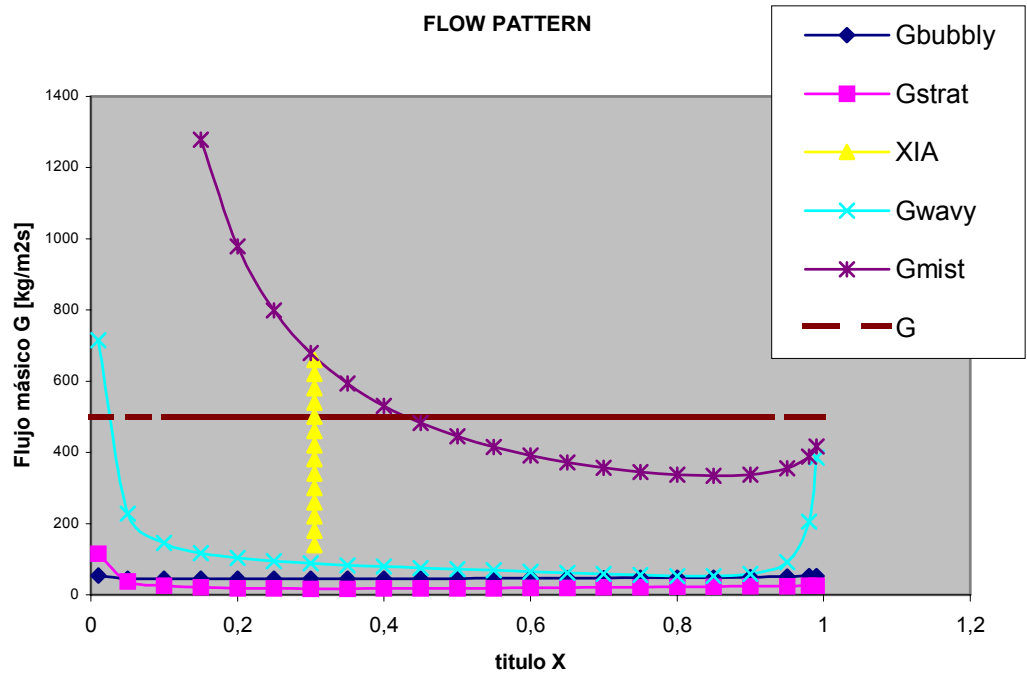


Fig. 9.2. Transición por los diferentes regímenes de flujo para un flujo másico $G=500 \text{ kg/m}^2\text{s}$

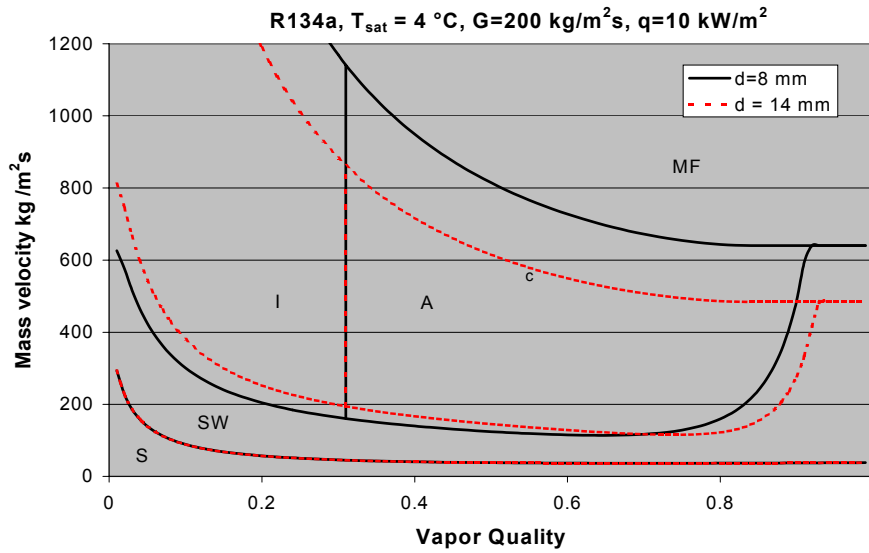


Fig. 7.3. Mapa de flujo según método KTF para R134a, por sus autores [7].



9.2. Coeficientes de convección

Se enseña un gráfico de un ejemplo de evolución del coeficiente de convección según el método KTF efectuado en el presente trabajo y otro gráfico según los propios autores. En ambos se ve la caída del coeficiente de convección cuando entra en régimen de flujo neblina.

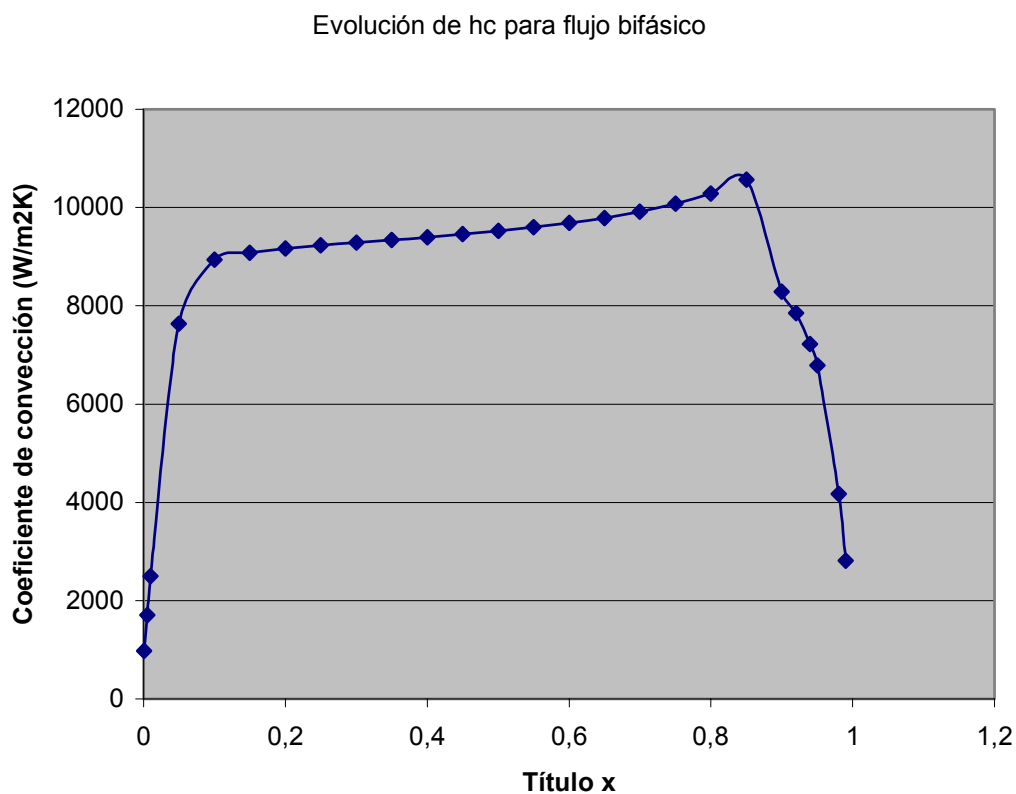


Fig. 9.4. Evolución del coef. de convección para una entrada de agua a $T_1 = 50^\circ\text{C}$ y una velocidad $u_1 = 1.5 \text{ m/s}$.



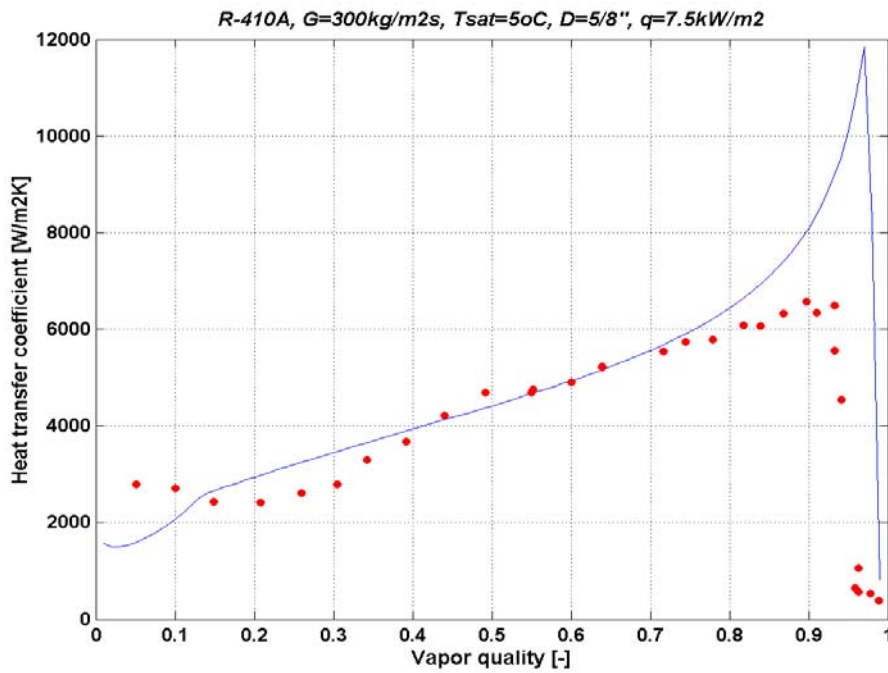


Fig. 9.5. Evolución del coef. de convección para R-410 según método KTF para R134a, por sus autores [7].

9.3. Temperaturas

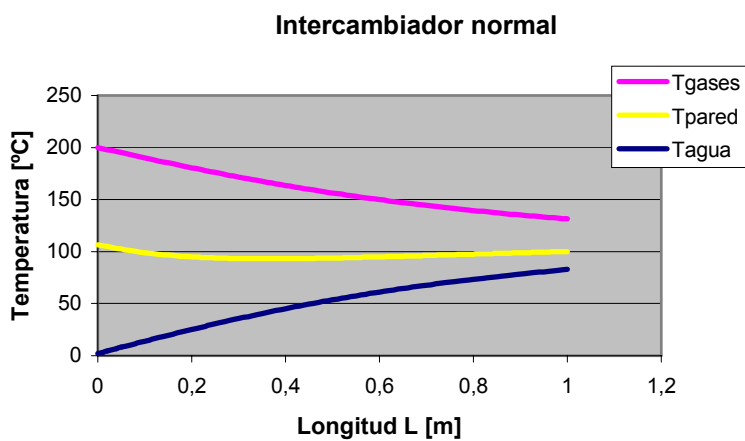


Fig. 9.6. Evolución de las temperaturas para uso del programa evapora como intercambiador sin cambio de fase



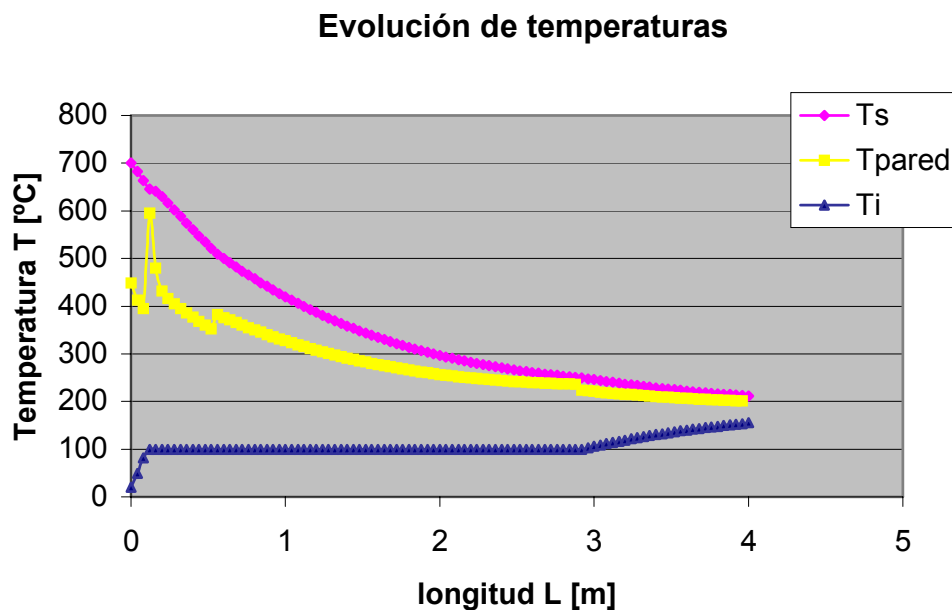


Fig. 9.7. Evolución de las temperaturas para uso del programa como evaporador

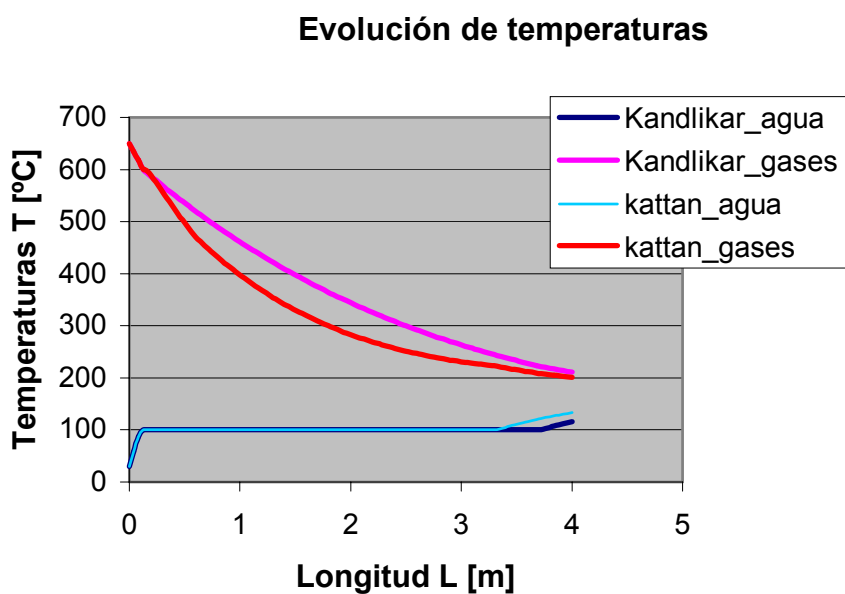


Fig. 9.8. Comparación de las temperaturas de los gases y del agua utilizando diferentes métodos para el cálculo de los coeficientes de convección.



9.4. Resultados del programa evapora

Resultados obtenidos de las siguientes variables de entrada: $T_{i_1} := 25^\circ\text{C}$; $P_{i_1} = 101,3 \text{ kPa}$, $u_{i_1} = 1 \text{ m/s}$; $T_{s_1} = 850^\circ\text{C}$, $P_{s_1} = 101,3$ y $u_{s_1} = 50 \text{ m/s}$.

Longitud L [m]	Variables de salida	Número de nodos		
		n=50	n=100	n=180
L=2	T_i [$^\circ\text{C}$]	99.85	99.97	99.97
	T_s [$^\circ\text{C}$]	252.2	236.4	228.9
	T_{wall} [$^\circ\text{C}$]	190.4	188.41	186.39
	ϵ	0.958	0.963	0.964
	x	0.637	0.679	0.688
L=4	T_i [$^\circ\text{C}$]	99.95	99.97	99.97
	T_s [$^\circ\text{C}$]	135.2	130.3	128.2
	T_{wall} [$^\circ\text{C}$]	123.46	121.46	120.33
	ϵ	0.974	0.977	0.977
	x	0.775	0.805	0.807

Fig. 9.9. Comparación de soluciones según el número de nodos empleados y según la longitud del tubo.



Resultados obtenidos de las siguientes variables de entrada: $T_{i_1} := 30^\circ\text{C}$; $P_{i_1} = 101,3 \text{ kPa}$, $u_{i_1} = 0.5 \text{ m/s}$; $T_{s_1} = 650^\circ\text{C}$, $P_{s_1} = 101,3$ y $u_{s_1} = 50 \text{ m/s}$, con $n=100$.

Longitud L [m]	Variables salida	Métodos para determinar h_{c_i}	
		Kandlikar	Kattan
L=2	T_i [$^\circ\text{C}$]	99.99	99.99
	T_s [$^\circ\text{C}$]	344.2	283.1
	T_{wall} [$^\circ\text{C}$]	291.61	242.0
	ϵ	0.962	0.979
	x	0.637	0.824
L=4	T_i [$^\circ\text{C}$]	115.80	133.03
	T_s [$^\circ\text{C}$]	211.3	200.7
	T_{wall} [$^\circ\text{C}$]	194.67	188.90
	ϵ	1.0	1.0
	x	1.0	1.0

Fig. 9.10. Comparación de soluciones según el método empleado para el cálculo de los coeficientes de convección



Conclusiones

Desde los orígenes de su estudio, el flujo bifásico ha creado muchos problemas a las personas que han atrevido adentrarse en dicho campo. Los estudios, apuntes y bibliografía siendo mayoritariamente escasos y confusos, no han acabado de enseñar una metodología que pueda aplicarse en casos generales.

El estudio del flujo bifásico se aplica básicamente a la industria, y muchos autores se centran en los refrigerantes que es el principal objetivo del desarrollo del estudio de los regímenes de flujo. Desafortunadamente, encontrar ecuaciones que describan las propiedades de los actuales refrigerantes no ha sido viable, posiblemente porque la industria de la refrigeración monopoliza el campo y no lo cede para uso público.

Aún así ha habido profesores que vía e-mail han accedido a presentar su últimos estudios, como el profesor J. R. Thome, y el proyecto se ha desarrollado con una muy actual metodología, pudiendo simular un evaporador de doble-tubo con agua, y obteniendo unos buenos resultados.

Las futuras líneas de trabajo recomendadas siguen dos caminos:

- Uno encaminado a resolver el mismo problema pero con algún tipo de refrigerante empleado por los autores para confirmar totalmente que los resultados del programa son correctos
- Un segundo camino enfocado en la aplicación y simulación física del programa, para comprobar si el programa se adapta a la realidad o si por el contrario en el verdadero proceso hay otros factores que varían los resultados teóricos



Bibliografía

Referencias bibliográficas

- [1] COLLIER, J.G. *Convective Boiling and Condensation*. 2nd Edition, 1976, Chapter 2.
- [2] LOCKHART, R.W. and MARTINELLI, R.C. *Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two-component Flow in Pipes*, Chemical Engineering Progress, vol.45, no. 1, pp 39-48.
- [3] ASHRAE HANDBOOK 1993 *Fundamentals*, SI Edition, ASHRAE Inc.
- [4] WALLIS, G.B. *One Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill, New York. 1969
- [5] HEWITT, G.F. and BUTTERWORTH D. *Two Phase Flow and Heat Transfer* Oxford University Press, 1977.
- [6] TAITEL, Y. *Flow Pattern Transition in Two Phase Flow*, Keynote lecture, 9th International Heat Transfer Conference, Jerusalem, Israel, 19-24 Aug. 1, 237-254, (1990).
- [7] THOME J.R. *Update on the Catan-Thome-Favrat Flow Boiling Model and Flow Pattern Map*. 5th International Boiling Conference, Montego Bay, Jamaica, May 2003.
- [8] MIRANDA, A.L. *Evaporadores*. Ediciones Ceac, S.A. 2000.

Bibliografía complementària

KAYS, W.M. and LONDON A.L. *Compact Heat Exchangers*. New York, McGraw-Hill Company, cop.1984

HOLMAN, J.P. *Transferencia de Calor*. McGraw-Hill Company, 1998 pp.407

TAITEL Y. And DUCKLER A.E. *A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and New Horizontal Gas Liquid Flow*. AIChE J. Vol 22, pp 47-55.

GINOUX J.J. *Two-Phase Flows and Heat Transfer with Application to Nuclear Reactor. Design Problems*. McGraw-Hill Company. 1978.



PATANKAR, S.V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation, Washington.1980.

ROHSENOW W.M., HARTNETT J.P., CHO Y.I. *Handbook of Heat Transfer* 3rd Edition, McGraw-Hill Handbook. Capítulos 11, 12 y 15.

WULFF W. *Integral Methods for Two-Phase Flow in Hydraulic Systems*. Advances in Heat Transfer vol. 31 1998.

